



HAL
open science

Caractérisation de systèmes binaires par imagerie haute dynamique non redondante fibrée

Elsa Huby

► **To cite this version:**

Elsa Huby. Caractérisation de systèmes binaires par imagerie haute dynamique non redondante fibrée. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Observatoire de Paris, 2013. Français. NNT: . tel-00951542

HAL Id: tel-00951542

<https://theses.hal.science/tel-00951542>

Submitted on 24 Feb 2014

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.

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France
Observatoire de Paris

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS

Spécialité : Astronomie et Astrophysique

par

Elsa HUBY

Caractérisation de systèmes binaires par imagerie haute dynamique non redondante fibrée

Soutenue le 3 décembre 2013 devant le jury composé de :

M. Didier PELAT	Président du jury
M. David MOUILLET	Rapporteur
M. Gregor RAUW	Rapporteur
M. Florentin MILLOUR	Examinateur
Mme Karine PERRAUT	Examinatrice
M. Éric THIÉBAUT	Examinateur
M. Guy PERRIN	Directeur de thèse
M. Sylvestre LACOUR	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens ici à remercier tous ceux qui m'ont soutenue et aidée, de près ou de loin, à mener cette thèse à bien. Je tâcherai de n'oublier personne, en espérant que ceux qui viendront y chercher leur nom l'y trouveront !

En premier lieu, un immense merci à mes directeurs de thèse, Guy PERRIN et Sylvestre LACOUR, pour m'avoir confié leur projet FIRST durant ces trois années, pour m'avoir permis de vivre une expérience riche à tous points de vue. Merci à Guy pour sa disponibilité malgré les charges qui lui incombent depuis deux ans et pour la confiance qu'il m'a accordée, dès le début de l'aventure FIRST, à commencer par cette première mission à l'observatoire Lick où tout se déroula contrairement aux plans... Merci à Sylvestre pour son enthousiasme et son optimisme à toutes épreuves, et pour sa vision instinctive des notions physiques et mathématiques, qui m'a souvent aidée à mieux appréhender les divers problèmes auxquels j'ai été confrontée.

Merci aux membres du jury d'avoir accepté de lire et juger mon manuscrit. Merci au président du jury, Didier PELAT, d'une rigueur mathématique sans pareille. Un grand merci à David MOUILLET et Gregor RAUW d'avoir accepté le rôle de rapporteur, et d'avoir tenu les délais, malgré le temps réduit que je leur ai laissé pour cela... Merci aux examinateurs et examinatrice : Karine PERRAUT, Éric THIÉBAUT et Florentin MILLOUR qui a accepté de veiller tard la nuit depuis le Nouveau Mexique pour participer à ma soutenance !

Comme tout projet est aussi une aventure humaine, merci à toute l'équipe FIRST qui fait vivre ce projet : Guy et Sylvestre naturellement, mais aussi, Franck MARCHIS pour sa volonté à faire avancer les choses, sa (quasi) constante bonne humeur et les fous rires les nuits d'observation au Lick, Gaspard DUCHÊNE pour m'avoir initiée aux systèmes binaires, pour son efficacité et ses conseils toujours très avisés, Takayuki KOTANI, pour son aide précieuse lors des observations et nos quelques échanges sur la science fiction, Élodie CHOQUET pour m'avoir accompagnée à deux reprises lors de missions à l'observatoire Lick, toujours motivée et partante, quelle que soit la charge de travail, Olivier LAI pour les discussions intéressantes lors d'observations au Lick, et Julien WOILLEZ, que je n'ai malheureusement eu l'occasion de côtoyer que lors d'une courte rencontre à SPIE... Je remercie également chaleureusement toute l'équipe de l'observatoire Lick, qui s'est réellement donné beaucoup de mal pour que les missions FIRST se déroulent au mieux : Elinor GATES en particulier, mais également toute l'équipe technique du jour et de la nuit, Bob, Kostas, Keith, Erik, Donnie, Wayne, Paul et Pavl. Je tiens également à remercier vivement Michael HELMBRECHT, directeur et fondateur d'*Iris AO* pour sa sympathie, sa générosité et l'intérêt qu'il porte au projet. Enfin, FIRST ne ressemblerait pas à ce qu'il est aujourd'hui sans le travail considérable du bureau d'étude et de l'atelier mécanique du LESIA et du pôle instrumental du GEPI. En particulier, merci à Frédéric CHAPRON et Norbert BEDEL, Vartan ARSLANYAN et Claude COLLIN bien sûr, pour leur gentillesse et leur efficacité à répondre à mes nombreuses requêtes mécaniques !

L'arrivée de FIRST sur le télescope Subaru n'aurait pas pu avoir lieu sans l'enthousiasme d'Olivier GUYON que je remercie pour avoir misé sur FIRST en nous donnant l'opportunité de l'installer sur le banc visible de SCEXAO. Merci bien sûr à l'équipe SCEXAO, en particulier à Christophe CLERGEON pour son aide et sa générosité, ainsi que pour l'organisation de ce week-end à Waikoloa, bien mérité après les dix jours intenses passés au sommet du Mauna Kea. Merci également à l'équipe VAMPIRES d'avoir accepté de partager le faisceau entre nos deux instruments. Enfin, un grand merci à Sébastien VIEVARD, membre de l'équipe FIRST pendant ses six mois de stage au télescope Subaru, sans qui l'intégration de FIRST n'aurait pu être réalisée dans des conditions aussi favorables, qui ont permis le succès de la première lumière.

Enfin, je souhaite remercier tous ceux que j'ai eu la chance de côtoyer durant ces trois années, en dehors du cadre de mon travail sur FIRST. À commencer par le service administratif, en particulier Cris, pour son efficacité et sa gentillesse. Je me dois également de mentionner les différentes collaborations mises en place dans le cadre de mon monitorat : merci à Yann CLÉNET pour m'avoir permis d'encadrer les TP d'observations, merci à Audrey DELSANTI, Caroline BARBAN, Benoît MOSSER pour m'avoir confié des étudiants à tutorer. Ensuite, merci à tous les habitants des bâtiments 5 et 6, et plus largement à tous les membres du pôle HRAA, où règne une ambiance particulièrement amicale. Je salue notamment les fidèles compagnons de la machine à café ou autres accros à l'eau bouillante aromatisée aux plantes : Vincent L., Élodie, Miguel, Nabih, Marie B., Sylvestre, Lucien, Damien P. et Benjamin. Je remercie aussi Pierre K. et Pierre F. pour leur gentillesse respective, et les discussions toujours édifiantes et rassurantes. Je tiens à remercier le club Astro : Olivier, Mélody, Jonathan (dit « élastomanson »), et bien sûr le président du club, Miguel, qui fut également mon voisin de bureau, que je remercie pour nos échanges élastiques et statistiques (ce fameux χ^2 !). Je souhaite bonne continuation à Jonathan, passé de l'autre côté de la barrière comme moi, et bonne chance aux autres pour le reste de leur thèse, notamment à Marion et à Lucien qui prend mon relais sur FIRST-IR. Enfin, je remercie tout particulièrement Élodie, pour nos nombreux échanges quotidiens sur tout et sur rien, du Seigneur des Anneaux à Artic Monkeys, pendant les pauses cafés lorsque nous étions recluses au sous-sol du bâtiment 18, ou coincées dans les bouchons de la N118. Au delà d'une collègue dévouée, j'ai trouvé une véritable amie, qui même à distance et débordée de travail, a trouvé le temps de relire mon manuscrit pour y débusquer coquilles et inexactitudes!

J'adresse un merci tout particulier à Philippe THÉBAULT qui m'accueille à Meudon pendant une semaine il y a dix ans, et confirma mon aspiration à la recherche en astrophysique en me parlant déjà des méthodes de détection d'exoplanètes, et qui me soutint ensuite durant ma scolarité, jusqu'à la finalisation de cette thèse. Je remercie aussi Alain LECAVELIER qui m'offrit ma première expérience véritablement astrophysique il y a cinq ans, lors d'un stage de trois mois à l'IAP.

Enfin, je remercie mes proches, à qui je dois ma réussite aujourd'hui. Je remercie Pierre, bien sûr, tout premier lecteur et critique toujours pertinent de mon manuscrit, qui a su me rassurer dans les moments de doute, partager angoisses et joies, et m'épauler en toutes circonstances. Et je remercie mes papuches, Marion et Mimi, ainsi que mes parents naturellement, tous quatre toujours présents pour me soutenir, m'encourager et avoir confiance en moi plus que moi-même. Merci à toi Papa : j'ai conscience que c'est une chance inestimable que tu aies consacré ton temps plein à notre éducation, et je pense que tu peux être fier d'avoir réussi.

Résumé

Mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre de l'imagerie à haute résolution angulaire et à haute dynamique et a porté plus particulièrement sur le développement de l'instrument FIRST, *Fibered Imager foR a Single Telescope*. Celui-ci repose sur la technique novatrice du réarrangement de pupille, combinant masquage de pupille et filtrage spatial du front d'onde par fibres optiques monomodes. L'objectif de ma thèse était de porter cet instrument sur le ciel, d'améliorer ses performances et de développer un programme de traitement et d'analyse des données.

Après l'obtention de la première lumière de FIRST en juillet 2010 sur le télescope de 3 m de l'observatoire Lick, je me suis dans un premier temps attachée à améliorer certains aspects du montage optique et mécanique, en vue d'accroître ses performances lors des observations. La qualité des données nous a ensuite permis de mener une campagne d'observations répartie sur de nombreuses nuits entre juillet 2011 et décembre 2012. Le programme d'observation a été centré sur les systèmes binaires, cibles idéales pour évaluer dynamique et pouvoir de résolution de l'instrument. Dans ce but, j'ai donc développé un programme de réduction des images d'interférences permettant d'estimer les observables interférométriques et de les ajuster par un modèle binaire.

J'ai ainsi traité une partie de la grande quantité de données acquises à l'observatoire Lick, et en particulier les données prises sur le système binaire Capella. Les résultats montrent que le compagnon est détecté, à une séparation de l'ordre de la limite de diffraction du télescope. De plus, nos données fournissent une mesure directe du rapport de flux spectral aux longueurs d'onde visibles, ce qui constitue une donnée totalement nouvelle pour ce système par ailleurs très bien connu. L'analyse que nous avons menée de ce spectre, par un ajustement de modèles d'atmosphères stellaires démontre que les données FIRST apportent des informations précieuses pour caractériser un système binaire et notamment contraindre les températures effectives des deux composantes.

Enfin, le succès des observations conduites à l'observatoire Lick nous a permis d'initier une collaboration avec l'équipe SCEXAO du télescope Subaru et nous avons ainsi eu l'opportunité d'y intégrer FIRST. La première lumière de FIRST sur le télescope Subaru a été obtenue le 25 juillet 2013.

En conclusion, j'ai pu montrer la viabilité du projet FIRST sur le ciel et obtenir de premiers résultats originaux, démontrant la capacité de cette technique à restaurer la limite de diffraction aux longueurs d'onde visibles. Bien que la sensibilité de l'instrument soit encore limitée à ce jour, ces résultats sont prometteurs quant à son exploitation à venir sur le télescope Subaru et aux développements futurs de cette technique, notamment dans le contexte de la détection et caractérisation de systèmes exoplanétaires.

Abstract

My work has been carried out in the context of imaging at high angular resolution and high dynamic range, and in particular on the development of the instrument called FIRST, *Fibered Imager foR a Single Telescope*. Its principle relies on the novel technique of pupil remapping, combining aperture masking and spatial filtering of the wavefront thanks to single-mode fibers. The purpose of my thesis was to mount FIRST on a telescope, improve its performances and develop a pipeline for data reduction and analysis.

First light of the instrument has been obtained in July 2010 on the 3-m Shane telescope at Lick Observatory. Afterwards, I have been working on different aspects of the optical and mechanical design, in order to improve its performances during observations. We have then conducted an observation campaign spread out over several runs between July 2011 and December 2012. Primary targets were binary systems, which are ideal objects to assess the resolving power and the dynamic range of the instrument. For that purpose, I have developed a data reduction pipeline, allowing to derive interferometric observables from the fringe images and performing a fit of a binary model.

I have thus reduced part of the large amount of data acquired at Lick Observatory, and in particular the data taken on the binary system Capella. The results show that the companion is detected, which lies at a separation on the order of the diffraction limit of the telescope. Moreover, our data provide an unprecedented measurement of the spectral flux ratio at visible wavelengths. Stellar atmospheric models have been fitted to this spectrum and demonstrate that such data provide valuable information to characterize a binary system, and in particular to constrain the effective temperatures of the two components.

Finally, the success of the observations conducted at Lick Observatory has led us to initiate a collaboration with the SCExAO team from the Subaru telescope. FIRST has therefore been integrated to their optical bench and first light on the Subaru telescope has been achieved on July 25, 2013.

To conclude, the results I have obtained validate the concept of pupil remapping on-sky and demonstrate that this technique allows to restore the capabilities of a telescope at the diffraction limit and at visible wavelengths. Although the sensitivity of FIRST is still limited, these results are highly promising regarding observations to come at the Subaru telescope and more generally regarding future developments based on this technique, in particular in the context of exoplanet detection and characterization.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte de la haute dynamique	1
1.1.1	Détection des systèmes exoplanétaires par détection indirecte	2
1.1.2	Détection par imagerie directe haute dynamique	4
1.2	Le réarrangement de pupille fibré	7
1.2.1	Diffraction et interférométrie	7
1.2.2	Masquage et réarrangement de pupille	13
1.2.3	Observables interférométriques et dynamique	17
1.3	Un nouveau chapitre pour FIRST	24
1.3.1	Historique FIRST	24
1.3.2	Ma contribution et les objectifs de ma thèse	26
2	De FIRST-9...	29
2.1	FIRST-9, un prototype de laboratoire	29
2.1.1	Mise en œuvre	29
2.1.2	Vers le démonstrateur	34
2.2	Première lumière à l'Observatoire Lick	37
2.2.1	L'installation au foyer du télescope Shane de l'Observatoire Lick	37
2.2.2	Les observations	41
2.2.3	Les résultats de première lumière	42
2.3	Sensibilité et stabilité	49
2.3.1	Transmission optique théorique	49
2.3.2	Efficacité théorique d'injection dans les fibres	50
2.3.3	Mesure de l'efficacité de transmission à partir des données	54
2.3.4	Les joies du foyer Cassegrain...	56
2.4	Conclusion	58
3	... à FIRST-18	59
3.1	Conception optique et mécanique	59
3.1.1	Une recombinaison dédoublée et compactée	59
3.1.2	Conception mécanique	64
3.1.3	Réglages et optimisations	66
3.2	Nouvelle configuration pour la pupille d'entrée	70
3.2.1	Une contrainte pour l'étalonnage	70
3.2.2	Optimisation de la couverture du plan (u,v)	75

3.2.3	Les fibres de compensation	81
3.3	Conclusion	91
4	Réduction des données FIRST	93
4.1	Prétraitement et étalonnage	93
4.1.1	Prétraitement des images	93
4.1.2	Étalonnages	98
4.2	Estimation des termes de cohérence	106
4.2.1	Méthodes de réduction de données interférométriques	106
4.2.2	Un problème linéaire	107
4.2.3	Étalonnage de la matrice $P2VM$	110
4.3	Estimation des clôtures de phase	115
4.3.1	Estimateur de bispectre	115
4.3.2	Étalonnage des clôtures de phase	120
4.3.3	Les biais de clôture dans les données FIRST	122
4.4	Conclusion	129
5	Caractérisation de systèmes binaires	131
5.1	L'observation des systèmes binaires	131
5.1.1	Terminologie : une classification par l'observation	132
5.1.2	Systèmes binaires et formation stellaire	133
5.1.3	Détermination de la masse stellaire	135
5.1.4	L'apport d'un instrument tel que FIRST	138
5.2	Méthode d'analyse des données FIRST : l'exemple de Capella	141
5.2.1	Capella : un couple de stars bien connu	141
5.2.2	Les clôtures de phase	142
5.2.3	Méthode d'analyse du système binaire	149
5.3	Le système Capella : résultats et interprétation	152
5.3.1	Astrométrie	152
5.3.2	Modèle spectral	156
5.3.3	Conclusion de l'analyse	161
5.4	Autres binaires : résultats préliminaires	162
5.4.1	η Pegasi	162
5.4.2	β Coronae Borealis	165
5.4.3	χ Draconis	165
5.5	Conclusion	169
6	FIRST à Subaru	171
6.1	Intégration au banc SCEXAO	171
6.1.1	SCEXAO	171
6.1.2	Interface avec FIRST	173
6.1.3	Les péripéties	175
6.2	La première lumière	176
6.2.1	Le 25 juillet 2013 au Subaru	176
6.2.2	Résultats préliminaires	178
6.3	Conclusion et perspectives	183

Conclusion	185
A Indexation des clôtures de phase	189
B Publication des résultats de première lumière FIRST	191
C Publication des résultats FIRST obtenus sur le système Capella	203
Bibliographie	232

Chapitre 1

Introduction

Un des défis actuels de l'instrumentation en Astrophysique repose sur la détection, et surtout la caractérisation de systèmes exoplanétaires, moteurs du développement de nombreux instruments d'envergure. La difficulté d'un tel objectif repose sur la nécessité de très hautes performances, qu'il s'agisse de précision de vitesse radiale pour les techniques de vélocimétrie par effet Doppler, de précision photométrique pour la méthode des transits, ou de résolution angulaire et dynamique pour les techniques d'imagerie directe.

Le sujet de ma thèse appartient à cette dernière catégorie. Il concerne le développement d'un prototype, appelé FIRST pour *Fibered Imager foR a Single Telescope*, qui repose sur la technique novatrice du réarrangement de pupille à l'aide de fibres optiques monomodes. L'objectif est de démontrer la validité de ce concept sur le ciel, qui peut potentiellement permettre d'atteindre de grandes dynamiques à la limite de diffraction d'un télescope, séparation pour laquelle les autres techniques d'imagerie sont moins efficaces.

Dans ce chapitre introductif, je présenterai le contexte du développement d'un tel instrument, qui est celui de la détection des systèmes exoplanétaires et de l'imagerie à haute dynamique. Je décrirai ensuite le principe du réarrangement de pupille, qui repose sur la combinaison du masquage de pupille non-redondant et du filtrage modal.

1.1 Contexte de la haute dynamique

L'imagerie haute dynamique s'applique à la détection de structures de faible intensité dans l'environnement d'un objet stellaire très lumineux. Il peut s'agir de systèmes binaires ou multiples à fort contraste, comme de disques circumstellaires, ou de compagnons planétaires. La dernière catégorie est sans aucun doute le moteur le plus dynamique, qui pousse toujours en avant de nombreux projets instrumentaux. Pourtant, dans ce domaine, l'imagerie directe semble encore à la traîne, derrière les méthodes de détection indirecte qui, comme nous le verrons dans cette partie, sont les plus prolifiques en matière de détection de systèmes exoplanétaires. Combiner haute résolution angulaire et haute dynamique est en effet un défi difficile à relever, et constitue la problématique de la technique du réarrangement de pupille, au cœur de cette thèse.

1.1.1 Détection des systèmes exoplanétaires par détection indirecte

Parmi les exoplanètes dont la détection est confirmée à ce jour, soit quasiment un millier d'objets¹, la plupart ont été détectées par des méthodes indirectes que sont principalement la vélocimétrie radiale, qui permit la découverte de la première exoplanète orbitant autour d'une étoile de la séquence principale, 51 Peg (Mayor & Queloz, 1995; Marcy & Butler, 1995), et la méthode des transits. Les relevés effectués par ces deux méthodes ne cessent de croître et de gagner en précision, conduisant régulièrement à de nouvelles détections. Une autre technique indirecte que nous ne détaillerons pas ici, moins prolifique mais qui contribue tout de même significativement au nombre de détections de compagnons planétaires (voir la figure 1.1) est la méthode exploitant le phénomène de lentille gravitationnelle (par exemple, Abe et al., 2004; Beaulieu et al., 2006). Quant à la méthode astrométrique, elle reste encore très marginale, car plus appropriée pour détecter des objets plus massifs d'un système binaire par exemple. Une seule exoplanète détectée par cette méthode est recensée à ce jour dans le catalogue en ligne (Bennett et al., 2008).

Détection par vélocimétrie radiale

La méthode de vélocimétrie radiale est la plus efficace à ce jour pour détecter les exoplanètes. Elle consiste à détecter la variation de longueur d'onde des raies du spectres due à l'effet Doppler, ce qui donne accès à la vitesse radiale de l'étoile suivant la ligne de visée et permet de caractériser le mouvement réflexe de l'étoile induit par la rotation d'un second corps. Plus la précision sur la mesure de vitesse radiale est grande, plus la sensibilité aux objets de faible masse est grande. Le spectrographe ELODIE, qui était installé au télescope de 1,93 m de l'Observatoire de Haute Provence de 1994 à 2006, permettait d'atteindre une précision de l'ordre de 6-10 m/s, avec une résolution de 42 000 (Baranne et al., 1996). À ce niveau de précision, il permit la découverte de 51 Peg (Mayor & Queloz, 1995), planète massive orbitant près de son étoile hôte (Jupiter chaud). La découverte fut immédiatement confirmée par des chercheurs de Berkeley, qui utilisèrent le spectrographe Hamilton de l'Observatoire Lick (Marcy & Butler, 1995).

À ce jour, le spectrographe le plus précis est HARPS, *High Accuracy Radial velocity Planet Searcher*, installé sur un télescope de 3,6 m de l'ESO et permet d'accéder à une précision inférieure au m/s pour une résolution spectrale de 115 000 (Pepe et al., 2000; Mayor et al., 2003). La détection de nouvelles exoplanètes est ainsi régulièrement rapportée (par exemple Delfosse et al., 2013; Bonfils et al., 2013, pour les articles les plus récents) depuis sa mise en fonction en 2003. Le succès de cette méthode est tel que sa réplique HARPS-N est maintenant en service au Telescopio Nazionale Galileo (TNG, Cosentino et al., 2012).

Pour détecter des planètes toujours plus légères, typiquement d'une masse terrestre, le degré de précision requis est de l'ordre de la dizaine de centimètres par seconde. Cela correspond à un niveau de signal où de nombreux signaux parasites doivent alors être minutieusement modélisés et pris en compte dans l'ajustement des données. Ainsi, Dumusque et al. (2012) ont rapporté la détection d'une planète de masse minimale de l'ordre de la masse de la Terre orbitant en 3,3 jours autour de l'étoile α Centauri B, la plus proche du système solaire. Il a fallu pour cela mener une réduction des données prenant en compte les signaux parasites induits par l'activité stellaire (modes d'oscillation, granulation, rotation de cellules à la surface de l'étoile, cycle magnétique). À noter que ces signaux constituent une probable source de limitation en détection des signaux les plus faibles, car de longues

1. D'après le recensement effectué sur le catalogue en ligne <http://exoplanet.eu/>.

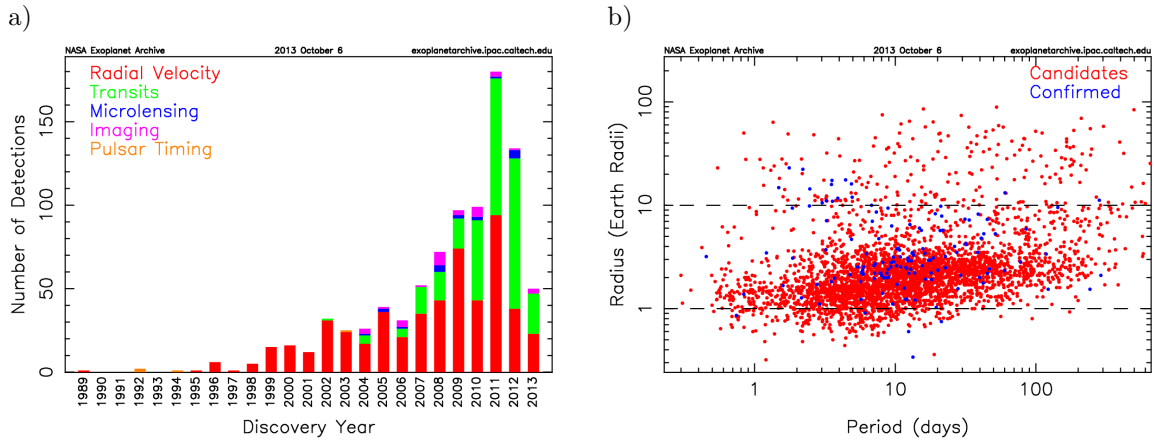


Figure 1.1 – a) Nombre d’exoplanètes détectées par an et par méthode. b) Rayons des planètes candidates et confirmées de la mission Kepler, en fonction de la période orbitale.

périodes d’acquisition sont requises pour augmenter le rapport signal-sur-bruit et pouvoir faire ressortir le faible signal d’une potentielle planète de masse terrestre (α Centauri B fut par exemple observée régulièrement sur quatre ans, de 2008 à 2011).

Détection par transit

La méthode des transits constitue la deuxième source abondante en détections d’exoplanètes. Elle consiste à mesurer la variation du flux d’une étoile, qui diminue lorsqu’une planète transite devant elle. Peu efficace avant les années 1990, les développements de cette méthode se sont intensifiés après la découverte de 51 Peg par vitesse radiale, jusqu’à concerner près d’une vingtaine de projets en 2003 (Horne, 2003). La première détection par transit fut celle du Jupiter chaud orbitant autour de HD 209458 (Charbonneau et al., 2000; Henry et al., 2000), qui avait d’abord été détecté par vélocimétrie radiale. Depuis, de nombreux projets, du sol comme de l’espace, s’appuient sur cette technique photométrique.

Les projets au sol dont notamment HATNet (*Hungarian Automated Telescope Network*, Bakos et al., 2004), WASP (*Wide Angle Search for Planets*, Pollacco et al., 2006) et récemment HATSouth (Bakos et al., 2013), sont généralement constitués de plusieurs caméras grand champ (que l’on trouve dans le commerce, ce qui limite considérablement les frais de développement) couplés à de petits télescopes robotisés (de l’ordre de la dizaine de centimètres de diamètre), permettant d’observer un grand nombre d’étoiles brillantes simultanément. De tels dispositifs présentent l’avantage de fournir de nombreuses nuits d’observation, paramètre essentiel pour le suivi des observations.

Les projets spatiaux ont débuté avec la mission CoRoT (*Convection, Rotation et Transits planétaires*, Baglin et al., 2006) initiée par le CNES et principalement conçu au départ pour des études d’astérosismologie. Les observations de CoRoT ont conduit à près d’une trentaine de découvertes de planètes confirmées (par exemple Léger et al., 2009; Almenara et al., 2013) et plusieurs centaines de candidates. Après avoir été exploité pendant 6 ans, soit deux fois plus longtemps que ce qui était prévu initialement, CoRoT a été mis hors service à la suite d’impacts de particules cosmiques en 2012, interrompant alors la communication et le transfert de données.

La mission Kepler de la NASA est la seconde mission spatiale centrée sur les relevés photométriques de centaines de milliers d’étoiles, dont le but est de pouvoir tirer des

conclusions statistiques concernant la fréquence des planètes de masse terrestre (Borucki et al., 2010). Lancée en 2009, les observations Kepler recensent à ce jour environ 150 détections d'exoplanètes confirmées et plus de 3 500 candidates² (voir la figure 1.1-b). Le terme « candidat » tient compte du fait que certains signaux correspondent potentiellement à une exoplanète, mais ils n'ont pas encore été confirmés par des mesures de vitesse radiale depuis le sol. En effet, la notion de probabilité de faux signal positif est essentielle pour ce genre de relevés car il faut prendre en compte qu'un signal de transit seul peut éventuellement s'interpréter comme le signal provenant d'une binaire à éclipse avec deux étoiles de séquence principale. On peut également confondre un signal provenant d'une planète géante dans une configuration où seule l'éclipse secondaire est visible (la planète passe derrière l'étoile) avec un signal de planète de masse terrestre qui passerait devant l'étoile (Brown, 2003; Morton & Johnson, 2011; Fressin et al., 2013; Santerne et al., 2013).

La technique n'en reste pas moins efficace, et de nombreux projets spatiaux à venir s'appuient sur cette méthode de détection : PLATO (*PLANetary Transits and Oscillations of stars* Catala, 2009), CHEOPS (*CHARacterizing ExOPlanet Satellite* Broeg et al., 2013), EChO (*Exoplanet Characterization Observatory* Tinetti et al., 2012).

1.1.2 Détection par imagerie directe haute dynamique

La méthode de détection directe reste à ce jour marginale comparée aux méthodes indirectes, comme illustré sur la figure 1.1-a, car détecter un compagnon de très faible luminosité aussi près de l'étoile hôte requiert des performances encore difficilement atteintes par les instruments actuels. L'enjeu est cependant capital : l'imagerie directe d'un système planétaire permet la caractérisation de l'orbite, et donc de la masse dynamique (voir le chapitre 5 concernant la détermination de la masse dans un système à deux corps), et donne la possibilité d'analyser spectralement le flux provenant de la planète, et donc d'en étudier sa composition chimique. De plus, l'imagerie directe permet de détecter des compagnons plus éloignés de leur étoile, ce que ne permettent pas les méthodes de vélocimétrie radiale et de transit (pour de grandes séparations, la méthode des transits n'est pas impossible mais devient moins probable, car deux occultations seront beaucoup plus espacées dans le temps, et le système devra être vu quasiment exactement par la tranche, ce qui limite la probabilité de détection). Typiquement ces techniques sont limitées aux séparations inférieures à 5 unités astronomiques.

Depuis la découverte de la première exoplanète en 1995, les développements tournés vers l'imagerie directe ont connu un essor considérable. C'est la technique d'optique adaptative (OA, Rousset et al., 1991) qui permit la première détection d'un compagnon de masse planétaire en 2004 (Chauvin et al., 2004) à partir d'observations conduites au VLT. L'optique adaptative consiste à analyser le front d'onde incident, perturbé par l'atmosphère, et à appliquer une correction grâce à un miroir déformable. Les performances de l'OA sont également accrues grâce à des techniques coronographiques, permettant de bloquer la lumière de l'étoile centrale, et ainsi permettre de plus longs temps d'intégration et donc une plus grande sensibilité aux compagnons de faible luminosité. Différents types de masques coronographiques existent, du masque opaque (Lyot, 1939), aux masques de phase annulant la lumière stellaire par interférométrie destructive (Roddier & Roddier, 1997; Rouan et al., 2000; Foo et al., 2005, respectivement pour le masque à déphasage de π , le masque quatre quadrants et le masque vortex).

2. Ces chiffres sont tirés du site d'archive d'exoplanètes de la NASA : http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/counts_detail.html

Cependant, les performances de l'imagerie directe à base d'optique adaptative et coronographie diminuent rapidement aux courtes séparations ($< 3\lambda/D$), car du flux parasite subsiste, sous forme de bruit de *speckle*, ou tavelure, évoluant lentement avec le temps (dû probablement à des aberrations optiques qui évoluent en fonction des variations mécaniques avec la température) et formant des taches qui peuvent ressembler à un compagnon. Des techniques sophistiquées de traitement d'images consistant à soustraire le flux ou les résidus du flux de l'étoile centrale fournissent alors un outil précieux pour repousser les limites de détection, en exploitant par exemple la rotation du champ (*Angular Differential Imaging* ou ADI, Marois et al., 2006; Lafrenière et al., 2007, avec LOCI) ou s'appuyant sur l'acquisition simultanée à deux longueurs d'onde (Marois et al., 2000), ou suivant deux polarisations (Hinkley et al., 2009).

Plusieurs systèmes planétaires, découverts depuis le sol de manière directe, l'ont été par la combinaison de ces techniques, par exemple les systèmes autour de HR 8799 (avec AO/Keck et AO/Gemini, Marois et al., 2008), β Pictoris (avec l'OA NaCo/VLT, Lagrange et al., 2010), κ And (AO188/HiCIAO au télescope Subaru, Carson et al., 2013) et GJ 504 (AO188/HiCIAO au télescope Subaru, Kuzuhara et al., 2013). Les techniques d'imagerie différentielles ont également été appliquées à des images acquises depuis les télescopes spatiaux, ce qui a notamment conduit à la découverte du compagnon planétaire du système Fomalhaut (Kalas et al., 2008). Le nombre des détections directes devrait continuer d'augmenter, notamment grâce aux instruments de nouvelle génération, s'appuyant sur des systèmes d'optique adaptative extrême : *Gemini Planet Imager* (GPI, Macintosh et al., 2008) et *Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research* au VLT (SPHERE, Beuzit et al., 2008) dans l'hémisphère Sud, *Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics* (SCEXAO, Martinache & Guyon, 2009) dans l'hémisphère Nord. Des limites de détection à 10^{-5} , voire 10^{-7} sur les cibles les plus brillantes, sont annoncées à quelques λ/D . Des missions spatiales sont également à l'étude, par exemple le *SPace Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics* (SPICA, également doté d'un coronographe, Nakagawa, 2010; Enya et al., 2011) ou déjà en cours de construction, comme le *James Webb Space Telescope* (JWST, doté entre autres d'un mode coronographique, Boccaletti et al., 2005).

En résumé, l'imagerie directe permise par l'optique adaptative et la coronographie est actuellement très performante à des séparations relativement grandes (de l'ordre de la seconde d'angle), mais reste limitée pour des séparations plus courtes (typiquement en dessous de 0,5 seconde d'angle).

Des techniques interférométriques permettent alors d'accéder à ces séparations. Par exemple la technique du masquage de pupille, dont le principe est détaillé dans la suite de cette introduction, permet une limite de détection de 10^{-3} à la limite de diffraction d'un télescope (Hinkley et al., 2011). De récentes détections de compagnons autour de T Cha (Huélamo et al., 2011) et LK Ca15 (Kraus & Ireland, 2012) font d'ailleurs usage de cette technique mise en œuvre au VLT et au télescope Keck respectivement.

D'autres techniques prometteuses permettant de détecter de faibles compagnons à la limite de diffraction sont également mises en œuvre en interférométrie annulante et en coronographie. Une méthode a notamment été proposée par Wallner et al. (2004), où les interférences entre deux faisceaux déphasés de π sont réalisées par le couplage dans une même fibre optique monomode (*fiber nuller*). Une démonstration a été conduite en laboratoire par Haguenaer & Serabyn (2006) en utilisant une source laser monochromatique, aboutissant à une annulation de l'étoile centrale à 10^{-6} . Le passage en bande large requiert ensuite de pouvoir induire un déphasage achromatique, ce qui fait l'objet de développements tels que les masques de phase construits suivant une géométrie ressemblant à un

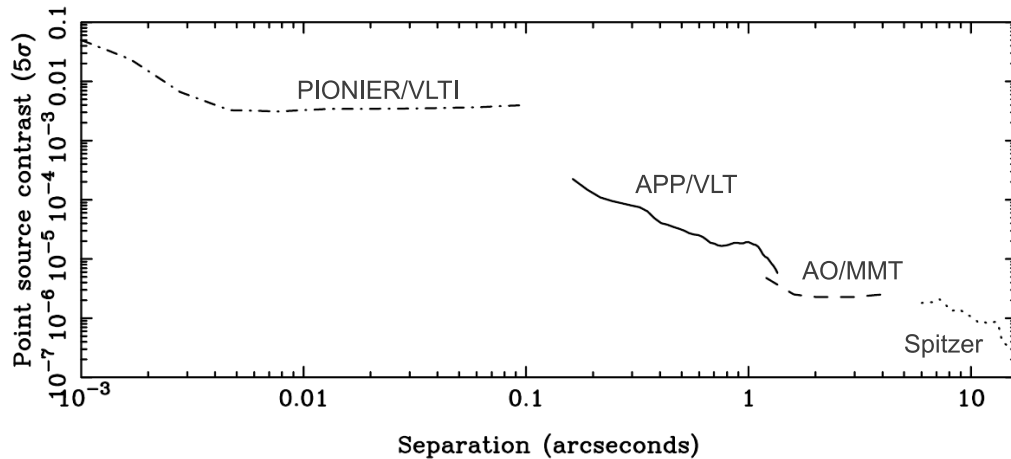


Figure 1.2 – Limites de détection des différentes observations faites du système Fomalhaut, telles que rassemblées par [Kenworthy et al. \(2013\)](#). PIONIER/VLTI : différentes configurations des télescopes de 1,8 m, à $1,65 \mu\text{m}$ ([Absil et al., 2011](#)), APP/VLT : *Apodizing Phase Plate*, coronographe à apodisation de phase sur un télescope de 8,4 m, à $4,05 \mu\text{m}$ ([Kenworthy et al., 2013](#)); AO/MMT : optique adaptative fournie par le miroir secondaire du *Multiple Mirror Telescope* (Mont Hopkins) de 6,5 m de diamètre, à $4,7 \mu\text{m}$ ([Kenworthy et al., 2009](#)); Spitzer : télescope spatial de 0,85 m de diamètre, à $4,5 \mu\text{m}$ ([Janson et al., 2012](#)).

damier ([Pickel et al., 2013](#)). En coronagraphie, les masques de phase de type vortex se sont révélés efficaces jusqu'à la limite de diffraction d'une pupille circulaire pleine (s'affranchissant ainsi de la lumière diffractée par une éventuelle obstruction centrale ou par l'araignée), atteignant une limite de détection (à 4σ) de quelques 10^{-5} à λ/D ([Serabyn et al., 2010](#)). Par ailleurs, l'association d'un masque à apodisation d'amplitude et d'un masque de phase devrait également permettre d'« éteindre » la lumière de l'étoile centrale de manière efficace, jusque des séparations de l'ordre de λ/D , voire en deçà. Récemment, [Guyon et al. \(2010\)](#) a ainsi proposé le principe du PIAACMC (*Phase-Induced Amplitude Apodization Complex Mask Coronagraph*), et a montré qu'un tel coronographe permettrait théoriquement l'extinction totale de l'étoile centrale, avec une transmission de 50% à $0,64\lambda/D$. En laboratoire, un contraste de 10^{-5} a pour l'instant été atteint à $1,2\lambda/D$ ([Guyon et al., 2012](#)).

Pour atteindre des séparations encore plus courtes (de quelques à quelques dizaines de millisecondes d'angle), l'interférométrie longue base à plusieurs télescopes est nécessaire. [Absil et al. \(2011\)](#) montrent que l'interféromètre *Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment* (PIONIER, [Le Bouquin et al., 2011](#)), peut atteindre une dynamique de quelques centaines pour des séparations comprises entre 5 mas et 100 mas.

La progression des limites de détection est illustrée en partie sur la figure 1.2 tirée de [Kenworthy et al. \(2013\)](#), montrant les limites atteintes par les différentes observations de Fomalhaut, par interférométrie longue base, optique adaptative et coronagraphie, et télescope spatial. On note que des observations autour de 100 mas n'ont pas encore été réalisées, ce que pourrait compléter l'une des techniques citées plus haut, des données de masquage de pupille ont notamment déjà été acquises mais ne sont pas encore publiées.

C'est donc dans ce contexte que des techniques combinant haute résolution angulaire et haute dynamique sont développées. La technique du réarrangement de pupille, dérivée du masquage de pupille évoqué plus haut, en fait partie, et a pour but de délivrer, à terme, une dynamique importante à la limite de diffraction d'un télescope monolithique.

1.2 Le réarrangement de pupille fibré

L'idée du réarrangement de pupille s'appuie en fait sur le même principe que le masquage de pupille. Pour comprendre l'intérêt de ces techniques, et notamment la notion de non redondance du masque, nous allons revenir sur le processus de formation d'une image limitée par la diffraction. Nous verrons alors qu'une tache de diffraction peut s'interpréter comme la superposition de réseaux de franges et que le masquage de pupille consiste à filtrer les fréquences spatiales transmises afin de restaurer le pouvoir de résolution en présence de turbulence. Nous évoquerons également la mise en œuvre pratique de la technique du réarrangement de pupille.

Dans ce cas, le télescope est donc transformé en un interféromètre, et l'image recueillie sur le détecteur ne reflète plus directement l'objet observé, mais est constituée de réseaux de franges. Ceux-ci s'analysent comme en interférométrie longue base : nous rappellerons quelles sont les observables interférométriques que l'on peut estimer à partir d'un interférogramme (visibilité, clôture de phase), et quelles informations celles-ci nous procurent sur l'objet observé, par le biais du théorème de Zernike-Van Cittert.

1.2.1 Diffraction et interférométrie

Pour comprendre le principe du masquage de pupille, il est nécessaire de revenir à la base du phénomène de diffraction que sont le principe d'Huygens-Fresnel et la diffraction de Fraunhofer. Nous verrons alors que la tache de diffraction s'interprète naturellement par un phénomène d'interférométrie. C'est cette interprétation de la formation d'image qui est exploitée dans la technique du masquage de pupille.

1.2.1.1 Principe d'Huygens-Fresnel

En 1678, Huygens énonça le principe selon lequel chaque point d'un front d'onde à l'instant t_0 peut être considéré comme une source secondaire qui émet des ondelettes sphériques. A l'instant $t > t_0$, le front d'onde est défini par l'enveloppe des surfaces d'onde émises par les sources secondaires.

En 1816, Fresnel compléta ce principe en y incluant la notion d'interférences. Ainsi, le principe d'Huygens-Fresnel s'énonce de la manière suivante :

$$U(P) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma_0} U(P_0) \frac{e^{ikr}}{r} \cos \theta dS \quad (1.1)$$

avec λ la longueur d'onde, $k = 2\pi/\lambda$, $r = |\overrightarrow{PP_0}|$ et θ l'angle de projection entre \mathbf{r} et \mathbf{n} , le vecteur unitaire orthogonal à la surface diffractante, $U(P)$ représente le champ exprimé au point P et dS la surface élémentaire autour du point P_0 situé sur la surface diffractante Σ_0 . Ces notations sont clarifiées sur la figure 1.3. Cette équation traduit donc le fait que le champ en un point P après l'ouverture diffractante s'exprime comme la superposition d'ondes sphériques e^{ikr}/r émises par les sources secondaires fictives que décrit le principe d'Huygens.

Une première approximation, énoncée par Fresnel, peut permettre de simplifier cette expression : il s'agit de considérer que la distance d entre le plan de la surface diffractante et le plan d'observation est grande devant x , x_0 , y et y_0 . Dans ce cas, on peut considérer que l'angle θ est petit et $1/r \approx 1/d$ pour tout point du plan. En notant la distance entre

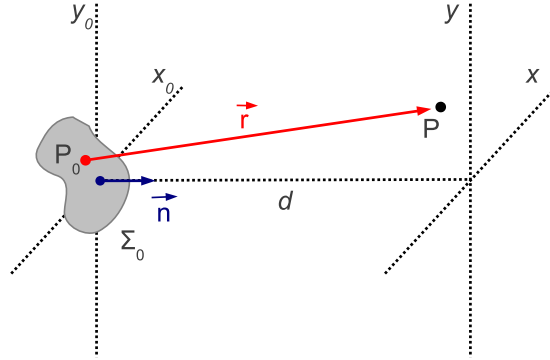


Figure 1.3 – Ouverture diffractante et notations utilisées dans les cas de diffraction de Fresnel et Fraunhofer.

$P_0(x_0, y_0)$ et $P(x, y)$: $r = (d^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)^{1/2}$, on peut développer le terme en exponentielle :

$$\frac{e^{ikr}}{r} \cos(\theta) \approx \frac{1}{d} \exp \left[ikd \left(1 + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2d^2} \right) \right] \quad (1.2)$$

ce qui conduit à l'expression du champ suivante :

$$U(x, y) = \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} S(x, y) \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x_0, y_0) S(x_0, y_0) \exp \left[-2i\pi \left(\frac{xx_0 + yy_0}{\lambda d} \right) \right] dx_0 dy_0 \quad (1.3)$$

où $S(x, y) = \exp(ik(x^2 + y^2)/(2d))$. Dans l'approximation de Fresnel, le champ en un point situé à la distance d de l'ouverture diffractante est donc proportionnel à la transformée de Fourier de $U(x_0, y_0)S(x_0, y_0)$.

1.2.1.2 Diffraction en champ lointain : Fraunhofer

L'approximation peut être poursuivie en supposant encore que la distance d est grande devant la distance de Rayleigh : $\frac{\pi(x_0^2 + y_0^2)_{\max}}{\lambda} \ll d$ et donc que $S(x_0, y_0) \approx 1$. Il s'agit de l'approximation introduite par Fraunhofer et qui conduit à l'expression suivante du champ :

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} S(x, y) \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x_0, y_0) \exp \left[-2i\pi \left(\frac{xx_0 + yy_0}{\lambda d} \right) \right] dx_0 dy_0 \\ &= \frac{e^{ikd}}{i\lambda d} S(x, y) TF[U(x_0, y_0)] \end{aligned} \quad (1.4)$$

La contrainte sur la distance d revient en fait à se placer quasiment à l'infini, d'où son appellation d'hypothèse de champ lointain. Dans ce cas, on a alors une relation de proportionnalité entre le champ en P , situé à l'infini, et la transformée de Fourier du champ dans la pupille diffractante.

1.2.1.3 Formation d'image par un télescope

En pratique, lorsque l'on utilise un système d'imagerie tel qu'un télescope pour observer un objet situé à l'infini, cette hypothèse est remplie lorsque l'on se place dans le plan focal image. En effet, après une optique convergente, un retard de phase est introduit (par une lentille ou un miroir). Dans le cadre de l'approximation paraxiale, ce retard de phase est

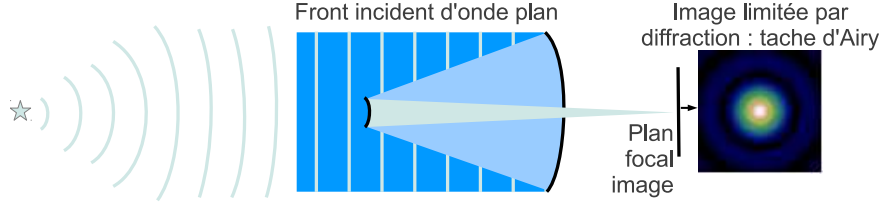


Figure 1.4 – Représentation schématique d'un télescope à deux miroirs en configuration Cassegrain. Une tache d'Airy se forme dans le plan image (sans prise en compte de l'obstruction centrale).

introduit par un terme complexe proportionnel à $\exp(-ik(x_0^2 + y_0^2)/(2f))$ après le passage au travers d'une lentille de distance focale f (Goodman, 1996). Ainsi, en se plaçant en $d = f$ après la lentille, ce terme de phase compense le terme $S(x_0, y_0)$ qui apparaît dans l'équation de la diffraction de Fresnel 1.3. On se retrouve alors dans le cas de la diffraction de Fraunhofer. On peut donc considérer schématiquement qu'une optique de focale f a pour rôle de « ramener » l'infini dans le plan focal (dans le cas d'une conjugaison infini-foyer). C'est donc pourquoi la tache image au foyer d'un télescope limité par la diffraction est une tache d'Airy (voir figure 1.4) qui est la tache de diffraction obtenue dans le cas d'une pupille circulaire, comme nous allons le voir au paragraphe suivant.

1.2.1.4 Interprétation de la tache d'Airy par interférométrie

Lorsque l'on place un détecteur dans le plan focal de l'instrument, celui-ci est en réalité sensible à l'intensité I , et non au champ électrique :

$$I(x, y) \propto \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x_0, y_0) \exp \left[-2i\pi \left(\frac{xx_0 + yy_0}{\lambda f} \right) \right] dx_0 dy_0 \right|^2 \quad (1.5)$$

Pour interpréter cette expression, on peut alors discrétiser de manière fictive la surface diffractante Σ_0 en N sous-pupilles, indexées i . En développant l'expression du champ complexe suivant $|z|^2 = zz^*$, avec z^* le complexe conjugué, on obtient :

$$I(x, y) \propto \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N U(x_i, y_i) U^*(x_j, y_j) \exp \left[-2i\pi \left(\frac{(x_i - x_j)x + (y_i - y_j)y}{\lambda f} \right) \right] \quad (1.6)$$

Et dans le cas où l'onde incidente sur la pupille est plane, c'est-à-dire $U(x_i, y_i) = p(x_i, y_i)$ avec p fonction réelle de transmission de la pupille (sans composante de phase) :

$$I(x, y) \propto \sum_{i=1}^N p(x_i, y_i)^2 + \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N 2p(x_i, y_i)p(x_j, y_j) \cos \left[2\pi \left(\frac{(x_i - x_j)x}{\lambda f} + \frac{(y_i - y_j)y}{\lambda f} \right) \right] \quad (1.7)$$

Autrement dit, la tache de diffraction se forme par la superposition de réseaux de franges, de fréquence spatiale $u_{ij} = ((x_i - x_j)/\lambda, (y_i - y_j)/\lambda)$, issus de chaque paire de sous-pupilles (i, j) .

Ce processus de formation faisant appel à l'interférométrie est illustré sur les figures 1.5 en une dimension (fente rectangulaire) et 1.6 en deux dimensions (pupille circulaire). L'image résultant de la superposition des réseaux de franges est calculée pour différents échantillonnages de la pupille en N sous-pupilles. Plus le nombre de sous-pupilles fictives

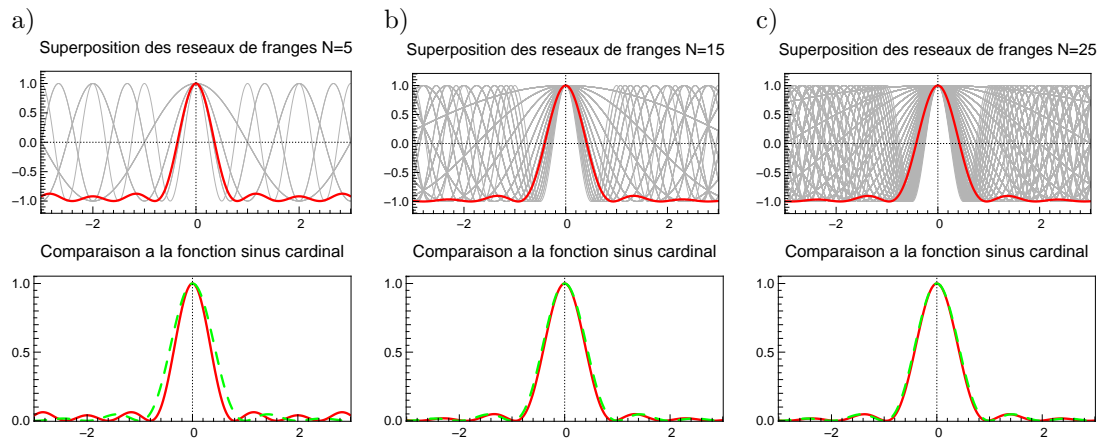


Figure 1.5 – Principe de formation d’une tache de diffraction par une ouverture rectangulaire, représentée selon la direction où la diffraction a lieu. Plus l’ouverture est échantillonnée (N donne le nombre de sources secondaires considérées dans la longueur de l’ouverture), plus la somme des différents réseaux de franges (en trait plein rouge) se rapproche de la fonction sinus cardinal qui correspond à la tache de diffraction théorique d’une fente rectangulaire (en pointillés verts). a) $N=5$; b) $N=15$; c) $N=25$.

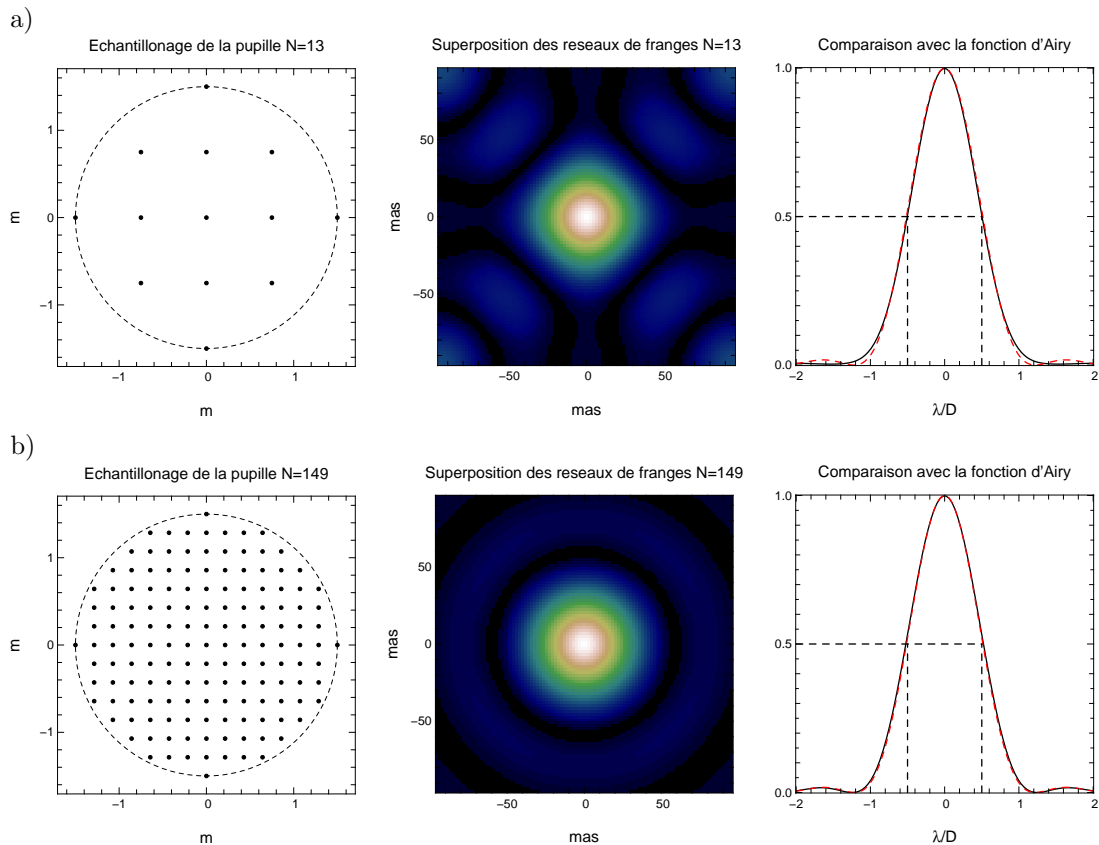


Figure 1.6 – Même principe en deux dimensions, pour une ouverture circulaire de 3 m de diamètre. a) $N=13$; b) $N=149$. Gauche : échantillonnage de la pupille. Milieu : image résultante de la superposition de tous les réseaux de franges, en fonction de la grandeur angulaire (en mas). Droite : Coupe horizontale de l’image, en unité de λ/D . On retrouve bien peu à peu la fonction d’Airy, tache de diffraction d’une ouverture circulaire.

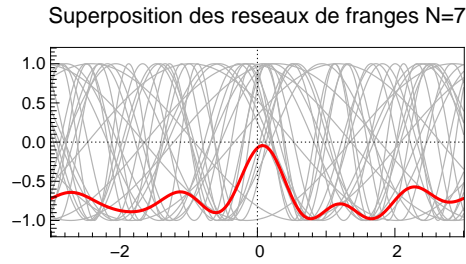


Figure 1.7 – Superposition de fonctions sinusoïdales déphasées (à noter que les phases introduites sur chacune des $N=7$ sources secondaires ont été générées aléatoirement et ne rendent pas compte de la statistique suivie par des perturbations atmosphériques).

est grand, plus on se rapproche de la tache de diffraction théorique. On voit ainsi progressivement se construire une fonction sinus cardinal dans le cas d'une fente, et une fonction d'Airy dans le cas d'une pupille circulaire :

$$I_{\text{Airy}}(x,y) = \left[\frac{2J_1(\pi Dx/(\lambda f))}{\pi Dx/(\lambda f)} \right]^2 \quad (1.8)$$

où J_1 correspond à la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1.

En réalité, on obtient ces taches de diffraction dans les conditions idéales : on a effectivement supposé que le front d'onde incident sur la pupille est parfaitement cohérent, et donc que toutes les sources secondaires ont même phase. Tous les réseaux de franges présentent alors une frange brillante au centre de l'image. Ceci n'est cependant plus le cas lorsque le front d'onde est perturbé, par la turbulence en particulier, ou par des aberrations induites par les optiques. Les réseaux de franges sont alors déphasés les uns par rapport aux autres, comme illustré schématiquement sur la figure 1.7 : la tache de diffraction instantanée n'est alors plus du tout piquée, des maxima secondaires apparaissent et le pouvoir de résolution est perdu. C'est ce que l'on appelle le processus de formation des tavelures ou de *speckle* en anglais. Le terme de *speckle* décrit initialement un phénomène de tavelures observé lorsque le faisceau d'un laser, source parfaitement cohérente, est réfléchi par une surface diffusante, qui introduit des termes de phase aléatoire dont la statistique correspond à la distribution des grains de cette surface. La traversée de l'atmosphère par un faisceau lumineux cohérent est en fait similaire et le rapprochement entre ce phénomène et les perturbations observées au foyer d'un télescope en conditions turbulentes a été mis en avant par Labeyrie (1970), lorsqu'il exposa la technique d'interférométrie des tavelures.

C'est pour éviter ce phénomène de brouillage spatial des franges que l'on introduit la notion de non-redondance, sur laquelle nous reviendrons dans peu de temps. Introduisons d'abord les notions de fonctions de transfert, une autre manière commode d'interpréter l'image, en termes de fréquences spatiales.

1.2.1.5 Formation des images

Dans des conditions d'observation idéales, la réponse d'un télescope à un objet situé à l'infini, c'est-à-dire à un front d'onde plan, est donc donnée par la tache de diffraction. Cette réponse est également appelée **fonction d'étalement de point (FEP)** et traduit la perte de résolution due à la diffraction. Pour tout objet de distribution d'intensité notée O , l'image I est définie par la relation :

$$I(\alpha, \beta) = O(\alpha, \beta) * \text{FEP}(\alpha, \beta) \quad (1.9)$$

où $*$ correspond à un produit de convolution et $\alpha = x/f$ et $\beta = y/f$ sont les coordonnées angulaires.

De plus, on introduit généralement la notion de **fonction de transfert optique (FTO)** : $\text{FTO} = TF[\text{FEP}]$ et en particulier la fonction de transfert de modulation (FTM) définie comme le module de la fonction de transfert optique : $\text{FTM} = |\text{FTO}|$. Cela permet alors d'écrire cette même relation dans le domaine des fréquences spatiales en en prenant la transformée de Fourier dénotée par le symbole $\tilde{}$:

$$\tilde{I}(u, v) = \tilde{O}(u, v) \times \text{FTO}(u, v) \quad (1.10)$$

La FTO s'interprète comme un filtre que l'on applique aux fréquences spatiales contenues dans l'objet observé. La FTM dans les conditions idéales (sans turbulence), pour une pupille circulaire est représentée sur la figure 1.8-a adaptée de Perrin et al. (2006). Dans ce cas, on peut théoriquement récupérer l'information sur la distribution d'intensité de l'objet jusqu'à la fréquence de coupure à D/λ . Par définition, la forme de cette courbe est donnée par la transformée de Fourier d'une tache d'Airy.

Pour revenir à la notion des réseaux de franges qui se superposent, on peut également considérer que la valeur de la FTO pour une fréquence spatiale donnée correspond à la somme complexe (amplitude et phase) des contributions de tous les réseaux de franges à cette même fréquence. Ainsi, plus la fréquence spatiale est faible, plus la base formée par les sous-pupilles correspondantes est courte, et plus grand est le nombre de fois que celle-ci apparaît dans une pupille pleine (comme illustré sur la figure 1.8-b). Cela explique donc la forme de la FTM, décroissante avec la fréquence spatiale.

En revanche en présence de turbulence, la FTM est très rapidement atténuée, signifiant que peu d'information spatiale est finalement transmise. En effet, pour une fréquence spatiale donnée, les réseaux de franges qui se somment sont déphasés les uns par rapport aux autres, ils se brouillent et leur contribution totale tend rapidement vers 0. Cela explique la forme de la FTM, notamment dans le cas de l'interférométrie des tavelures (images courtes poses pour figer l'atmosphère) qui est représentée sur la figure 1.8. La courbe est considérablement atténuée et on note tout de même que le traitement des images *a posteriori* permet de récupérer une partie de l'information à fréquence spatiale relativement élevée.

Enfin, on peut noter que ces deux équations reliant image et objet, dans l'espace image ou celui des fréquences spatiales, montrent qu'il est nécessaire de connaître la réponse du télescope si l'on souhaite récupérer la distribution d'intensité spatiale ou fréquentielle de l'objet observé. Une étape d'étalonnage de la FTO (ou de déconvolution de la FEP) est donc nécessaire. Celle-ci n'est pas toujours évidente à mettre en œuvre, notamment en présence de turbulence, qui ont pour effet de modifier constamment le profil de la réponse du télescope. Nous verrons par la suite que le masquage et le réarrangement de pupille sont justement deux techniques qui permettent un étalonnage précis de la FTO.

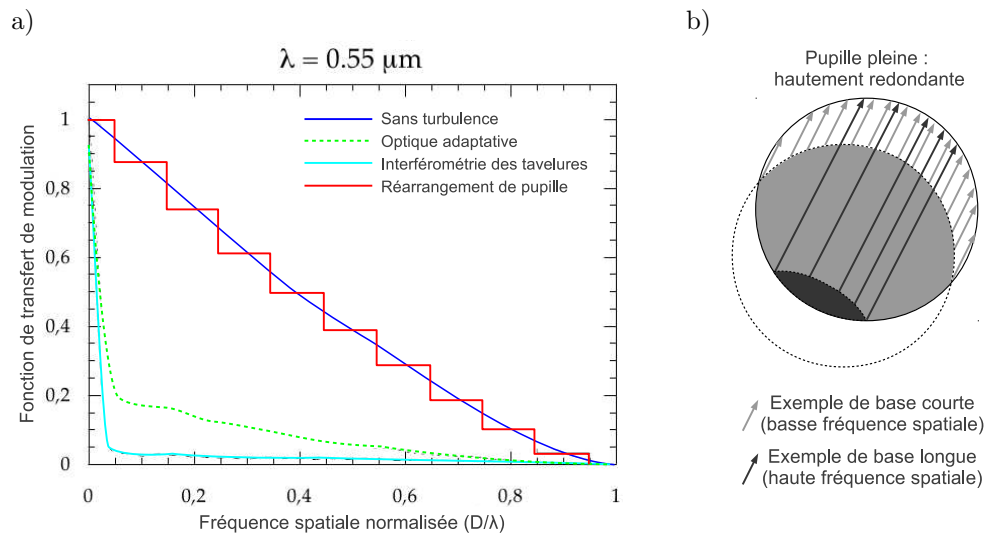


Figure 1.8 – a) Fonctions de transfert de modulation simulées pour un télescope de 8 m et pour différentes conditions d’observations (hormis pour la courbe idéale, un seeing excellent de $0,4''$ a été simulé, soit $r_0 = 28 \text{ cm}$ à $0,55 \mu\text{m}$). Ces graphes sont tirés de Perrin et al. (2006). b) Schéma de la pupille pleine d’un télescope usuel (sans considération de l’obstruction centrale) où sont représentés des exemples de base : une courte qui se répète un très grand nombre de fois et une plus longue qui ne peut apparaître qu’un nombre plus limité de fois. Le nombre de fois que chaque vecteur peut être tracé dans la surface est proportionnel à l’aire grise correspondante.

À noter également que les considérations faites jusqu’à présent ne prennent pas en compte la notion de temps de cohérence de l’atmosphère et que les images sont considérées acquises avec un temps de pose court devant ce temps de cohérence (de l’ordre de la milliseconde dans le visible, de la dizaine de millisecondes dans l’infrarouge). En effet, la figure de tavelures dépend de la structure de l’atmosphère à un temps donné, et celle-ci varie sur un temps caractéristique donné par le temps de cohérence. Si le temps de pose est plus long, l’image résulte de la moyenne de figures de tavelures différentes, qui finissent par se brouiller. L’image finale est alors une tache de largeur λ/r_0 (également appelée *seeing*) avec r_0 le diamètre de Fried, défini comme le diamètre d’un télescope qui donnerait une tache de diffraction équivalente à la tache obtenue en longue pose dans des conditions turbulentes.

L’idée du masquage de pupille est alors d’éviter le brouillage temporel en optant pour de courtes poses, et d’éviter le brouillage spatial en réduisant la pupille grâce un masque non redondant.

1.2.2 Masquage et réarrangement de pupille

Nous allons maintenant introduire la notion de non redondance du masque, qui permet d’éviter le brouillage spatial des franges. Il s’agit du principe mis en œuvre par le masquage de pupille, qui permet de restaurer les performances d’un télescope jusqu’à la limite de diffraction.

Nous présenterons ensuite la technique du réarrangement de pupille, qui s’appuie sur le même principe, et vise à exploiter toute la pupille, au lieu de l’occulter par un masque,

à l'aide de fibres optiques monomodes. Celles-ci offrent un second avantage : elles filtrent le front d'onde, éliminant ainsi de l'image tout phénomène de tavelure.

1.2.2.1 Notion de non-redondance

La technique du masquage de pupille, mise en œuvre pour la première fois par [Baldwin et al. \(1986\)](#) et [Haniff et al. \(1987\)](#), consiste à redéfinir la pupille du télescope par un masque avec des trous, que l'on appelle sous-pupilles, positionnés de manière non redondante. Cela signifie que la fréquence spatiale correspondant à chacune des paires de sous-pupilles est unique. En conséquence, même en présence de turbulence les franges ne se brouillent pas entre elles puisqu'elles ont toutes une fréquence spatiale différente, ce qui permet de récupérer l'information portée par chaque réseau, qui est codée dans leur phase et leur amplitude (les observables seront décrites au paragraphe suivant).

L'image qui se forme au foyer de l'instrument correspond donc à la superposition des différents réseaux de franges. Un exemple de masque utilisé par l'instrument *Sparse Aperture Masking* sur NaCo au VLT ([Tuthill et al., 2010](#); [Lacour et al., 2011](#)) est représenté sur la figure 1.9. La FEP mesurée n'a effectivement plus rien d'une image classique et nécessite un traitement *a posteriori* afin d'en extraire l'information sur l'objet. La fonction de transfert de modulation, obtenue par la transformée de Fourier en deux dimensions de la FEP, est dans ce cas plus parlante : chaque pic correspond à la contribution d'une unique base de sous-pupilles.

La technique du masquage de pupille non redondant a déjà fait ses preuves ([Tuthill et al., 2000](#), pour le *Keck Aperture Masking Experiment* par exemple) et est utilisée régulièrement (par exemple [Blasius et al., 2012](#); [Cieza et al., 2013](#), pour les publications les plus récentes d'observations au télescope Keck en mode masquage et au VLT avec SAM respectivement), et a conduit à la détection de compagnons planétaires, comme évoqué en introduction ([Huélamo et al., 2011](#); [Kraus & Ireland, 2012](#)), avec des contrastes de 5-6 magnitudes en bande K ($2,2 \mu\text{m}$) et L' ($3,8 \mu\text{m}$).

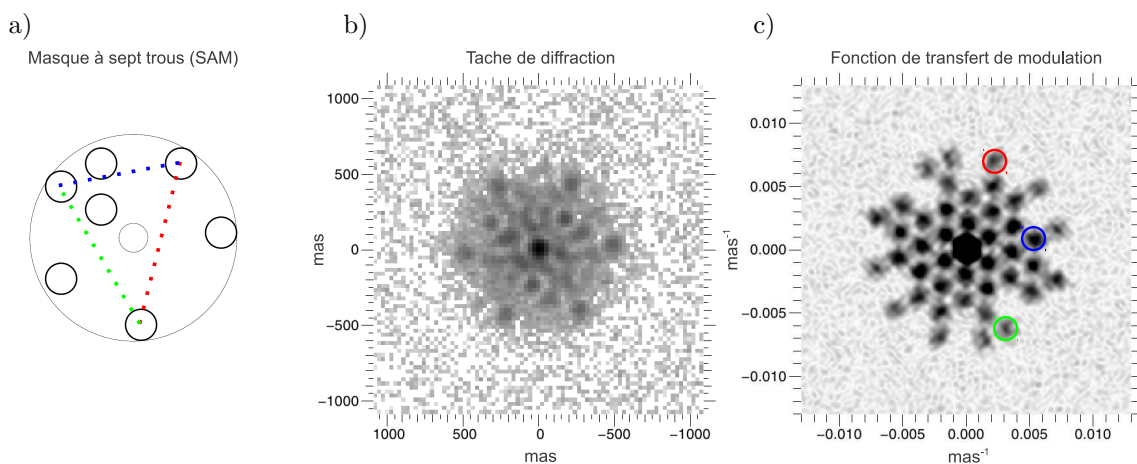


Figure 1.9 – a) Masque à sept trous disponible avec l'instrument *Sparse Aperture Masking* (SAM) installé sur NaCo au VLT, tiré de [Tuthill et al. \(2010\)](#). Les sous-pupilles laissent passer 16% de la lumière incidente sur le télescope. b) FEP résultant de la superposition des différents réseaux de franges (image de 0,4 ms). c) Fonction de transfert de modulation obtenue par le module de la transformée de Fourier de la FEP. Les images b) et c) sont tirées de [Lacour et al. \(2011\)](#).

Le côté perfectible de cette technique concerne le fait que la majorité de la surface collectrice du télescope est masquée, et donc inutilisée. Typiquement, seulement une dizaine de pourcents des photons sont transmis par le masque : 16%, 12,1% et 3,9% pour les masques utilisés dans SAM à sept, neuf et 18 trous respectivement ; $\sim 10\%$ et $\sim 5\%$ pour les masques à neuf et 18 trous disponibles au télescope Keck. Améliorer cette transmission en augmentant le nombre de sous-pupilles se heurte rapidement à la contrainte imposée par la non-redondance. De plus, la non-redondance du masque limite également la couverture du plan (u,v) instantanée, qui correspond à la représentation des fréquences spatiales sondées grâce au masque (notons cependant que la rotation du champ d'un télescope sur monture azimutale permet d'améliorer cet aspect). D'autre part, accroître la dimension des trous n'est pas non plus possible au delà de la valeur typique du diamètre de Fried r_0 (longueur sur laquelle le front d'onde perturbé par l'atmosphère peut être considéré cohérent), autrement l'image résultante sera entachée de tavelures qui perturberont l'analyse des franges.

C'est donc pour améliorer l'exploitation de la pupille que la technique du réarrangement de pupille a été proposée.

1.2.2.2 Le réarrangement de pupille fibré

Le principe du réarrangement de pupille consiste à diviser la pupille du télescope en sous-pupilles et à recombinaison les différents faisceaux de manière non redondante. Cela permet potentiellement d'exploiter la pupille entière, tout en évitant la perte de contraste due à la redondance des bases dans une pupille pleine. C'est l'utilisation de fibres optiques monomodes qui permet de mettre en œuvre cette technique. En effet, les fibres présentent deux avantages particulièrement adaptés à ce concept : la flexibilité, qui permet un réarrangement différent des faisceaux en sortie, et le filtrage modal, remplaçant les fluctuations de phase spatiale à l'échelle de chaque sous-pupille par des fluctuations d'intensité.

Les fibres optiques ont été intégrées aux interféromètres à longues bases à partir des années 1990, lorsque l'instrument FLUOR (*Fiber Linked Unit for Optical Recombination*) permit la recombinaison de deux télescopes dont la lumière fut injectée dans des fibres optiques monomodes (Coudé du Foresto et al., 1998). Le grand intérêt de ces fibres réside dans leur propriété de filtrage spatial monomode : celles-ci ne transmettent en effet que le mode fondamental, qui correspond à un mode quasi-gaussien. En d'autres termes, le front d'onde (après collimation) en sortie de fibre est parfaitement plan. Le coût de ce filtrage se paye en efficacité de couplage dans la fibre : seule la partie cohérente du front d'onde incident sur la fibre est injectée et contribue à l'interférogramme final. Les fluctuations spatiales de la phase à l'échelle de chaque sous-pupille sont donc converties en fluctuations du flux transmis par chaque fibre, au gré des fluctuations du front d'onde. Cela reste cependant avantageux dans la mesure où les flux individuels sont relativement aisés à évaluer, en ponctionnant par exemple une partie du flux. Ainsi, l'instrument FLUOR démontra effectivement que la cohérence du front d'onde est bien restaurée en sortie de fibre monomode, ce qui permet d'améliorer significativement la précision des mesures de visibilités (voir la partie suivante sur les observables).

L'idée de l'utilisation de fibres optiques monomodes à l'échelle d'un télescope unique fut énoncée une première fois par Chang & Buscher (1998), décrivant un instrument à base de cinq sous-pupilles, dont le flux est injecté dans des fibres monomodes effilées. Cependant, l'idée des auteurs n'allait pas au delà de l'exploitation de la propriété de filtrage modal

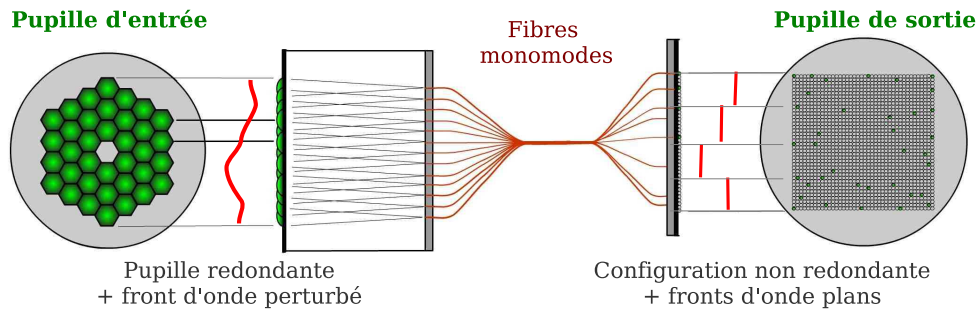


Figure 1.10 – Principe du réarrangement de pupille. La pupille d’entrée est divisée en sous-pupilles alimentant chacune une fibre optique monomode. Les faisceaux en sortie sont plans à l’échelle de chaque sous-pupille, grâce au filtrage modal opéré par les fibres monomodes. Les extrémités des fibres sont disposées suivant une configuration non-redondante. Ce schéma est adapté de [Perrin et al. \(2006\)](#).

des fibres optiques afin de s’affranchir du phénomène de tavelures.

Le principe du réarrangement de pupille fut véritablement introduit par [Perrin et al. \(2006\)](#) et [Lacour et al. \(2007\)](#), et également dans la thèse de [Lacour \(2007\)](#). L’idée est d’exploiter le filtrage spatial permis par les fibres monomodes, combiné à des mesures photométriques de l’efficacité d’injection dans les fibres, afin de pouvoir exactement étalonner la fonction de transfert de modulation. Le concept était en fait pensé à l’origine comme une généralisation de l’interféromètre FLUOR sur IOTA ([Coudé du Foresto et al., 1998](#)). L’idée forte est donc que les fluctuations de phase spatiales à l’échelle de chaque sous-pupille sont converties en fluctuations d’intensité lors du couplage dans les fibres optiques, et qu’il est possible de mesurer ces variations d’intensité en prélevant une partie du flux avant la recombinaison. Ces mesures photométriques permettent alors d’étalonner précisément la FTM. Le bruit de phase, ou de tavelures, est donc ainsi éradiqué, et la FTM restaurée (comme illustré schématiquement sur la figure 1.8). Nous verrons d’ailleurs par la suite que ces mesures photométriques ne sont en théorie pas nécessaires et que les flux individuels peuvent être déterminés à partir des observables interférométriques elles-mêmes, à condition que la pupille présente un nombre suffisant de redondances (*a fortiori* lorsque la pupille entière est utilisée).

Le principe du réarrangement de pupille est illustré sur la figure 1.10. En pratique, plusieurs solutions techniques peuvent être adoptées pour mettre en œuvre cette technique. Trois instruments de réarrangement de pupille existent à ce jour, qui se distinguent par un choix de solutions techniques légèrement différentes.

FIRST-visible

La pupille du télescope est divisée en sous-pupilles, chacune alimentant une fibre optique monomode. Les extrémités des fibres sont réarrangées en sortie suivant une trame linéaire non redondante, telle une fente, et la lumière est dispersée spectralement par un prisme avant d’être recombinaison au foyer d’une lentille (recombinaison multi-axiale à la manière des trous d’Young). Les longueurs d’onde de travail se situent dans la partie visible du spectre (600 nm - 850 nm), domaine résultant d’un choix technologique (les détecteurs performants sont bien plus abordables dans ce domaine), mais également scientifique : on y trouve notamment la raie d’émission H_α et la résolution angulaire en λ/D est plus fine

que dans l'infrarouge à télescope équivalent. Le développement et l'exploitation de cet instrument fait l'objet de cette thèse et sera désigné simplement par FIRST dans la suite (ou FIRST-9 et FIRST-18 pour en distinguer deux versions différentes).

FIRST-infrarouge

Cette version travaillant dans l'infrarouge (bande H) est en développement dans les laboratoires du LESIA, et fait l'objet de la thèse de Lucien GAUCHET encadré par Sylvestre LACOUR et Guy PERRIN. La pupille est de même divisée en sous-pupilles et les différents faisceaux injectés dans des fibres optiques monomodes. Cependant, la recombinaison est réalisée grâce à un composant d'optique intégrée (Kern et al., 1997; Malbet et al., 1999), qui consiste en une plaque de verre (substrat) de quelques centimètres de long, dans laquelle sont gravés des guides d'onde. Des coupleurs permettent de mélanger deux faisceaux et de produire des interférences en rapprochant spatialement les guides. Les franges sont généralement échantillonnées sur quatre sorties en quadrature de phase (méthode ABCD). Ces composants sont fabriqués par *Nippon Telegraph and Telephone Corporation* (NTT) et sont fournis par le biais d'une collaboration avec Takayuki KOTANI. L'avantage d'un tel composant est sa compacité et sa sensibilité, car les franges sont échantillonnées sur quelques pixels et les faisceaux n'interfèrent pas nécessairement tous entre eux. On peut effectivement choisir les paires à recombinaison alors que dans une recombinaison multi-axiale tous les faisceaux interfèrent entre eux, divisant par autant le flux modulé de chaque réseau de franges. Enfin, d'un point de vue scientifique, l'infrarouge est plus favorable pour la détection des systèmes exoplanétaires car les compagnons y sont plus brillants.

Dragonfly

Il s'agit de la version infrarouge développée à l'Université de Sydney (Tuthill et al., 2010). Les fibres optiques utilisées pour réaliser le réarrangement y sont remplacées par un composant d'optique intégrée 3D, petit bloc de verre dans lequel sont gravés des guides d'onde disposés sur une trame 2D en entrée, et sur une trame linéaire en sortie. Dans l'état actuel de l'instrument, la recombinaison est réalisée au foyer d'une lentille comme pour FIRST-visible (non à l'aide d'optique intégrée). L'utilisation du composant d'optique intégrée 3D est motivée par le fait qu'il est potentiellement plus robuste et plus stable vis-à-vis des fluctuations de température et des contraintes mécaniques, en comparaison à un jeu de fibres optiques, qui sont beaucoup plus sensibles aux perturbations extérieures. Mais la conception d'un tel composant n'est pas triviale et nécessite de prendre en compte d'éventuelles fuites de lumière qui diffusent dans le composant, pouvant perturber les mesures en sortie (Jovanovic et al., 2012).

1.2.3 Observables interférométriques et dynamique

Par définition, un instrument de réarrangement de pupille transforme un télescope en un interféromètre à bases discrètes. L'image formée ne reflète alors plus directement l'objet et un traitement est nécessaire pour en extraire l'information. Les observables mesurées sont donc les termes de visibilité complexes codées dans l'amplitude et la phase des franges. D'après le théorème de Zernike-Van Cittert, ces visibilités sont directement reliées à la transformée de Fourier de la distribution d'intensité de l'objet prises aux fréquences spatiales correspondant aux différentes bases, et nous fournissent ainsi des informations spatiales sur l'objet observé. Nous verrons également qu'une quantité intéressante à estimer est la clôture de phase, combinaison de phase de trois bases formant un triangle,

car elles sont par définition indépendantes des perturbations atmosphériques. Enfin, nous aborderons la notion de dynamique, dont l'estimation est liée à la précision atteinte sur les mesures exploitées.

1.2.3.1 Visibilité complexe

Degré de cohérence du champ électrique

Le degré de cohérence spatiale entre le champ électrique en deux points d'amplitude complexe $A_1 = |A_1| \exp(i\varphi_1)$ en $P_1(x_1, y_1)$ et $A_2 = |A_2| \exp(i\varphi_2)$ en $P_2(x_2, y_2)$ est défini comme :

$$V_{12} = \frac{\langle A_1 A_2^* \rangle}{\langle |A_1| \rangle \langle |A_2| \rangle} = |V_{12}| e^{i\varphi_{12}} \quad (1.11)$$

où $\langle \cdot \rangle$ se réfère à une moyenne temporelle et $\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ correspond à la phase du degré de cohérence.

Il s'agit ici d'une estimation de la cohérence spatiale entre le champ pris en deux points au même instant t , mais on peut noter que la définition générale du degré de cohérence inclut également l'estimation de la cohérence temporelle entre le champ à deux instants t et $t + \tau$. Cependant c'est bien ici le degré de cohérence spatiale qui nous intéresse pour caractériser la distribution d'intensité spatiale de l'objet observé.

Le degré de cohérence spatiale est également appelé visibilité complexe, et il s'agit justement de la grandeur que l'on mesure grâce à un interféromètre stellaire.

L'expérience des trous d'Young

Considérons le dispositif expérimental de l'expérience des trous d'Young, illustré sur la figure 1.11, qui correspond exactement au type de recombinaison mis en œuvre dans FIRST. Les deux trous sur l'écran en P_1 et P_2 diffractent la lumière et on observe les interférences en un point $M(y)$ d'un plan d'observation situé à une distance d . Les champs électriques en ce point provenant de chacune de ces sources s'expriment par $|A_i| \exp[i(\varphi_i + 2\pi P_i M/\lambda)]$ avec $2\pi P_i M/\lambda$ le déphasage dû à la propagation de l'onde de P_i à M . En faisant l'hypothèse que la distance d est très grande devant la distance B entre les trous et les dimensions du plan d'observation ($d \gg y + B/2$), la différence de marche entre les faisceaux issus de P_1 et P_2 arrivant en M s'approxime par $P_2 M - P_1 M \approx B y/d$ et l'intensité détectée au point $M(y)$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned} I(y) = \langle |A_1 + A_2|^2 \rangle &= \langle |A_1|^2 \rangle + \langle |A_2|^2 \rangle + 2\Re(\langle A_1 A_2^* \rangle) \\ &= \langle |A_1|^2 \rangle + \langle |A_2|^2 \rangle + 2|A_1||A_2||V_{12}| \cos(2\pi \frac{B}{\lambda} \frac{y}{d} + \varphi_{12}) \end{aligned} \quad (1.12)$$

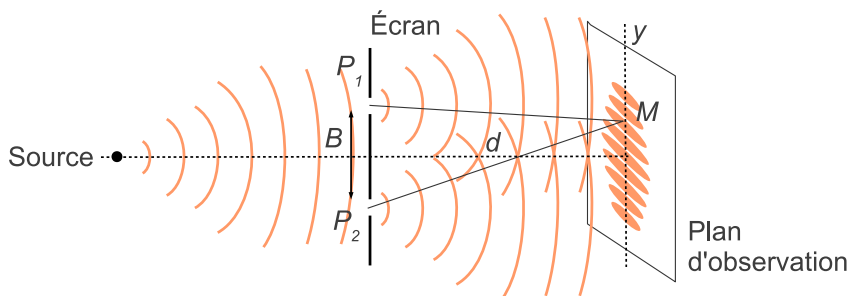


Figure 1.11 – Schéma du dispositif expérimental des trous d'Young.

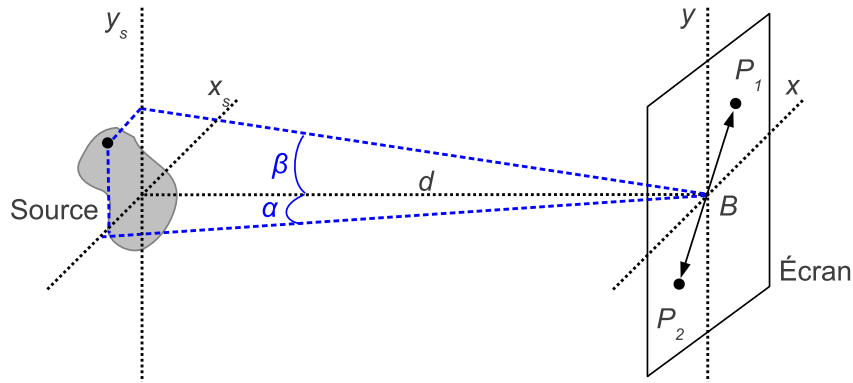


Figure 1.12 – Notations pour repérer la source et le plan d'observation.

À noter que pour simplifier l'équation, on ne prend pas ici en compte la diffraction par chacune des ouvertures. Rigoureusement, il faudrait effectivement tenir compte du fait que le champ diffracté par chaque ouverture, A_i , présente au niveau de l'écran une distribution modulée par la tache de diffraction. Ainsi, si l'on note le champ sur l'écran $A_i(y) = A_i \times f_{\text{diff}}(y)$, l'ensemble de l'équation 1.12 se retrouve multiplié par une enveloppe de diffraction $f_{\text{diff}}^2(y)$.

On définit de manière usuelle le contraste des franges par :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} V_{12} \quad (1.13)$$

où $I_i = \langle |A_i|^2 \rangle$ correspond au flux issu de la source secondaire i .

Le terme de visibilité complexe est donc codé dans le contraste et la phase des franges. L'expression du contraste montre cependant qu'il est nécessaire d'avoir accès à une estimation des flux individuels provenant de chaque faisceau, afin de pouvoir en déduire le module de la visibilité, qui est une quantité normalisée.

En pratique dans FIRST, le principe de recombinaison est strictement équivalent, et on utilise une lentille convergente afin d'observer les franges dans le plan focal image. L'intérêt de mesurer la visibilité complexe réside dans le fait qu'elle est reliée de manière directe à la distribution spatiale d'intensité de la source observée.

Le théorème de Zernike-Van Cittert

Dans le cas où les dimensions linéaires (x_s, y_s) de la source du rayonnement quasi-mono-chromatique ainsi que la distance $P_1 P_2$ entre les deux points considérés du plan pupille sont petites devant la distance d le séparant de la source, le développement de l'expression du degré de cohérence conduit au résultat suivant, appelé théorème de Zernike-Van Cittert :

$$V_{12} = \frac{\iint I(\alpha, \beta) \exp[-2i\pi(\alpha u_{12} + \beta v_{12})] d\alpha d\beta}{\iint I(\alpha, \beta) d\alpha d\beta} = \frac{TF [I(\alpha, \beta)]_{(u_{12}, v_{12})}}{TF [I(\alpha, \beta)]_{(0,0)}} \quad (1.14)$$

avec α et β les coordonnées angulaires sous lesquelles la source est vue et $u_{12} = (x_2 - x_1)/\lambda$ et $v_{12} = (y_2 - y_1)/\lambda$, les coordonnées des fréquences spatiales exprimées en fonctions de la position (x_i, y_i) des deux sous-pupilles. Les notations utilisées sont clarifiées sur la figure 1.12

En d'autres termes, on retiendra donc que **le théorème de Zernike-Van Cittert établit la relation de transformée de Fourier qui existe entre la visibilité complexe et la distribution d'intensité de la source, normalisée à l'intensité totale.**

Perturbation par l'atmosphère

Alors que la mesure du module de la visibilité est plutôt directe si l'on dispose d'une mesure photométrique de I_1 et I_2 , récupérer l'information de phase est plus compliqué. En effet, nous avons pu voir que le filtrage modal opéré par les fibres optiques monomodes permet de s'affranchir des perturbations de phase spatiales à l'échelle de chaque sous-pupille, mais le piston atmosphérique, constante de phase moyenne à l'échelle de chaque sous-pupille, demeure, et induit des retards de phase d'une sous-pupille à l'autre. Autrement dit, le champ dans chaque sous-pupille est affecté d'un terme de phase supplémentaire Φ_i et l'interférogramme de l'équation 1.12 devient alors :

$$I(y) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |V_{12}| \cos\left(2\pi \frac{B y}{\lambda d} + \varphi_{12} + \Delta\Phi_{12}\right) \quad (1.15)$$

où $\Delta\Phi_{12} = \Phi_1 - \Phi_2$ exprime le terme de piston différentiel. Ce terme fluctue dans le temps et il n'est pas possible de l'évaluer (il n'a aucun effet sur l'intensité détectée). En conséquence, les réseaux de franges se translatent de manière aléatoire d'une pose à l'autre, et il est impossible de connaître la référence de phase qui permettrait d'évaluer la phase φ_{12} de la visibilité.

L'information de phase était donc souvent laissée de côté, et l'exploitation du module de la visibilité fournit des informations déjà précieuses. Cependant la phase contient l'information de symétrie de l'objet. En effet, si l'on imagine un objet formé de deux sources ponctuelles et un rapport d'intensité très grand, l'analyse de la fonction de visibilité permettra d'estimer le rapport de flux et la séparation, mais une incertitude de 180° persistera quant à l'orientation du compagnon par rapport à la source centrale. Cela est dû au fait que le module de la visibilité complexe est une fonction paire (car elle correspond à la transformée de Fourier d'une fonction réelle) et la phase est une fonction impaire. C'est donc cette dernière qui fournit l'information sur la dissymétrie de l'objet.

Un moyen de récupérer une partie de l'information de phase est de former une grandeur appelée clôture de phase, par définition indépendante des termes de pistons atmosphériques. Mentionnons au passage que d'autres techniques existent pour récupérer l'information de phase, telles que l'estimation de la phase différentielle (Lopez et al., 2000; Millour, 2006).

1.2.3.2 Clôture de phase

L'idée d'une clôture de phase fut énoncée initialement par Jennison (1958) pour les interféromètres utilisés en radio. Elle fut appliquée sur les premières expériences de masquage de pupille par Baldwin et al. (1986); Haniff et al. (1987). Elle est depuis utilisée de manière courante pour la plupart des observations interférométriques à plus de trois ouvertures.

Définition

Un triangle formé de trois bases constitue le support de la clôture, comme illustré sur la figure 1.13. Ainsi la phase des franges mesurée sur la base ij s'exprime de la manière

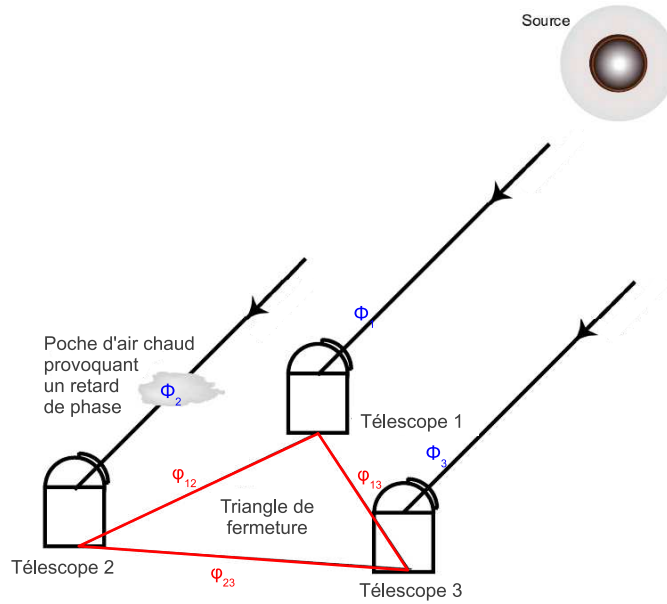


Figure 1.13 – Les trois ouvertures considérées pour former une clôture de phase sont chacune affectées d’un terme de phase Φ_i , induit par l’atmosphère. Ces termes disparaissent de la clôture de phase, combinaison des phases mesurées sur les trois bases. Cette illustration est adaptée de la revue par [Monnier \(2007\)](#). Des télescopes sont représentés, mais il pourrait tout aussi bien s’agir des sous-pupilles de FIRST par exemple.

suivante :

$$\Psi_{ij} = \varphi_{ij} + \Phi_i - \Phi_j \quad (1.16)$$

avec φ_{ij} la phase de la visibilité complexe, et Φ_i le terme de piston atmosphérique (ou même instrumental) qui affecte la sous-pupille ou le télescope i .

La combinaison linéaire des phases mesurées sur les trois bases fournit alors la quantité de clôture de phase :

$$CP_{123} = \Psi_{12} + \Psi_{23} - \Psi_{13} = \varphi_{12} + \varphi_{23} - \varphi_{13} \quad (1.17)$$

dont la propriété fondamentale est de ne pas dépendre des termes de piston atmosphérique.

Une autre manière de définir cette quantité s’appuie sur le bispectre, dont le concept est décrit par [Weigelt \(1977\)](#) et [Lohmann et al. \(1983\)](#) dans le cadre du masquage de tavelures (*speckle masking*), dont le but est de récupérer une information de phase, inaccessible en interférométrie des tavelures classique ([Labeyrie, 1970](#)). Le bispectre est défini comme le produit des visibilités complexes :

$$B_{123} = V_{12}^{\text{mes}} V_{23}^{\text{mes}} V_{13}^{\text{mes}*} \quad (1.18)$$

où $V_{ij}^{\text{mes}} = |V_{ij}| \exp(i\Psi_{ij})$ est le terme de visibilité mesuré, dont la phase est affectée du terme de piston. On retrouve alors de manière directe que :

$$\arg(B_{123}) = \varphi_{12} + \varphi_{23} - \varphi_{13} = CP_{123} \quad (1.19)$$

Avec N télescopes ou sous-pupilles, on pourrait théoriquement récupérer $N(N - 1)/2$ termes de phase (en ne supposant aucune redondance). Le nombre de mesures de clôtures de phase s'élève à $N(N - 1)(N - 2)/6$ dont $(N - 1)(N - 2)/2$ sont indépendantes. Les clôtures indépendantes se dénombrent en envisageant tous les triangles formés à partir d'une même sous-pupille, soit 2 parmi $(N - 1)$ (Readhead et al., 1988; Monnier, 2003). En effet, toute autre clôture de phase pourra être exprimée comme combinaison de trois autres comprenant la sous-pupille fixée. Ainsi, la quantité d'information de phase peut être estimée comme $(N - 2)/N$, qui ne représente que 33% pour une recombinaison à trois sous-pupilles/télescopes, et atteint déjà 67% à six télescopes (disposés de manière non redondante), ce qui illustre également la puissance de cette observable.

En pratique dans FIRST

La méthode de réduction des données appliquée dans FIRST (détaillée au chapitre 4) permet d'estimer des termes de cohérence complexes que l'on notera μ_{ij} :

$$\mu_{ij} = |A_i||A_j||V_{ij}| \exp(\varphi_{ij} + \Delta\Phi_{ij}) \quad (1.20)$$

Ceux-ci ne correspondent pas directement aux termes de visibilité car ils ne sont pas normalisés et sont affectés des termes de piston atmosphérique.

Si l'on souhaite récupérer le module de la visibilité, il suffit donc de mesurer les flux individuels, $|A_i|^2$. Cependant, le parti pris dans FIRST est d'éviter de prélever du flux et de mettre en œuvre une méthode d'étalonnage alternative qui permet de récupérer l'amplitude et la phase des visibilités complexes. Cette méthode s'appuie sur le fait que certaines bases se répètent. Dans le cas où la configuration est non redondante, on a en fait beaucoup plus de termes inconnus (les V_{ij} complexes, les amplitudes $|A_i|$ et les pistons Φ_i) que de mesures (les μ_{ij}). Cependant, en présence de bases redondantes, plusieurs mesures de termes de cohérence μ_{ij} correspondent à une même valeur de visibilité complexe. Cela signifie que l'on peut ainsi réduire le nombre d'inconnues de manière à ce que le problème reliant les mesures μ_{ij} aux termes de visibilités complexes, pistons et flux individuels (équation 1.20) soit finalement bien posé et puisse être résolu. La mise en forme du problème et la contrainte que cela impose sur la configuration des sous-pupilles en entrée seront détaillées dans la partie 3.2 du chapitre 3.

Cependant, il se trouve que les données traitées en profondeur (chapitre 5) ont été acquises soit avec une configuration de sous-pupilles qui n'est pas adaptée à la résolution de ce problème (pas assez de redondances), soit dans de mauvaises conditions atmosphériques. Cela explique le fait que l'algorithme d'auto-étalonnement proposé par Lacour et al. (2007) n'ait pas encore été appliqué aux données FIRST présentées dans ce manuscrit. L'analyse des données a donc été menée à partir des mesures de clôtures de phase spectrales que l'on estime par la phase du bispectre non normalisé (construit à partir des μ_{ij}). Comme en témoignera le résultat de l'analyse, les clôtures de phase fournissent des informations déjà précieuses sur l'objet observé et permettent, par exemple, de caractériser le compagnon d'un système binaire.

1.2.3.3 Dynamique

La dynamique renseigne sur la capacité à pouvoir détecter un compagnon dont le flux est faible par rapport à l'étoile centrale. Par convention on parlera de dynamique Dn lorsque l'on donne un nombre > 1 et de contraste lorsque l'on donne l'inverse qui est < 1 .

Dans la revue sur l'interférométrie optique, [Baldwin & Haniff \(2002\)](#) donnent une indication de la dynamique à laquelle on peut s'attendre pour une image reconstruite à partir des mesures de visibilité et de phase, dans l'hypothèse où la couverture du plan (u,v) (c'est-à-dire l'ensemble des fréquences spatiales sondées) est importante et homogène, et que les mesures sont limitées par le bruit de photon :

$$Dn \sim \sqrt{\frac{n_{\text{bases}}}{\left(\frac{\delta V}{V}\right)^2 + \sigma_{\varphi[\text{rad}]^2}} \quad (1.21)$$

où $\frac{\delta V}{V}$ représente l'erreur relative sur le module des visibilités et σ_{φ} l'erreur sur les phases de visibilité exprimée en radians.

D'autres estimations de la dynamique ont été conduites par la suite : par exemple, dans [Lacour et al. \(2011\)](#), des simulations Monte-Carlo permettent de donner une estimation de la limite théorique de détection à 1σ dans le cadre du masquage de pupille à sept sous-pupilles ($n_{\text{bases}} = 21$) en fonction de la précision obtenue sur la mesure de clôture de phase σ_{CP} (seule observable exploitée dans cet article), exprimée en degrés :

$$Dn_{1\sigma} \approx \frac{400}{\sigma_{CP[\text{deg}]}} \quad (1.22)$$

Dans le contexte de l'interférométrie longue base au VLT, [Le Bouquin & Absil \(2012\)](#) déterminent également une estimation de la dynamique en développant une analyse des clôtures de phase dans le cas où le contraste entre les deux composantes d'un système double est faible et aboutissent à la même conclusion que $Dn \propto 1/\sigma_{CP}$.

Ainsi, si l'on combine le fait que dans la limite du bruit de photon la dynamique augmente linéairement avec la racine du nombre de bases (équation 1.21), l'équation 1.22 peut être mise à l'échelle pour un nombre $n_{\text{bases}} \neq 21$ et en une limite de détection à 4σ :

$$Dn_{4\sigma} \approx \sqrt{\frac{n_{\text{bases}}}{21}} \times \frac{100}{\sigma_{CP[\text{deg}]}} \quad (1.23)$$

Ainsi, pour FIRST-9 (voir chapitre 2) et FIRST-18 (voir chapitre 3), le nombre de bases vaut respectivement 36 et 72, conduisant à :

$$Dn_{4\sigma} [\text{FIRST-9}] \approx \frac{130}{\sigma_{CP[\text{deg}]}} \quad \text{et} \quad Dn_{4\sigma} [\text{FIRST-18}] \approx \frac{185}{\sigma_{CP[\text{deg}]}} \quad (1.24)$$

Il est important de noter que la limite de détection en masquage de pupille et en réarrangement de pupille est effective jusqu'à une séparation de λ/D ([Lacour et al., 2011](#)), ce qu'encore peu de techniques permettent à ce jour (on peut citer le coronographe PIAACMC ([Guyon et al., 2010](#)) évoqué en première partie de ce chapitre, qui devrait également permettre d'atteindre de forts contrastes à la limite de diffraction, voire en deçà). Cela constitue le grand intérêt de cette méthode par rapport par exemple à l'optique adaptative puisque de tels instruments peuvent potentiellement fournir une forte dynamique à la limite de diffraction du télescope. De plus, si l'on dispose d'un modèle de l'objet observé, typiquement un objet double, un ajustement des observables interférométriques permet en réalité de caractériser un système dont la séparation peut n'être que de $0,5 \lambda/D$ voire moins, selon le rapport signal-sur-bruit et la précision de l'étalonnage (on parle de super-résolution). À cette séparation la dynamique décroît seulement d'un facteur 2 d'après les

simulations de [Lacour et al. \(2011\)](#), ce qui reste significatif et constitue un atout supplémentaire.

Cette relation entre dynamique, nombre de bases et précision des mesures fournit également la justification du développement des instruments à réarrangement de pupille en comparaison de la technique du masquage de pupille. Les instruments tels que FIRST ont en effet le potentiel de recombinaison la lumière d'un plus grand nombre de sous-pupilles et de fournir des précisions améliorées grâce au filtrage spatial par fibre optique monomode. Cependant, la majeure contre-partie du filtrage opéré dans FIRST se traduit par une baisse significative de la sensibilité de l'instrument, due à sa complexité et à l'injection du flux dans les fibres optiques, dont l'efficacité est très sensible aux conditions atmosphériques. Une transmission de l'ordre du pourcent est pour l'instant le mieux que l'on puisse obtenir théoriquement avec un instrument construit sur une architecture telle que FIRST/visible (voir le chapitre 2). C'est en partie pour améliorer cet aspect que le développement de FIRST/IR est orienté vers d'autres choix technologiques (voir le paragraphe 1.2.2.2), à savoir la recombinaison par optique intégrée.

1.3 Ma thèse : un nouveau chapitre pour FIRST

Lorsque j'ai débuté ma thèse en 2010, le concept de FIRST avait déjà parcouru un bon bout de chemin, commençant par des simulations numériques et aboutissant aux premiers résultats de laboratoire.

1.3.1 Historique FIRST

À partir d'une idée proposée initialement par Guy PERRIN ([Perrin et al., 2006](#)), c'est Sylvestre LACOUR qui, durant sa thèse ([Lacour, 2007](#)), en fit évoluer le concept, notamment en y incluant l'idée que la totalité de la pupille pouvait être exploitée, et que l'étalonnage des visibilités pouvait être effectué sans la nécessité de prélever du flux ([Lacour et al., 2007](#)). Il posa ainsi les premières briques du prototype tel que nous le connaissons aujourd'hui.

La technique est prometteuse : les simulations d'un instrument à 132 sous-pupilles sur un télescope de 8 m montrent qu'une dynamique de $2 \cdot 10^5$, $4 \cdot 10^4$ et $3 \cdot 10^3$ peuvent être atteintes pour des cibles de magnitude respective 0, 5 et 10, comme illustré sur la figure 1.14. Ces dynamiques, estimées à partir du bruit de fond des images, ont été réajustées par rapport aux résultats initiaux pour prendre en compte une limite de détection à 4σ . À noter cependant que la transmission supposée lors de ces simulations était optimiste, de l'ordre de 5%. Comme nous le verrons au chapitre suivant, la transmission réelle est facilement réduite d'un facteur 10 par rapport à cette valeur, ce qui se traduit par une perte de 2,5 points pour les magnitudes effectives.

La réalisation d'un prototype à 36 sous-pupilles (à l'image du miroir du Keck) est cependant plus hasardeuse : le collage manuel de fibres optiques suivant une trame hexagonale est une opération délicate, qui n'aboutira finalement pas. La thèse de Sylvestre LACOUR se conclut tout de même par la validation du principe sur un prototype décimétrique à six sous-pupilles : des sous-pupilles de 2 cm de diamètre prélèvent du flux au sein d'une pupille d'une dizaine de centimètres, et l'injectent dans des fibres optiques. En sortie, les sous-pupilles sont réarrangées suivant une configuration non-redondante 2D. De tout premiers réseaux de franges ont alors été obtenus, même s'ils n'ont pu être réellement

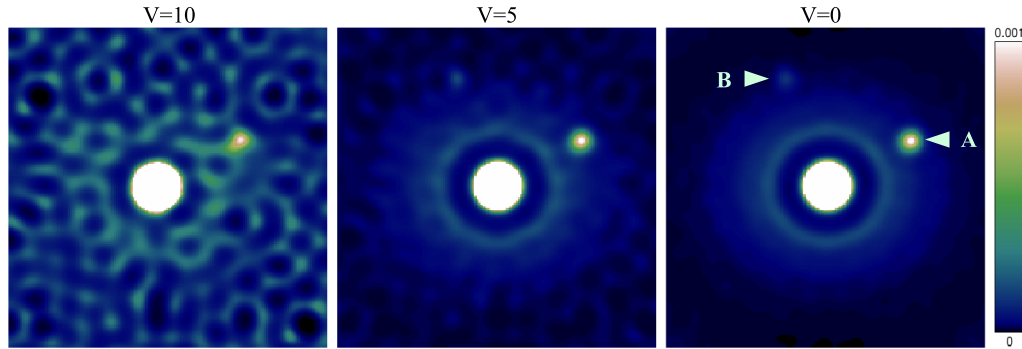


Figure 1.14 – Résultats des simulations d’images reconstruites réalisées par Sylvestre LACOUR durant sa thèse. Les paramètres simulés sont les suivants : 132 sous-pupilles sur un télescope de classe 8 m à $\lambda = 630$ nm ($\Delta\lambda = 60$ nm), sous un seeing de $0,6''$. L’étoile centrale a été simulée pour des magnitudes différentes, 0, 5 ou 10. Un disque, dont le flux intégré est d’un centième celui de l’étoile, ainsi que deux compagnons plus faibles d’un facteur 10^3 (A) et 10^4 (B) respectivement ont également été simulés.

exploités.

À l’occasion d’un post-doc qui débute en 2007, Takayuki KOTANI prend ensuite le relais du développement du prototype dans les laboratoires du LESIA, alors que Sylvestre part en post-doc dans le groupe de Peter TUTHILL en Australie. Sylvestre ne perd cependant pas de vue les développements de FIRST et des solutions techniques commerciales sont conjointement trouvées : un toron de fibres de *Fiberguide Industries* permet de disposer les extrémités des fibres suivant une trame hexagonale, et surtout un miroir segmenté *Iris AO* permet d’optimiser l’injection dans chacune des fibres grâce à un mouvement de tip-tilt des segments individuels. Les extrémités des fibres en sortie sont disposées de manière non-redondante suivant une configuration linéaire, grâce à des v-grooves fabriqués par *OZ Optics*. La lumière de neuf sous-pupilles est ainsi recombinaée, d’où la désignation donnée plus tard de FIRST-9. Des lentilles cylindriques sont utilisées pour obtenir une tache de diffraction allongée, permettant de disperser spectralement la lumière et ainsi de disposer d’un spectromètre. La base du prototype final est donc là, et fera l’objet d’une description plus détaillée au chapitre 2.

Les premiers résultats sont obtenus en laboratoire et valident le concept. Kotani et al. (2009) incluent donc dans le montage la simulation de deux sources ponctuelles à l’aide d’une source de bande spectrale large et d’un cube séparateur. Un système binaire séparé angulairement de $4\lambda/D$ et présentant un rapport de flux de 15 fut ainsi simulé et détecté. Une image a été reconstruite à l’aide de l’algorithme MIRA (Thiébaud, 2008), restituant l’objet double avec un rapport de flux de 15 ± 1 , démontrant ainsi la validité du concept. Les erreurs ont été estimées à 2% sur les visibilitées et à $0,2^\circ$ sur les clôtures de phase, ce qui correspondrait à une dynamique de quelques centaines d’après les formules données au paragraphe précédent (~ 300 avec l’équation 1.21 en supposant que l’erreur de clôture correspond à l’erreur sur la phase, ~ 600 avec l’équation 1.24 en ne prenant en compte que l’erreur sur les clôtures de phase).

Enfin, Élodie CHOQUET contribua également au développement de FIRST durant un stage de neuf mois répartis entre 2008 et 2009. Elle prépara notamment le prototype pour

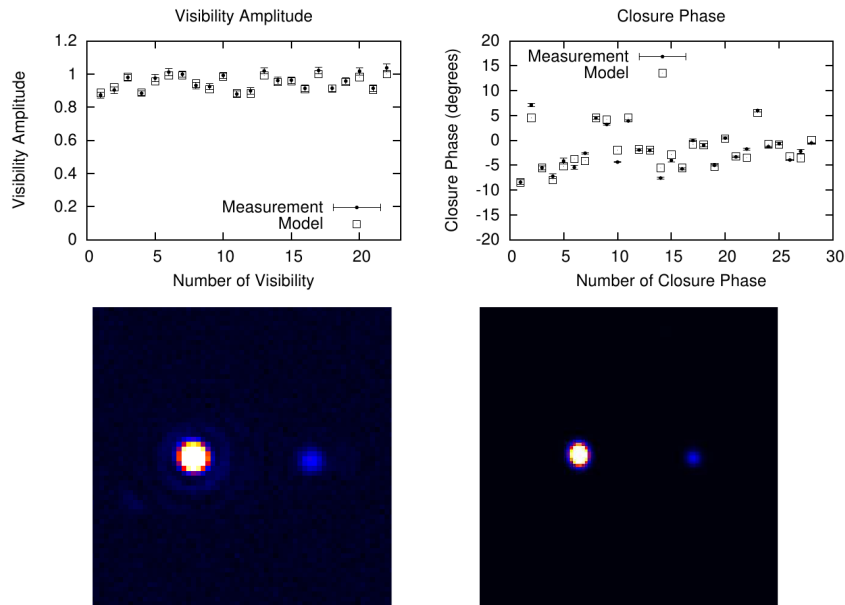


Figure 1.15 – Résultats obtenus en laboratoire. *Haut* : Graphes des modules de visibilité et clôtures de phase mesurés et issus du meilleur ajustement de modèle binaire. *Bas* : Image du système binaire acquise directement à l’aide d’un détecteur CCD à gauche, et image reconstruite à partir des visibilités complexes à droite. Par construction, l’image produite est déconvoluée de la réponse impulsionnelle instrumentale, d’où l’absence d’anneaux (présents dans le cas d’une tache d’Airy, comme c’est le cas sur l’image directe). Extrait de [Kotani et al. \(2009\)](#).

des observations initialement prévues sur le télescope de 1 m de l’Observatoire de Paris situé sur le site de Meudon. Une interface mécanique fut donc préparée, et des modifications du montage optique furent apportées, qui seront détaillées au chapitre 2 : un rotateur de pupille, une réduction de l’encombrement total, et la préparation de montures plus robustes et plus stables. Le prototype évoluait ainsi vers le démonstrateur qui validerait le concept sur ciel.

C’est à ce moment-là que je pris le relais en 2010, lors d’un stage de six mois. Malheureusement, l’intégration au télescope de 1 m de Meudon n’eut finalement pas lieu, car la priorité fut mise sur la préparation de l’intégration au télescope Shane de 3 m de l’Observatoire Lick (Université de Californie). Une récente collaboration avec Franck MARCHIS (Institut SETI) avait effectivement permis d’obtenir sept nuits d’observations en juillet 2010, qui marquèrent le début d’une aventure de trois ans !

1.3.2 Ma contribution et les objectifs de ma thèse

L’objectif de ma thèse fut donc d’amener FIRST sur le ciel, de le faire évoluer et d’en exploiter les données acquises sur le ciel. Mon travail de recherche fut consacré à trois activités différentes et complémentaires : au développement instrumental, aux observations à l’Observatoire Lick et, pour finir, au Subaru, ainsi qu’au traitement des premières données d’observations d’un instrument à réarrangement de pupille fibré.

Dans la suite de ce manuscrit, je commencerai par décrire plus en détail le prototype à neuf fibres, FIRST-9, qui fut utilisé lors de la première lumière de l’instrument (chapitre 2) et j’aborderai les développements que j’y ai apportés, aboutissant à une nouvelle

version appelée FIRST-18 (chapitre 3). Je décrirai ensuite le programme de réduction des données (chapitre 4) que j'ai mis en place pour traiter les premières données acquises lors de plusieurs missions d'observations menées à l'observatoire Lick. Et enfin je présenterai les résultats obtenus sur le système double Capella (chapitre 5), donnant à FIRST ses premiers résultats astrophysiques, ainsi qu'un aperçu des résultats à venir. Pour terminer, j'évoquerai la suite des événements, notamment concernant l'intégration de FIRST au Subaru (chapitre 6).

Chapitre 2

De FIRST-9...

Durant ma thèse, je me suis appliquée à poursuivre le développement instrumental de FIRST. Dans sa première version, développée puis testée en laboratoire par Takayuki KOTANI, FIRST recombine la lumière de 9 sous-pupilles, d'où sa dénomination FIRST-9. Ce prototype vit sa première lumière stellaire en juillet 2010 à l'Observatoire Lick, où il fut monté au foyer Cassegrain du télescope Shane de 3 m.

Dans ce chapitre, je m'attacherai à décrire la mise en pratique du réarrangement de pupille et les solutions techniques adoptées par FIRST et plus spécifiquement par FIRST-9 pour son installation au foyer Cassegrain du télescope Shane. Je présenterai également les résultats extraits des données de première lumière : clôtures de phase d'étoiles non résolues et mesures de sensibilité. Enfin, nous pourrions tirer les premières conclusions concernant les performances de l'instrument de cette première version de l'instrument.

2.1 FIRST-9, un prototype de laboratoire

2.1.1 Mise en œuvre

La mise en œuvre pratique de l'instrument a débuté avec le travail de Takayuki KOTANI en 2007 et a été permise grâce à l'utilisation de composants et technologies de pointe. Le montage optique est schématiquement représenté sur la figure 2.1. Les éléments clés illustrés sur la figure 2.2 sont les suivants :

- le miroir segmenté, fabriqué par *Iris AO Inc*, comporte 37 segments hexagonaux disposés avec un pas de $606 \mu\text{m}$ qui peuvent être individuellement contrôlés en orientation ($\pm 5 \text{ mrad}$ suivant les 2 axes) et en piston ($\pm 5 \mu\text{m}$), à l'aide de trois actionneurs ;
- les matrices de microlentilles (de pas et diamètre $250 \mu\text{m}$), fabriquées par *SÜSS Optics MicroOptics*, concrétisent la division du front d'onde en sous-pupilles en focalisant les faisceaux sur le cœur des fibres du côté de l'injection et elles permettent également de collimater les faisceaux en sortie des fibres optiques ;
- le toron de fibres optiques, de *Fiberguide Industries*, est un composant qui permet de disposer les extrémités des 36 fibres (pas de fibre centrale) dans un même plan, les cœurs étant précisément positionnés suivant une trame hexagonale de pas $250 \mu\text{m}$;
- le v-groove, produit par *OZ Optics*, est un composant de verre pouvant accueillir jusqu'à 48 extrémités de fibre optique disposées dans un même plan suivant une ligne, avec un pas de $250 \mu\text{m}$, chacune étant maintenue dans une encoche en forme de V ;

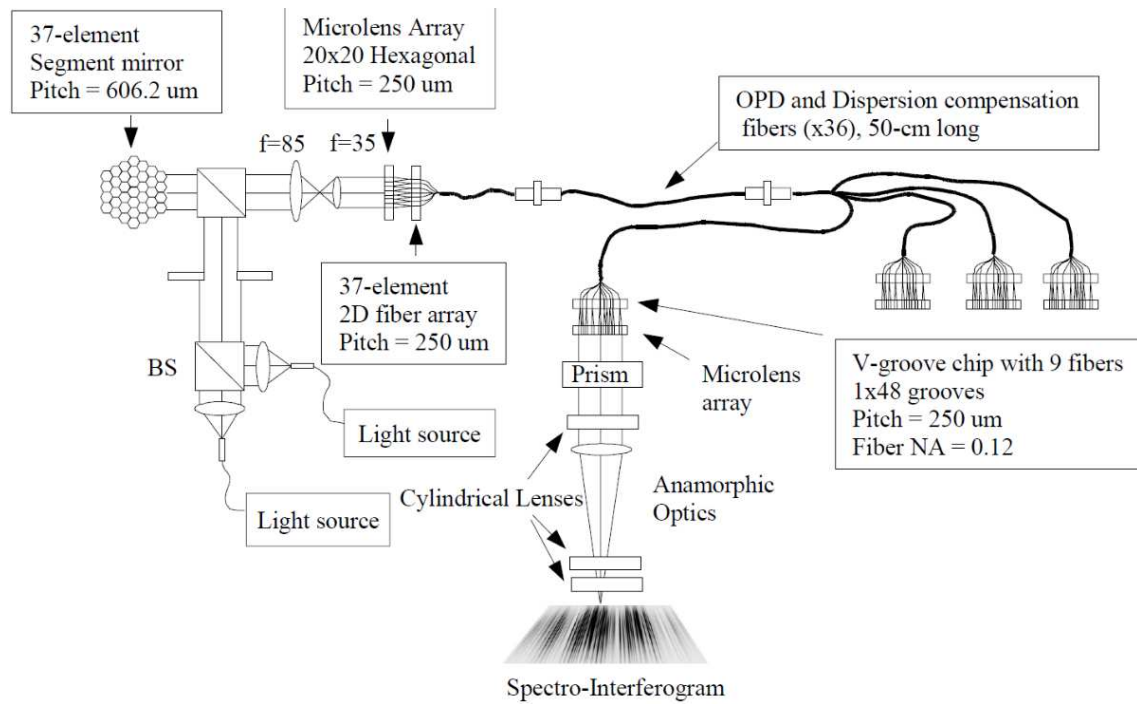


Figure 2.1 – Schéma optique du prototype de laboratoire. Extrait de Kotani et al. (2009).

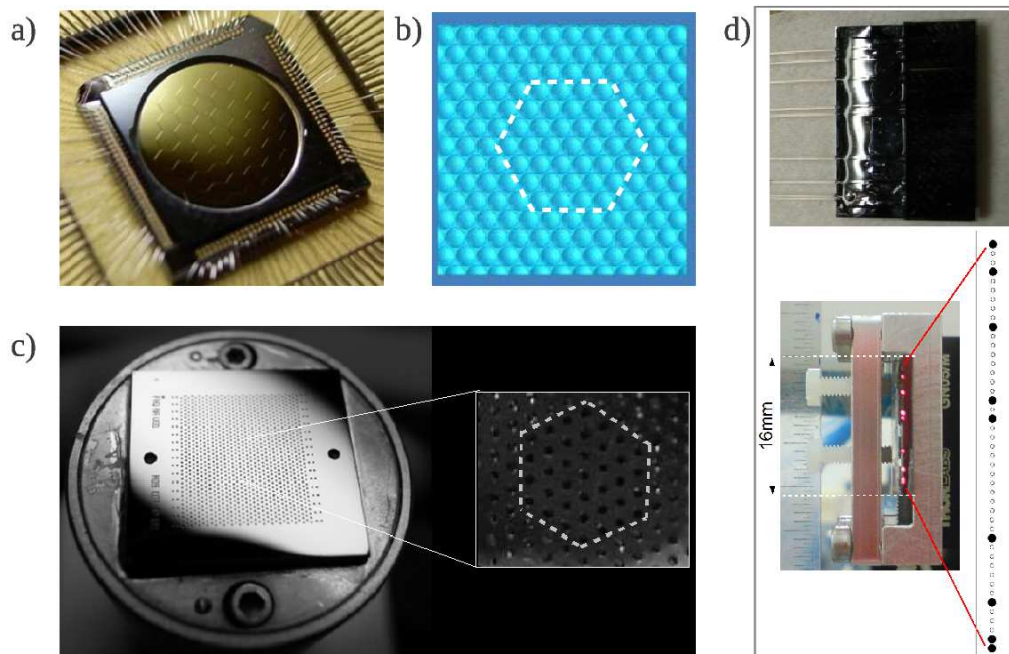


Figure 2.2 – Les différents composants clés qui permettent la mise en œuvre de FIRST : a) le miroir segmenté (la distance entre les centres de deux segments adjacents est de 606 μm), b) la matrice de microlentilles de pas 250 μm , c) le toron de fibres de pas identique, d) le v-groove avec les 9 fibres vu de dessus (haut) et de face (bas).

- la caméra EMCCD (Electron Multiplying CCD), par *Andor* pour FIRST-9 et *Hamamatsu* pour FIRST-18, est un détecteur choisi pour sa grande efficacité quantique dans le domaine visible, et sa capacité à amplifier le signal jusqu'à des facteurs 100 voire 1 000, rendant le bruit de lecture négligeable comparé aux autres sources de bruit (telle que le bruit de photon principalement).

2.1.1.1 L'injection dans les fibres

Le miroir segmenté est utilisé en incidence normale pour maximiser la surface utile (qui est multipliée par un facteur $\cos(\theta)$ s'il est utilisé avec une incidence θ) et éviter que le faisceau ne soit déformé. Une solution possible consiste à utiliser un cube séparateur 50-50 et de sacrifier 75% du flux. En réalité, seuls 25% sont complètement perdus puisque les 50 autres pourcents sont envoyés vers la voie de contrôle, pour visualiser un plan image à l'aide d'une caméra CCD supplémentaire.

Chaque micro-segment du miroir permet d'aligner précisément les faisceaux sur les cœurs de fibres. La division du front d'onde en sous-ouvertures est en pratique réalisée par la matrice de microlentilles. Celles-ci focalisent les faisceaux sur les cœurs de fibres rassemblées dans le toron de fibres. Le pas entre le miroir segmenté et l'ensemble microlentilles/toron étant différent, un système afocal permet d'ajuster les tailles de faisceaux, et de placer les microlentilles dans un plan conjugué à celui du miroir segmenté (plan pupille), afin d'éviter de vignetter les faisceaux lorsque les segments sont inclinés. Le grandissement de la conjugaison correspondante est donc de $250/606 \sim 0,4$.

Les fibres optiques utilisées sont monomodes et à maintien de polarisation de type panda (*Nufern* PM-630-HP). Les caractéristiques des fibres et microlentilles sont données dans le tableau 2.1.

Fibres optiques		Microlentilles	
Diamètre de cœur	3,5 μm	Pas	250 μm
Ouverture numérique	0,12	Ouverture numérique	0,12
Diamètre du mode	4,6 μm à 680 nm	Rayon de courbure	450 μm
Longueur d'onde de coupure	~ 570 nm	Substrat	verre de silice
		Distance focale	980 μm

Tableau 2.1 – Paramètres physiques des fibres et microlentilles.

Un jeu de fibres optiques dites de compensation est inséré entre les fibres du toron et celles du v-groove. Celles-ci servent à égaliser les chemins optiques parcourus par la lumière dans le verre afin de maximiser le contraste des franges (voir la partie 3.2.3 sur les fibres de compensation au chapitre suivant). Cela est nécessaire car la longueur des fibres du toron et du v-groove mises bout à bout différent, parfois de plusieurs centimètres. FIRST-9 était ainsi doté d'un jeu de fibres qui fut égalisé à l'IPAG (anciennement LAOG) à Grenoble en 2008 lors du post-doctorat de Takayuki KOTANI.

2.1.1.2 La recombinaison des faisceaux

Les autres extrémités des fibres sont alignées dans un v-groove, de manière non redondante. Deux fibres adjacentes sont espacées d'un multiple du pas du v-groove, noté d . Un v-groove fournit 48 emplacements séparés par d , en conséquence, seules neuf fibres

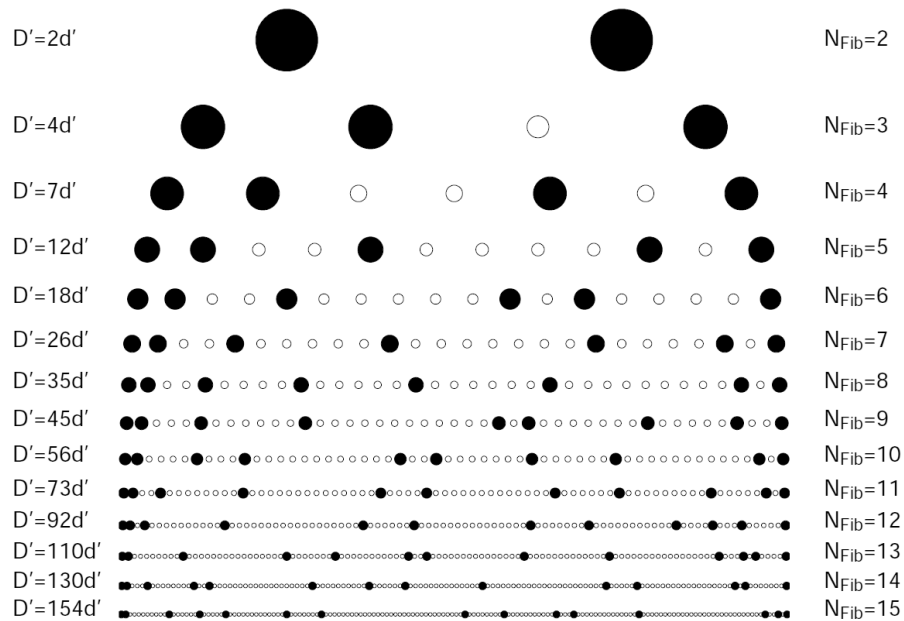


Figure 2.3 – Configurations non redondantes unidimensionnelles les plus compactes. À droite sont notées les nombre de fibres et à gauche les longueurs nécessaires correspondantes en pas d' . Extrait de [Lacour \(2007\)](#).

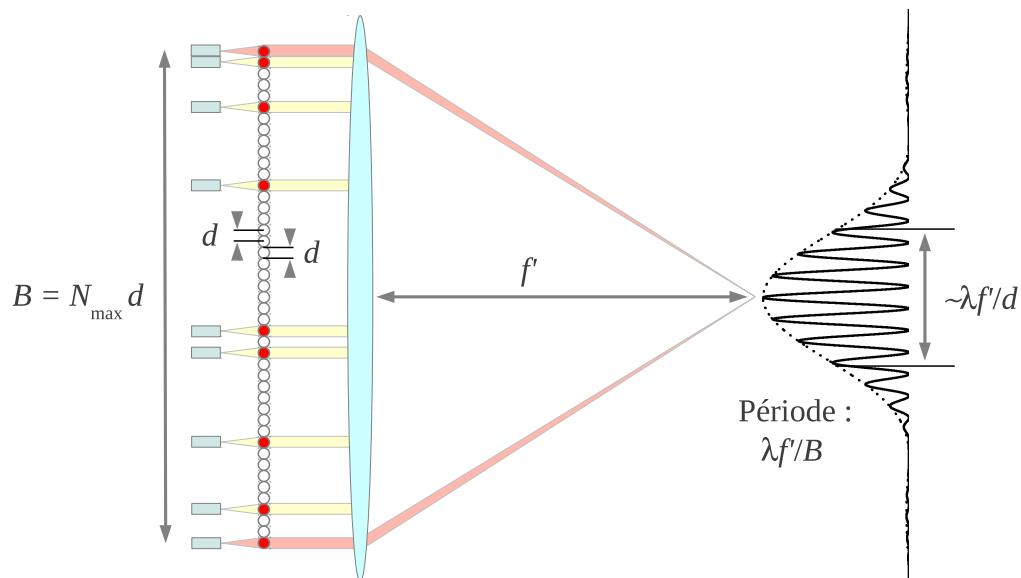


Figure 2.4 – Schéma de principe de recombinaison multi-axiale des faisceaux à l'aide d'une lentille. Seul le réseau de franges correspondant aux fibres extrêmes est illustré. L'interférogramme complet résulterait de la somme des 36 réseaux de franges.

peuvent être positionnées de manière non redondante car, comme illustré sur la Fig. 2.3, la configuration non redondante à neuf fibres la plus compacte nécessite 45 emplacements différents, alors que la configuration la plus compacte à 10 fibres requiert 56 encoches.

Une seconde matrice de microlentilles permet ensuite de collimater les faisceaux en sortie de fibres. La recombinaison s'effectue enfin à la manière de l'expérience des trous d'Young, et les franges sont observées dans le plan image d'une lentille, comme illustré en figure 2.4. Cette recombinaison est également couplée à un spectromètre. Un système anamorphique comprenant des lentilles cylindriques joue ainsi le rôle de la fente en donnant aux faisceaux une forme allongée le long de la direction de dispersion. Les dimensions de la tache de diffraction étant inversement proportionnelles à celles du faisceau dans la pupille, on obtient bien une tache image allongée perpendiculaire à la direction de dispersion, permettant donc d'atteindre une meilleure résolution spectrale. L'élément dispersif est un prisme équilatéral en BK7 ou SF2 selon la version de l'instrument.

2.1.1.3 La détection

La caméra scientifique est dotée de la technologie EMCCD (aussi appelée L3CCD), qui consiste en la multiplication des photo-électrons avant leur lecture. Le registre utilisé classiquement dans une caméra CCD est en fait étendu à un registre de gain, où les charges sont transférées entre des électrodes portées à des tensions beaucoup plus importantes que nécessaire pour un simple transfert. En conséquence, les électrons acquièrent suffisamment d'énergie cinétique pour créer de nouvelles charges par chocs ionisants, de manière similaire au fonctionnement d'une diode à avalanche. La probabilité du gain à chaque étape du registre est faible, entre 1 % et 2 %, mais le gain total augmente à la puissance du nombre d'étapes du registre de gain (typiquement 500).

En termes de bruit, le caractère stochastique du phénomène d'amplification se traduit par un facteur de bruit en excès ou ENF (Excess Noise Factor), défini par :

$$F = \frac{\sigma_s}{G \sigma_e}, \quad (2.1)$$

G désignant la valeur moyenne du gain EM, σ_e^2 et σ_s^2 , les variances du bruit sur le signal en entrée et en sortie de l'amplificateur. Pour un détecteur EMCCD, ce facteur vaut théoriquement $\sqrt{2}$, ce qui a été vérifié expérimentalement (Denvir & Conroy, 2003).

Le rapport signal sur bruit (RSB) s'écrit alors :

$$RSB = \frac{S}{\sigma} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} S = G \times \eta P \\ \sigma^2 = \sigma_{\text{lec}}^2 + F^2 \times G^2 \times (\eta P + \sigma_{\text{obsc}}^2) \end{cases} \quad (2.2)$$

où η correspond à l'efficacité quantique, P au nombre de photons incidents, σ_{lec}^2 et σ_{obsc}^2 aux variances du bruit de lecture et du bruit sur le courant d'obscurité respectivement. ηP représente donc le nombre de photo-électrons produits, dont la distribution suit une loi de Poisson. Aux longueurs d'onde visibles, le courant d'obscurité, et donc son bruit associé, peuvent cependant être négligés. Pour les caméras *Andor Luca S* et *Hamamatsu ImagEM* que nous avons été amenés à utiliser, il atteint en effet $0,05 \text{ e}^-/\text{pixel/s}$ (sous refroidissement à air à -20° C), et $0,01 \text{ e}^-/\text{pixel/s}$ (sous refroidissement à air à -65° C) respectivement.

Le rapport signal sur bruit peut donc s'écrire :

$$RSB = \frac{\eta P}{\sqrt{\sigma_{\text{lec}}^2/G^2 + F^2 \eta P}} \quad (2.3)$$

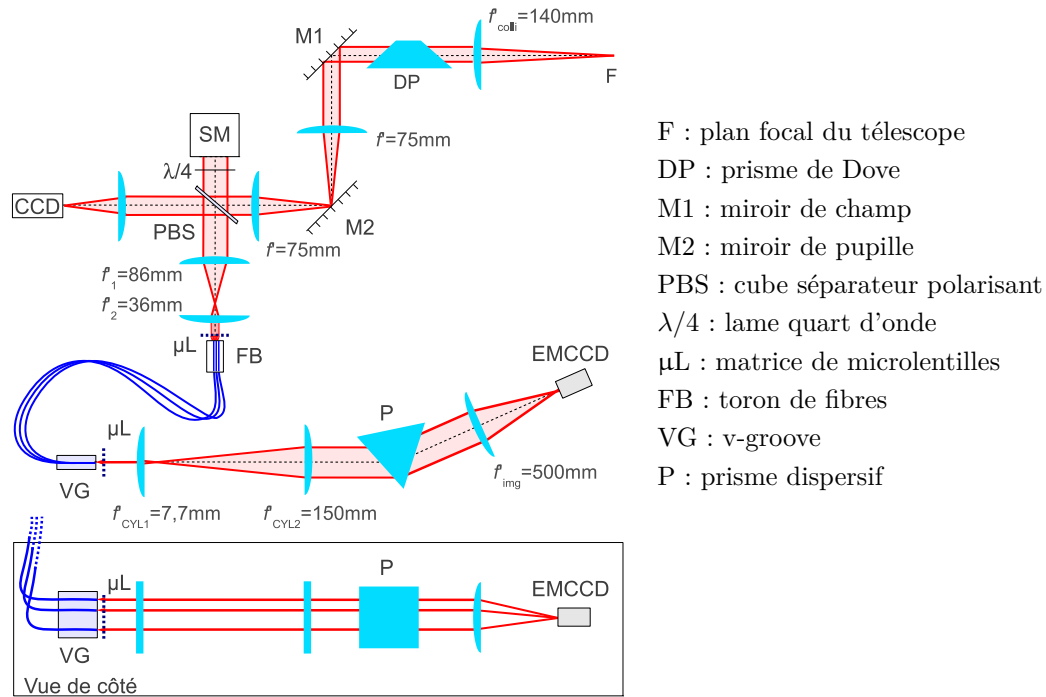


Figure 2.5 – Schéma du montage optique de l'instrument tel qu'il fut monté sur le télescope de l'Observatoire Lick.

Cette expression rend compte de l'avantage de l'EMCCD concernant le bruit de lecture : étant donné que le signal est amplifié avant lecture, plus le gain est élevé, plus le bruit de lecture devient négligeable comparé au bruit de photons.

Enfin, en régime à haut gain et avec $F = \sqrt{2}$, l'expression se simplifie :

$$RSB = \sqrt{\frac{\eta}{2}} \times P \quad (2.4)$$

En conclusion, le mode EM permet un gain significatif en sensibilité, tout en étant limité par le bruit de photons du signal. Cependant, ce gain se traduit par une réduction du RSB, qui est alors équivalent à celui calculé avec une efficacité quantique réduite de moitié.

2.1.2 Vers le démonstrateur

En vue d'une installation au foyer du télescope Shane de l'Observatoire Lick des modifications furent apportées au montage optique, notamment par Élodie CHOQUET lors de son stage de fin d'études en 2008-2009 en ce qui concerne le rotateur de pupille et le dimensionnement du système d'imagerie de la pupille. Le schéma optique de l'instrument tel qu'il fut utilisé lors de la première lumière est présenté en figure 2.5.

2.1.2.1 Rotation du plan pupille

La disposition des neuf fibres utilisées lors de la première lumière est présentée sur la figure 2.6 a). Cette configuration correspond à celle utilisée en laboratoire et a été choisie

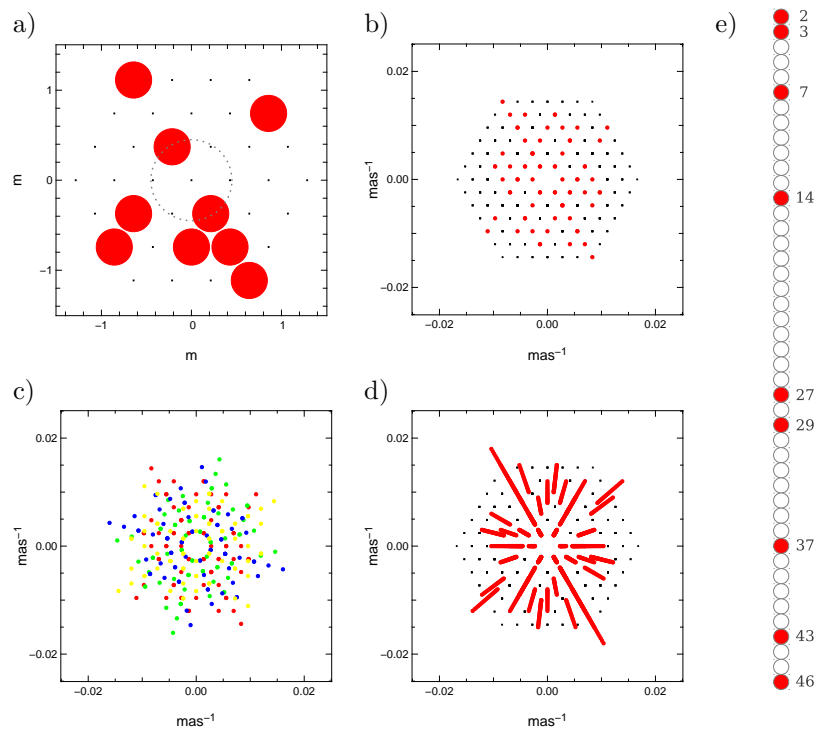


Figure 2.6 – a) Disposition des fibres dans la pupille de FIRST-9. Le cercle en pointillés gris représente la partie obstruée du télescope. b) Couverture du plan (u,v) correspondante. c) Couverture du plan (u,v) pour les 4 positions différentes du prisme de Dove. d) Même couverture de plan (u,v) que b) mais représentée pour la bande 600 nm - 900 nm. e) Configuration des fibres en sortie suivant la configuration non redondante à 9 fibres la plus compacte. Les nombres repèrent la position des fibres par rapport aux emplacements offerts par v-groove.

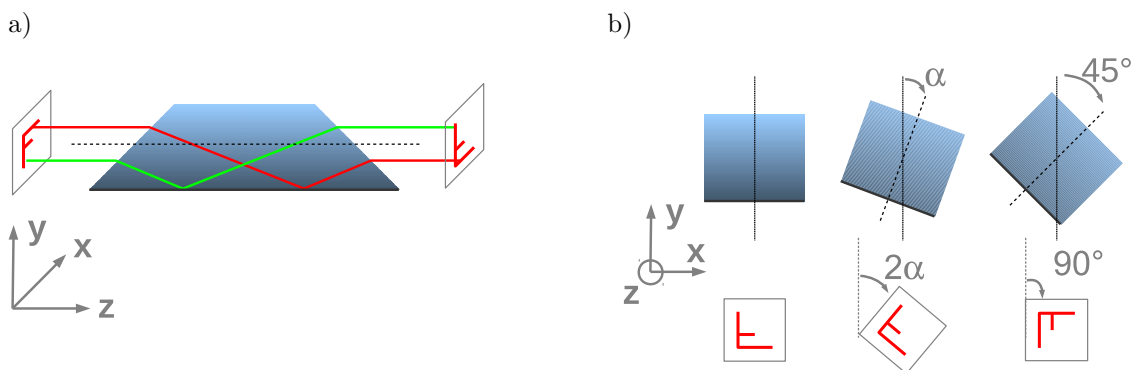


Figure 2.7 – Principe du prisme de Dove. a) Vue de profil : le faisceau subit une symétrie par rapport à l'axe défini par la base du prisme. b) Vues dans la direction de l'axe optique pour différentes rotations du prisme autour de cet axe, et l'orientation des images correspondantes.

avant que l'opportunité de monter l'instrument sur le télescope de l'Observatoire Lick ne se présente. C'est la raison pour laquelle la dimension des sous-pupilles n'a pu être optimisée par rapport à l'obstruction centrale du télescope. Ainsi, deux des sous-pupilles se sont retrouvées vignettées à environ 50% de leur surface.

D'autre part, afin d'étendre la couverture du plan (u,v) correspondant aux neuf fibres qui est visible figure 2.6 b), la solution d'un prisme de Dove a été adoptée et mise en place par Élodie CHOQUET. Cet élément optique permet de réaliser une symétrie du faisceau incident par rapport à l'axe défini par sa base. Ainsi, lorsque le prisme subit une rotation d'angle α autour de l'axe optique, le faisceau subit une rotation 2α , comme illustré sur la figure 2.7.

2.1.2.2 Système d'imagerie du plan pupille

Le positionnement du plan pupille sur le miroir segmenté est crucial pour éviter que le faisceau ne soit vignetté. Un système a donc été conçu par Élodie CHOQUET afin de gérer cet aspect. Ainsi, la lentille qui collimate le faisceau en entrée de FIRST image également le plan pupille sur le miroir M1 (Fig. 2.8), dit miroir de champ car ce miroir permet de contrôler l'angle de champ global du faisceau. Un montage afocal formé de deux lentilles identiques permet ensuite d'imager le plan pupille sur le miroir segmenté, après repliement par le miroir M2 qui est placé dans le plan focal des deux lentilles. Par conséquent, son orientation permet d'agir sur la position de la pupille, degré de liberté utile pour centrer le faisceau sur le miroir segmenté, d'où sa dénomination de miroir de pupille.

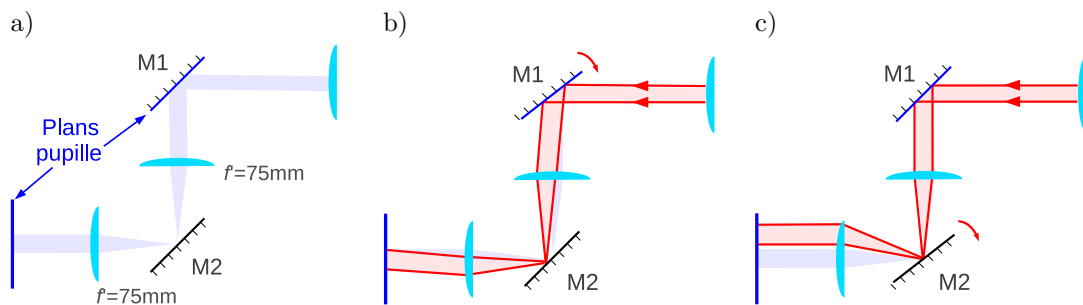


Figure 2.8 – Illustration du système d'imagerie de la pupille. a) Faisceau centré. b) Inclinaison du miroir M1 de champ. c) Inclinaison du miroir M2 traduisant la pupille. Le plan pupille conjugué du plan du miroir M1 correspond à la position du miroir segmenté.

Le miroir de champ est par ailleurs motorisé afin de pouvoir agir sur son orientation pendant les observations. La position de l'objet dans le champ est en effet contrôlée grâce à une caméra CCD placée dans le plan focal d'une lentille qui récupère la partie du faisceau transmise par le cube séparateur. Alors que les micro-segments permettent de piloter l'orientation de chaque faisceau, ce miroir agit sur le basculement global du faisceau, ce qui est particulièrement utile en cas de déviation du faisceau due par exemple à des flexions mécaniques lors du pointage du télescope.

2.1.2.3 Séparateur de polarisation

Un séparateur de faisceau est nécessaire afin d'atteindre le miroir segmenté à incidence normale. À l'origine, ce séparateur divisait le faisceau avec un rapport 50-50 en transmission-réflexion. En conséquence, le faisceau utile effectivement injecté dans les fibres

optiques ne représentait que 25 % du flux incident sur le cube, comme illustré sur la figure 2.9 a).

J'ai donc proposé une alternative à ce montage qui permette de récupérer 50 % du flux incident, qui consiste en la combinaison d'un cube séparateur polarisant avec une lame quart d'onde placée devant le miroir segmenté. La polarisation p est ainsi réfléchie. Les axes propres de la lame à retard sont orientés de manière à changer la polarisation rectiligne incidente en une polarisation circulaire gauche (ou droite suivant l'orientation de la lame). Après réflexion sur le miroir segmenté, la polarisation devient circulaire droite (ou gauche respectivement), et donc rectiligne s après son second passage par la lame à retard. Tout le flux réfléchi par le miroir segmenté est donc transmis par le cube lors du second passage, comme illustré sur la figure 2.9 b).

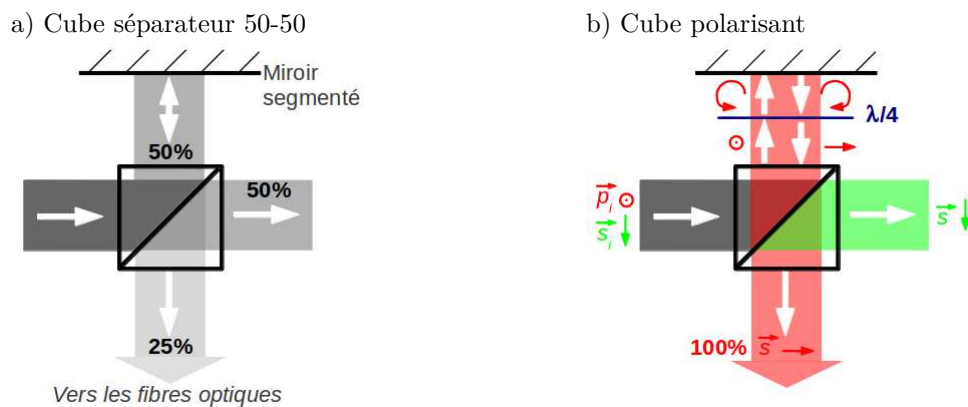


Figure 2.9 – Comparaison du cube séparateur 50-50 illustré en a) et du cube polarisant utilisé avec une lame quart d'onde en b).

En contrepartie de cette maximisation du flux total, une seule des deux polarisations peut être étudiée au final (ce à quoi on pourrait remédier en introduisant une lame demi-onde pour faire tourner la polarisation avant le passage par le cube). Cela n'est cependant pas très problématique dans la mesure où les cibles observées dans un premier temps ne sont pas, ou très peu, polarisées. De plus, sans cette sélection de la polarisation, il aurait tout de même fallu séparer les polarisations (à l'aide d'un polariseur ou d'un élément de type prisme Wollaston), pour éviter que la superposition des deux réseaux de franges correspondant aux deux polarisations ne conduise à une perte de contraste. En effet, les fibres à maintien de polarisation étant fortement biréfringentes, ces deux réseaux seraient déphasés. Ce dispositif permet donc un gain final d'un facteur 4 en sensibilité, ce qui peut se révéler particulièrement avantageux sur le ciel.

2.2 Première lumière à l'Observatoire Lick

2.2.1 L'installation au foyer du télescope Shane de l'Observatoire Lick

2.2.1.1 Un peu d'histoire...

L'Observatoire Lick fut construit à la fin du XIX^{ème} siècle grâce aux fonds d'un mécène nommé James Lick. Celui-ci était charpentier, constructeur de pianos, et arriva à San Francisco en 1848, une quinzaine de jours avant l'annonce de la découverte d'or en Californie. Il fit alors fortune, non en se ruant vers l'or comme des milliers de personnes

affluent alors en Californie, mais en acquérant des terrains, et en construisant un hôtel. Son investissement fut très rentable puisque la population de San Francisco passa d'un millier en 1848 à plus de 20 000 en 1850, et 150 000 en 1870. À sa mort, James Lick était l'homme le plus fortuné de Californie.

Soucieux de laisser un monument à sa mémoire, vers la fin de sa vie, James Lick envisagea de faire construire d'immenses statues à son effigie et à celle de ses parents, ou encore de faire construire une gigantesque pyramide. Ce fut son ami, George Davidson, astronome et géographe, mais aussi président de l'Académie des Sciences de Californie, qui lui insuffla finalement l'idée qu'il pourrait ériger un observatoire astronomique accueillant la plus grande lunette jamais construite. Le chantier débuta ainsi en 1876 sur le Mont Hamilton, faisant de cet observatoire le premier à être construit sur une montagne. James Lick décéda la même année et fut inhumé en 1887 à l'endroit prévu pour la grande lunette de 36 pouces, soit 91 cm. Le « Great Lick refractor » vit sa première lumière en 1888 et resta l'instrument le plus puissant jusqu'en 1897, année de construction de la lunette de 40 pouces (102 cm) de l'Observatoire Yerkes à Chicago.

Le télescope Shane de 120 pouces (3 m) de diamètre fut inauguré un demi siècle plus tard, en 1959. Son nom lui fut donné en 1978 en l'honneur de C. Donald Shane, directeur de l'observatoire lors de la conception et de la construction de l'instrument. Lors de sa mise en service, il était le second plus grand télescope du monde, après le télescope Hale de 200 pouces (5 m) de l'Observatoire du Mont Palomar.

L'Observatoire Lick fut le lieu de plusieurs avancées scientifiques et techniques. La grande lunette permit en effet la découverte de nombreuses étoiles binaires (dont Capella en 1899), de comètes, et notamment du 5^{ème} satellite de Jupiter, Amalthea. En 1891, Michelson réalisa également les premières mesures sur ciel avec un interféromètre stellaire en appliquant un masque sur la lunette de 12 pouces de l'observatoire, et mesura avec succès les diamètres des satellites joviens. Bien plus tard, en 1969, le télescope Shane fut impliqué dans la mission Apollo 11 Lunar Module. De puissantes impulsions laser étaient envoyées vers les rétro-réfecteurs déposés sur la Lune, et le télescope Shane détecta en premier la lumière réfléchie, qui donna accès à la mesure de la distance Terre-Lune avec une précision de 25 cm.

2.2.1.2 Le télescope Shane

Le télescope Shane offre la possibilité d'observer en trois foyers différents :

- foyer du miroir primaire : à l'origine, un observateur y observait directement à l'œil, logé dans un habitacle étroit en haut du télescope, mais aujourd'hui, une caméra a remplacé l'observateur, et sert notamment à observer des objets faibles (la transmission du télescope étant maximisée puisque le nombre d'optiques dans le faisceau est réduit au seul miroir primaire) ;
- foyer coudé : un spectrographe à échelle y est placé, occupant deux pièces en dessous du télescope, utilisé notamment pour la détection d'exoplanètes et l'analyse de la composition chimique des étoiles ;
- foyer Cassegrain : situé derrière le miroir primaire, différents instruments peuvent y être montés, tel que le double spectrographe Kast, la caméra infrarouge Gemini et le système d'optique adaptative.

2.2.1.3 L'interface mécanique

L'installation de FIRST au foyer coudé aurait été idéale en termes de stabilité et de simplicité de montage, mais afin de profiter du système d'optique adaptative (OA), une installation au foyer Cassegrain était requise. Même si l'OA est optimisée pour l'infrarouge, elle est d'une utilité notable pour FIRST puisqu'elle permet de stabiliser les franges, jouant alors le rôle d'un suiveur de franges. Les cellules de correction sont effectivement de mêmes dimensions que les sous-pupilles de FIRST puisque l'analyseur du front d'onde présente 40 sous-pupilles (la pupille de FIRST est quant à elle divisée en 37 ouvertures), et le miroir déformable 61 actionneurs.

Cependant le bénéfice de l'OA est acquis au prix d'une installation délicate. L'adaptation mécanique, illustrée figure 2.10, consiste en cinq pieds fixés sur le banc de l'OA sur lesquels vient s'accrocher la table optique de FIRST, de près de 100 kg. Les tables optiques sont donc positionnées verticalement, rendant toute procédure de réglage relativement périlleuse. Aussi l'instrument est nécessairement entraîné dans le mouvement de pointage du télescope, le rendant particulièrement sujet aux flexions mécaniques. Dans la partie injection du montage, les flexions ont pour effet de déplacer la pupille, induisant la perte du flux dans certaines fibres. Concernant la partie recombinaison, l'instabilité du v-groove par rapport aux microlentilles a pour effet de translater l'image des franges sur le détecteur, jusqu'à la sortie totale de l'image dans certaines positions extrêmes, ce qui sera illustré plus tard, au paragraphe 2.3.4. En conséquence, les premières observations durent être menées sur des cibles proches de la position pour laquelle les réglages avaient été effectués, c'est-à-dire proche du zénith.

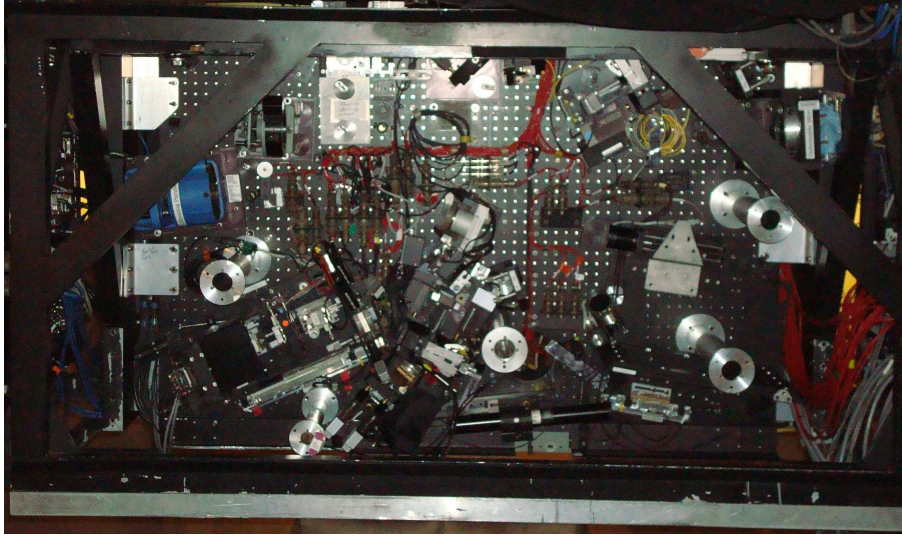
2.2.1.4 L'interface optique

Concernant le montage optique, il était prévu que le faisceau de la voie scientifique (en rouge sur la figure 2.10) soit prélevé sur le banc de l'OA, et envoyé sur la table optique de FIRST à l'aide d'un périscope (système de deux miroirs orientés à 90° l'un de l'autre). Le faisceau passe donc au travers d'un trou d'une dizaine de centimètres de diamètre laissé ouvert dans la table optique de FIRST, visible sur la figure 2.10 c) et d).

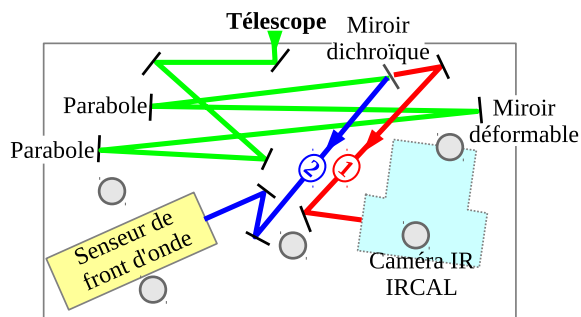
Cependant, un malentendu lors des échanges entre l'équipe du Lick et l'équipe FIRST a conduit à une erreur d'une dizaine de centimètres sur le positionnement de ce trou par rapport au faisceau de l'OA qui devait initialement être prélevé. En effet, comme illustré sur la figure 2.10 b), FIRST devait récupérer la totalité du faisceau de la voie scientifique représentée en bleu. Mais le trou dans la table tombant finalement 10 cm à côté, c'est-à-dire au dessus de la voie d'analyse, nous n'avons pas eu d'autre choix que de prélever une partie de ce faisceau. Par chance, un cube séparateur opérant dans le visible et suffisamment grand (2 pouces de côté, la dimension du faisceau atteignant 35 mm) était disponible dans les placards du Lick. Une monture fut improvisée par Guy PERRIN, ce qui permit à FIRST de voir ses premiers photons...

L'adaptation optique est ensuite assez simple : la focale de la lentille de collimation est choisie telle que le faisceau ait le même diamètre que le miroir segmenté (4,2 mm), tout en imageant le plan pupille sur le premier miroir du système d'imagerie de la pupille (voir paragraphe 2.1.2.2).

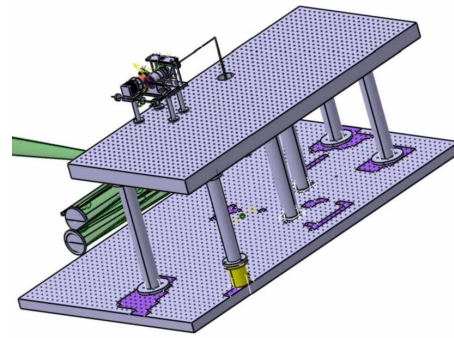
a)



b)



c)



d)

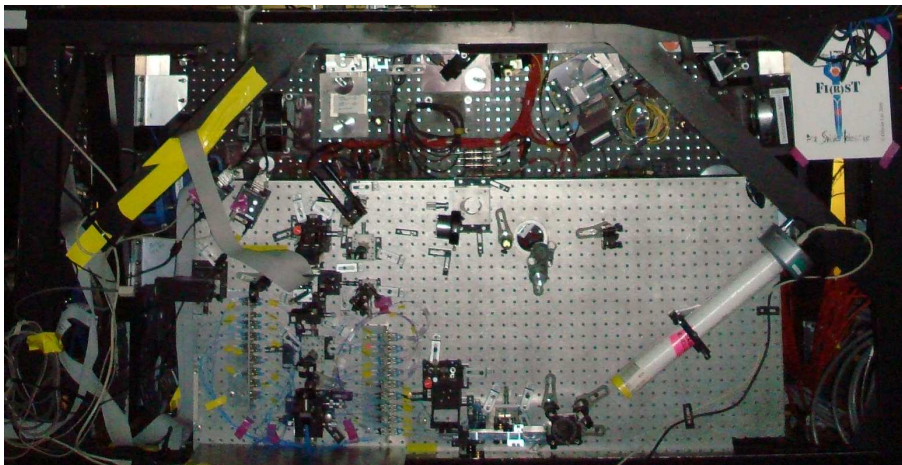


Figure 2.10 – a) Banc de l'optique adaptative, avec les cinq pieds de FIRST positionnés. b) Schéma du montage optique de l'OA, où sont reportées les positions approximatives des pieds. La voie bleue représente la voie d'analyse dans le visible, la voie rouge la voie scientifique infrarouge. La vignette 1 repère l'emplacement initialement prévu pour prélever le faisceau, la 2 l'emplacement final. c) Plan Solidworks de l'interface par Frédéric CHAPRON. d) Le banc FIRST une fois monté. L'armature métallique noire rentrant en collision avec la table optique, il a fallu en couper une portion dans le coin inférieur droit.

2.2.2 Les observations

2.2.2.1 Les premiers photons

Sept nuits d'observations au télescope Shane furent attribuées à FIRST en juillet 2010 par l'Observatoire Lick, du 23 au 29 juillet. De nombreux ajustements furent nécessaires durant les premiers jours et nuits, avant que l'instrument ne soit prêt à voir ses premiers photons stellaires :

- le bricolage d'une monture pour le cube séparateur non prévu au départ ;
- la mise en place de ce cube sur la table de l'OA et du prisme Dove sur la table verticale (opération délicate dont l'installation requit pas moins de six mains simultanément – l'accident optique ne passa d'ailleurs pas très loin...);
- la correction de la position du foyer du télescope, décalée de 25 cm par rapport au modèle utilisé pour la préparation, à l'aide d'un miroir de renvoi supplémentaire ;
- le découpage à la scie d'un coin de la table optique qui entraînait en collision avec la structure encadrant l'OA ;
- l'alignement de l'instrument n'étant pas conservé lors de l'installation (passage de la position horizontale à verticale), toutes les procédures ont dû être répétées sur table verticale.

La campagne se déroula de la manière suivante :

- 23 et 24 juillet : nous n'étions pas prêts à ouvrir le dôme ;
- 25 juillet : *première lumière sur la caméra de contrôle* (qui permet la visualisation de la position de l'objet dans le champ), cependant, le cube séparateur n'était pas encore installé sur la table de l'optique adaptative (un miroir envoyait tout le flux vers FIRST, l'analyseur de front d'onde ne recevait aucune lumière), l'OA ne pouvait donc pas fonctionner ;
cible pointée : η Peg ;
- 26 juillet : cube séparateur installé et OA fonctionnelle, mais toujours pas de franges visibles
cibles pointées : Véga, Deneb ;
- 27 juillet : ***premières franges visibles !***
cibles pointées : α And, Deneb, η Peg, Véga ;
- 28 juillet : alignement amélioré durant la journée ;
cibles pointées : α And, Arcturus, β Peg, Deneb, η Peg, HD170153, Véga ;
- 29 juillet : prisme Dove mis en place ;
cibles pointées : α And, β Peg, Deneb, Véga.

2.2.2.2 La procédure d'observation

À chaque passage sur une nouvelle cible, la première étape consiste à optimiser l'injection du flux dans les fibres optiques. Dans ce but, j'ai rajouté dans le programme Labview écrit par Takayuki KOTANI la possibilité d'effectuer un balayage en tip/tilt d'un segment donné afin de déterminer l'orientation pour laquelle le taux d'injection est maximal. Lors de cette procédure, tous les segments sauf un sont désalignés (c'est-à-dire basculés jus-

qu'au maximum de leur course, soit 5 mrad dans les deux directions), afin d'observer le flux transmis par une seule des fibres. Pour chaque orientation du segment considéré, le flux de la caméra scientifique est intégré sur toute la surface du détecteur, et une carte de transmission relative en fonction de l'orientation du segment est ainsi mesurée.

Cette carte (en deux dimensions, correspondant aux deux axes balayés par le segment), doit correspondre au résultat de la convolution de la tache image sur le cœur de la fibre par le mode de la fibre. Elle peut donc raisonnablement être approximée par une fonction gaussienne. Deux coupes perpendiculaires passant par le maximum de la carte sont alors extraites et ajustées par un modèle gaussien. Les valeurs moyennes indiquent ainsi la position optimale du segment suivant les deux directions.

Cette opération requérait environ 40 s par segment. Le temps d'intégration doit être effectivement suffisamment long devant le temps de cohérence de l'atmosphère (typiquement 10 ms) afin de mesurer effectivement un taux de transmission moyen. On explore donc généralement une grille de 100 positions, avec un temps d'intégration de 400 ms. Une petite dizaine de minutes est donc nécessaire pour mener à bien cette opération pour chacune des neuf fibres.

La procédure d'acquisition s'accomplit ensuite en six étapes : quatre séries d'images des franges sont prises pour 4 positions du prisme de Dove (0° , 45° , 90° et 135° , correspondant respectivement à une rotation du plan pupille de 0° , 90° , 180° et 270°), puis une série de fichiers d'étalonnage est enregistrée. Enfin, le télescope est dépointé de $30'$ afin de mesurer le signal de fond ainsi que le courant d'obscurité. Les fichiers d'étalonnage correspondent à des acquisitions des taches images des fibres individuelles (tous les segments sauf un sont volontairement désalignés de la position optimale). Ces images sont utilisées lors de traitement de données pour estimer l'enveloppe des franges nécessaire à la modélisation des interférogrammes (voir la partie 4.2.3 du chapitre concernant la réduction des données).

2.2.2.3 Les observations

Deux campagnes d'observation ont été conduites avec FIRST-9, en juillet 2010 pour la première lumière et en octobre 2010. Les cibles observées ont été choisies en fonction des limitations imposées par la sensibilité aux flexions et à l'efficacité en transmission de l'instrument (ces deux aspects seront détaillés dans la partie 2.3) : celles-ci devaient être observées lors de leur passage proche du zénith et de faible magnitude ($R_{mag} \leq 3$).

Les conditions météorologiques furent par contre catastrophiques lors des observations en octobre 2010. On ne put ainsi ouvrir le dôme qu'à deux reprises (sur un total de six nuits) à cause du fort taux d'humidité extérieure et de la pluie. De manière non surprenante, la qualité des quelques données prises lors de ces nuits n'est pas extraordinaire, même si le r_0 moyen est de l'ordre de 13 cm (à 550 nm). Dans la suite, nous avons donc choisi de nous focaliser sur les données des premières observations effectuées en juillet 2010, en particulier celles de la nuit du 29 juillet où le r_0 moyen atteint 22 cm.

2.2.3 Les résultats de première lumière

2.2.3.1 Les données

Les données que nous avons choisi de traiter sont celles de Véga et Deneb prises le 29 juillet 2010, dont le détail des observations est reporté dans le tableau 2.3. Elles ont été choisies car elles correspondent aux données avec le meilleur rapport signal-sur-bruit. Les conditions sont en effet réunies pour maximiser la qualité des données : les étoiles sont

Cible	Heure de début (UT)	Acquisition	Position du Dove (deg)	r_0 (cm) à 550 nm
Véga	06 :01 :17	10 cubes	45	
Véga	06 :09 :16	10 cubes	45	
Véga	06 :25 :12	10 cubes	90	
Véga	06 :32 :06	10 cubes	90	
Véga	06 :43 :20	10 cubes	90	
Véga	06 :51 :23	10 cubes	90	21.6
Véga	07 :09 :11	10 cubes	0	
Véga	07 :17 :00	10 cubes	0	22.2
Véga	07 :33 :48	10 cubes	135	
Véga	07 :41 :31	10 cubes	135	
Véga	07 :51 :21	fichiers d'étalonnage		
Véga	07 :58 :21	niveau de fond		
Deneb	08 :22 :20	10 cubes	135	
Deneb	08 :31 :20	10 cubes	135	
Deneb	08 :51 :16	10 cubes	90	
Deneb	08 :58 :35	10 cubes	90	
Deneb	09 :06 :51	10 cubes	90	24.4
Deneb	09 :28 :05	10 cubes	45	
Deneb	09 :37 :44	10 cubes	0	
Deneb	09 :44 :58	niveau de fond		21.7

Tableau 2.3 – Détail des observations du 29 juillet 2010. Un cube de données représente l'acquisition de 50 images. Toutes ont été prises avec un temps de pose de 200 ms.

brillantes, $R_{mag}=0,07$ pour Véga et $R_{mag}=1,14$ pour Deneb, et les conditions d'observation étaient excellentes, avec un r_0 moyen de l'ordre de 22 cm. Le paramètre r_0 figurant dans le tableau 2.3 a été estimé de manière ponctuelle grâce au système d'optique adaptative.

Lors de ces observations, quatre fibres produisirent tous les réseaux de franges attendus. Deux des cinq autres fibres tombaient dans l'obstruction centrale du télescope, comme illustré sur la figure 2.6 a). La configuration des sous-pupilles a en effet été définie initialement dans l'optique d'une installation au télescope Keck, avant que la possibilité d'observations avec le télescope Shane ne se présente. Cela explique la configuration inadaptée des sous-pupilles pour les premières observations. Une autre fibre se révéla endommagée et ne transmettait pas de lumière. Et les deux restantes ne produisaient pas tous les réseaux de franges avec un rapport signal sur bruit suffisant, ce qui peut être interprété soit par une faible transmission, soit par une mauvaise égalisation des fibres de compensation.

Trois échantillons d'images de franges sont présentés sur la figure 2.11. Chaque image correspond à 133 canaux spectraux car les 400 canaux originaux ont été moyennés par paquets de 3 afin d'améliorer le rapport signal sur bruit de l'image, ce qui permet en outre de s'affranchir des pixels morts ou chauds du détecteur. La densité spectrale de puissance moyenne (sur la totalité des images) présentée sur le panneau de droite, laisse apparaître 13 voire 14 pics, ce qui signifie que 6 fibres au moins interfèrent efficacement.

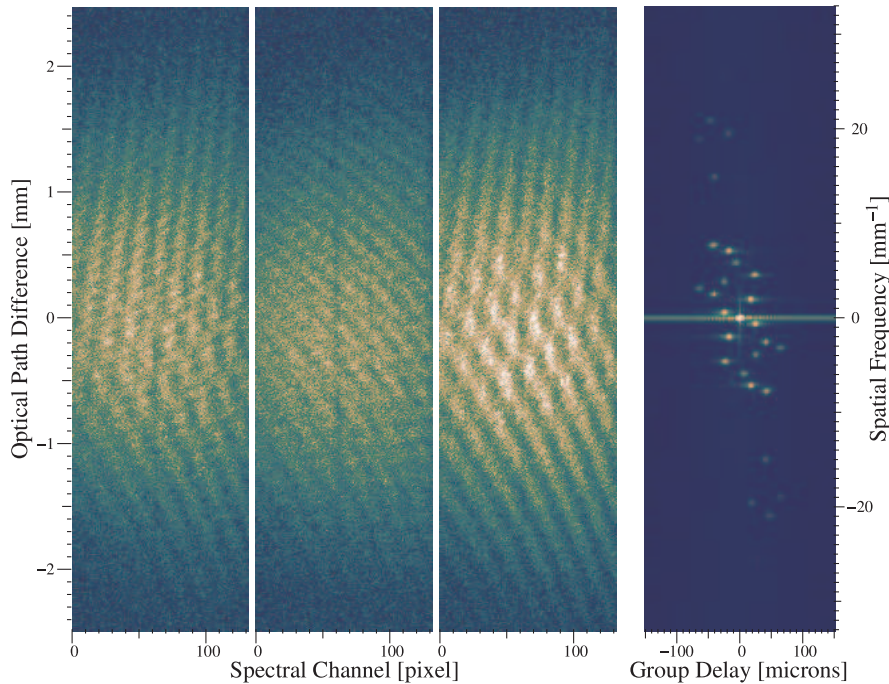


Figure 2.11 – Les trois panneaux de gauche représentent des images obtenues sur Véga, où les franges sont particulièrement bien visibles. Le panneau de droite représente la densité spectrale de puissance moyenne en fonction du retard de groupe. 13 (voire 14) pics sont visibles de manière symétrique de part et d’autre de la fréquence nulle, ce qui signifie qu’au moins 6 fibres interfèrent.

2.2.3.2 Les clôtures de phase

La réduction des données sera détaillée dans le chapitre 4, nous discuterons donc ici directement des mesures de clôtures de phase extraites des données de première lumière.

56 clôtures de phases ont été extraites des mesures de franges (correspondant à 8 fibres, l’une des 9 originelles ayant été reconnue défectueuse). Les phases du bispectre moyen sont représentées sur la figure 2.12, ainsi que les barres d’erreur correspondant à la moyenne des distributions de clôtures de phase. Pour comparaison, la valeur de la barre d’erreur sur la moyenne d’une distribution uniformément répartie entre -180° et 180° est également représentée. Elle correspond à :

$$\int_{-180}^{180} \frac{x^2}{360} dx = \frac{180}{\sqrt{3N}}, \quad (2.5)$$

avec N le nombre de points de mesure.

Cinq d’entre elles sortent donc du lot : celles portant les numéros 1, 2, 7, 22 et 38 (se reporter à l’annexe A pour la correspondance entre ces numéros et les fibres). Les quatre premières sont en fait issues de la combinaison des quatre fibres positionnées en 2, 3, 7 et 14 dans le v-groove (dont la configuration est représentée figure 2.6).

Afin d’améliorer la dispersion des mesures de phase, un critère a été défini afin de discriminer les données de plus faible qualité : le rapport « signal-sur-dark » (RSD). Il est effectivement clair que le module du bispectre, noté $|\overline{\mu_{ijk}}|$, est un bon indicateur de la détection des réseaux de franges contribuant à la clôture. Afin de former une quantité similaire à un rapport signal sur bruit, il a été défini de la manière suivante :

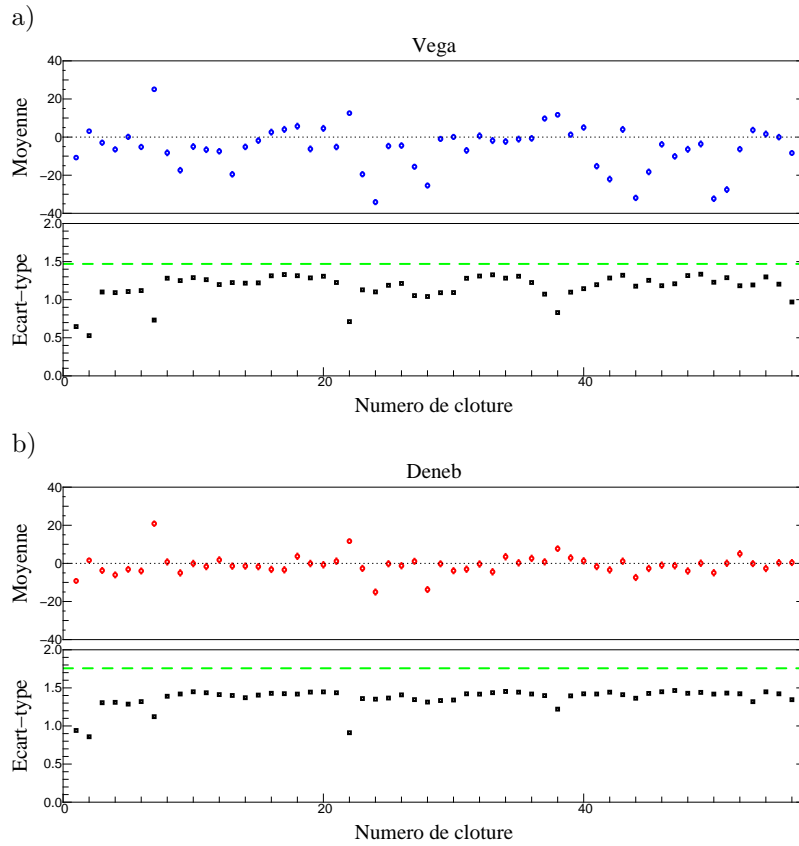


Figure 2.12 – Les 56 clôtures de phase correspondant aux 8 fibres (l’une des 9 était endommagée). Pour chacune des cibles, Véga et Deneb en a) et b) respectivement, les clôtures de phase moyennes (phase du bispectre moyen) avec les barres d’erreur sur la moyenne correspondante (calculée sur 5000 et 3500 mesures de clôtures respectivement) sont représentées sur le graphe du dessus. Ces barres d’erreur étant petites et occultées par les symboles, les écart-types sont reportés dans le graphe du dessous. La droite en tirets verts indique la barre d’erreur correspondant à une distribution fictive de points uniformément distribués sur $[-180^\circ, 180^\circ]$.

$$RSD_{ijk} = \frac{|\mu_{ijk}|}{|\mu_{ijk \text{ dark}}|} 10^{3 \frac{R_{\text{mag}}}{2.5}} \quad (2.6)$$

$|\mu_{ijk \text{ dark}}|$ s’obtient de la même manière que le bispectre lui-même, en appliquant directement l’algorithme de réduction sur les données de niveau de fond (contenant le courant d’obscurité, aussi bien que d’autres signaux parasites éventuels). La partie droite de l’expression a pour fonction de rendre cette grandeur indépendante de la magnitude R_{mag} de l’étoile observée (sous l’hypothèse d’un temps de pose invariant).

Un seuil commun aux données Véga et Deneb a donc été fixé afin de discriminer les données de plus faible RSD. La valeur du seuil a été choisie de manière à ce que 30 % des données au moins soient conservés dans le cas le plus défavorable, qui correspond à la série d’observations de Deneb du triangle 2-7-14 (en ne considérant que les clôtures formées par les sous-pupilles 2, 3, 7 et 14). Ainsi, seules les données correspondant à $RSD \geq 210$ ont été prises en compte dans la moyenne du bispectre, comme montré sur la figure 2.13. Les clôtures résultantes sont visibles sur la figure 2.14, pour les cinq fibres mentionnées ci-dessus.

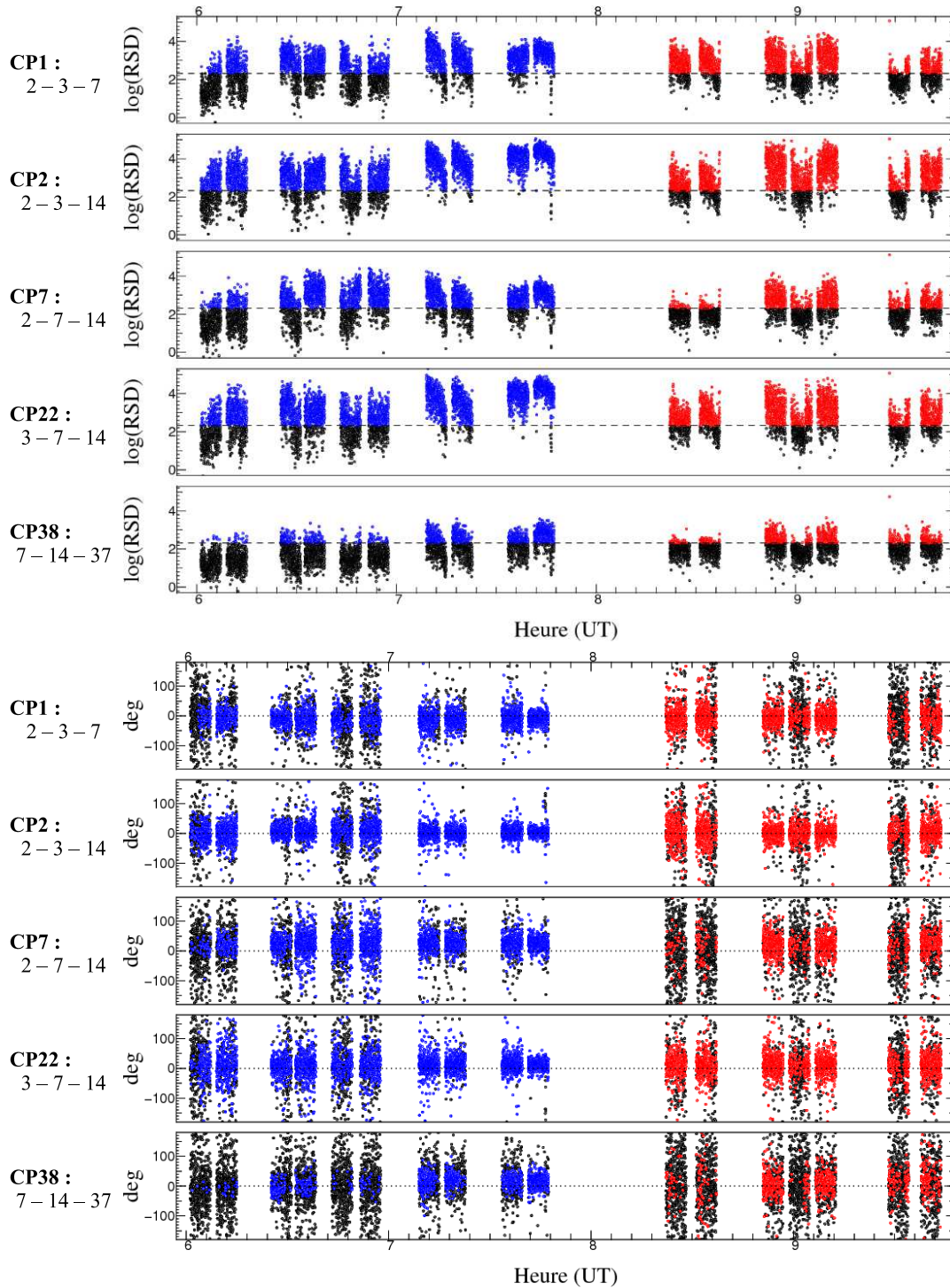


Figure 2.13 – *Haut* : RSD, en échelle logarithmique, des données Véga, en bleu, et Deneb, en rouge, en fonction du temps. Les droites en pointillés indiquent la position du seuil fixé à 210. *Bas* : Ensemble des mesures de clôtures de phase individuelles pour Véga et Deneb. En bleu et rouge sont représentés les points qui sont pris en compte lors de la moyenne du bispectre (sélectionnés par le critère sur le RSD).

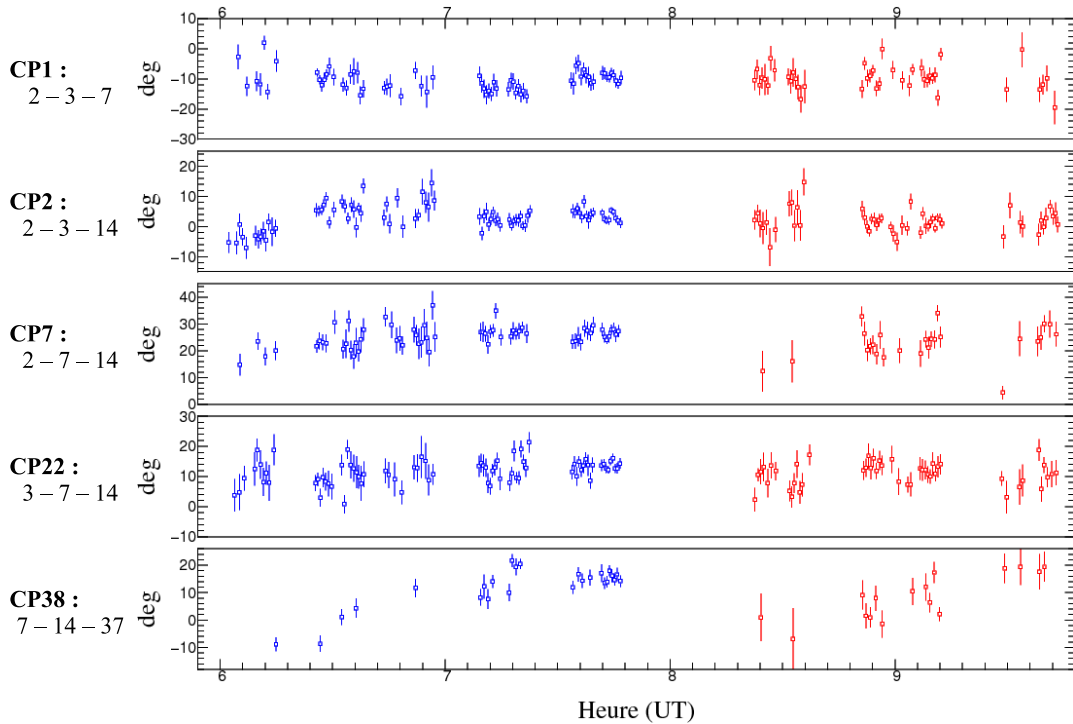


Figure 2.14 – Estimations des clôtures de phase de Véga, en bleu, et Deneb, en rouge, du 29 juillet 2010, représentées en fonction du temps. Chaque point correspond à la phase du bispectre moyennée sur 50 points dont le RSD est supérieur à 210.

Chaque point des graphes de la figure 2.14 correspond à la moyenne de 50 estimations de clôtures issues de 50 images, soit 10 s de temps de pose total. L'estimation d'une clôture issue d'une image a été moyennée sur les 133 canaux spectraux (correspondant à une bande totale $\Delta\lambda=160$ nm autour de la longueur d'onde centrale $\lambda=680$ nm), sous l'hypothèse que les objets observés sont achromatiques. Le rapport signal-sur-bruit des premières données n'était en effet pas suffisant pour mener une étude spectrale, d'où la moyenne sur les canaux spectraux. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique sur la moyenne.

Les espaces sans données qui sont apparents sur chacun des graphes des figures 2.13 et 2.14 sont dus à des séquences de prises de fichiers d'étalonnage, ou bien à des sessions d'optimisation de l'injection du flux dans les fibres optiques. Certains points de la clôture 38 sont placés dans ces espaces, cela est dû au fait que les 50 points moyennés pour obtenir chacun d'eux se répartissent sur plusieurs séquences d'acquisition, et que leur positionnement final correspond au temps moyen sur ces 50 points. Il s'agit donc d'un effet dû au fait que toutes les données ne sont pas prises en compte mais sélectionnées suivant la valeur du RSD.

On remarque que les valeurs brutes des clôtures de phase sont relativement grandes, jusque 25° voire 30° d'après la figure 2.12, alors que les deux étoiles observées sont supposées non résolues par le télescope. Ces biais sont par ailleurs indépendants de la position du prisme Dove (précisées dans le tableau 2.3), ce qui prouve leur origine instrumentale. Par la suite, les mesures pour les différentes positions du Dove ont donc été moyennées sans distinction. Il est tout de même intéressant de noter que les clôtures sont par contre stables durant les 4 heures d'observation présentées, ce qui rend possible leur étalonnage.

Nous avons donc poursuivi l'étude en utilisant Deneb comme cible de référence pour

Clôture numéro	Fibres	CP Véga (°)	CP Deneb (°)	CP étalonnée (°)
1	2-3-7	-10,2 ± 0,4	-9,2 ± 0,7	-1,0 ± 0,8
2	2-3-14	3,6 ± 0,3	1,6 ± 0,5	1,9 ± 0,6
7	2-7-14	25,6 ± 0,5	23,7 ± 1,2	1,9 ± 1,2
22	3-7-14	12,6 ± 0,4	10,9 ± 0,7	1,7 ± 0,8
38	7-14-37	12,6 ± 1,6	8,7 ± 1,9	3,9 ± 2,4

Tableau 2.4 – Résultats des clôtures moyennes de Véga et Deneb. La dernière colonne à droite donne les clôtures étalonnées de Véga avec Deneb prise comme cible de référence.

Véga. Pour chaque triangle de sous-pupilles et chaque cible, la valeur moyenne globale de la distribution des points de la figure 2.14 est reportée dans le tableau 2.4. Lors de cette étape, le χ^2 réduit résultant de l'estimation de la moyenne est calculé. Si les barres d'erreur statistiques sont sous-estimées par rapport aux fluctuations des données, sa valeur est supérieure à 1. Dans ce cas, les barres d'erreur sont corrigées par un facteur multiplicatif ($\sqrt{\chi^2}$) afin que le χ^2 réduit vaille 1. Les valeurs de clôtures de Deneb sont ensuite soustraites à celles de Véga afin d'obtenir les clôtures étalonnées.

Pour les quatre clôtures correspondant aux fibres 2, 3, 7 et 14, on obtient donc des valeurs étalonnées de 1,1° en moyenne, avec une erreur d'environ 0,9°. Comme on pouvait s'y attendre d'après la distribution de RSD, la clôture 38 présentée pour comparaison aboutit à un résultat moins précis. Toutes sont cependant compatibles avec zéro à 2σ près.

Une autre manière de se rendre compte de la présence de ces biais consiste à considérer la relation de fermeture qui existe entre quatre clôtures formées par quatre sous-pupilles. Elles ne sont effectivement pas indépendantes, et dans notre cas, les clôtures devraient vérifier (les signes dépendent de la façon dont sont définies les relations de clôtures) :

$$CP_1 - CP_2 + CP_7 - CP_{22} = 0, \quad (2.7)$$

ce qui n'est pas le cas. On obtient effectivement $-2.7 \pm 1,8^\circ$.

2.2.3.3 La dynamique

En ce qui concerne un interféromètre, si l'on suppose que les bases ne sont pas corrélées entre elles (hypothèse valable dans le régime de bruit de photons), on peut établir que la limite de détection en rapport de flux est directement reliée au nombre de sous-pupilles dont la lumière est recombinaisonnée, ainsi qu'à la précision atteinte sur les observables (Baldwin & Haniff, 2002; Lacour et al., 2011; Le Bouquin & Absil, 2012).

Rappelons la formule extrapolée à partir de Lacour et al. (2011) pour un nombre de bases n_B (voir équation 1.24 du chapitre 1), donnant la dynamique :

$$\text{dynamique}(4\sigma) \sim 22 \frac{\sqrt{n_B}}{\sigma(CP)_{\text{deg}}} \quad (2.8)$$

Ainsi, d'après les premières mesures effectuées, nous pouvons fournir une estimation de la dynamique qui serait atteinte avec un instrument complètement fonctionnel (réseaux de franges détectés sur les 36 bases correspondant aux neuf fibres). Avec une précision moyenne de 1° sur les clôtures de phase étalonnées, cela permettrait une dynamique d'environ 130. Il faut noter que cette précision doit prendre en compte l'étalonnage par une

cible de référence. Pour les résultats décrits précédemment, le temps effectif passé sur chaque cible à collecter des photons est d'environ 17 min pour Véga et 12 min pour Deneb (auxquels s'ajoutent les temps de lecture, d'écriture, d'optimisation de l'injection et de prise de données d'étalonnage.)

Le tableau 2.5 donne une estimation de la dynamique pour différentes configurations de l'instrument (jusqu'à l'utilisation de la pleine pupille, soit 30 sous-pupilles), et différents niveaux de précision de mesures. Ce second critère est critique et sera la clé pour atteindre de grandes dynamiques.

		Nombre de bases n_B		
		36 (9 fibres)	72 (2 × 9 fibres)	435 (30 fibres)
Précision sur la clôture	1°	~130	~190	~460
	0,5°	~260	~370	~900
	0,1°	~1,3.10 ³	~1,9.10 ³	~4,6.10 ³

Tableau 2.5 – Estimation de la dynamique en fonction du nombre de bases et de la précision sur les mesures de clôtures de phase.

2.3 Sensibilité et stabilité

Suite à ces observations, nous avons pu également faire le bilan concernant la sensibilité et la stabilité de l'instrument.

2.3.1 Transmission optique théorique

Dans un premier temps, intéressons-nous à l'efficacité de transmission à laquelle on peut s'attendre. Le calcul a été fait en prenant en compte les surfaces optiques, en transmission et réflexion, répertoriées dans le tableau 2.6.

Composant	Nombre de surfaces	Transmission estimée
8 lentilles traitées anti-reflet	16	0,72
2 matrices de microlentilles (non traitées)	4	0,85
1 cube séparateur 50-50 non polarisant prélevant le faisceau de l'OA	3	0,97
1 cube polarisant (2 passages)	6	0,87
1 lame quart d'onde (2 passages)	4	0,96
5 miroirs (dont le miroir segmenté)	5	0,52
1 prisme dispersif	2	0,92
1 prisme de Dove	3	0,88

Tableau 2.6 – Transmission des surfaces optiques présentes dans FIRST.

En considérant les données constructeurs pour les efficacités de transmission et réflexion, ou bien les pertes de Fresnel de 4% pour les surfaces non traitées, la transmission

des optiques de FIRST s'élève à environ 10% pour la polarisation p (incidente sur le cube polarisant), ou encore 5% du flux total incident.

D'après les données fournies par l'équipe du Lick concernant le télescope et le système d'optique adaptative (correspondant à un total de 9 surfaces réfléchissantes), leur efficacité de transmission peut être estimée à environ 50%.

Au final, l'efficacité totale liée aux optiques uniquement (en comprenant le télescope, l'OA et FIRST) s'élève donc à 2,5% du flux total, ou 5% de la polarisation p sélectionnée. On peut noter par ailleurs que le nombre de surfaces optiques est si élevé, une quarantaine pour FIRST et 9 pour le télescope et l'OA, qu'une dégradation de 1% de l'efficacité de transmission / réflexion de chacune d'elles induit une réduction de la transmission totale de 40%, passant ainsi de 2,5% à 1,5% !

2.3.2 Efficacité théorique d'injection dans les fibres

Le couplage de la lumière dans les fibres optiques est un aspect délicat de l'instrument. Les fibres sont monomodes, afin d'assurer le filtrage spatial du front d'onde, ce qui ne facilite pas les choses en termes de couplage. Aux longueurs d'onde visibles, cela se traduit par un diamètre de cœur et donc un mode de fibre très petits (typiquement quelques microns).

2.3.2.1 L'efficacité maximale

Dans le cas d'une onde parfaitement plane dont la tache image est limitée par la diffraction, l'efficacité d'injection ne peut être supérieure à une valeur maximale $\eta_0 < 1$. En effet, le taux de couplage s'exprime comme le produit scalaire des distributions spatiales du champ incident et du mode de la fibre. Comme le champ incident est au premier ordre une onde plane, et que le mode de la fibre est gaussien, il y a inadéquation entre les deux distributions et le couplage ne peut être total. En conséquence, cela induit une perte de 22% irréductible (Shaklan & Roddier, 1988), dont 4% proviennent des pertes de Fresnel à l'interface air-verre :

$$\eta_0 = 0,78 \% \quad (2.9)$$

En présence d'aberrations, ce taux de couplage est encore dégradé. Il a en effet été démontré par Coudé du Foresto et al. (2000) que le taux de couplage dans une fibre monomode est proportionnel au rapport de Strehl, critère couramment utilisé pour évaluer la qualité de correction d'une OA.

Dans la suite, nous allons considérer les aberrations en deux temps. Celles de tip-tilt seront traitées séparément des autres, dites de hauts ordres en référence à leur décomposition sur les modes de Zernike (le tip et le tilt correspondent à l'ordre 2 et 3, tandis que l'ordre 1 équivaut au piston). Le système d'OA du Shane fournit en effet une correction du front d'onde en s'appuyant sur un analyseur de front d'onde comprenant 40 sous-pupilles disposées sur une trame carrée, pour un miroir déformable avec 61 actionneurs (voir 2.16 c). Les cellules de correction sont donc de la même dimension que les sous-pupilles de FIRST (environ 43 cm dans la pupille du télescope). Bien qu'optimisée pour l'infrarouge, l'OA fournit donc une correction substantielle du tip/tilt à l'échelle de chaque sous-pupille. Les aberrations de plus hauts ordres ne peuvent par contre pas être corrigées. Au passage, rappelons que le degré de liberté en tip-tilt procuré par le miroir segmenté de FIRST permet de corriger les aberrations de tip-tilt statiques locales dues aux optiques en amont, mais il n'est pas utilisé de manière dynamique.

Alors que l'effet des aberrations de hauts ordres ne peut être estimé que théoriquement, nous disposons de mesures du tip-tilt résiduel après correction par l'OA, que nous utiliserons pour estimer le taux d'injection. De manière très schématique, nous évaluerons enfin le taux de couplage total par :

$$\eta = \eta_0 \times \eta_1 \times \eta_2 \quad (2.10)$$

avec :

- η_0 l'efficacité maximale rendant compte du fait que le faisceau incident sur la fibre ne correspond pas parfaitement au mode de la fibre ;
- η_1 pour la dégradation du taux de couplage due au tip-tilt résiduel ;
- η_2 pour la dégradation du taux de couplage due aux aberrations de plus hauts ordres.

À noter que cette expression ne constitue bien sûr qu'une tentative d'approximer le taux de couplage, qu'il faudrait en toute rigueur calculer par le produit scalaire normalisé du champ incident aberré avec le mode de la fibre, et dont le développement analytique serait bien plus complexe.

2.3.2.2 Le tip-tilt résiduel

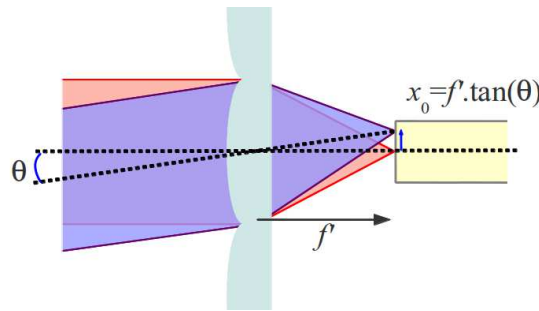


Figure 2.15 – Effet d'un angle de tip-tilt du faisceau incident sur la micro-lentille. La tache image géométrique est translaturée de x_0 par rapport à un faisceau centré sur le cœur de la fibre.

Il nous faut maintenant évaluer la perte de couplage due au tip-tilt résiduel après correction par l'OA. Après la micro-lentille, un angle de tip-tilt θ (incident sur la micro-lentille) se traduit par une translation x_0 de la tache image par rapport au cœur de la fibre, comme illustré sur le schéma de la figure 2.15 :

$$x_0 = f'_{\text{micro}} \tan \theta \sim f'_{\text{micro}} \theta \quad (2.11)$$

avec f'_{micro} la distance focale des micro-lentilles. L'approximation est valable pour les petits angles (ici $\theta \sim 1$ mrad).

Le taux de couplage en présence de tip-tilt s'écrit donc :

$$\eta = \left| \iint \Phi_1 \Phi_2 \, dx dy \right|^2, \quad (2.12)$$

avec Φ_1 et Φ_2 le champ incident et le mode de la fibre respectivement, tous deux étant normalisés. Pour simplifier le calcul, nous allons approximer le champ incident par un mode gaussien. On peut donc écrire :

$$\Phi_1(x,y) = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_1^2}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + y^2}{\omega_1^2}\right) \quad \text{et} \quad \Phi_2(x,y) = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_2^2}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_2^2}\right), \quad (2.13)$$

avec x_0 la translation de la tache image sur le cœur de la fibre. On obtient alors :

$$\eta(x_0) = \left(\frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right)^2 \times \exp \left(-\frac{2x_0^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right) \quad (2.14)$$

Pour un alignement parfait ($x_0=0$), on trouve :

$$\eta(0) = \left(\frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right)^2. \quad (2.15)$$

Si l'on suppose que le faisceau incident est optimisé pour le mode de la fibre, soit $\omega = \omega_1 = \omega_2$, on trouve bien un taux de couplage de 100%. Dans la suite, on reste dans cette hypothèse, étant donné que la mauvaise adéquation du mode incident avec le mode de la fibre est prise en compte dans le terme η_0 déjà mentionné. On peut enfin exprimer $\eta(x_0)$ en fonction de l'angle de tip-tilt :

$$\eta(x_0) = \exp \left(-\frac{x_0^2}{\omega^2} \right) = \exp \left(-\frac{\theta^2 f_{\text{micro}}'^2}{\omega^2} \right), \quad (2.16)$$

avec θ l'angle du faisceau incident sur la microlentille, et f_{micro}' sa longueur focale. On remarque que l'efficacité de couplage en fonction du décalage x_0 peut donc être approximée par le profil du mode gaussien de la fibre.

La dernière étape consiste à estimer la valeur moyenne $\bar{\eta}_2$ du taux d'injection. Le tip-tilt résiduel est effectivement une grandeur qui fluctue de manière aléatoire. Des mesures du tip-tilt résiduel ont été réalisées régulièrement grâce au système d'OA, et nous ont été fournies par Elinor GATES. Chaque série contient 4096 mesures de la position du centroïde des images de chaque sous-pupille de l'analyseur de front d'onde, qui ont été effectuées à une fréquence de 500 Hz. La disposition des sous-pupilles de l'analyseur est représentée figure 2.16 c). Quelques exemples de ces mesures sont présentées en a) de cette même figure. Les distributions radiales de tip-tilt résiduel par sous-pupille peuvent être approximées par une densité de probabilité gaussienne, comme le montrent les histogrammes représentés dans le panneau b).

Les valeurs de tip-tilt résiduel qui nous ont été communiquées sont par ailleurs rapportées sur le ciel. La relation entre cet angle, θ_{ciel} , et l'angle d'incidence sur la microlentille, θ , est directement donnée par le grossissement total :

$$\theta = G \times \theta_{\text{ciel}}, \quad \text{avec} \quad G = \frac{\Phi_{\text{pup}}}{\Phi_{\text{micro}}} \sim 1700, \quad (2.17)$$

où Φ_{pup} et Φ_{micro} sont les diamètres des sous-pupilles respectivement dans la pupille du télescope et au niveau des microlentilles.

Il est intéressant de noter par ailleurs qu'une relation linéaire décroissante s'ajuste bien sur la relation entre l'écart-type des distributions et le paramètre r_0 , comme illustré sur la figure 2.16 d) :

$$\sigma_{\theta_{\text{ciel}} \text{ (mas)}} = -2,6 r_0 + 185,2 \quad (2.18)$$

On peut ainsi approximer la densité de probabilité sur l'angle de tip-tilt θ au niveau des microlentilles par une fonction gaussienne d'écart type σ_θ :

$$f_\theta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} \exp \left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2} \right) \quad (2.19)$$

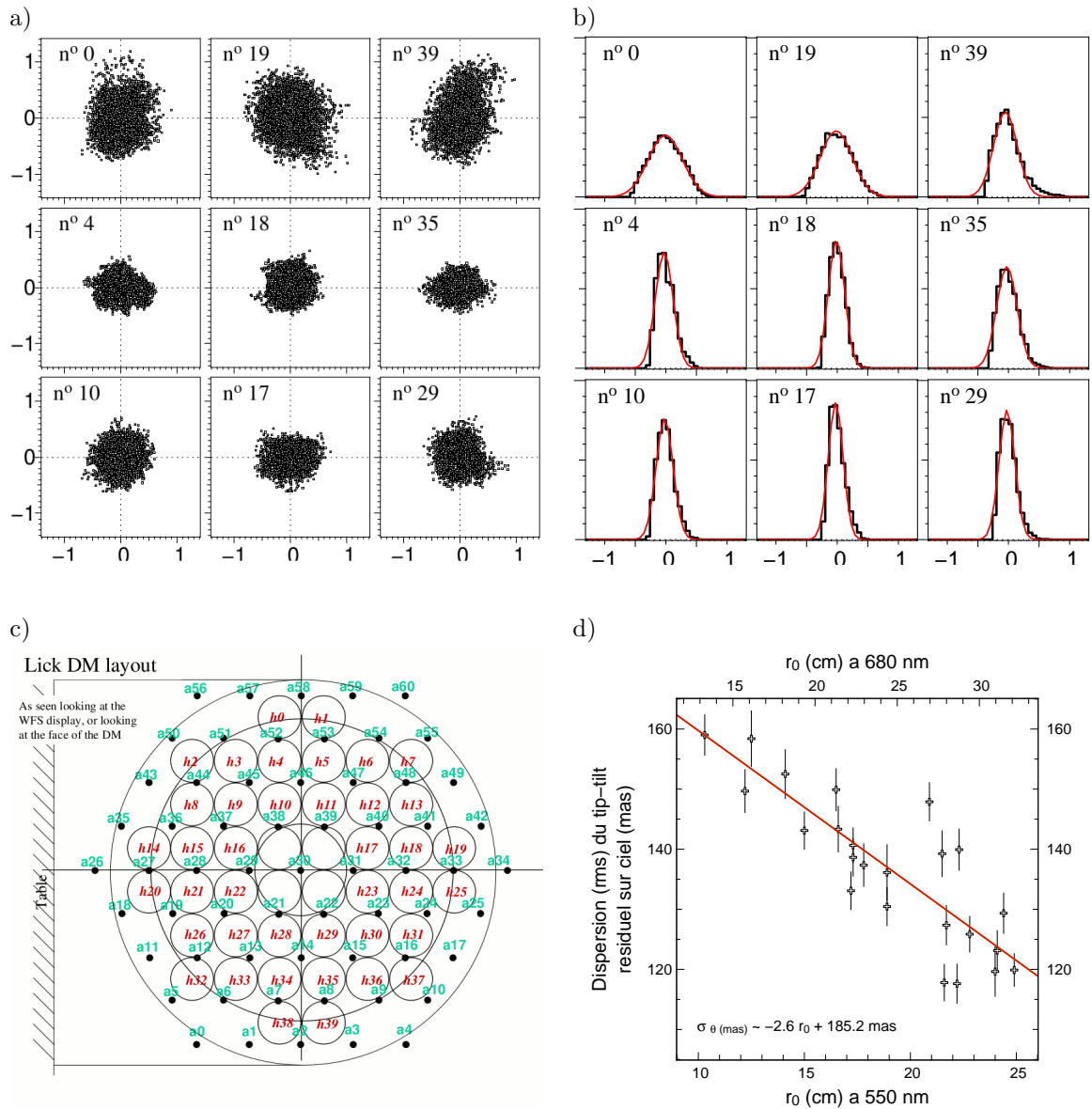


Figure 2.16 – a) Représentation d’une séquence de mesures de tip-tilt résiduel par l’OA pour plusieurs sous-pupilles. Les points représentent la position du centroïde mesurée par l’analyseur de front d’onde et rapportée sur le ciel en secondes d’arc. b) Histogramme des distributions radiales. c) Géométrie du miroir déformable de l’OA (document tiré du guide d’utilisation en ligne de l’OA), où sont repérées les positions des actionneurs du miroir (en vert) et des sous-pupilles de l’analyseur de front d’onde (rouge). d) Estimations de l’écart-type représentées en fonction du r_0 .

Le théorème du changement de variable aléatoire nous donne la relation entre les densités de probabilité :

$$f_{\eta}(\eta) = \frac{f_{\theta}(\theta)}{\left|\frac{d\eta}{d\theta}\right|}. \quad (2.20)$$

On peut ainsi évaluer la valeur moyenne de la variable η :

$$\bar{\eta} = \int f_{\eta}(\eta)\eta d\eta = \int f_{\theta}(\theta)\eta(\theta)d\theta \quad (2.21)$$

qui s'écrit de manière explicite :

$$\bar{\eta} = \left(1 + \frac{2\sigma_{\theta}^2 f'_{\text{micro}}{}^2}{\omega^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = \eta_1, \quad (2.22)$$

ce qui donne par exemple environ 84% à 700 nm pour un r_0 de 22 cm (estimé à 550 nm).

2.3.2.3 Les aberrations de hauts ordres

Pour finir, nous allons considérer les aberrations de hauts ordres (c'est-à-dire autres que tip-tilt) que l'on ne peut estimer que de manière théorique.

Dans le cas d'aberrations faibles, il a été montré que le taux de couplage dans une fibre monomode peut être approximé par l'énergie cohérente (Rousset et al., 1991; Ruilier & Cassaing, 2001) :

$$\eta_2 \sim E_c = e^{-\sigma_{\phi}^2}, \quad (2.23)$$

avec σ_{ϕ}^2 la variance spatiale de la phase turbulente dans la pupille.

D'après Noll (1976), la variance de phase résiduelle sans considération du tip-tilt s'écrit :

$$\sigma_{\phi}^2 = 0,134 \left(\frac{D}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}, \quad (2.24)$$

avec D le diamètre de la pupille et r_0 le paramètre de Fried. Ainsi, lors des observations menées en juillet 2010, les conditions étaient excellentes et nous avons pu bénéficier d'un r_0 moyen de 22 cm à 550 nm. Sachant que r_0 varie en $\lambda^{\frac{6}{5}}$, cela conduit à un r_0 de 28 cm à 680 nm (centre de la bande spectrale), donc à une variance de phase de 0,26 rad² et enfin à une énergie cohérente de 76%.

2.3.2.4 Récapitulatif sur le taux de couplage théorique

Finalement, on peut donc estimer le taux de couplage global par le produit des différentes composantes considérées. Chacune de ces contributions ainsi que le produit total sont représentés sur la figure 2.17 en fonction du r_0 à 550 nm. Lors des observations menées en juillet 2010, le r_0 moyen à 550 nm était de 22 cm, conduisant à un taux de couplage théorique de 52%.

2.3.3 Mesure de l'efficacité de transmission à partir des données

L'efficacité de transmission globale de l'instrument peut être estimée en comparant le nombre de photons attendus au nombre de photons effectivement détectés sur la caméra.

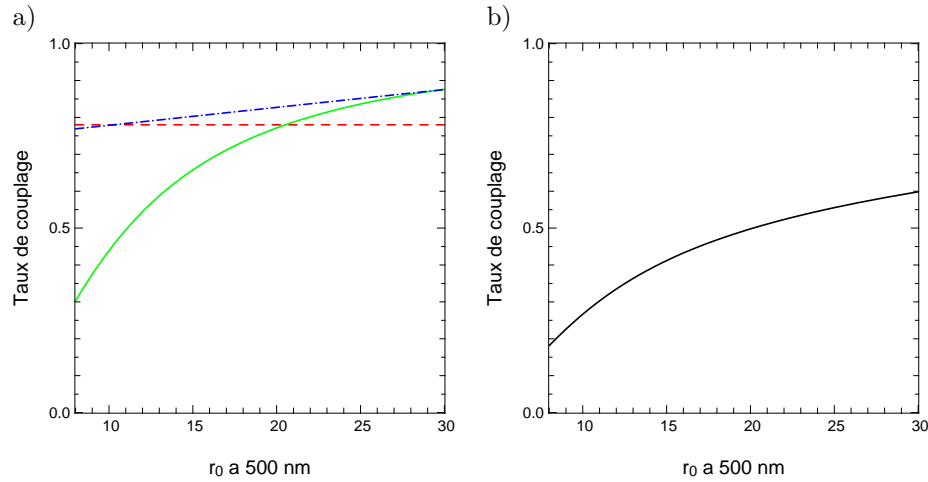


Figure 2.17 – a) Taux de couplage calculés pour $\lambda=680$ nm, en fonction du seeing, pour chacun des paramètres : η_0 en tirets rouges, pour le défaut de couplage dû au mode inadapté du faisceau incident, η_1 en tirets-points bleus pour le taux de couplage dû au tip-tilt résiduel et η_2 en ligne continue verte pour l'énergie cohérente déduite des aberrations de hauts ordres. b) Taux de couplage total (produit des trois composantes).

Pour cela, nous avons eu recours à la base des spectres stellaires de Pickles (Pickles, 1998). Ces flux sont donnés en $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1}$. La conversion de cette grandeur en photons peut être décrite en deux étapes :

$$1 \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1} = 10 \text{ W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}, \quad (2.25)$$

puis :

$$1 \text{ W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1} = \frac{\lambda}{hc} \text{ photons m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}, \quad (2.26)$$

avec h la constante de Planck, c la célérité de la lumière et λ la longueur d'onde des photons considérés.

La surface collectrice considérée correspond à la surface de sept sous-pupilles rapportées à la pupille du télescope, l'une des fibres ayant été identifiée de transmission nulle, et deux comptant pour moitié car cachées de moitié par l'obstruction centrale. Le temps d'intégration par image est de 200 ms. On obtient donc environ $1,9.10^9$ photons pour Véga dans la bande 600 – 770 nm.

Cette quantité est donc à comparer au nombre de photons détectés sur la caméra N_{ph} , que l'on détermine à partir du nombre de coups N_{coups} du signal délivré par la caméra :

$$N_{\text{ph}} = \frac{N_{\text{coups}} \times F}{M \times G \times Q}, \quad (2.27)$$

avec F le facteur de conversion en électrons/coup, M le gain EM (Electron Multiplying, voir le paragraphe 2.1.1.3), G le gain analogique et Q l'efficacité quantique.

Tous ces paramètres sont donnés par les spécifications de la caméra. Pour la caméra Andor utilisée lors de la première lumière, il est donné : $F=1,85$ électron/coup, $M=200$ (valeur maximale utilisée pendant les observations), $G=1$ et Q compris entre 50% à 600 nm et 25% à 770 nm. On obtient ainsi une moyenne de $2,1.10^6 \pm 0,3.10^6$ photons détectés par image dans la bande 600 – 770 nm pour les données Véga du 29 juillet 2010. Cela conduit donc à une mesure de la transmission d'environ $0,11\% \pm 0,02\%$.

Pour comparaison, les taux d'efficacité théoriques ainsi que mesurés sont rapportés dans le tableau 2.7. Un rapport 10 est observé entre la valeur théorique de la transmission, 1,3% et l'estimation à partir de nos données. Les raisons pour expliquer cela sont potentiellement multiples :

- le grand nombre de surfaces optiques traversées entre la pupille du télescope et la caméra finale de FIRST (une cinquantaine). En conséquence, il suffit que les coefficients de transmission/réflexion soient en réalité plus faibles de quelques pourcents par rapport à leurs valeurs optimales (par exemple à cause de leur vieillissement, ou de la présence de poussière qui diffuserait la lumière), pour que l'impact sur la transmission totale soit significatif puisqu'amplifié à la puissance 50 ;
- une procédure d'optimisation de l'injection du flux dans les fibres trop longue : elle est effectuée une fibre après l'autre, avec un écart d'une dizaine de minutes entre la première et la dernière, ce qui n'exclut pas un désalignement dû à des flexions mécaniques évoluant entre temps (l'instrument était très sensible aux flexions dans sa première version, comme on va le voir ci-après) ;
- une mauvaise transmission des fibres optiques : celles-ci sont très fragiles et ont été beaucoup manipulées et malgré le très grand soin apporté lors de leur manipulation, des dégradations entraînant des pertes en transmission ne sont malheureusement pas impossibles ;
- une mauvaise connexion entre fibres : une autre source de pertes concernant les fibres pourraient également provenir des deux connexions successives entre les différents jeux, sachant que les fibres de compensation ont été polies manuellement, il se pourrait par exemple que la surface de la fibre ne soit pas parfaitement perpendiculaire à l'axe de la férule, ce qui empêcherait le contact physique entre les deux fibres à la connexion.

Ces aspects sont néanmoins inhérents au caractère de prototype de l'instrument et sont améliorables dans l'absolu.

Nature de la contribution	Transmission (%)
Optiques du télescope et de l'OA	49
Optiques de FIRST	10
Sélection de la polarisation p	50
Taux de couplage dans les fibres	52
Transmission théorique globale	1,3
Transmission mesurée	0,11

Tableau 2.7 – Récapitulatif des différentes contributions à la transmission globale théorique. Le taux de couplage dans les fibres est celui estimé à 680 nm pour un r_0 moyen de 22 cm (conditions d'observations du 29 juillet 2010).

2.3.4 Les joies du foyer Cassegrain...

FIRST étant installé au foyer Cassegrain du télescope, afin de bénéficier de la correction fournie par l'OA, cela induit quelques complications qui n'ont pu être prévues lors de la préparation en laboratoire. Outre le fait que les procédures d'alignement deviennent considérablement plus délicates, il apparaît également des flexions mécaniques lors du mouvement du télescope. Les flexions mécaniques des montures se sont en effet révélées limitantes lors de nos premières observations.

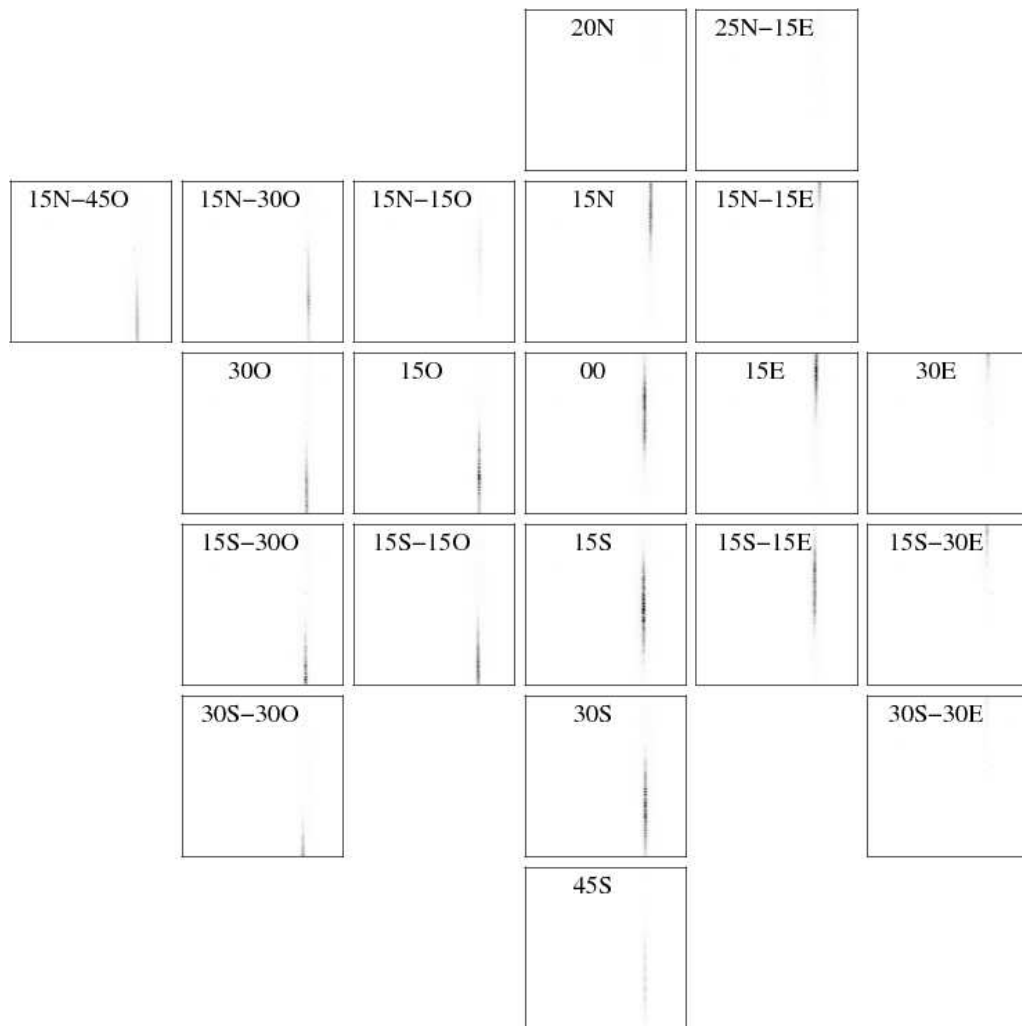


Figure 2.18 – Images acquises sur la source interne de l’OA (laser monochromatique, d’où la forme verticale et fine de la tache), pour différentes directions de pointage du télescope. Les images sont représentées en niveaux de gris inversés, avec une échelle d’intensité commune. Les nombres indiqués sur les images correspondent à la direction pointée repérée par un angle en degrés mesuré par rapport au zénith, et les lettres se réfèrent aux points cardinaux. Les images ont été positionnées les unes par rapport aux autres de manière à refléter les directions de pointage relatives. La position 15° Sud correspond à la position pour laquelle les alignements ont été effectués, la tache y est donc bien centrée verticalement et plus intense.

Nous avons donc profité des nuits de mauvais temps, dont nous avons grandement disposé pendant la mission d'octobre 2010, pour conduire quelques tests afin d'évaluer l'amplitude de ces mouvements. Nous avons pour cela utilisé la source interne de l'OA, un laser He-Ne ($\lambda_0=633$ nm), et nous avons pointé le télescope dans différentes directions tout en observant la tache image sur le détecteur. Les résultats sont présentés sur la figure 2.18.

Il est clair que notre souci dominant est la translation de la tache image lorsque le télescope pointe vers l'Est ou l'Ouest. Cela était certainement dû au mouvement relatif des fibres du v-groove par rapport aux microlentilles, placées dans une monture séparée. Ce positionnement est en effet critique et sensible : le système anamorphique n'a aucune puissance dans la direction correspondant à haut-bas sur la caméra, la translation de l'image Δy_{img} est donc directement reliée à la translation (suivant ce même axe) des fibres dans le plan focal objet des microlentilles Δx_{fib} :

$$\Delta y_{\text{img}} = \frac{f'_{\text{foc}}}{f'_{\text{micro}}} \Delta x_{\text{fib}}. \quad (2.28)$$

Or, $f'_{\text{foc}}/f'_{\text{micro}} \sim 500$, ce qui amplifie grandement tout mouvement parasite dans cette direction. Un décalage vertical de $10 \mu\text{m}$ suffit ainsi à décaler l'image de la moitié de la dimension du détecteur (de largeur $4,96$ mm).

En revanche, dans l'autre direction, le système anamorphique produit un grandissement de $19,5$ ($f'_{\text{cy11}} = 7,7$ mm et $f'_{\text{cy12}} = 150$ mm), soit un grossissement angulaire de $0,05$. Cela explique l'absence d'effet notable observé suivant la direction horizontale.

2.4 Conclusion

La première campagne d'observations avec FIRST-9 a donc été un succès, qui s'est soldé par sa première lumière, dont les résultats ont été publiés dans [Huby et al. \(2012\)](#), reporté en annexe B. Les données acquises nous ont permis de démontrer la validité du concept de réarrangement de pupille par fibres optiques monomodes, et de présenter des mesures de clôtures de phase, avec une précision de l'ordre du degré atteinte en une trentaine de minutes de temps d'intégration total (comprenant cible et référence). En recombinaut neuf fibres seulement, sur les 30 accessibles de la pupille de FIRST, cela permettrait théoriquement d'atteindre une dynamique de l'ordre de 100.

Pour améliorer cette performance, deux axes sont possibles : augmenter le nombre de bases dont la lumière est recombinautée, et augmenter la précision des mesures. En comparaison, un instrument à 30 sous-pupilles, et des mesures effectuées à une précision de $0,5^\circ$ permettrait d'atteindre une dynamique de l'ordre de 4.10^3 . Les améliorations qui ont suivi ont donc porté sur ces deux aspects simultanément.

Le point faible de cette version de FIRST que nous avons identifié reste sa sensibilité, estimée à $\sim 0,1\%$. Elle est néanmoins principalement due au caractère de prototype de l'instrument, et il reste place à l'amélioration pour de futurs développements. Le nombre de surfaces optiques est par exemple considérable et l'efficacité théorique globale ne dépasse pas 2% . La forte sensibilité aux flexions mécaniques nécessairement liée à l'installation au foyer Cassegrain, joue également un rôle dans cette limitation rencontrée les premières nuits.

Cette première expérience avec FIRST-9 sur le ciel a donc constitué une étape décisive de son développement et nous a servi de base pour les améliorations apportées par la suite, qui seront détaillées dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

... à FIRST-18

Après avoir démontré la viabilité du concept de l'instrument, vint la volonté de tester et pousser ses capacités sur le ciel. Ce fut l'une de mes principales activités lors de la première partie de ma thèse. L'objet de ce chapitre porte donc sur les modifications apportées à l'instrument visant à améliorer ses performances sur le ciel et le faisant évoluer de FIRST-9 à FIRST-18.

Comme il transparaît dans sa nouvelle désignation, un développement conséquent concerne l'augmentation du nombre de sous-pupilles exploitées qui passe alors à 18 (2 fois 9 plus précisément). Cela entraîna le besoin de modifier significativement le montage optique et mécanique de la partie recombinaison des faisceaux. Ce fut également l'occasion de corriger la configuration des sous-pupilles dans la pupille d'entrée, afin d'éviter l'obstruction centrale du télescope Shane. Le choix de ces configurations n'est pas trivial et sera expliqué au cours du chapitre. L'utilisation de nouvelles configurations de sous-pupilles signifie nécessairement élaboration de nouvelles fibres de compensation, dont l'importance sera également détaillée.

3.1 Conception optique et mécanique

Commençons par la modification qui nous a amenés à changer la désignation de l'instrument, et dont découle principalement tous les autres développements : le dédoublement de la voie de recombinaison, permettant la recombinaison de deux jeux de neuf sous-pupilles. La première difficulté a consisté à concevoir un nouveau montage pour la recombinaison des faisceaux, en n'utilisant qu'une seule caméra et en répondant à la contrainte d'encombrement réduit imposée par les dimensions de la table optique.

3.1.1 Une recombinaison dédoublée et compactée

3.1.1.1 Dimensionnement

Le détecteur utilisé est différent et plus performant que la caméra *Andor* utilisée dans FIRST-9. Il s'agit d'une caméra EMCCD de marque *Hamamatsu*, avec un gain maximal atteignant 1 200 et une surface sensible de 512×512 pixels carrés de $16 \mu\text{m}$ de côté. Les caractéristiques des deux détecteurs sont données dans le tableau 3.1 pour comparaison.

L'image correspondant à chacun des groupes de fibres devra donc couvrir une surface de $4,1 \text{ mm}$ (suivant la direction de dispersion) $\times 8,1 \text{ mm}$ (suivant la direction de la différence de marche). Le dimensionnement du système optique doit respecter trois contraintes :

	Andor Luca S	Hamamatsu ImagEM C9100-13
Nombres de pixels	658 × 496	512 × 512
Dimension des pixels, p_x en μm	10 × 10	16 × 16
Gain EM maximal	200	1200
Capacité (profondeur du puits en mode EMCCD, e^-)	100 000	370 000
Température de refroidissement (air)	-20°C	-65°C
Courant d'obscurité ($e^-/\text{pixel/s}$)	0,05	0,01
Bruit de lecture - mode CCD normal (e^-)	15	17
Bruit de lecture - mode EMCCD (e^-)	<1	<1

Tableau 3.1 – Comparaison des performances des caméras *Andor* (FIRST-9) et *Hamamatsu* (FIRST-18).

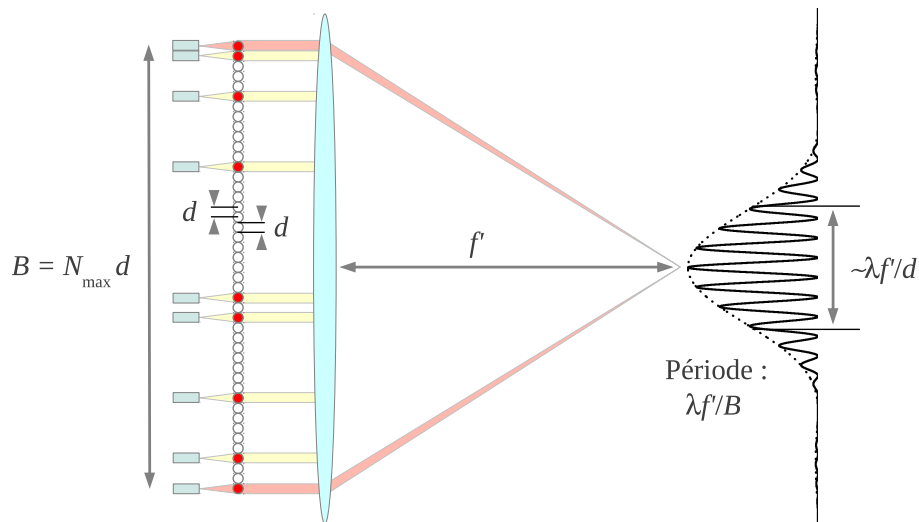


Figure 3.1 – Schéma de recombinaison des faisceaux. Seul le réseau de franges correspondant aux fibres extrêmes est représenté.

encombrement, échantillonnage des franges et optimisation du recouvrement du détecteur.

L'encombrement impose que la focale f' de la lentille finale d'imagerie ne soit pas déraisonnablement longue. L'ajout de miroirs pour replier le montage afin qu'il soit plus compact est une solution à éviter si possible car ces miroirs sont autant de surfaces supplémentaires, et autant de photons perdus (comme évoqué dans le chapitre précédent, le nombre de surfaces est largement suffisant).

Le bon échantillonnage des franges est conditionné par le théorème de Shannon qui impose que la période du réseau de franges le plus serré couvre au moins 2 pixels :

$$2p_x \leq \frac{\lambda f'}{N_{\max} d} \quad (3.1)$$

où p_x correspond à la largeur d'un pixel, λ à la longueur d'onde et N_{\max} au nombre de pas de v-groove noté d , que l'on compte entre les deux fibres extrêmes (celles qui produisent le réseau de franges à plus haute fréquence). En pratique, $N_{\max}=44$ et $d=250 \mu\text{m}$. Afin de visualiser ces grandeurs, le schéma de recombinaison des faisceaux est rappelé en figure 3.1.

Le recouvrement du détecteur est fonction de la dimension de la tache de diffraction d'un faisceau individuel dont le diamètre est également donné par le pas d du v-groove. On peut raisonnablement imposer que la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction couvre la moitié de la hauteur du détecteur :

$$\frac{\lambda}{d} f' \lesssim \frac{n_p}{2} p_x \quad (3.2)$$

où n_p correspond au nombre total de pixels dans la largeur considérée.

La combinaison des équations 3.1 et 3.2 conduit à la contrainte suivante :

$$2N_{\max} \frac{p_x}{\lambda} \leq \frac{f'}{d} \lesssim \frac{n_p}{2} \frac{p_x}{\lambda}, \quad (3.3)$$

autrement dit, en prenant la longueur d'onde la plus défavorable (600 nm ou 850 nm) de chaque côté des inégalités, on aboutit à la contrainte suivante :

$$2347 \leq \frac{f'}{d} \lesssim 4818 \quad (3.4)$$

Si d est fixé à sa valeur en sortie du v-groove, soit $250 \mu\text{m}$, on trouve que la focale d'imagerie doit être choisie telle que :

$$587 \text{ mm} \leq f' \leq 1204 \text{ mm} \quad (3.5)$$

Or, la focale minimale de 587 mm est trop encombrante par rapport à l'espace disponible sur la table optique. À noter que le même raisonnement avait été suivi pour FIRST-9, mais les contraintes d'encombrement étaient moins fortes (pour FIRST-18 le train de recombinaison est dupliqué), et les pixels du détecteur étaient 1,6 fois plus petits.

Si l'on fixe alors la focale à une valeur plus raisonnable de 150 mm, choisie en fonction de l'espace disponible sur la table, cela conduit à la contrainte suivante sur $d \times \gamma$, le pas effectif du v-groove :

$$26 \mu\text{m} \leq d \times \gamma \leq 64 \mu\text{m} \quad (3.6)$$

$1/\gamma$ est défini comme le grossissement d'un système afocal utilisé pour modifier le pas effectif du v-groove. Sachant que le pas du v-groove est de $250 \mu\text{m}$, un système de grossissement > 1 suivant la direction verticale s'impose donc. Autrement dit, il est nécessaire de compresser le faisceau dans cette direction d'un facteur 4 à 10.

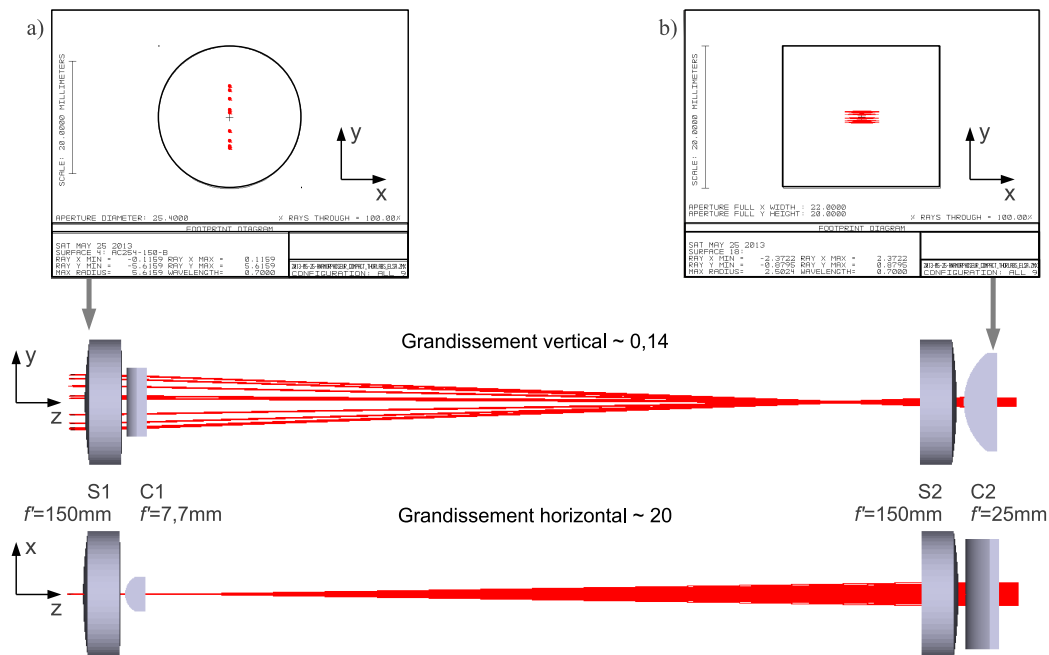


Figure 3.2 – Représentation Zemax du système anamorphique. Les impacts des faisceaux sont représentés a) sur la surface d'entrée et b) sur la surface de sortie du système. Le grandissement est bien différent suivant les deux directions : les faisceaux sont élargis suivant x (horizontale), alors qu'ils sont compressés suivant y (verticale). Les deux vues suivant x et y représentées en dessous illustrent le chemin des neuf faisceaux.

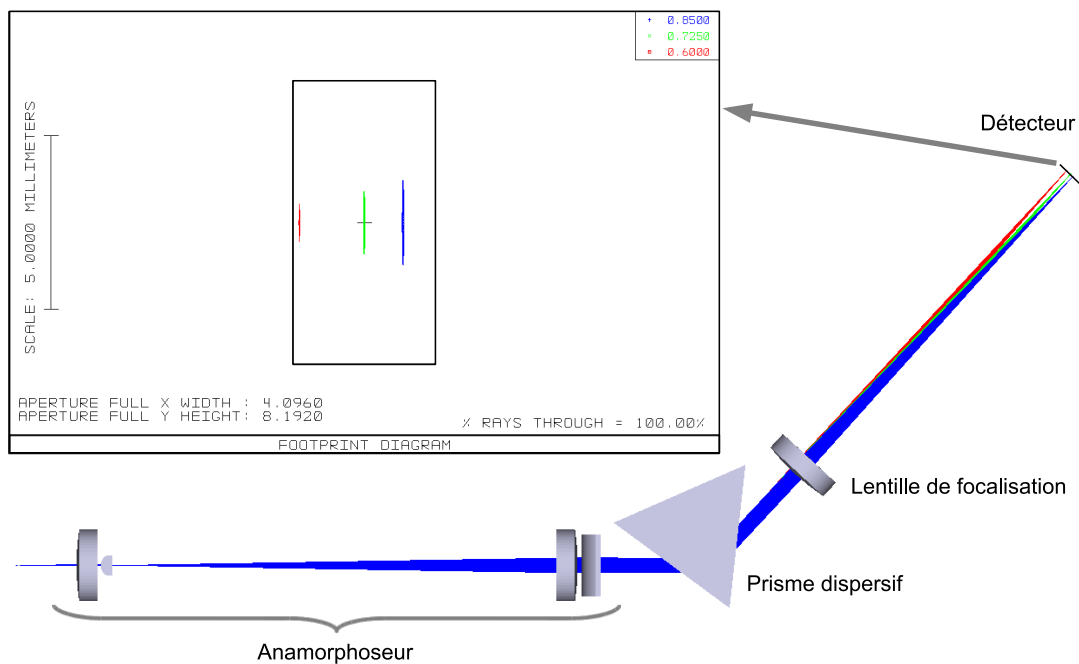


Figure 3.3 – Schéma Zemax du montage de recombinaison. Dans l'encadré est affiché l'emprunte des faisceaux sur la surface du détecteur, chaque couleur codant une longueur d'onde (600 nm en rouge, 725 nm en vert et 850 nm en bleu).

Afin que le système complet reste compact, cette fonction a été couplée au système anamorphique déjà existant, qui servait à élargir les faisceaux suivant la direction orthogonale (correspondant à la direction de dispersion). J'ai donc été amenée à retravailler la conception optique de ce système.

3.1.1.2 Un anamorphoseur compact

Cette étude a été réalisée à l'aide de Zemax, outil de conception optique, qui permet de contrôler la qualité optique du montage. De plus, il est possible de générer des fichiers directement exploitables par le bureau d'études mécaniques, ce qui facilite la conception d'une monture précise.

La solution apportée consiste en un système quasi-afocal formé de quatre lentilles, dont deux doublets achromatiques et deux lentilles cylindriques, travaillant chacune sur un seul des deux axes. Les focales retenues sont celles représentées sur la figure 3.2.

Afin d'évaluer la qualité de l'image finale, le système optique a été modélisé jusqu'au détecteur, incluant donc le prisme dispersif (en verre F2) et la lentille d'imagerie (doublet de focale 150 mm). Le système complet est illustré sur la figure 3.3.

Le système anamorphique n'est cependant pas parfaitement afocal, notamment à cause des lentilles cylindriques qui sont des singlets, non corrigées du chromatisme. Les faisceaux incidents sont en outre déjà chromatiques à cause des microlentilles, qui sont elles aussi des singlets et fortement chromatiques. En conséquence, le prisme dispersif ne travaille pas sur des faisceaux parfaitement parallèles. Cela induit la présence d'aberrations dans l'image finale, principalement de l'astigmatisme, d'après les coefficients de Zernike calculés par Zemax.

Pour illustrer cet effet, la figure 3.4 représente les diagrammes images pour trois positions de la fibre par rapport au plan focal objet de la microlentille : le cas optimal, puis avec une défocalisation de $-20\ \mu\text{m}$ et $+20\ \mu\text{m}$. Dans les deux derniers cas, la tache apparaît courbée, au lieu d'être parfaitement verticale. C'est effectivement ce que l'on peut observer en pratique comme illustré par le panneau de droite de cette même figure. Cet effet devra donc être pris en compte lors du traitement des données (détaillé au chapitre 4).

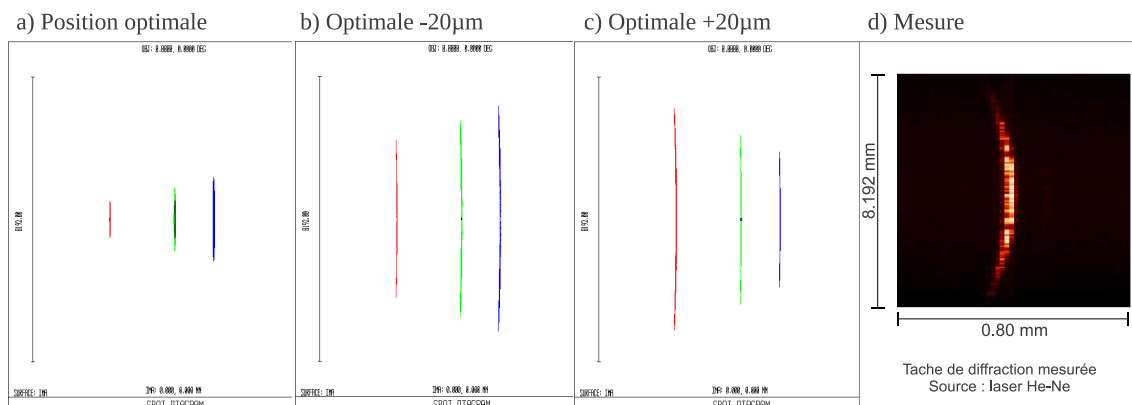


Figure 3.4 – Aberrations observées lorsque la fibre ne se trouve pas exactement dans le plan focal de la microlentille. Trois cas sont considérés : a) position optimale, b) position optimale $-20\ \mu\text{m}$, c) position optimale $+20\ \mu\text{m}$. Le panneau c) illustre la tache de diffraction typique observée en laboratoire avec un laser He-Ne ($\lambda = 633\ \text{nm}$). L'image est agrandie dans la direction horizontale pour faire ressortir la courbure.

3.1.2 Conception mécanique

Comme nous l'avons évoqué au chapitre précédent, l'installation au foyer Cassegrain du télescope n'est pas favorable du point de vue de la stabilité mécanique. La plupart des montures optiques ont donc été étudiées et leur conception a été revue par le bureau d'études et l'atelier mécanique : Frédéric CHAPRON, Claude COLLIN, Vartan ARSLANYAN.

3.1.2.1 Fibres optiques : injection et collimation

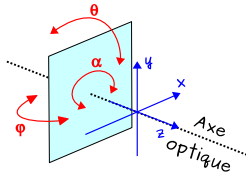
Que ce soit du côté de l'injection ou de la collimation des faisceaux sortant des fibres, le positionnement des cœurs des fibres optiques par rapport aux microlentilles est critique pour maintenir un bon taux d'injection (voir l'effet du tip-tilt sur le taux d'injection dans la partie 2.3.2 du chapitre consacré à FIRST-9), et pour éviter que l'image ne soit translatée sur le détecteur (voir les tests réalisés avec FIRST-9 dans la partie 2.3.4 du même chapitre). Un critère important de la conception de ces montures a donc consisté à rendre la monture des microlentilles solidaire de celle du toron d'un côté, et solidaire de celle du v-groove de l'autre. On minimise ainsi les possibilités de mouvement relatif des fibres par rapport aux microlentilles qui pourrait facilement être induit par des flexions mécaniques lors du déplacement du télescope.

Afin de réduire les possibles sources de désalignement, il a également fallu limiter le nombre de degrés de liberté laissés à chaque composant. Les six degrés de liberté possibles sont illustrés sur la figure 3.5-a. Nous avons ainsi dû pour cela nous fier à la précision mécanique lors de la fabrication de certaines pièces. Les possibilités de réglages qui ont été conservées sont présentées sur la figure 3.5-b-g. Mises à part quelques platines de translation obtenues sur catalogue, la plupart des montures ont donc été conçues et fabriquées intégralement à l'Observatoire, afin de remplir les conditions de robustesse requises pour une utilisation au foyer Cassegrain.

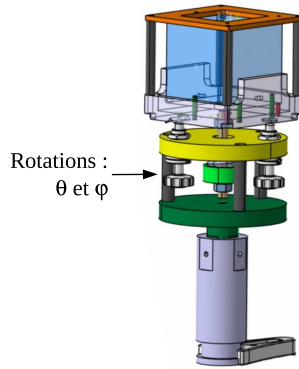
3.1.2.2 Anamorphoseur

La monture de l'anamorphoseur fut quant à elle conçue pour travailler au mieux sur la table verticale. D'où la présence d'une équerre, qui permet de faire reposer le gros de la monture en une position optimale lorsque la table est verticale. Pour faciliter les réglages, une monture d'un seul bloc permet de maintenir les quatre lentilles, en respectant les distances et les orientations respectives. L'ensemble bénéficie des réglages en x , y , α , θ et φ .

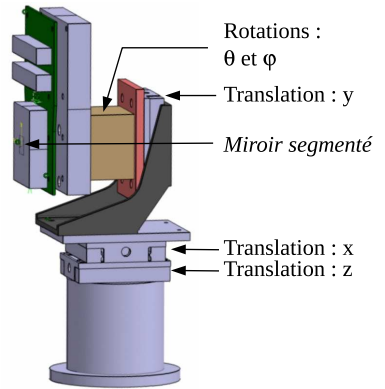
a) Notations



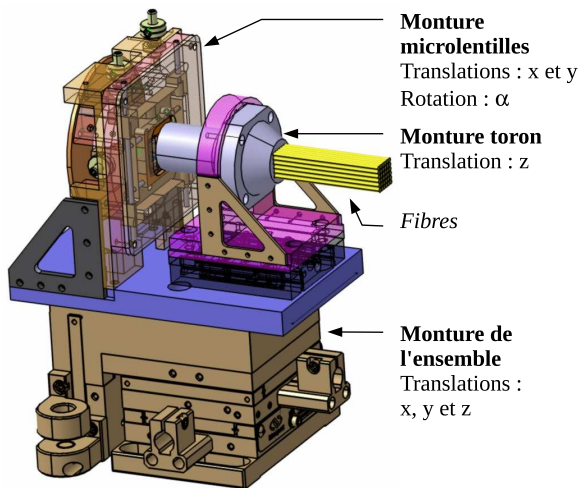
b) Cube séparateur



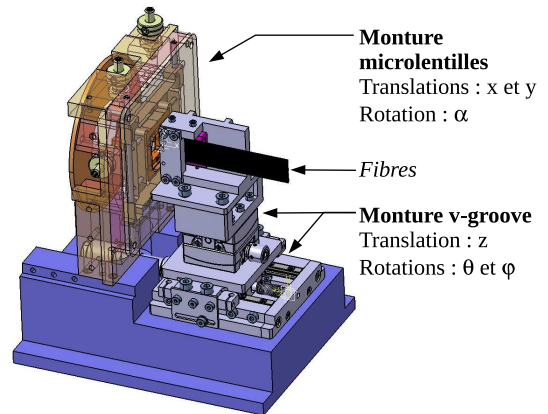
c) Miroir segmenté



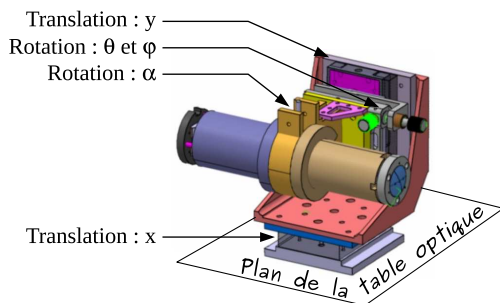
d) Toron de fibres



e) V-groove



f) Anamorphoseur : position horizontale



g) Anamorphoseur : position verticale

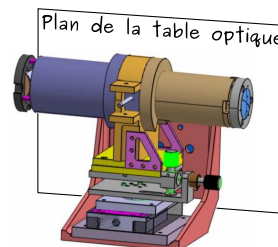


Figure 3.5 – Degrés de liberté laissés à chaque monture mécanique.

3.1.3 Réglages et optimisations

3.1.3.1 Optimisation de l'injection dans les fibres

L'optimisation de l'injection du flux dans les fibres optiques est une opération essentielle lors de la procédure d'acquisition. Comme décrit au chapitre précédent, cela était réalisé auparavant une fibre après l'autre, en balayant l'orientation du segment correspondant pour trouver la position optimale qui maximise le taux d'injection. Cette procédure nécessitait une dizaine de minutes pour les neuf fibres. Avec 18 fibres, cela aurait donc représenté un laps de temps non négligeable par rapport au temps consacré à la prise de données. J'ai donc mis au point une solution qui permette l'optimisation simultanée de l'injection dans toutes les fibres.

Ainsi, une partie du montage optique est consacrée à cette procédure d'optimisation, comme illustré sur la figure 3.6. En pratique, une platine motorisée permet de venir prélever le faisceau après les microlentilles, et un système de miroirs les renvoie vers une lentille d'imagerie commune. Un détecteur EMCCD (la caméra *Andor* utilisée précédemment comme caméra scientifique dans FIRST-9), est ensuite placé dans le plan correspondant à l'image des extrémités des fibres optiques. On obtient typiquement une image comme celle représentée sur la figure 3.7-a. La focale de la lentille est de 75 cm, et a été choisie de manière à ce que le grandissement de l'image sur le détecteur soit suffisant pour pouvoir distinguer les deux fibres les plus proches, séparées au niveau du v-groove de 250 μm .

De cette manière, nous avons donc accès à une mesure du flux transmis par chaque fibre et le balayage des 18 segments peut être effectué de manière simultanée. Au lieu d'une vingtaine de minutes, la procédure ne requiert ainsi plus que deux minutes, apportant donc un gain substantiel en temps et donc en stabilité.

3.1.3.2 Procédures d'alignement

Les procédures d'alignement ont été affinées au cours des différentes missions, car il était nécessaire de reprendre depuis le début à chaque fois. En effet, à chaque démontage après la dernière nuit, les composants fragiles (miroir segmenté, toron, v-grooves) étaient retirés de la table afin d'éviter tout risque de dommage lors du décrochage de la table optique du foyer Cassegrain.

Toutes les procédures ne seront pas détaillées, mais la procédure à suivre pour le placement du plan pupille me paraît suffisamment intéressante pour la décrire ici brièvement. Comme illustré sur la figure 3.8, trois éléments doivent se trouver dans un plan pupille : le miroir M1 et le miroir segmenté, afin que lorsque leur orientation varie, cela ne déplace pas la pupille (pas de risque de vignettage), et la matrice de microlentilles, qui doit être conjuguée avec le plan du miroir segmenté.

D'après la modélisation du système en amont, le plan pupille en sortie du télescope se trouve quasiment à l'infini par rapport à la longueur focale de la lentille de collimation de FIRST. Son image se trouve donc dans le plan focal de cette lentille, où il nous faut placer le miroir M1. Vient ensuite le système d'imagerie de la pupille (avec les lentilles de focale $f' = 75 \text{ mm}$ et le miroir M2), qui image le plan pupille dans le plan focal de la deuxième lentille de focale $f' = 75 \text{ mm}$.

Pour positionner précisément le miroir segmenté dans ce plan, on place un repère sur le miroir M1, qui puisse matérialiser le plan pupille. En pratique, un cheveu fixé sur la monture de part et d'autre du miroir permet d'avoir un point de repère pour la mise au point. À l'aide d'une lentille, on image alors le plan pupille sur une caméra CCD, et l'on

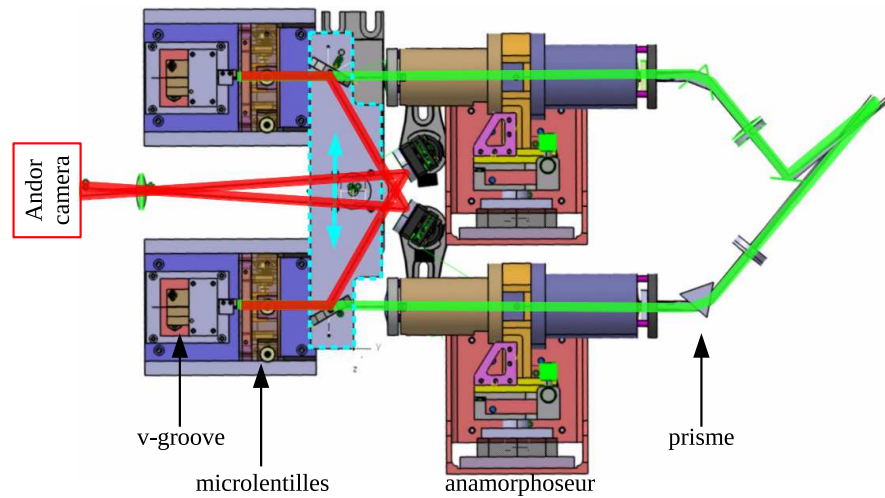


Figure 3.6 – Montage consacré à l’optimisation de l’injection du flux dans les fibres optiques. En vert est représenté le chemin des faisceaux en mode acquisition de franges, en rouge en mode optimisation. La platine dont les bords sont surlignés en tirets couleur cyan est motorisée et peut être déplacée suivant la flèche, pour que les miroirs interceptent ou non les faisceaux en sortie des microlentilles.

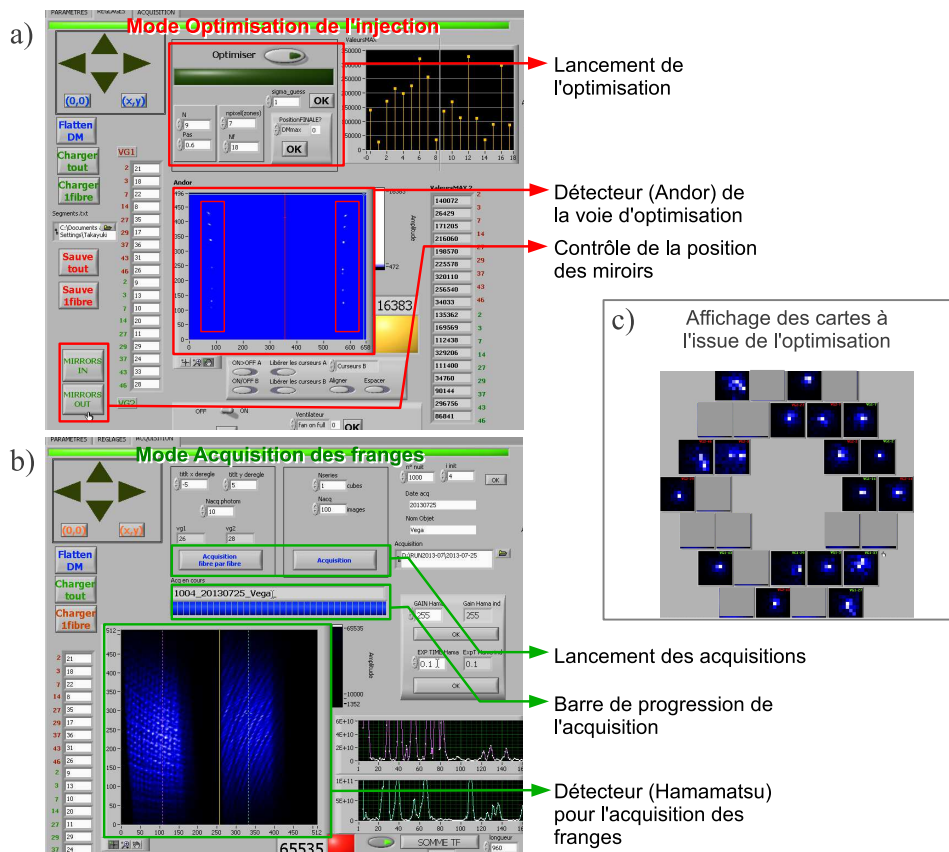


Figure 3.7 – Interfaces Labview du programme développé pour contrôler FIRST-18. a) Mode d’optimisation de l’injection dans les fibres optiques, permettant de mesurer le flux transmis par chacune des 18 fibres, en intégrant le flux dans des zones de quelques pixels autour des taches images. b) Mode d’acquisition des franges. c) Affichage des cartes de flux relatifs après optimisation. Chaque pixel correspond à la valeur du flux intégré pour une position du segment.

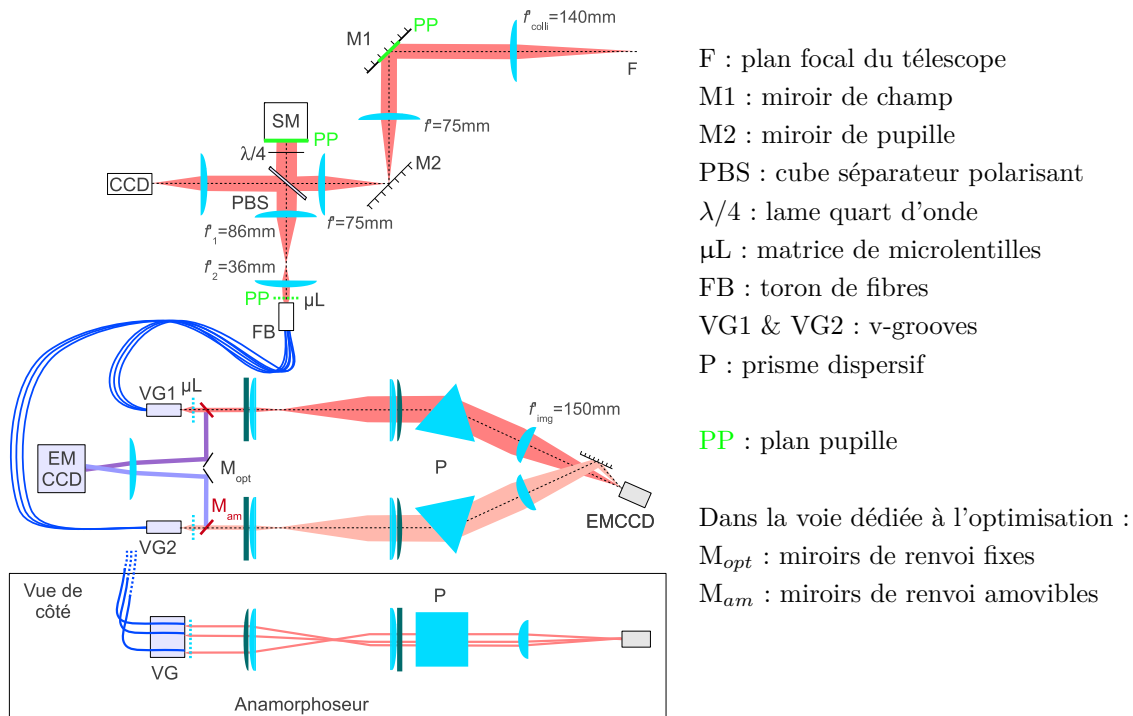


Figure 3.8 – Schéma du montage optique de FIRST-18 avec la voie de recombinaison dédoublée. Les éléments devant être placés dans un plan pupille sont affichés en vert. Le montage dédié à l'optimisation de l'injection du flux dans les fibres optiques correspond aux chemins de teinte violette.

translate le miroir segmenté suivant l'axe z jusqu'à ce que les deux plans apparaissent nets simultanément : ils seront alors conjugués l'un de l'autre. Il est nécessaire d'itérer car le déplacement du miroir segmenté change la conjugaison entre M1 et la caméra, à cause du repliement de faisceau par le cube séparateur. Le résultat de cette procédure est montré sur la figure 3.9-a.

On procède ensuite de manière similaire pour placer la matrice de microlentilles dans le plan conjugué au miroir segmenté. Après le système afocal permettant de dimensionner le faisceau à la taille des microlentilles, le plan pupille se trouve dans le plan focal image de la seconde lentille car on aura pris soin de placer le miroir segmenté dans le plan focal objet de la première. On image donc de la même manière le plan pupille sur la caméra CCD (on doit alors voir à nouveau les deux plans nets, celui du miroir segmenté, et celui de M1). On place ensuite la matrice de microlentilles de manière à faire focaliser les faisceaux dans le plan imagé sur la CCD. Connaissant la longueur focale des microlentilles ($f'_{micro} = 1 \text{ mm}$), il suffit de les translater suivant z de la longueur focale pour que le plan des microlentilles se trouve dans le plan pupille. On obtient alors typiquement l'image présentée sur la figure 3.9-b, où l'on distingue les plans pupilles entre les microlentilles, où la matrice n'est qu'une lame de verre.

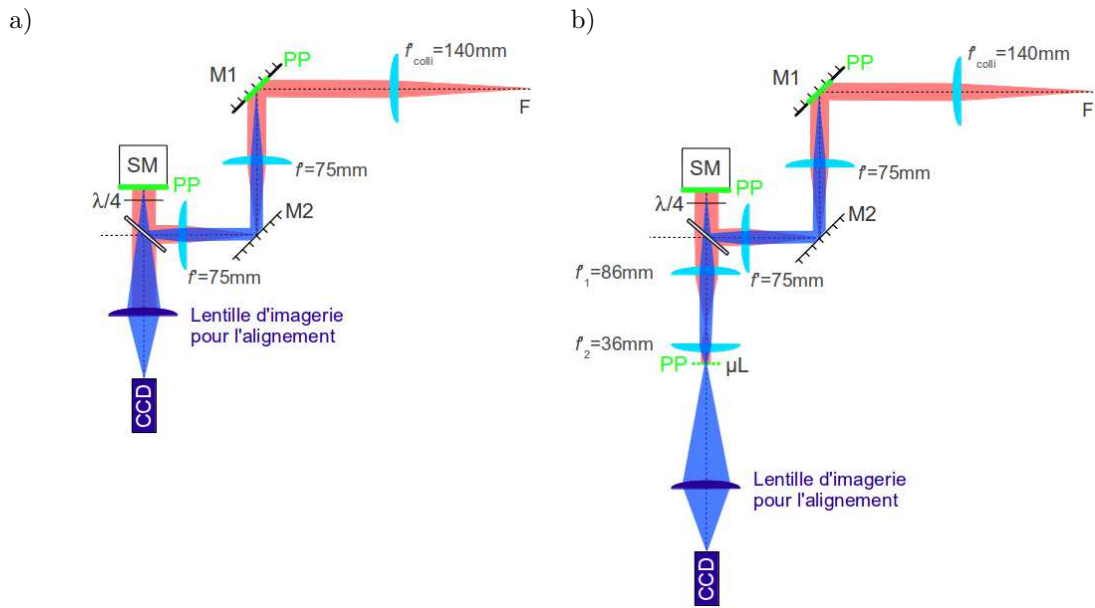


Image sur la CCD :

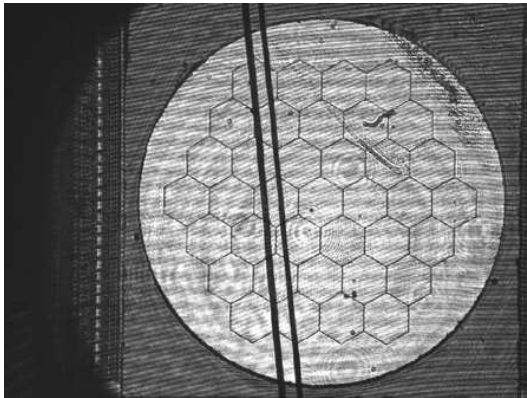


Image sur la CCD :

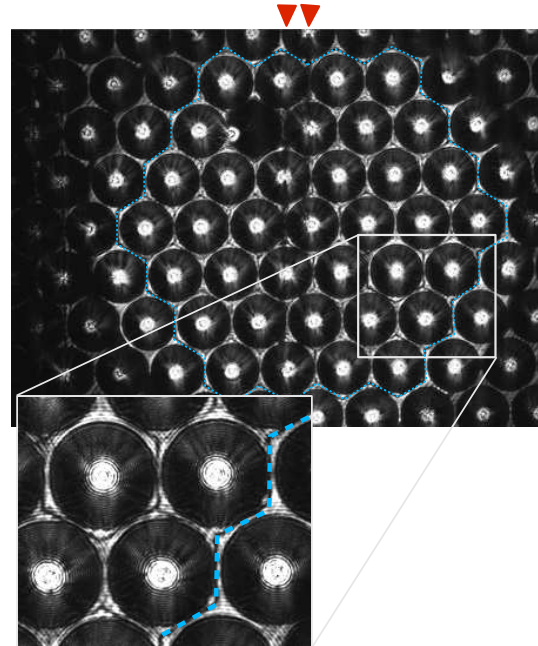


Figure 3.9 – Illustration de la procédure d’alignement du plan pupille. a) Les plans du miroir segmenté et du miroir M1 sont imagés sur la CCD. Un cheveu sert de repère pour faire la mise au point sur M1, son image apparaît double à cause de son ombre sur M1, également imagée. b) Le plan des microlentilles est imagé sur la CCD. On distingue les segments (une portion de l’image est agrandie pour les mettre en évidence) et le cheveu (dont la position est indiquée par les flèches rouges) dans les interstices entre les lentilles. Une sous-pupille hexagonale apparaît noire car le miroir alors utilisé présentait un segment non fonctionnel.

3.2 Nouvelle configuration pour la pupille d'entrée

L'augmentation du nombre de fibres fut également l'occasion de choisir de nouvelles configurations de la disposition des sous-pupilles dans la pupille d'entrée. La configuration utilisée dans FIRST-9 n'était en effet pas adaptée au télescope Shane puisque deux des sous-pupilles étaient à moitié cachées par l'obstruction centrale du télescope.

Dans cette partie, nous verrons dans un premier temps que les configurations sont sélectionnées en fonction d'un critère d'étalonnage sur les redondances. Dans un deuxième temps, on cherchera ensuite à optimiser la couverture du plan (u,v) . Et enfin, comme le changement de configurations implique nécessairement l'égalisation de nouvelles fibres de compensation, nous en décrirons plus précisément le rôle, et nous évaluerons notamment l'effet de la dispersion.

3.2.1 Une contrainte pour l'étalonnage

Le concept de FIRST est similaire à certains interféromètres longue base qui utilisent une recombinaison multi-axiale à une dimension : AMBER (Petrov et al., 2000) et MIRC (Monnier et al., 2004a, 2010) par exemples. Dans ces deux instruments, une partie du flux de chaque faisceau est prélevée et mesurée (Che et al., 2010, pour MIRC), afin de pouvoir étalonner les observables interférométriques, c'est-à-dire étalonner les mesures de cohérences pour aboutir aux mesures de visibilité. Cependant, dans FIRST, le nombre de faisceaux qui interfèrent, et donc le nombre de bases accessibles, sont bien plus importants : 9 sous-pupilles soit 36 bases pour FIRST contre 3 télescopes soit 3 bases pour AMBER et 6 télescopes soit 15 bases pour MIRC. Cela permet de pouvoir mettre en œuvre une autre forme d'étalonnage, qui ne nécessite pas de voies photométriques. Une méthode d'auto-étalonnage a en effet été proposée par Lacour et al. (2007), qui utilise la présence de redondances dans la pupille d'entrée pour déterminer les flux et les termes de pistons individuels à partir des seules mesures de cohérences complexes. Le choix des configurations dans la pupille d'entrée doit alors remplir certaines conditions sur les redondances afin que le problème soit inversible.

En dernier lieu, nous considérerons également le problème du point de vue des clôtures de phase, et non des mesures de cohérences complexes. Il est en effet possible d'estimer les phases des visibilités à partir des mesures de clôtures. Utiliser les clôtures de phase présente l'avantage que ces grandeurs sont déjà étalonnées par définition. Mais comme précédemment, cela nécessite que le problème soit bien posé, et impose donc une contrainte supplémentaire sur la configuration d'entrée.

3.2.1.1 Un système inversible

Dans un premier temps, nous allons mettre en forme le problème qui relie les termes de visibilités complexes à nos mesures de cohérences complexes et montrer que l'inversibilité du problème nécessite que la configuration présente un certain nombre de redondances bien choisies.

Une contrainte sur les redondances

Les visibilités complexes sont reliées aux mesures de cohérences complexes $\mu_{i,j}$ par la relation :

$$\mu_{ij} = A_i A_j |V_{ij}| e^{i(\Phi_i - \Phi_j + \varphi_{ij})}, \quad (3.7)$$

avec A_i , l'amplitude du champ de la fibre i , Φ_i le terme de piston de la fibre i , et $|V_{ij}|e^{\phi_{ij}}$ le terme de visibilité complexe.

On note n_B le nombre de bases, n le nombre de pupilles et r le nombre de mesures redondantes. Le bilan du nombre de mesures et du nombre d'inconnues se résume de la façon suivante :

	Nbre de mesures		Nbre d'inconnues	
	en phase	en amplitude	en phase	en amplitude
mesures de cohérence μ_{ij}	n_B	n_B		
visibilités $ V_{ij} e^{\phi_{ij}}$			$n_B - r$	$n_B - r$
termes de piston Φ_i			n	
flux individuels A_i^2				n
Total	n_B	n_B	$n_B - r + n$	$n_B - r + n$

On comprend donc dès à présent que la présence d'au moins n redondances dans la pupille d'entrée (c'est-à-dire $r \geq n$) est une condition nécessaire (mais non suffisante) pour que le nombre d'inconnues soit égal au nombre d'équations n_B , rendant le problème inversible, aussi bien en phase qu'en amplitude.

Écriture matricielle

On peut traduire le système d'équations complexes sous forme de deux relations matricielles, en séparant la phase du logarithme de l'amplitude :

$$\begin{cases} \ln(|\mu_{i,j}|) = \ln(A_i) + \ln(A_j) + \ln(V_{i,j}) \\ \arg(\mu_{i,j}) = \Phi_i - \Phi_j + \varphi_{i,j} \end{cases} \quad (3.8)$$

Pour simplifier les notations, les indices des mesures de cohérences (i,j) seront contractées en k variant de 1 à n_B ($k = 1$ pour $(i,j) = (1,1)$; $k = 2$ pour $(i,j) = (1,2)$, etc.) et les indices des mesures de visibilités contractées en l variant de 1 à n_V . On a $n_V = n_B$ si la configuration est non-redondante. On écrit ainsi respectivement pour la phase et le logarithme de l'amplitude :

$$\begin{bmatrix} \ln(|\mu_1|) \\ \vdots \\ \ln(|\mu_k|) \\ \vdots \\ \ln(|\mu_{n_B}|) \end{bmatrix} = \left[\begin{array}{c|c} M_A & R_A \end{array} \right] \begin{bmatrix} \ln(A_1) \\ \vdots \\ \ln(A_n) \\ \ln(V_1) \\ \vdots \\ \ln(V_l) \\ \vdots \\ \ln(V_{n_V}) \end{bmatrix} \text{ et } \begin{bmatrix} \arg(\mu_1) \\ \vdots \\ \arg(\mu_k) \\ \vdots \\ \arg(\mu_{n_B}) \end{bmatrix} = \left[\begin{array}{c|c} M_P & R_P \end{array} \right] \begin{bmatrix} \Phi_1 \\ \vdots \\ \Phi_n \\ \varphi_1 \\ \vdots \\ \varphi_l \\ \vdots \\ \varphi_{n_V} \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

où $|$ signifie que les deux sous-matrices sont accolées pour former la matrice globale.

M_A et M_P sont les matrices de dimensions $n \times n_B$ qui relient les mesures de cohérence aux flux individuels A_i pour les amplitudes et aux termes de pistons Φ_i pour les phases. R_A et R_P sont les matrices de dimensions $(n_B - r) \times n_B$ qui codent les redondances.

Si les indices k correspondent aux couples (i,j) tels que $i < j$ alors M_A et M_P seront

typiquement de la forme :

$$M_A = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ & & & \vdots & & & & \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & \cdots & 0 & 0 \\ & & & \vdots & & & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 1 & 1 \end{bmatrix} ; M_P = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ & & & \vdots & & & & \\ 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & -1 & \cdots & 0 & 0 \\ & & & \vdots & & & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 1 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

Les matrices codant les redondances comportent également des 0 et des 1 pour l'amplitude, des 0 et des -1 pour les phases. Étant spécifiques à chaque configuration donnée, elles ne peuvent être écrites de manière générale. À titre d'illustration, les matrices correspondant à l'une des configurations utilisées en 2012 (qui seront présentées dans la suite) sont affichées sous forme d'images sur la figure 3.10. On peut tout de même en décrire certaines propriétés :

- chaque ligne est composée de 0 et d'un seul 1 ou -1 : à une base k dans la pupille d'entrée, correspond un terme de visibilité l ;
- chacune des $(n_B - r)$ colonnes comporte autant de 1 ou -1 que le nombre de fois que la base l correspondante est présente dans la pupille d'entrée.

Le choix de la configuration d'entrée joue donc sur la forme des matrices R . Pour que le système soit inversible et admette une unique solution, il faut que le rang de la matrice du modèle ($[M_A|R_A]$ pour les amplitudes et $[M_P|R_P]$ pour les phases) soit égal au nombre d'inconnues, autrement dit que le nombre d'équations indépendantes (nombre de lignes) soit égal au nombre d'inconnues (nombre de colonnes). Cependant, à l'aide de

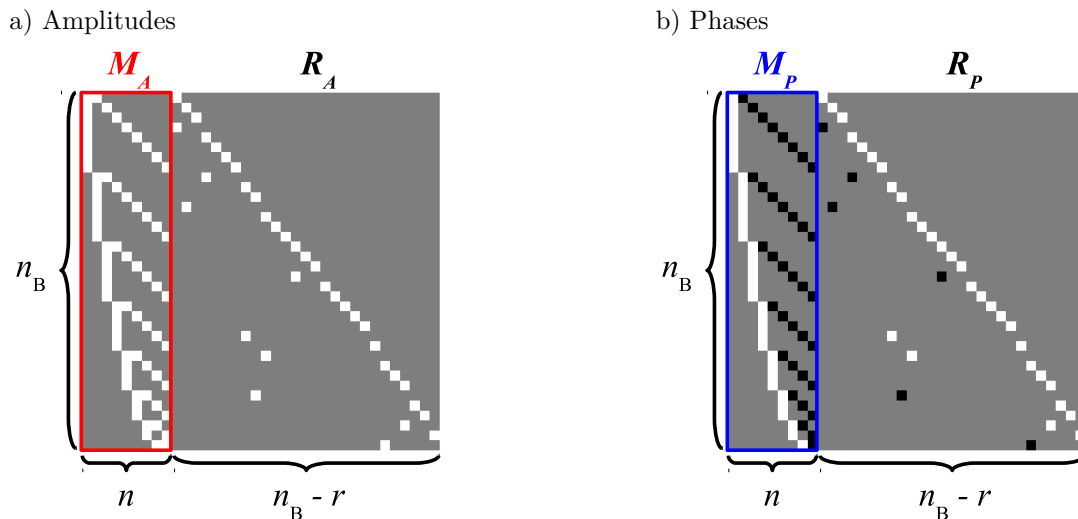


Figure 3.10 – Représentations des matrices modèles pour une des deux configurations utilisées en 2012. Le code couleur est le suivant : un 1 est en blanc, 0 en gris et -1 en noir. On peut distinguer les parties reliées aux flux et phases individuels (parties de gauche), et les parties codant les redondances (parties de droite, avec plusieurs pixels non nuls sur une même colonne).

considérations physiques détaillées ci-après, on peut établir que le rang des matrices ne pourra égaier le nombre de colonnes, quel que soit le choix des matrices R .

3.2.1.2 À propos du rang des matrices

En analysant la forme des matrices, on peut identifier des vecteurs faisant partie de leur noyau ce qui réduit alors leur rang : $\text{rg}M = m - \dim(\ker M)$ (théorème du rang), où m correspond au nombre de colonnes de M . Cela signifie que la solution n'est pas unique mais correspond à un espace vectoriel de dimension égale à la dimension du noyau (théorème de la translation du noyau). Si l'on veut contraindre complètement notre solution, il faudra autant d'équations indépendantes supplémentaires.

Rang de la matrice des amplitudes

Ainsi, en ce qui concerne les amplitudes, le noyau est de dimension 1. En effet, la forme de la matrice ne contraint pas le flux total, autrement dit, les modules de visibilité $|V_{ij}|$ et les amplitudes A_i sont connues à une constante multiplicative près. Cela se traduit, en termes de logarithme, par un ensemble de vecteurs appartenant au noyau :

$$\begin{bmatrix} 1/2 \\ \vdots \\ 1/2 \\ -1 \\ \vdots \\ -1 \end{bmatrix} \cdot z, \quad \forall z \in \mathbb{R}. \quad (3.11)$$

En effet, le résultat du produit matriciel avec $[M_A|R_A]$ donne pour chaque ligne : $\frac{z}{2} + \frac{z}{2} - z = 0$.

Il nous faut donc une équation supplémentaire pour lever cette dégénérescence. Celle-ci nous est fournie par la mesure du flux total, $\mu_0 = \sum_i^n A_i^2$, la composante à fréquence nulle.

Rang de la matrice des phases

En ce qui concerne les phases, on a de manière similaire une incertitude sur la valeur de référence de phase. Ainsi :

$$\begin{bmatrix} p_0 \\ \vdots \\ p_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad \forall p_0 \in \mathbb{R}. \quad (3.12)$$

appartient au noyau de la matrice $[M_P|R_P]$. Pour chaque ligne, le produit matriciel avec $[M_P|R_P]$ donne en effet $p_0 - p_0 = 0$.

Comme les mesures en phase ne sont sensibles qu'aux phases différentielles, on peut arbitrairement fixer une des phases à 0 afin de lever cette dégénérescence : $\Phi_0 = 0$.

De manière un peu moins directe, on identifie deux autres éléments du noyau, qui peuvent être interprétés comme une pente de phase, autrement dit un terme de phase

proportionnel à la fréquence spatiale considérée. L'ambiguïté vient du fait que ce basculement peut être produit soit par un terme de tip-tilt du front d'onde (intervenant alors dans les phases des sous-pupilles), soit comme une translation du barycentre de l'intensité lumineuse de l'objet, qui se traduit de la même manière par une pente de phase dans l'espace des fréquences spatiales.

Construisons les vecteurs qui expriment ce basculement. On note (x,y) les variables d'espace pour repérer les positions des sous-pupilles dans le plan pupille, et (u,v) les variables conjuguées pour repérer les fréquences spatiales.

Chaque vecteur de fréquence spatiale a pour coordonnées : $u_{ij} = \frac{1}{\lambda}(x_j - x_i, y_j - y_i)$, où (x_i, y_i) repère la position de la sous-pupille i . On peut alors établir que les vecteurs :

$$\begin{bmatrix} x_1/\lambda \\ \vdots \\ x_n/\lambda \\ (x_2 - x_1)/\lambda \\ \vdots \\ (x_{n-1} - x_n)/\lambda \end{bmatrix} \cdot z, \quad \forall z \in \mathbb{R} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} y_1/\lambda \\ \vdots \\ y_n/\lambda \\ (y_2 - y_1)/\lambda \\ \vdots \\ (y_{n-1} - y_n)/\lambda \end{bmatrix} \cdot z, \quad \forall z \in \mathbb{R} \quad (3.13)$$

font partie du noyau de la matrice $[M_P|R_P]$. À titre d'exemple, la première ligne du produit matriciel donne : $x_1/\lambda - x_2/\lambda + u_{12} = 0$.

Il est à noter que ces vecteurs ne dépendent que de la position des sous-pupilles, et rendent donc bien compte d'un effet de pente de phase, ou tip-tilt. Les deux équations qui nous permettent de fixer notre solution nous sont fournies par une contrainte sur le barycentre de l'objet observé, qui n'est pas en soi une information primordiale.

En conclusion, on retiendra donc que les configurations qui permettent de résoudre le problème, et ainsi d'étalonner nos termes de visibilité complexe, correspondent à des matrices $[M_A|R_A]$ et $[M_P|R_P]$ de rang $n_B - r - 1$ et $n_B - r - 3$ respectivement.

3.2.1.3 Des clôtures de phase aux phases

Il existe une autre manière de considérer le problème en ce qui concerne les phases : exploiter les clôtures de phase.

La clôture de phase est expliquée en détail au chapitre 1 mais rappelons qu'il s'agit d'une quantité intéressante de par son caractère indépendant des termes de piston atmosphérique :

$$\begin{aligned} CP_{ijk} &= \varphi_{ij} + \varphi_{jk} + \varphi_{ki} \\ &= \varphi_{ij} + \varphi_{jk} - \varphi_{ik} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Une autre matrice à considérer est donc celle reliant les clôtures de phase aux phases des visibilitées. Par définition, les pistons individuels n'interviennent plus et cette matrice,

notée M_{CP} , s'écrit alors typiquement :

$$\begin{bmatrix} CP_{123} \\ CP_{124} \\ \vdots \end{bmatrix} = M_{CP} \begin{bmatrix} \varphi_{12} \\ \varphi_{13} \\ \varphi_{14} \\ \vdots \\ \varphi_{23} \\ \varphi_{24} \\ \vdots \\ \varphi_{(n-1)n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & \cdots & 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 1 & 0 & -1 & \cdots & 0 & 1 & \cdots & 0 \\ & & & & & & & \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi_{12} \\ \varphi_{13} \\ \varphi_{14} \\ \vdots \\ \varphi_{23} \\ \varphi_{24} \\ \vdots \\ \varphi_{(n-1)n} \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Cette matrice est en réalité formée d'éléments valant 0, 1, -1, 2 ou -2. Les valeurs 2 et -2 sont effectivement possibles en présence de redondances.

De manière similaire à la matrice reliant les phases aux mesures de cohérences, le noyau de cette matrice présente deux dimensions, correspondant au basculement de la phase. De même, fixer le centroïde lumineux de l'objet permettra de contraindre complètement le système.

Même si l'on peut utiliser les matrices précédentes pour estimer les visibilité complexes dans l'absolu (ce qui en pratique ne sera pas fait car utiliser les logarithmes rend le processus peu robuste au bruit), il est également intéressant de pouvoir remonter aux phases à partir des seules valeurs de clôtures de phase, bien souvent utilisées pour leur propriété intrinsèquement indépendante de la turbulence atmosphérique. Lors de la sélection des configurations, on va donc faire en sorte que le rang de cette matrice soit de $n_B - r - 2$.

3.2.2 Optimisation de la couverture du plan (u,v)

Il nous faut maintenant déterminer les configurations qui répondent aux conditions sur les rangs des matrices que nous venons d'étudier. Nous allons dans un premier temps recenser les configurations à neuf fibres, calculer les matrices $[M_A|R_A]$, $[M_P|R_P]$ et M_{CP} correspondantes et ne garder que celles dont le rang est suffisant, d'après les considérations précédentes. Le nombre de ces configurations se comptant par milliers, il nous a fallu définir des critères qui permettent de les classer. Ceux-ci sont définis relativement à la couverture du plan (u,v) , qui doit être idéalement la plus étendue possible et la plus homogène possible.

Dans un second temps, on compose les couples parmi ces configurations, car FIRST-18 permet la combinaison de deux configurations indépendantes de neuf fibres. Les mêmes critères de sélection seront évalués sur le plan (u,v) total afin de faire un choix parmi ces couples de configurations.

3.2.2.1 Recensement

Il faut donc dans un premier temps déterminer les configurations à neuf fibres qui répondent aux conditions sur les rangs des matrices de phases, d'amplitudes et de clôtures de phase. Pour cela, toutes les configurations à neuf sous-pupilles sont testées. Un total de $N = 30$ positions sont possibles pour placer les sous-pupilles, sur les 37 qui divisent la totalité de la pupille car les 7 du centre se trouvent dans obstruction centrale du télescope.

Pour les recenser, on prend avantage de la symétrie de la trame (axiale et par rotation de 60°). Ainsi, seules quatre positions différentes sont possibles pour le positionnement de la première fibre, comme illustré sur la figure 3.11. La première sous-pupille est donc placée sur l'un des quatre emplacements possibles, et les huit autres sont positionnées pour former toutes les combinaisons possibles parmi les sous-pupilles restantes, en excluant celles qui ont déjà été testées en première position. 78 243 configurations qui correspondent aux critères sur le rang des matrices sont ainsi recensées.

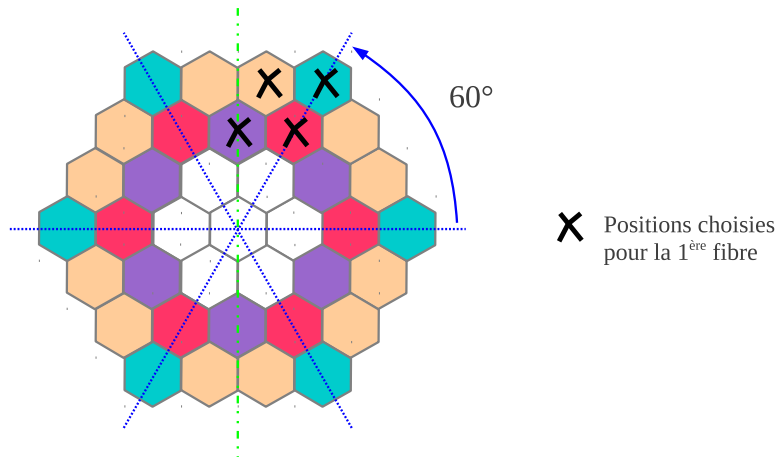


Figure 3.11 – Illustration du placement de la première fibre dans l'algorithme de recensement de toutes les configurations possibles. Grâce à la symétrie par rotation de 60° (axes bleus) et à la symétrie axiale (axe vert), chaque groupe de sous-pupilles regroupées sous la même couleur sont équivalentes pour le positionnement de la première sous-pupille : quatre positions suffisent donc pour le positionnement de la première.

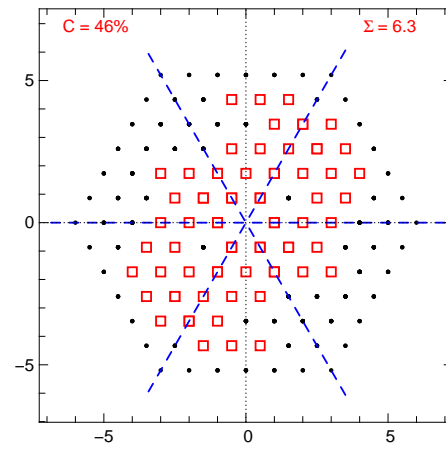
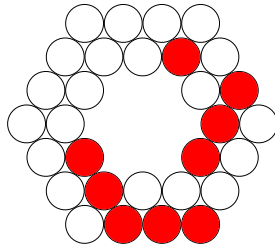
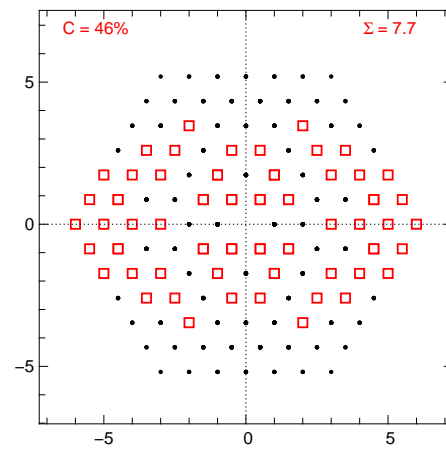
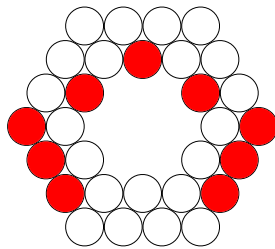
3.2.2.2 Les critères de sélection

Nous allons définir deux critères pour caractériser les configurations ainsi recensées. Ils portent tous deux sur la couverture du plan (u,v) :

- la couverture, notée C , est définie comme le pourcentage du plan (u,v) couvert. Elle correspond donc au nombre de fréquences spatiales accessibles au total, sachant qu'un maximum de 63 fréquences (sans compter les redondances) pourraient être atteintes avec une pupille pleine (30 sous-pupilles).
- la dispersion, notée Σ , est calculée comme la somme des dispersions des points du plan (u,v) projetés suivant trois directions faisant un angle de -60° , 0° et $+60^\circ$ avec l'axe x , comme illustré en pointillés bleus sur la figure 3.12-a : $\Sigma = \sigma_{-60^\circ} + \sigma_{0^\circ} + \sigma_{+60^\circ}$. Ce critère permet donc de quantifier la dispersion de la couverture du plan (u,v) .

Trois configurations particulières sont montrées sur la figure 3.12. Plusieurs centaines de configurations atteignent une couverture maximale de 46%, soit 29 fréquences spatiales. Parmi celles-ci, la figure a) correspond à celle qui minimise le critère de dispersion, et la b) à celle qui le maximise. La figure c) représente la configuration pour laquelle la dispersion est maximale, $\Sigma = 8,3$ pour une couverture de 34,9% seulement, soit 22 fréquences spatiales accessibles.

Il est donc évident que les deux paramètres ne peuvent être maximisés simultanément et la configuration optimale sera nécessairement un compromis.

a) Couverture maximale (Σ min)b) Couverture maximale (Σ max)

c) Dispersion maximale

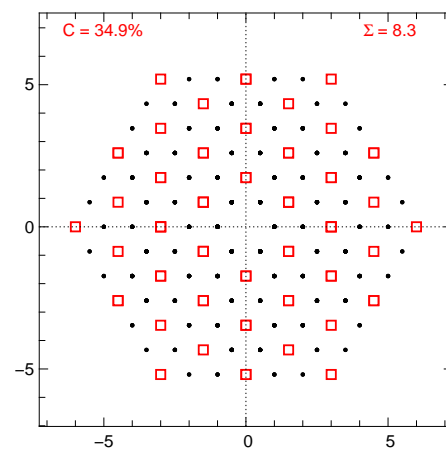
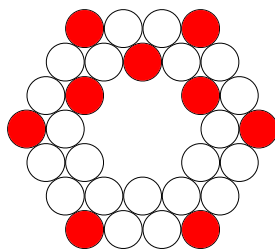


Figure 3.12 – Parmi les 462 configurations individuelles présentant la couverture du plan (u,v) maximale de 46%, celle minimisant l'étendue Σ est représentée en a), celle maximisant ce critère en b). Sur le graphe du plan (u,v) représenté en a) sont représentés les trois axes de projection utilisés pour calculer Σ . c) Configuration maximisant la dispersion Σ quelle que soit la couverture.

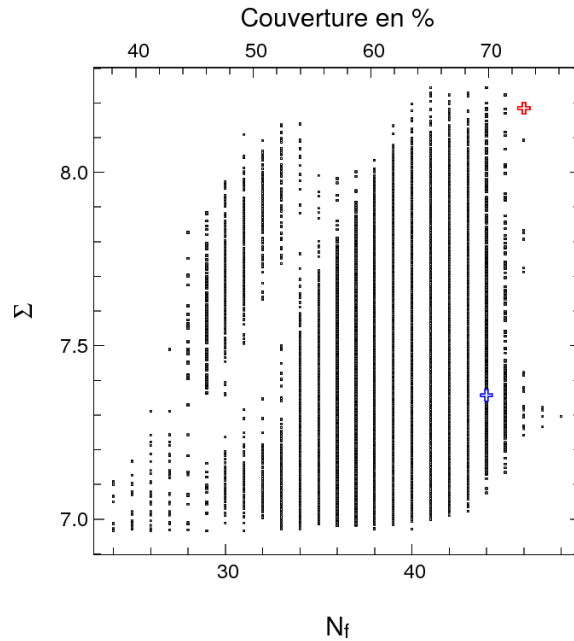


Figure 3.13 – Répartition des paires de configurations en fonction des paramètres Σ et C . Le paramètre C est exprimé en pourcentage sur l'axe du haut, et en nombre de fréquences spatiales noté N_f sur celui du bas (sachant que le nombre maximal de fréquences est de 63). La croix bleue représente la position de la paire de configurations utilisée en 2012, et la croix rouge celle que l'on peut qualifier d'optimale, en termes de couverture du plan (u,v) .

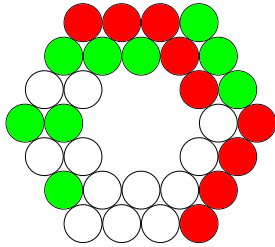
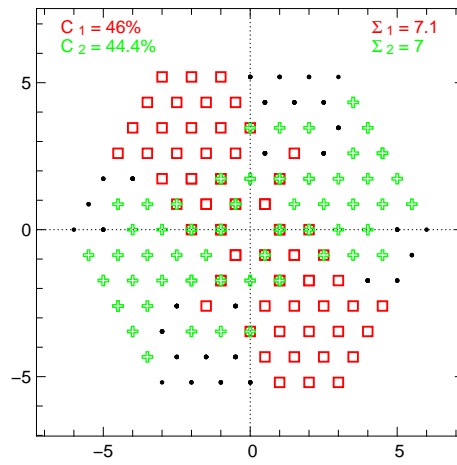
3.2.2.3 Les paires de configurations

L'étape suivante consiste à former toutes les paires possibles à partir des configurations à neuf sous-pupilles afin de choisir les configurations des sous-pupilles de FIRST-18. Pour que tous les couples possibles soient considérés, il faut également prendre en compte les configurations après rotation de 60° , 120° , 180° , 240° et 300° qui ne sont pas déjà recensées (c'est-à-dire qui ne comprennent aucune des quatre sous-pupilles fixées au départ). On forme ainsi tous les couples de configurations qui sont compatibles entre elles (elles ne peuvent avoir de sous-pupilles en commun).

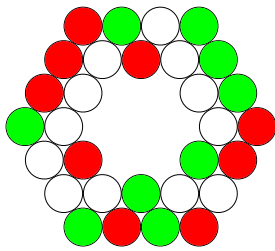
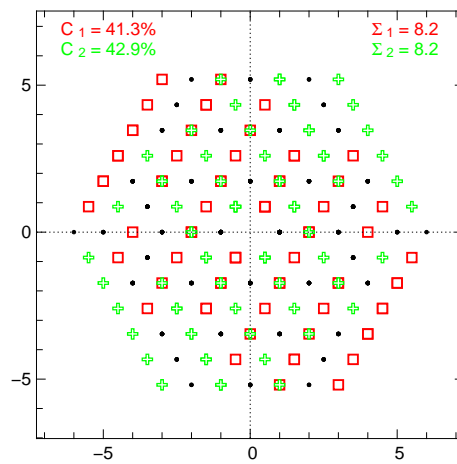
En pratique, afin de réduire le temps de calcul, une première sélection est faite parmi les 78 243 configurations de départ avant de considérer les paires de configurations. On sélectionne ainsi les 10% qui maximisent le critère Σ et parmi celles-ci les 50% qui maximisent la couverture du plan (u,v) . Il reste alors 5 562 configurations lorsque l'on prend en compte les rotations. Au total, 295 044 paires de configurations différentes peuvent ainsi être formées.

Pour les départager, on utilise les mêmes critères C_{tot} et Σ_{tot} calculés sur l'ensemble du plan (u,v) fourni par la combinaison des deux configurations. La répartition des configurations en fonction de ces deux critères est représentée sur la figure 3.13. D'après la forme du nuage de points, on retrouve l'idée que l'on ne peut maximiser les deux paramètres à la fois. Les deux configurations qui maximisent chacun des paramètres sont représentées sur la figure 3.14 a) et b). Un compromis pourrait correspondre à la croix rouge, où l'on atteint une couverture de 46 fréquences spatiales (73%). La configuration correspondante est représentée en c).

a) Couverture maximale

Couverture (u,v) : 76.2 % – $\Sigma_{\text{tot}} = 7.3$ 

b) Dispersion maximale

Couverture (u,v) : 65.1 % – $\Sigma_{\text{tot}} = 8.2$ 

c) Configuration « optimale »

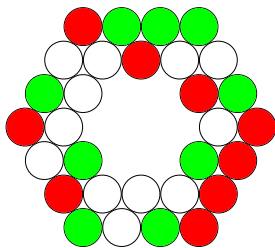
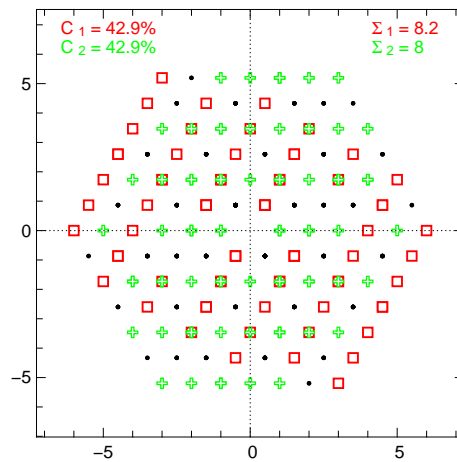
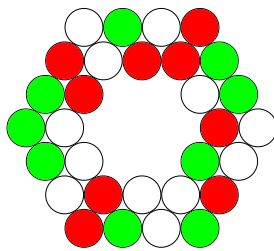
Couverture (u,v) : 73 % – $\Sigma_{\text{tot}} = 8.2$ 

Figure 3.14 – a) Paire de configurations maximisant la couverture du plan (u,v) . b) Paire de configurations maximisant la dispersion. c) Configuration « optimale » résultant d'un compromis entre couverture et dispersion.

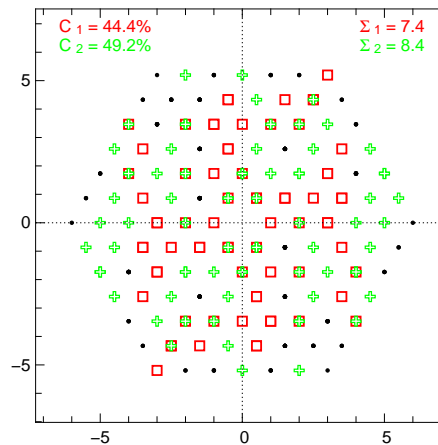
3.2.2.4 Les configurations utilisées

Cependant, les configurations utilisées en pratique dans FIRST-18 sont différentes et sont présentées sur la figure 3.15. Les premières configurations utilisées dans FIRST-18 (en 2011) ne remplissent pas la condition d'inversion des matrices. L'explication se trouve tout simplement dans une erreur de codage... Le tir fut ensuite rectifié en 2012, avec une nouvelle paire de configurations. Lors de ce choix, les critères C et Σ n'avaient cependant pas encore été mis en place, elle n'est donc pas optimale en ce sens, mais remplit les conditions d'inversion des matrices et permet de couvrir de manière relativement homogène 70% du plan (u,v) (soit 2 fréquences spatiales de moins que la configuration « optimale »). La position de cette paire de configurations est reportée sur le graphe 3.13, symbolisée par la croix bleue.

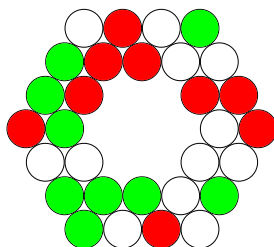
a) Configurations utilisées en 2011



Couverture (u,v) : 69.8 % - $\Sigma_{\text{tot}} = 7.9$



b) Configurations utilisées en 2012



Couverture (u,v) : 69.8 % - $\Sigma_{\text{tot}} = 7.4$

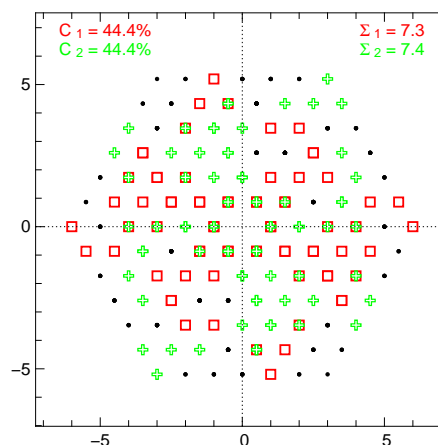


Figure 3.15 – Configurations utilisées dans FIRST-18 en 2011 et 2012.

3.2.3 Les fibres de compensation

L'apparition de franges d'interférence est conditionnée par une égalisation des chemins optiques parcourus par chacun des faisceaux. Cela signifie en particulier que les chemins parcourus dans le verre (fibres optiques) doivent être égalisés. Nous allons donc ici introduire la notion de cohérence temporelle, qui permet de définir la différence de marche typique pour laquelle les franges disparaissent, ainsi que la notion de dispersion chromatique, qu'il est important de considérer en particulier dans un montage fibré, car l'effet de dispersion provient par définition de la dépendance de l'indice de réfraction du matériau avec la longueur d'onde.

Nous verrons alors qu'en plus des jeux de fibres du toron et des v-grooves, un troisième jeu de fibres joue un rôle essentiel, celui de compenser la longueur des chemins optiques parcourus dans les fibres. En effet, les longueurs totales de fibre lorsque l'on connecte directement celles du toron à celles des v-grooves peuvent différer de plusieurs centimètres (car toron et v-groove sont fournis avec des spécifications largement insuffisantes concernant les longueurs de fibres relatives). Cependant, un jeu de fibres de compensation convient exclusivement pour la configuration de fibres pour laquelle il a été confectionné. Si celle-ci est modifiée, un nouveau jeu de fibres est nécessaire. Lors du passage à FIRST-18, il m'a donc été nécessaire d'égaliser deux nouveaux jeux de fibres. Cette procédure sera abordée à la fin du chapitre.

3.2.3.1 Longueur de cohérence temporelle

La longueur de cohérence temporelle est fonction du spectre en longueur d'onde de l'objet que l'on observe. Cela se comprend physiquement lorsque l'on considère que l'intensité finale résulte de la somme des interférogrammes aux différentes longueurs d'onde : les fréquences des réseaux sont différentes et finissent par se brouiller lorsque la différence de marche augmente, la cohérence est alors perdue. Plus formellement, si l'on fait interférer des faisceaux dont la densité spectrale de puissance est $S(\sigma)$ en fonction du nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$, l'intensité lumineuse s'écrit :

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\sigma) (1 + 2 \cos \Delta\Phi) d\sigma, \quad (3.16)$$

avec $\Delta\Phi = 2\pi\sigma\delta$ le déphasage entre les faisceaux, qui s'exprime en fonction de la différence de marche δ . On suppose ici que les deux faisceaux qui interfèrent ont même intensité et que δ ne dépend pas de la longueur d'onde. L'interférogramme polychromatique se développe de la façon suivante :

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\sigma) d\sigma + 2\Re \left[\int_{-\infty}^{\infty} S(\sigma) e^{-2i\pi\sigma\delta} d\sigma \right], \quad (3.17)$$

car $S(\sigma)$ est une fonction réelle. On reconnaît l'expression de la transformée de Fourier de S , notée $\tilde{S}(\delta)$:

$$I(\delta) = \tilde{S}(0) + 2\Re \left[\tilde{S}(\delta) \right]. \quad (3.18)$$

$\tilde{S}(0)$ n'est autre que le flux total. Si on soustrait le continu, l'interférogramme est donc proportionnel à la transformée de Fourier du spectre de la source. Ainsi, plus le spectre de la source sera large, plus l'enveloppe de l'interférogramme sera étroite autour de $\delta = 0$. Au contraire, si la source est monochromatique et modélisée de manière idéale par une densité spectrale en pic de Dirac, alors l'interférogramme sera une fonction sinusoïdale infinie.

Il est ensuite intéressant d'utiliser la relation de translation d'une transformée de Fourier :

$$S(\sigma) = S_0(\sigma - \sigma_0) \Rightarrow \tilde{S}(\delta) = \tilde{S}_0(\delta)e^{-2i\pi\delta\sigma_0}, \quad (3.19)$$

où $S_0(\sigma)$ correspond à la fonction de densité spectrale translatée autour de 0 et σ_0 au nombre d'onde moyen. On peut alors poursuivre le raisonnement en faisant l'hypothèse que $S_0(\sigma)$ est une fonction paire, induisant donc une transformée de Fourier réelle et paire. Pour l'interférogramme, cela conduit à :

$$I(\delta) = \tilde{S}_0(0) (1 + 2\gamma_c \cos(2\pi\sigma_0\delta)), \quad (3.20)$$

où l'on fait apparaître le terme de cohérence complexe :

$$\gamma_c(\delta) = \frac{\tilde{S}_0(\delta)}{\tilde{S}_0(0)} \quad (3.21)$$

ce qui nous fait donc retrouver ici le théorème de Wiener-Khintchine qui établit que le terme de cohérence complexe correspond à la transformée de Fourier normalisée du spectre de la source. On définit alors la longueur de cohérence :

$$l_c = \int_{-\infty}^{\infty} |\gamma_c(\delta)|^2 d\delta \quad (3.22)$$

appelé longueur de cohérence, qui rend compte de la largeur typique de l'enveloppe de cohérence sur laquelle le degré de cohérence est suffisant pour que les franges soient visibles. La longueur de cohérence est donc liée à la forme du spectre de la source que l'on observe.

En pratique, c'est plutôt la bande passante de l'instrument qui détermine la longueur de cohérence. Si la recombinaison des faisceaux est couplée à un spectromètre, comme dans FIRST, une approximation raisonnable consiste à considérer que chaque canal spectral couvre une largeur $\Delta\sigma$ autour de σ_0 :

$$S(\sigma) = \begin{cases} 1/\Delta\sigma & \text{si } \sigma_0 - \Delta\sigma/2 < \sigma < \sigma_0 + \Delta\sigma/2 ; \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.23)$$

On a donc directement :

$$\gamma_c(\delta) = \frac{\sin(\pi\Delta\sigma\delta)}{\pi\Delta\sigma\delta} = \text{sinc}(\pi\Delta\sigma\delta) \quad (3.24)$$

et, en utilisant le théorème de Parseval-Plancherel :

$$l_c = \int_{-\infty}^{\infty} |\text{sinc}(\pi\Delta\sigma\delta)|^2 d\delta = \int_{-\Delta\sigma/2}^{\Delta\sigma/2} \left| \frac{1}{\Delta\sigma} \right| d\delta, \quad (3.25)$$

ce qui conduit à :

$$l_c = \frac{1}{\Delta\sigma} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (3.26)$$

L'enveloppe de cohérence correspondante est représentée sur la figure 3.16. On note que la longueur de cohérence ainsi définie correspond à la zone autour du maximum où la perte de cohérence est inférieure à environ 37%. Ainsi, avec une résolution spectrale $R_s = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 400$ fournie par FIRST-18, la longueur de cohérence est d'environ 300 μm à 700 nm dans l'air, ce qui correspond à une longueur de 200 μm dans le verre. Les longueurs de fibre devront donc être égalisées par paire à mieux que $\pm 100 \mu\text{m}$ afin de minimiser la perte de contraste.

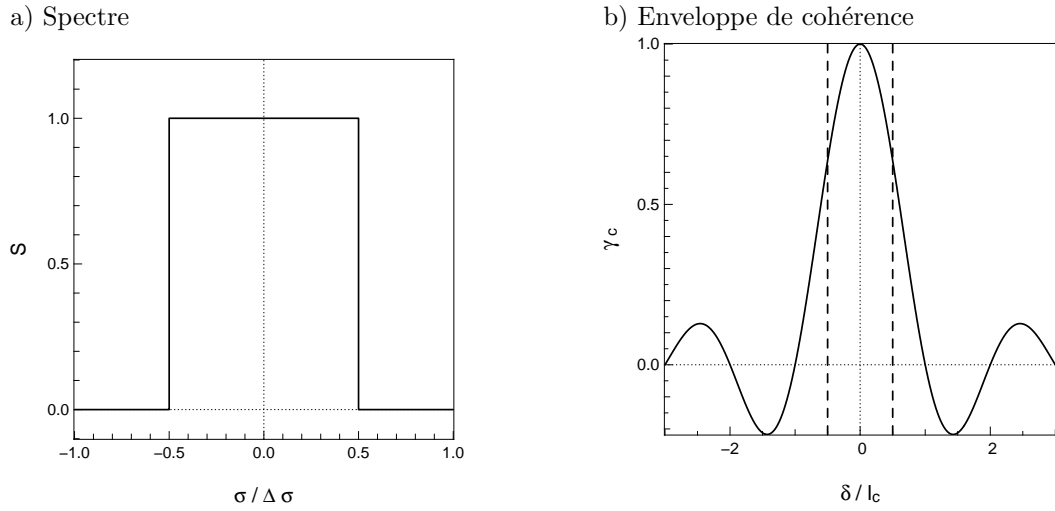


Figure 3.16 – a) Forme schématisée d'un spectre en fonction du nombre d'onde σ . b) Enveloppe de cohérence dans le cas d'un spectre de type fonction porte, représentée en fonction de la différence de marche exprimée en unité de longueur de cohérence l_c .

3.2.3.2 La dispersion chromatique dans les fibres optiques

Cependant les choses ne sont en pratique pas aussi simples, et des effets d'ordre supérieur peuvent provoquer une perte supplémentaire de cohérence. Il s'agit des effets de dispersion chromatique, qui induisent des termes de phase dépendant quadratiquement de la longueur d'onde.

Explicitons l'expression du déphasage $\Delta\Phi$ entre les deux ondes :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \Phi_2 - \Phi_1 \\ &= 2\pi\sigma\delta + \beta_2 L_2 - \beta_1 L_1\end{aligned}\quad (3.27)$$

avec β_i la constante de propagation de l'onde dans la fibre 1 ou 2, L_i les longueurs de fibre et δ la différence de marche dans l'air. Cette dernière est introduite par une ligne à retard dans un interféromètre coaxial, ou par la focalisation dans un interféromètre multi-axial, comme il est illustré sur la figure 3.17. Ce dernier terme correspond au seul déphasage considéré dans le paragraphe précédent.

Si l'on suppose que les deux fibres sont identiques, alors $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ et :

$$\Delta\Phi = 2\pi\sigma\delta + \beta\Delta L.\quad (3.28)$$

β est en fait une fonction des indices de réfraction du matériau du cœur et de la gaine des fibres. Ces deux paramètres dépendent eux-mêmes de la longueur d'onde, et sont donc à l'origine du phénomène de dispersion.

Pour faire apparaître cet effet, nous allons utiliser la formule de Taylor pour développer le terme de déphasage autour du nombre d'onde moyen σ_0 :

$$\Delta\Phi(s) = \Delta\Phi(\sigma_0) + 2\pi \left(\delta + \frac{\Delta L}{2\pi} \frac{\partial\beta}{\partial\sigma} \Big|_{\sigma_0} \right) s + \frac{\Delta L}{2} \frac{\partial^2\beta}{\partial\sigma^2} \Big|_{\sigma_0} s^2 + \dots\quad (3.29)$$

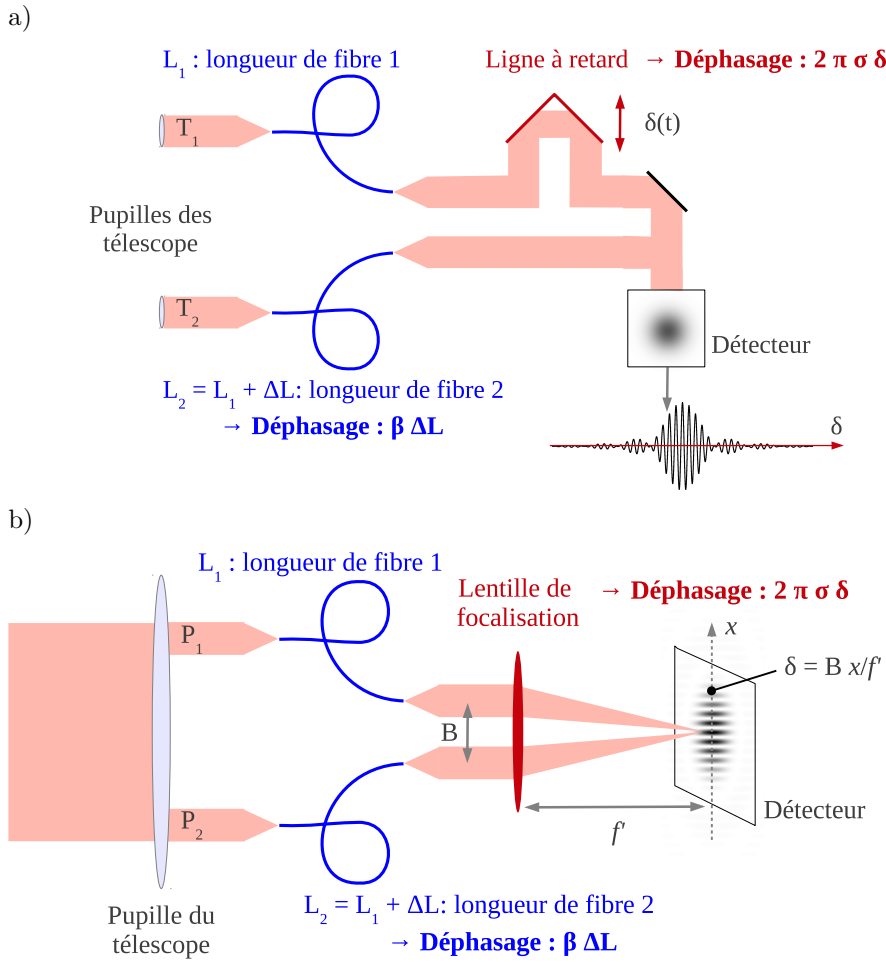


Figure 3.17 – a) Principe de la recombinaison coaxiale : les franges sont codées temporellement par un balayage de la différence de marche permis par une ligne à retard. b) Principe de la recombinaison multi-axiale (cas de FIRST où les pupilles d'entrée sont prélevées sur la pupille du télescope) : les franges sont codées spatialement par une différence de marche δ introduite lors de la focalisation sur le détecteur.

où l'on note $s = \sigma - \sigma_0$. L'équation 3.17 s'écrit donc maintenant :

$$\begin{aligned}
 I(\delta) &= \tilde{S}(0) + \Re \left[\int_{-\infty}^{\infty} S_0(s) e^{-i(\Delta\Phi_0 + 2\pi(\delta + B_1)s + B_2s^2)} ds \right] \\
 &= \tilde{S}(0) + \Re \left[e^{-i\Delta\Phi_0} \int_{-\infty}^{\infty} S_0(s) e^{-i(2\pi(\delta + B_1)s + B_2s^2)} ds \right]
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

où l'on note pour simplifier :

$$\begin{aligned}
 \Delta\Phi_0 &= \Delta\Phi(\sigma_0) = 2\pi\sigma_0\delta + \beta(\sigma_0)\Delta L ; \\
 B_1 &= \frac{\Delta L}{2\pi} \left. \frac{\partial\beta}{\partial\sigma} \right|_{\sigma_0} ; \\
 B_2 &= \frac{\Delta L}{2} \left. \frac{\partial^2\beta}{\partial\sigma^2} \right|_{\sigma_0} .
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

De la même manière qu'au paragraphe précédent, on peut faire apparaître la transformée

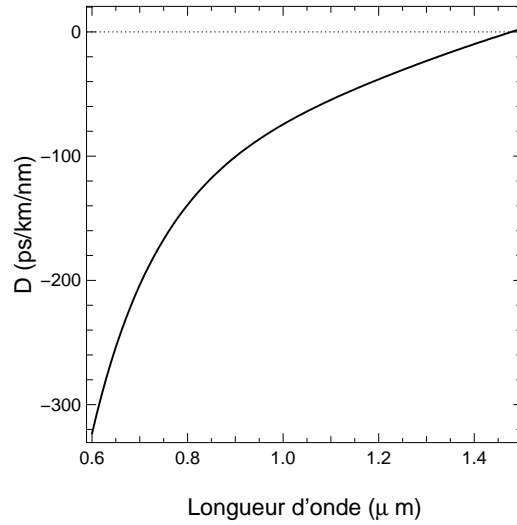


Figure 3.18 – Courbe du paramètre de dispersion totale pour les fibres utilisées dans FIRST.

de Fourier de S_0 :

$$I(\delta) = \tilde{S}(0) + \Re \left[e^{-i\Delta\Phi_0} \tilde{S}_0 (\delta + B_1) * TF \left[e^{-iB_2 s^2} \right] \right], \quad (3.32)$$

où $*$ représente un produit de convolution. De manière analogue, le terme d'ordre 0 en $\Delta\Phi_0$ correspond au terme d'oscillation des franges, autrement dit, il s'agit des franges sans dispersion. L'intervention de $\beta(\sigma_0)$ n'a pas d'impact, puisque la référence de phase est inconnue.

Le terme d'ordre 1 en B_1 n'a pas d'effet sur la forme de l'enveloppe de cohérence, mais la translate suivant l'axe de la différence de marche. Il s'agit donc du retard de groupe, et en écrivant que $\beta = n(\sigma)k = n(\sigma)2\pi\sigma$, alors au premier ordre $\left. \frac{\partial\beta}{\partial\sigma} \right|_{\sigma_0} = 2\pi n(\sigma_0)$ et B_1 se simplifie en $n(\sigma_0)\Delta L$.

C'est donc le terme d'ordre 2 en B_2 qui nous intéresse en ce qui concerne la dispersion. On peut montrer que ce terme est relié à une grandeur couramment utilisée en télécommunications, le paramètre de dispersion D :

$$B_2 = \frac{\Delta L}{2} \frac{\partial^2\beta}{\partial\sigma^2} = -\frac{\pi c}{\sigma^2} D \Delta L. \quad (3.33)$$

D est communément exprimé en $\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ exprimant alors un retard par unité de longueur de fibre (en km) et par unité de largeur de bande spectrale (en nm). C'est donc le paramètre que l'on peut trouver dans les spécifications fournies par le constructeur. La courbe théorique des fibres monomodes utilisées dans FIRST est illustrée sur la figure 3.18.

En développant la dérivée seconde de β exprimée en fonction des indices de cœur et de gaine, on trouve alors (Gambling et al., 1979b) que D peut être décrit comme la contribution de deux formes de dispersion dans les fibres, s'exprimant en fonction des indices de réfraction $n_{\text{cœur}}$ et n_{gaine} , de la fréquence réduite $V = 2\pi aON/\lambda$, avec a le diamètre du cœur, et de la constante de propagation normalisée b (Gloge, 1971) :

- la dispersion matérielle, rassemblant typiquement les termes de dérivée des indices de réfraction du cœur et de la gaine par rapport à la longueur d'onde et on a par

exemple, pour $V = 2,4$ (valeur maximale pour une fibre monomode) :

$$D_{\text{mat}} = \frac{\lambda}{c} \left[0,83 \frac{d^2 n_{\text{cœur}}}{d\lambda^2} + 0,17 \frac{d^2 n_{\text{gaine}}}{d\lambda^2} \right]; \quad (3.34)$$

- la dispersion liée au guide qui, dans l’hypothèse où l’on considère que les indices du cœur et de la gaine varient de la même manière (on néglige la variation de $n_{\text{cœur}} - n_{\text{gaine}}$ avec la longueur d’onde), s’écrit :

$$D_{\text{gui}} = - \left(\frac{n_{\text{cœur}} - n_{\text{gaine}}}{c\lambda} \right) V \frac{d^2(Vb)}{V^2}. \quad (3.35)$$

La dispersion due au guide d’onde s’explique physiquement par le fait que la distribution spatiale du champ dépend de la longueur d’onde. En effet, dans un guide monomode, le champ est faiblement confiné et se propage en partie dans la gaine. Or, le facteur de confinement, et donc l’indice effectif vu par l’onde qui se propage, varie avec la longueur d’onde et induit ainsi un effet de dispersion.

Cependant, on peut noter qu’une caractéristique intéressante est que ces deux paramètres sont de signes opposés et s’annulent typiquement autour de $1,3 \mu\text{m}$ pour les fibres fabriquées à base de silice (ce qui est d’ailleurs le cas des fibres de FIRST, comme illustré sur la figure 3.18). En choisissant astucieusement les paramètres du guide (propriété de dopage du matériau et structure du guide, c’est-à-dire diamètre de cœur et différence d’indice entre le cœur et la gaine), la dispersion peut être minimisée. Cela a fait l’objet de nombreuses études depuis les années 1980 (Gambling et al., 1979a; Tsuchiya & Imoto, 1979, par exemple), dans le cadre des fibres optiques utilisées en télécommunication aux longueurs d’onde $1,3 \mu\text{m} - 1,7 \mu\text{m}$. La dispersion chromatique est en effet primordiale, puisqu’elle est responsable de l’élargissement des impulsions, et peut donc dégrader les performances en termes de débit de l’information et de distance de propagation. Depuis les années 1990 cette technologie a été transposée aux interféromètres longue base et des études ont notamment été menées pour minimiser la dispersion sur la bande K, entre $2,0$ et $2,4 \mu\text{m}$ (Coudé du Foresto et al., 1995; Kotani et al., 2005).

3.2.3.3 Impact sur l’interférogramme

Cas de la recombinaison coaxiale

Dans un interféromètre co-axial, où les faisceaux sont recombinaisonnés à la manière d’un interféromètre de Michelson utilisé en lame d’air, les franges sont codées temporellement grâce à une ligne à retard qui permet de compenser et de balayer temporellement le retard δ entre les deux ondes, comme illustré sur la figure 3.17. L’interférogramme mesuré correspond aux franges modulées par l’enveloppe de cohérence temporelle. Une translation de cette enveloppe n’a donc aucun impact dans une telle configuration, car cela revient simplement à changer la longueur de la ligne à retard pour laquelle les franges apparaissent.

La forme et surtout l’amplitude de l’enveloppe de cohérence, et donc l’effet de la dispersion chromatique, sont dans ce cas plus critiques, puisque le rapport signal-sur-bruit y est directement relié. Cela est d’autant plus crucial que dans ce type d’interféromètre, la recombinaison est effectuée pour des faisceaux couvrant une bande spectrale non négligeable (absence de dispersion spectrale et donc faible résolution spectrale < 10). C’est donc pour cette raison que la minimisation de la dispersion des fibres mentionnée au paragraphe précédent est primordiale dans ce cas.

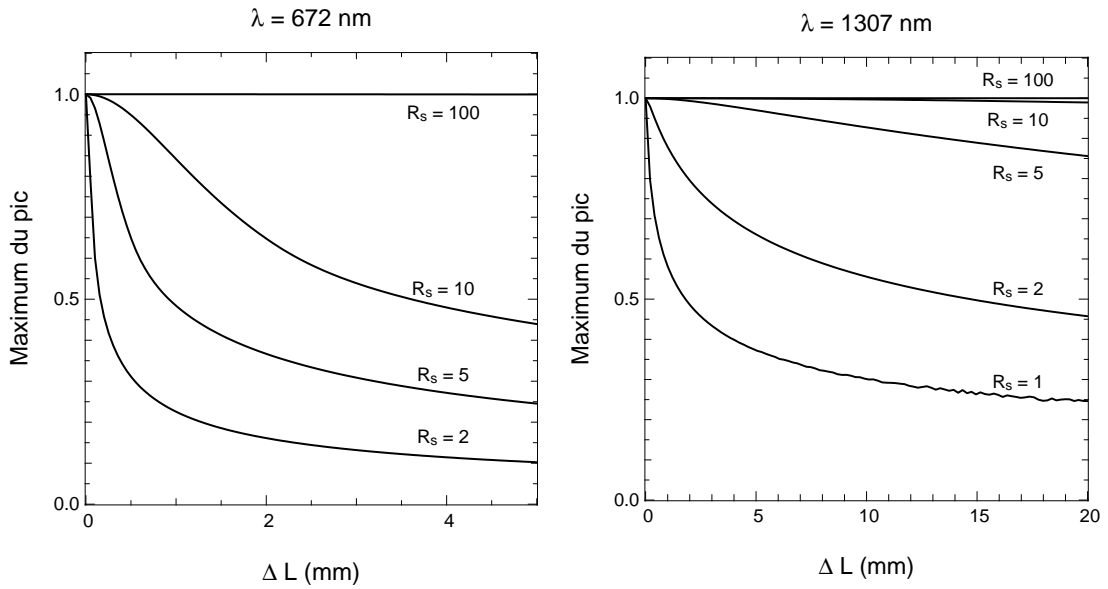


Figure 3.19 – Dégradation du maximum de l'enveloppe de cohérence due à la dispersion chromatique. Le maximum de l'enveloppe de cohérence est tracé en fonction de la différence de longueur de fibre ΔL , à supposer que la différence de marche est compensée par une ligne à retard (cas de la recombinaison coaxiale). Différentes résolutions spectrales R_s (définie par la largeur à mi-hauteur pour un profil gaussien) sont envisagées. Le spectre simulé est un profil gaussien de longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 672 \text{ nm}$ à gauche et $\lambda_0 = 1307 \text{ nm}$ à droite, pour lesquelles les paramètres de dispersion ont été calculés par [Dyer & Christensen \(1997\)](#).

En utilisant les coefficients calculés par [Dyer & Christensen \(1997\)](#), on peut simuler l'effet de la dispersion en fonction de la largeur de bande spectrale. Dans cet article, les auteurs ont poussé le développement de la phase jusqu'à l'ordre 5, et fournissent la valeur de chacun des coefficients en $\lambda = 672 \text{ nm}$ pour une fibre *Newport F-SPA*, monomode (diamètre de mode de $3,6 \mu\text{m}$, ouverture numérique entre 0,10 et 0,13) et à maintien de polarisation (de type « bow-tie »), dont les paramètres sont donc assez proches de ceux des fibres utilisées dans FIRST. On peut alors tracer la valeur du maximum de l'enveloppe de cohérence, dégradée uniquement par l'effet de la dispersion chromatique, en fonction de la différence de longueur entre les deux fibres, et ce pour différentes largeurs de bande spectrale. Cela donne le graphe de la figure 3.19-a. Ainsi, plus la bande spectrale est large, plus la dégradation du signal est importante. On note également que l'effet de la dispersion est plus important dans le domaine des longueurs d'onde visibles.

Cas de la recombinaison multi-axiale

En revanche, lorsque les faisceaux sont recombinaison multi-axiale à la manière des fentes d'Young, comme dans FIRST, il n'y pas de ligne à retard qui permette de compenser la translation de l'enveloppe de cohérence. Les franges sont formées au foyer d'une lentille et leur enveloppe est celle donnée par la tache de diffraction. Une différence de marche non nulle entre les faisceaux se traduit donc directement en une perte de contraste de l'interférogramme. Le signal sera complètement brouillé dès que la différence de marche dépassera la longueur de cohérence, $R_s \lambda$.

Dans un instrument tel que FIRST, on est donc quasi-exclusivement sensible au terme du premier ordre. En effet, lorsque la résolution spectrale est suffisante, la perte de

contraste due à la dispersion, telle qu'illustrée sur la figure 3.19-a, est insignifiante pour des différences de longueur de l'ordre de la longueur de cohérence. Cela est bien visible pour les courbes correspondant à $R_s = 10$ et $R_s = 100$, correspondant respectivement à des longueurs de cohérence de $7 \mu\text{m}$ et $70 \mu\text{m}$.

Pour conclure, la dispersion n'est donc pas une source de perte de contraste dans FIRST, car les franges sont dispersées spectralement avec $R_s \sim 300$. Ces considérations montrent cependant l'importance d'égaliser les fibres en longueur, afin que les différences entre chaque paire de fibres soient toutes bien inférieures à la longueur de cohérence (de l'ordre de $200 \mu\text{m}$), et ainsi minimiser la perte de contraste. Pour cela, des fibres intermédiaires sont insérées entre le toron et le v-groove afin de compenser les différences de longueur entre les fibres des deux composants (atteignant en cumulé plusieurs centimètres).

3.2.3.4 Égalisation des jeux de fibres

Nous venons donc de montrer l'importance d'égaliser les chemins optiques entre les différents faisceaux. Cela signifie que les fibres optiques utilisées doivent toutes être de même longueur. En pratique, si l'on connecte directement les fibres du toron à celles du v-groove, les différences de longueur peuvent atteindre jusqu'à plusieurs centimètres, car chacun des composants est livré avec une spécification insuffisante sur les longueurs de fibres relatives. La solution consiste donc à placer un jeu de fibres intermédiaires qui permettent d'égaliser les longueurs totales.

Deux étapes sont nécessaires pour l'élaboration de ce jeu de fibres de compensation : d'abord la mesure précise des longueurs relatives des fibres du toron d'une part et des fibres du v-groove d'autre part, et ensuite l'égalisation des fibres pour compenser les différences de longueurs cumulées.

Mesure des longueurs de fibre du toron et du v-groove

Cette première étape a été réalisée en 2008 par Takayuki KOTANI lors de son post-doc, en collaboration avec Alain DELBOULBÉ et Laurent JOCOU de l'équipe de l'IPAG, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (anciennement LAOG). L'équipe CRISTAL de recherche instrumentale a en effet mis au point un banc interférométrique de mesure et d'égalisation de longueur de fibre, travail nécessaire à des interféromètres longue base, tels que le VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*) avec AMBER, *Astronomical Multi-BEam combineR* (Petrov et al., 2000) et PIONIER, *Precision Integrated Optics Near-infrared Imaging Experiment* (Le Bouquin et al., 2011).

Le principe du banc est basé sur un interféromètre de Michelson et est illustré sur la figure 3.20-a. Une source de bande spectrale suffisamment large (longueur de cohérence d'environ $20 - 30 \mu\text{m}$ typiquement), est divisée en amplitude par une lame séparatrice et injectée dans les deux fibres optiques dont on souhaite comparer les longueurs. À l'injection, une réflexion de Fresnel a lieu sur la surface d'entrée, jouant ainsi le rôle des miroirs du Michelson. En translatant le module d'injection d'une des deux fibres, on reconstitue l'interférogramme correspondant aux franges d'interférences modulées par la fonction de cohérence de la source.

Les faisceaux se propagent ensuite dans les fibres, et se réfléchissent de la même manière sur la surface de sortie. On peut alors translater le module d'injection jusqu'à faire interférer les faisceaux réfléchis sur ces secondes surfaces. La différence en position où les franges apparaissent donne directement une mesure de la différence en longueur des fibres,

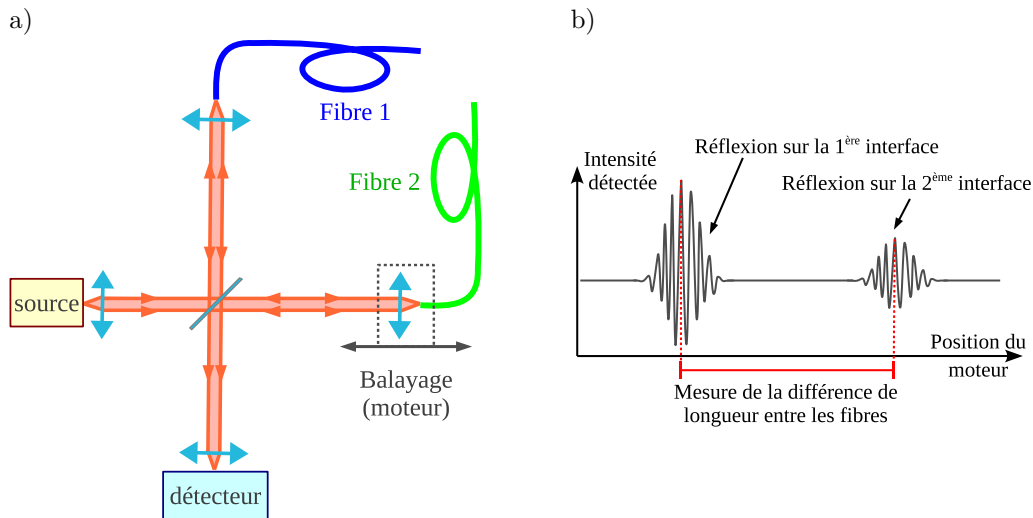


Figure 3.20 – a) Principe du montage mis en œuvre par l'IPAG pour la mesure des longueurs relatives des fibres optiques. b) Principe de la mesure : lors du balayage du module d'injection dans la fibre 2, deux paquets de franges apparaissent, dont l'écartement donne directement la mesure de la différence de longueur entre les deux fibres.

comme illustré sur la figure 3.20-b (à l'indice du verre près).

Égalisation des fibres

L'étape suivante consiste à produire des fibres de longueur ajustée pour compenser les différences de longueurs cumulées (fibre du toron + fibre du v-groove). Deux méthodes différentes ont pour cela été mises en œuvre pour l'élaboration des fibres de FIRST-9 et celles de FIRST-18.

Une étape est néanmoins commune aux deux procédures. Il s'agit de l'égalisation « grossière ». Pour faire cela, on utilise un banc vertical. La réplique que j'ai réalisée de ce banc initialement monté à Grenoble est illustrée sur la figure 3.21. Il est constitué d'un rail positionné verticalement, sur lequel sont montés deux supports où l'on peut connecter une fibre optique : l'un est fixe (celui du bas), alors que l'autre peut être translaté suivant la verticale et permet de changer précisément la longueur de la fibre, relativement à une autre. La procédure consiste à disposer de fibres avec une seule extrémité connectée (l'autre laissant la fibre à nu). Cette extrémité est alors connectée au support du haut, et la fibre nue passée dans un connecteur vide placé dans le support du bas, en prenant soin de lui appliquer un point de colle. Un poids d'environ 100 g est ensuite accroché à la fibre (en la pinçant délicatement), afin que toutes soient tendues de la même façon pour garantir que les longueurs des fibres sont bien comparées de manière identique. Grâce à la platine qui permet la translation du support du haut, on peut ainsi choisir la différence de longueur entre deux fibres à une précision évaluée à la centaine de microns.

L'étape d'égalisation « fine » a ensuite été menée différemment en ce qui concerne les fibres de FIRST-9 et celles de FIRST-18. Lors de la visite de Takayuki KOTANI à Grenoble, il a pu exploiter le banc interférométrique utilisé pour mesurer les longueurs relatives afin d'égaliser le jeu de fibres utilisé dans FIRST-9. En effet, les longueurs relatives des fibres de compensation étant connues (calculées comme la différence des fibres toron+v-groove cumulées), le même banc peut être utilisé pour les contrôler et les polir si besoin afin que

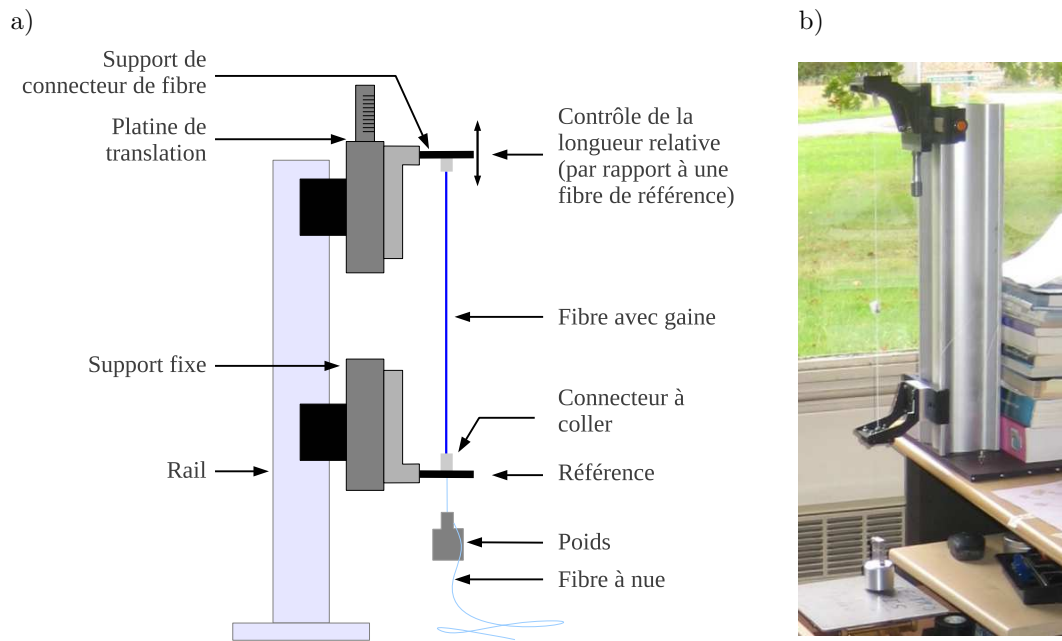


Figure 3.21 – a) Principe du banc vertical, avec un connecteur fixe et un connecteur monté sur une platine de translation. b) Photo du banc monté à Meudon.

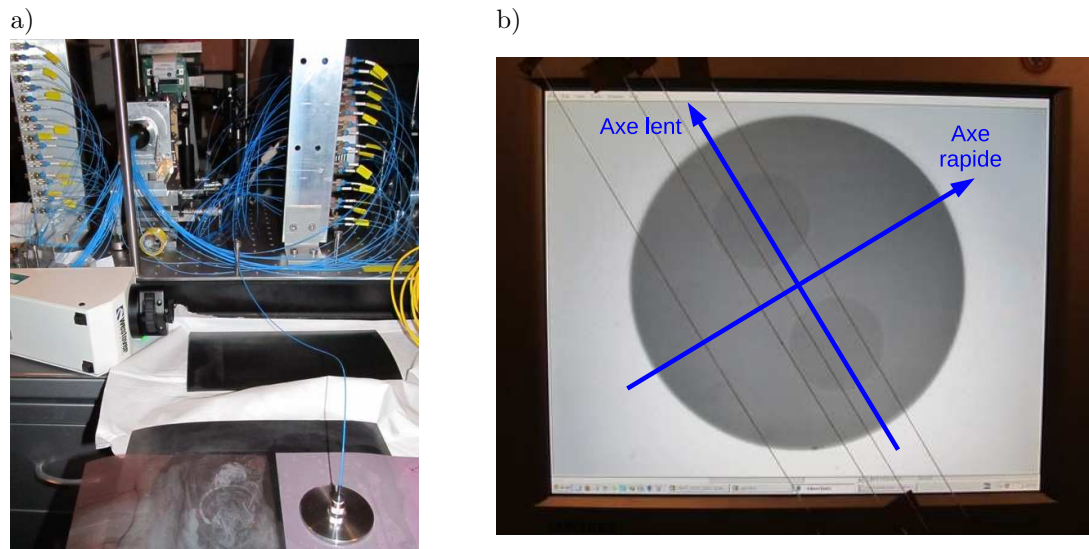


Figure 3.22 – a) Installation lors du polissage des fibres. b) Image de la tête de fibre où l'on distingue les deux contraintes circulaires de part et d'autre du cœur. Les traits qui marquent leur orientation sont en fait des fils apposés sur l'écran même, et qui servent de référence lors de l'orientation.

l'écart entre les deux paquets de franges corresponde à la longueur de fibre voulue.

En revanche, pour le développement de FIRST-18, je ne disposais pas de ce banc interférométrique. Je disposais heureusement des mesures des fibres du toron, du v-groove utilisé dans FIRST-9, mais également d'un second v-groove dont Takayuki KOTANI avait déjà fait l'acquisition et avait été assez prévoyant pour en mesurer les longueurs relatives lors de sa visite à Grenoble. L'égalisation « grossière » a donc été réalisée à l'aide d'une réplique du banc vertical de Grenoble. L'égalisation « fine » est par contre effectuée à l'aide du banc FIRST : les fibres de compensation sont directement insérées entre les fibres du toron et du v-groove, et la présence ou non des franges sur le détecteur, ainsi que leur orientation par rapport à l'axe des longueurs d'onde, indiquent la fibre qu'il est nécessaire de polir. Une photo prise lors de ce processus est montrée sur la figure 3.22-a.

Une toute dernière étape consiste à orienter les axes propres de polarisation par rapport au détrompeur du connecteur. En effet, les fibres à maintien de polarisation sont, à dessein, fortement biréfringentes et les axes propres doivent être orientés de manière identique afin que lors d'une connection entre deux fibres, chacune des deux polarisations soit injectée suivant un axe propre. Cela permet de maintenir chaque état de polarisation le long de la fibre. La biréfringence est en fait provoquée par des contraintes mécaniques tout le long de la fibre, sous forme par exemple de deux barres circulaires pour une fibre de type « panda », comme celles utilisées dans FIRST. Ces contraintes sont visibles sur la figure 3.22-b et définissent l'orientation des axes (lent et rapide).

3.3 Conclusion

Forts de l'expérience acquise avec FIRST-9 sur télescope, nous avons mené des développements sur plusieurs fronts, aboutissant ainsi à la seconde version de l'instrument, FIRST-18. Ces modifications ont été effectuées entre les missions d'octobre 2010 et juillet 2011 et ont avant tout consisté à doubler le nombre de sous-pupilles exploitées, afin d'augmenter la dynamique accessible d'un facteur $\sqrt{2}$. Cela a nécessité aussi bien un travail technique de conception instrumentale et mécanique, qu'une réflexion sur le concept d'auto-étalonnage que nous souhaitons mettre en œuvre à terme. Les données et résultats obtenus avec cette nouvelle version de l'instrument sont détaillés au chapitre suivant.

Chapitre 4

Réduction des données FIRST

Plusieurs missions d'observations ont été menées à l'Observatoire Lick où nous avons installé FIRST-9 puis FIRST-18 au foyer Cassegrain du télescope Shane. De nombreuses données ont été acquises sur des étoiles binaires, sources idéales pour évaluer les performances de l'instrument en termes de séparation angulaire et de dynamique.

Mais avant d'en arriver à ce type de résultat, il faut réduire les données interférométriques afin d'en extraire des observables que l'on peut ensuite interpréter. J'ai ainsi développé le programme de traitement des données FIRST qui permet d'estimer les clôtures de phase spectrales à partir des images de franges. Cela nécessite plusieurs étapes qui seront détaillées dans ce chapitre : correction de la déformation de l'image due à l'astigmatisme introduit au niveau du spectromètre, étalonnage (en longueur d'onde et fréquences spatiales) et ajustement des franges pour en extraire les termes de cohérence complexes.

On forme ensuite le bispectre, produit de trois termes de cohérence complexe, dont la phase correspond à la clôture de phase. Les termes de visibilité n'ont pas encore pu être exploités jusqu'à présent à cause de la configuration des sous-pupilles utilisées en 2011 qui ne permet pas l'étalonnage exploitant les redondances (telle que décrite au chapitre précédent). Les clôtures de phase constituent à ce stade le produit final du traitement des données que j'ai mené. Comme nous le verrons par la suite, cette information de phase est déjà porteuse d'informations précieuses et permet la caractérisation de systèmes binaires.

4.1 Prétraitement et étalonnage

4.1.1 Prétraitement des images

Les toutes premières étapes sont celles d'un traitement d'image classique. Elles consistent tout d'abord à corriger les biais dus au détecteur, et ensuite à corriger la courbure de la réponse monochromatique, déjà mentionnée au chapitre 3.

4.1.1.1 Biais de détecteur

Courant d'obscurité et signal parasite

Nous commençons par soustraire le niveau de fond, comprenant le niveau de courant d'obscurité et les éventuels signaux parasites (dus par exemple aux réflexions de la lumière de la Lune dans le dôme durant certaines nuits, qui furent ensuite atténuées grâce à un capot apposé autour de l'instrument pour le protéger de la lumière ambiante). À cette fin, des données ont donc été acquises régulièrement (typiquement après chaque série

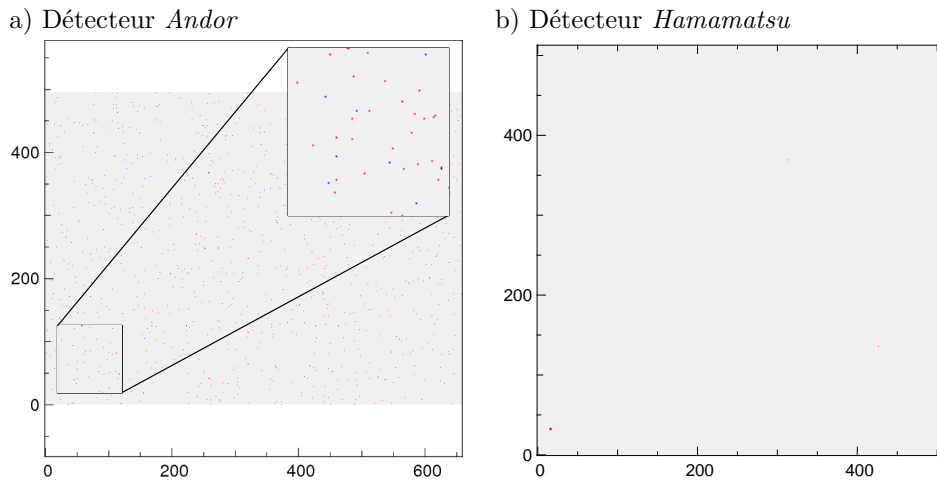


Figure 4.1 – Cartes des mauvais pixels du détecteur a) *Andor* et b) *Hamamatsu*. La même procédure a été appliquée pour sélectionner les mauvais pixels, sur des images sans franges prises avec le même temps d’intégration (200 ms) dans les deux cas. Les pixels rouges sont les pixels chauds (écart-type supérieur à 3 fois l’écart-type médian), les bleus des pixels morts (écart-type nul).

d’acquisition d’environ 50 000 images de franges) avec le télescope pointant une position décalée de $30''$ par rapport à la cible, ou comme, lors des dernières observations, avec les miroirs de la voie photométrique placés en position d’optimisation de l’injection, autrement dit, interceptant les faisceaux (voir Section 3.1.3.1 pour la description du montage).

Les images n’ont cependant pas été corrigées du fond plat, étape servant à étalonner la réponse de chaque pixel du détecteur à un signal uniforme. Il est en effet assez délicat de faire l’acquisition d’une image de fond plat, car cela nécessite une illumination uniforme difficile à produire. On a donc supposé que tous les pixels ont la même réponse.

Mauvais pixels

Les pixels morts ou chauds sont détectés en analysant le niveau de fluctuation des valeurs des pixels dans les images sans franges d’interférence. Les pixels dont l’écart-type est nul ou atteint 3 fois la valeur médiane des écart-types de l’image sont considérés comme pixels morts et chauds respectivement. Ceux-ci sont par la suite mis de côté lors du traitement des images (ce qui est rendu possible par un traitement dans le plan image directement, voir plus loin la section 4.2).

Deux détecteurs différents (tous deux EMCCD) ont été utilisés dans FIRST-9 et FIRST-18 (voir le tableau 3.1 du chapitre précédent pour les spécifications). Pour comparaison, les cartes des mauvais pixels détectés avec la caméra *Andor* et ceux détectés avec la caméra *Hamamatsu* sont illustrées sur la figure 4.1. On dénombre un millier de mauvais pixels pour le détecteur *Andor*, ce qui représente environ 0,3% de la totalité de ses pixels, alors qu’un seul pixel apparaît comme chaud pour le détecteur *Hamamatsu*. Cependant, celui-ci n’apparaissant pas systématiquement sur tous les jeux de données, il n’a pas été considéré comme tel. Aucune étape de prise en compte des mauvais pixels n’est donc *a priori* nécessaire pour ce détecteur.

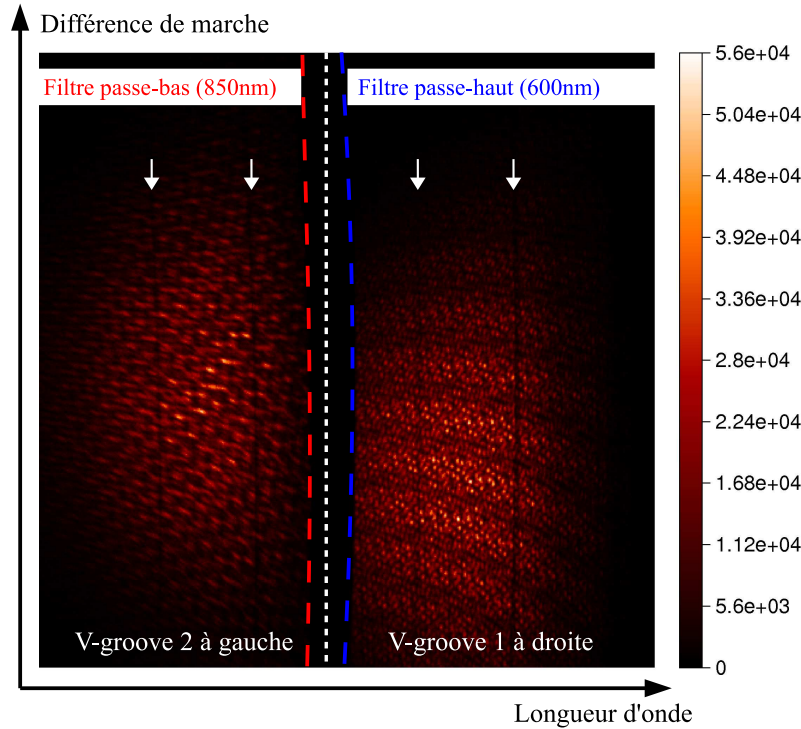


Figure 4.2 – Image typique acquise avec FIRST-18. On y distingue les deux images de franges indépendantes, correspondant chacune à la recombinaison d’un v-groove. Elles sont virtuellement séparées par les pointillés blanc, et en pratique l’utilisation de filtres (un passe-bas en rouge et un passe-haut en bleu) permet de s’assurer que les images ne se recouvrent pas. Les directions de dispersion et de différence de marche sont indiquées. Les flèches blanches attirent l’attention sur la présence de raies d’absorption atmosphérique.

4.1.1.2 Morphologie des images

Avant de continuer plus en détails avec les étapes spécifiques aux images FIRST, nous commencerons par une rapide description. Une image typique de franges acquise avec FIRST-18 est affichée sur la figure 4.2. Elle est constituée de deux images indépendantes, à gauche et à droite, correspondant chacune à la recombinaison des neuf fibres de chaque v-groove. Pour éviter que les deux images ne se recouvrent sur la partie centrale du détecteur, nous avons placé un filtre dans chaque bras, un passe-bas coupant à 850 nm et un passe-haut à 600 nm, dont la coupure est soulignée sur l’image par les tirets respectivement rouges et bleus.

La direction de dispersion est horizontale, croissante vers la droite dans la présente configuration (comme en atteste la largeur des taches de diffraction qui augmente en allant vers la droite), tandis que la différence de marche varie verticalement. On devine légèrement la déformation due à l’astigmatisme introduit par le prisme (voir paragraphe 3.1.1.2 et paragraphe suivant). Par la suite on appellera chacune des colonnes un canal spectral (après correction de la déformation).

4.1.1.3 Réponse monochromatique

Comme nous l’avons déjà évoqué au chapitre précédent, l’image formée sur le détecteur après dispersion spectrale par le prisme équilatéral est affectée par des aberrations (voir

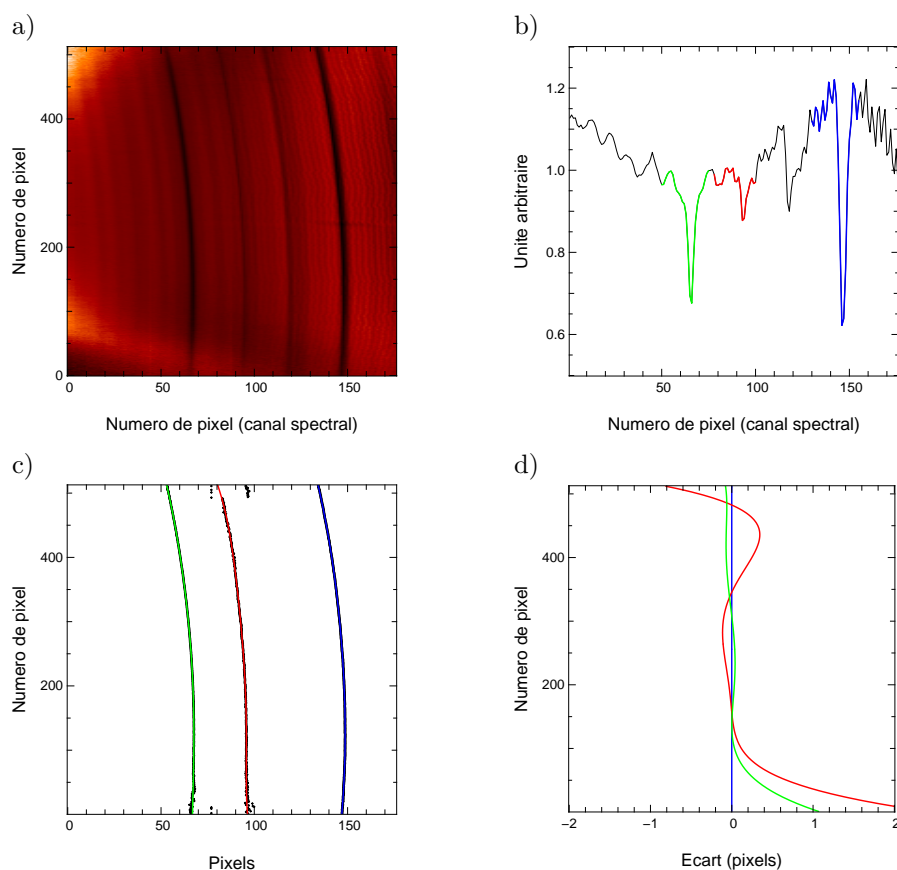


Figure 4.3 – Détection de l’amplitude de la déformation des images. a) Image du spectre normalisé. b) Profil moyen du spectre moyenné suivant la verticale. c) Détection du minimum de chacune des raies ou bandes repérées en vert (H_{α} , $\lambda=656$ nm), rouge (bande d’absorption due à O_2 , $\lambda = 690$ nm) et bleu (bande d’absorption due à O_2 , $\lambda=760$ nm). d) Écart en pixels entre les différents profils, la raie la plus profonde (bleue) étant prise comme référence.

paragraphe 3.1.1.2). D’après la simulation du système optique, il s’agit d’astigmatisme. En effet, les faisceaux qui traversent le prisme ne sont pas parfaitement parallèles, d’une part parce que le système anamorphique n’est pas exactement afocal et d’autre part parce que les faisceaux sont gaussiens de diamètre très petit ($\sim 35 \mu\text{m}$) et donc rapidement divergents (la divergence du faisceau s’écrit : $\tan \theta \approx \lambda/(\pi\omega_0)$, avec ω_0 la largeur du waist). Cela constitue la cause de l’apparition de l’astigmatisme, puisqu’à la traversée du prisme, les épaisseurs de verre traversées sont différentes suivant le plan considéré, provoquant donc des défauts de mise au point.

Cet effet est essentiellement dû au prisme puisque si on le retire du montage, l’image monochromatique du laser est parfaitement droite. On peut également noter que ces aberrations étaient négligeables voire absentes des données acquises avec FIRST-9. La différence réside dans le système anamorphique qui n’avait aucune puissance suivant l’axe vertical (suivant l’axe vertical, les faisceaux ne voyaient que des lames de verre, et ne subissaient donc aucun grandissement). Les faisceaux conservaient alors leur dimension de $250 \mu\text{m}$ et divergeaient sept fois moins rapidement. L’ajout de la compression verticale s’est par contre révélé nécessaire lors de la mise en œuvre de FIRST-18 pour répondre à la contrainte d’encombrement du système complet (voir le paragraphe 3.1.1.1 sur le

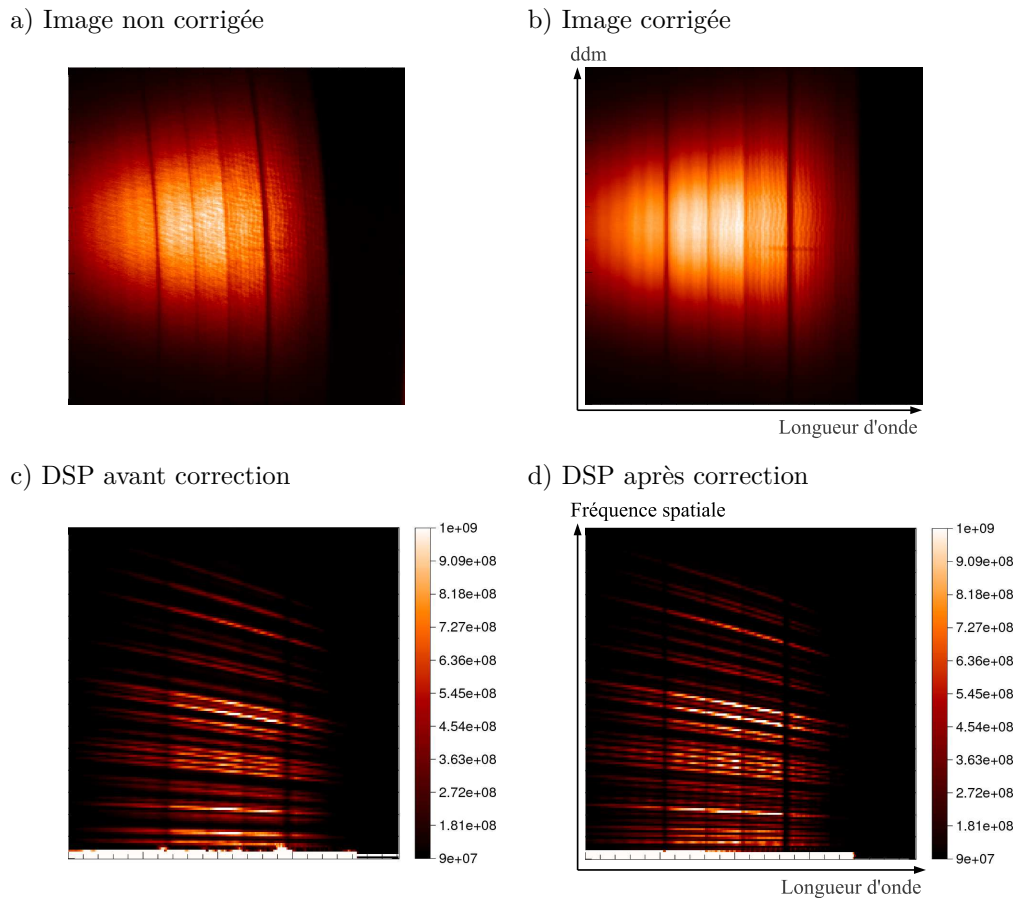


Figure 4.4 – a) et b) Images de franges moyennées avant et après correction (les franges sont brouillées à cause de la moyenne). c) et d) DSP avant et après correction.

dimensionnement des voies de recombinaison).

Détection

L'effet est donc visible sur la réponse monochromatique, lorsque l'on injecte la lumière d'un laser, mais également détectable si le spectre de l'objet observé présente des raies d'absorption fines. Dans la bande spectrale exploitée par FIRST, on peut ainsi distinguer plusieurs raies ou bandes d'absorption : la raie H_{α} d'origine stellaire ($\lambda = 656 \text{ nm}$), et des raies d'absorption dues au dioxygène de l'atmosphère ($\lambda = 690 \text{ nm}$, $\lambda = 760 \text{ nm}$). Il s'agit des trois raies les plus profondes qui apparaissent sur les images de spectres normalisés de la figure 4.3 a). Cette image a été obtenue à partir de données prises sur Véga observée la nuit du 16 octobre 2011 et correspond à la totalité des images de la série moyennées et divisées par l'enveloppe. Celle-ci est (grossièrement) déterminée par l'ajustement d'une fonction gaussienne sur chacune des lignes de l'image. Une quatrième bande est visible vers 720 nm , due à l'absorption par la molécule H_2O , mais elle est cependant plus difficile à exploiter à cause de sa forme.

Il suffit ensuite d'ajuster une fonction gaussienne sur le profil de la raie/bande sélectionnée, et ce sur chacune des lignes du spectre normalisé. Cette procédure a été effectuée sur les trois raies mises en évidence sur la figure 4.3-b. La position des minima relatifs

(points noirs de la figure 4.3-c) permet d'estimer le profil de la déformation, sur lequel on peut ensuite ajuster une fonction polynomiale d'ordre 5 (courbes de couleur). Les trois profils ainsi déterminés sont très proches : les écarts relatifs ne dépassent pas 0,5 pixel comme illustré sur la figure 4.3-d (excepté sur les bords haut et bas, où le flux est faible et les raies moins bien détectées). On peut donc considérer par la suite que la variation de la déformation avec la longueur d'onde est négligeable et détecter la déformation sur la raie la plus profonde.

Nous avons donc par la suite choisi la bande du dioxygène à 760 nm pour effectuer la détermination de l'amplitude de la déformation, car étant d'origine atmosphérique, elle est présente dans tous les spectres (contrairement à une raie stellaire). Elle est de plus la plus intense, ce qui permet de la détecter facilement de manière automatique.

Correction

Une fois le profil détecté, la correction est effectuée en décalant horizontalement chaque ligne du nombre de pixels adéquats. On utilise pour cela une fonction d'interpolation cubique puisque les décalages nécessaires correspondent à des fractions de pixels. L'effet de la correction est immédiat : les raies d'absorption sont verticales, et les pics de la densité spectrale de puissance (DSP) plus fins et plus nombreux comme illustré sur la figure 4.4.

4.1.2 Étalonnages

L'étape suivante consiste à déterminer la longueur d'onde correspondant à chaque canal spectral. Dans un premier temps, ne disposant pas de lampe d'étalonnage spectral, nous nous sommes pour cela appuyés encore une fois sur les raies d'absorption observées dans le spectre. Nous avons pu lors de la dernière mission utiliser une lampe à vapeur de néon, rendant la procédure plus simple et plus précise.

4.1.2.1 Étalonnage en longueur d'onde : utilisation du spectre stellaire et atmosphérique

Déviation par le prisme

Le matériau du prisme étant connu (BK7 dans FIRST-9, F2 dans FIRST-18), on peut en déduire la loi de déviation du prisme, qui dépend de l'angle d'incidence sur la première face i :

$$D = i + \text{asin} \left[n(\lambda) \sin \left(A - \text{asin} \left(\frac{\sin(i)}{n(\lambda)} \right) \right) \right] - A, \quad (4.1)$$

avec A l'angle du prisme, $n(\lambda)$ l'indice de réfraction du matériau qui le compose et qui dépend de la longueur d'onde λ . D correspond à l'angle formé par le faisceau incident et le faisceau sortant du prisme. Les notations sont clarifiées sur la figure 4.5. Seul le paramètre i est donc susceptible de varier en fonction de l'alignement (d'une mission à l'autre). Il nous est donc nécessaire de déterminer ce paramètre, ainsi qu'un paramètre λ_0 correspondant à la longueur d'onde centrale de l'image (ce paramètre change non seulement d'une mission à l'autre mais potentiellement d'une cible à l'autre à cause des flexions mécaniques qui induisent une translation de l'image).

Détermination des paramètres optimaux

Pour déterminer le jeu de paramètres (i, λ_0) qui correspond au mieux à nos données, j'ai utilisé un spectre synthétique de l'absorption atmosphérique et un spectre stellaire (de

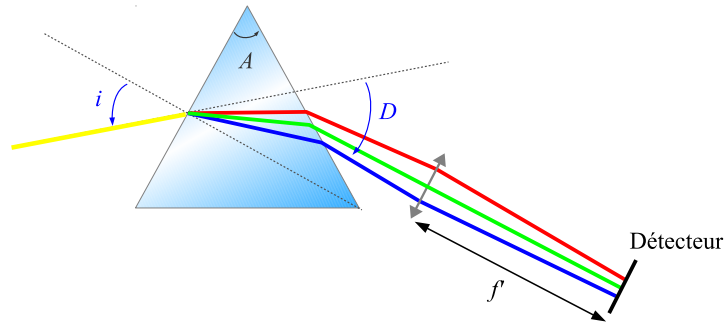


Figure 4.5 – Schéma des faisceaux dispersés spectralement par le prisme. Le faisceau arrive avec un angle d'incidence i et ressort du prisme en faisant un angle D avec la direction du faisceau incident. L'angle du prisme est noté A et vaut 60° dans notre cas. La focale d'imagerie est notée f' .

type spectral correspondant ou approchant). Afin de comparer la position des raies, le spectre mesuré (moyenne des images suivant les colonnes) et le spectre synthétique total (stellaire et atmosphérique) sont normalisés.

La normalisation des spectres est effectuée en détectant le continu. Il n'est effectivement pas aisé de normaliser le spectre mesuré par la réponse spectrale théorique de l'instrument, car cela nécessite de connaître la réponse du détecteur ainsi que celle des optiques, or nous ne disposons pas de données suffisamment précises de ces grandeurs. Nous avons donc modélisé le continu en appliquant un filtre médian le long du spectre (à la manière d'une moyenne glissante), qui permet de supprimer les raies. Ce procédé est illustré sur la figure 4.6 a) et b). Les spectres normalisés S_n sont ensuite déduits par :

$$S_n = \frac{S}{C} - 1 \quad (4.2)$$

où S est le spectre initial et C le continu. La soustraction de 1 permet de rabaisser le niveau du continu à 0, ce qui est avantageux lorsque l'on utilise la fonction de mérite suivante :

$$M = \sum_i^{n_1} S_{\text{théo}}^i \times S_{\text{mes}}^i \quad (4.3)$$

avec $S_{\text{théo}}$ et S_{mes} les spectres normalisés théoriques et mesurés respectivement. L'indexation correspond au numéro de pixels dans la direction horizontale du détecteur (direction de la dispersion) qui comporte n_1 pixels. On va donc chercher à maximiser cette fonction pour déterminer le meilleur jeu de paramètres.

Le fait de ramener le niveau du continu à 0 permet de minimiser l'importance des régions où les raies sont absentes du spectre théorique (leur contribution est nulle puisque multipliée par 0). Pour chacun des paramètres i et λ_0 , on balaye donc ainsi une première grille d'abord grossière, puis une seconde, plus échantillonnée, comme illustré sur la figure 4.6 c) et d). Le maximum de cette carte nous permet de déterminer les valeurs optimales des paramètres.

Remarques

Cette méthode présente l'avantage d'être complètement automatique. Cependant, elle n'est pas tout à fait satisfaisante, car un décalage de 1 pixel (~ 1 nm) subsiste aux basses longueurs d'onde (observé sur la raie H_α). Cela n'est pas primordial pour la suite du traitement

jusqu'aux clôtures de phase, mais le devient lors de l'analyse des résultats, et notamment de l'ajustement de spectres théoriques pour déterminer les paramètres stellaires d'un système binaire par exemple.

Il est possible que cet écart soit dû au fait que le modèle que l'on utilise, donné par la déviation du prisme, n'est pas tout à fait adapté à nos données. La manière classique de procéder consisterait plutôt à repérer certaines raies et à ajuster leur position. Avec plusieurs points répartis ainsi dans le spectre on peut alors ajuster une fonction polynômiale afin d'extrapoler la loi complète. Cette méthode n'est cependant pas adaptée à nos données actuelles car les raies sont peu nombreuses (et dépendent en plus du type spectral de l'objet observé). En outre, les bandes atmosphériques ne présentent pas de profil gaussien, ce qui rend l'ajustement délicat (*N. B.* : pour la détection de la déformation de la partie précédente, les raies ont pu être approximées par des gaussiennes, car l'information n'était pas dans la position absolue du minimum, mais dans les positions relatives d'une ligne à l'autre.) L'idéal reste donc de disposer d'une lampe délivrant un spectre de raies d'émission, qui permette un étalonnage sur de nombreuses raies et indépendant de l'objet.

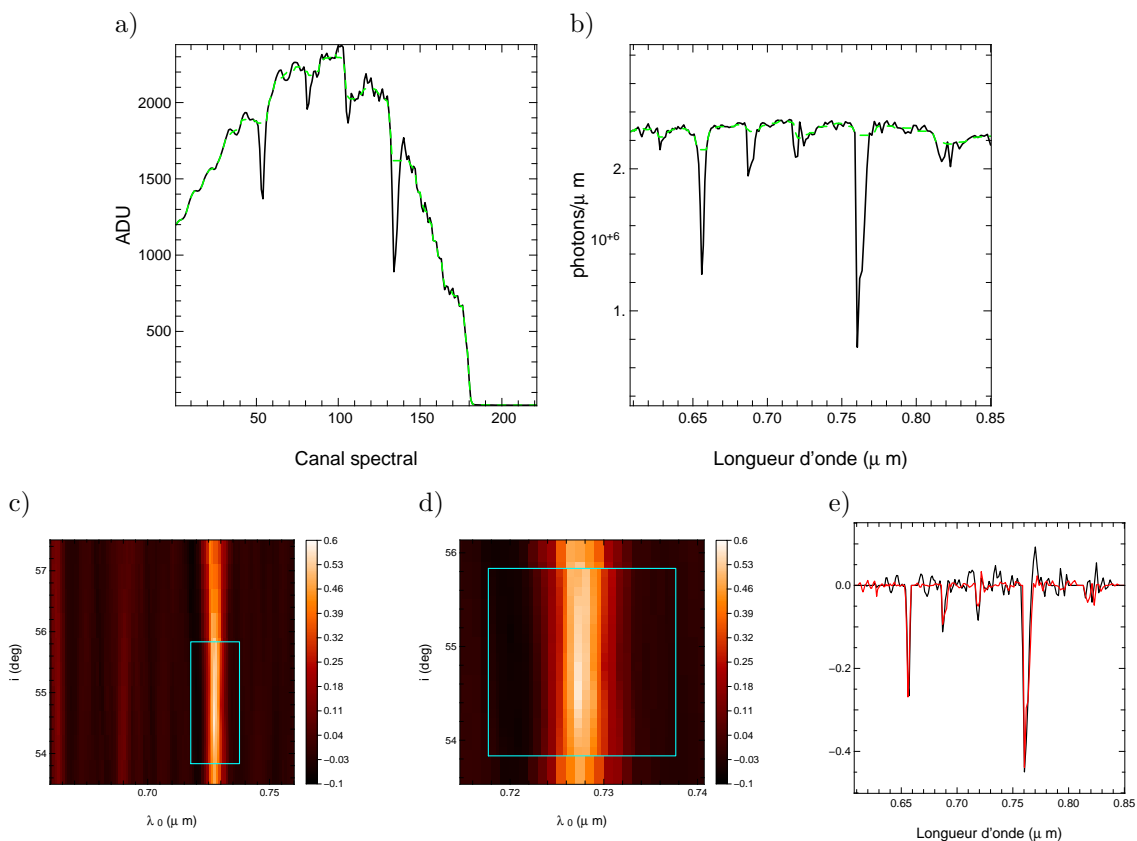


Figure 4.6 – Étalonage des longueurs d'onde à l'aide du spectre stellaire et atmosphérique. a) Spectre de Véga mesuré, en trait plein, avec détection du continuum en trait pointillé. b) Idem pour le spectre synthétique, de type spectral A0. c) Carte donnant les résultats de la fonction de mérite en fonction des paramètres λ_0 et i . L'encadré bleu correspond à la deuxième grille, affinée. d) Même chose en agrandi. e) Tracé du spectre normalisé mesuré en noir et du spectre synthétique correspondant aux meilleurs paramètres en rouge.

4.1.2.2 Étalonage en longueur d'onde : utilisation d'une lampe à raies d'émission

L'acquisition d'une lampe à vapeur de néon (Avalight-CAL-NEON par *Avantes*, avec sortie fibrée FC-PC) pour la dernière mission d'observation menée pendant ma thèse a permis de mettre en œuvre cette dernière méthode. Il s'agit de la mission conduite au télescope Subaru pour laquelle FIRST fut intégré au banc d'optique adaptative SCEXAO, installé au foyer Nasmyth. La stabilité de cet emplacement rend cette méthode d'autant plus adaptée puisqu'en théorie, une seule mesure de la position des raies est nécessaire pour l'ensemble de la nuit (ce qui n'aurait pas été le cas lors des missions précédentes lorsque FIRST était installé au foyer Cassegrain du télescope Shane à l'Observatoire Lick). La séquence d'acquisition dont il est question ici a été enregistrée le lendemain matin de la nuit d'observation, en connectant directement la source fibrée en entrée d'une des fibres de chacun des v-grooves. L'image acquise correspondant au v-groove imagé sur la partie

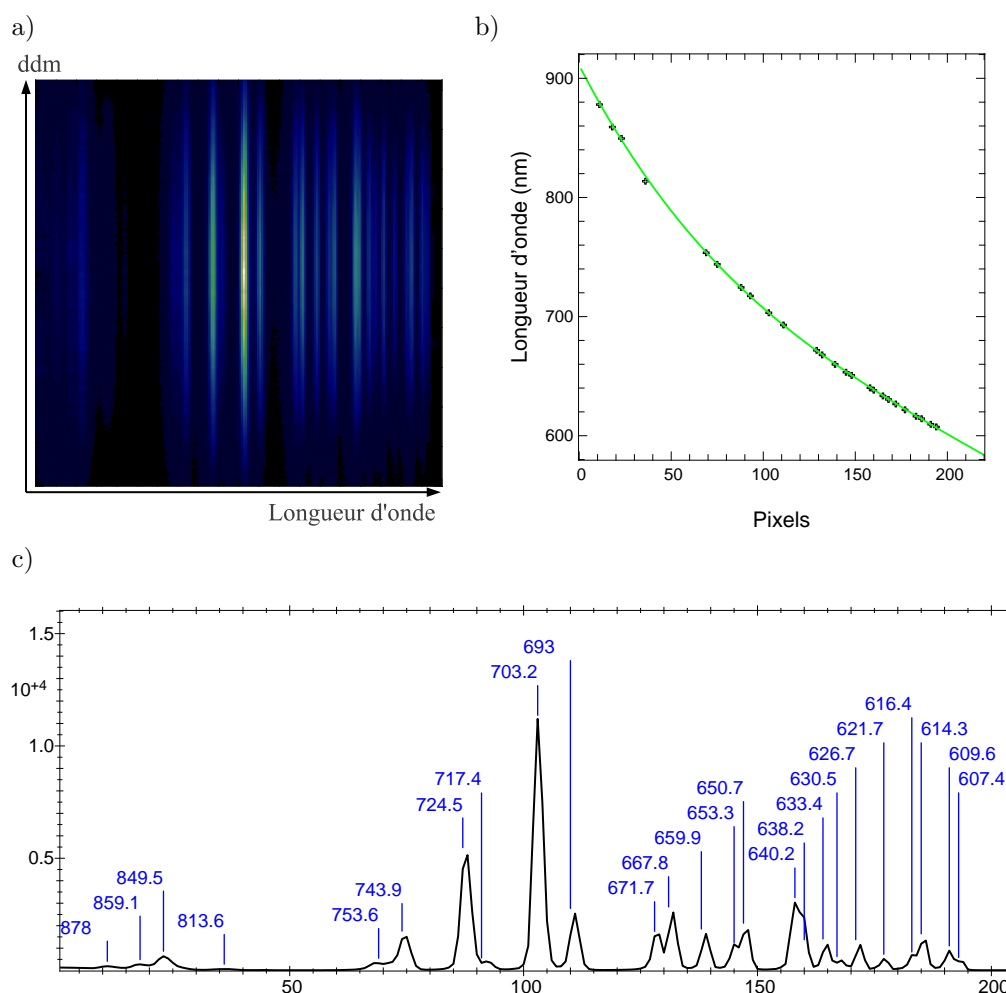


Figure 4.7 – Étalonage des longueurs d'onde à l'aide du spectre d'émission d'une lampe à néon. Ces résultats correspondent au v-groove de droite (de résolution spectrale environ 220). a) Image des raies d'émission de la lampe à vapeur de néon. b) Graphe représentant les longueurs d'onde des raies détectées en fonction de leur numéro de pixel, et l'ajustement d'une fonction polynomiale. c) Spectre (image a) moyennée suivant les colonnes), avec les 25 raies détectées.

droite de la caméra est représentée sur la figure 4.7 a).

Repérage et identification des raies

La première étape consiste à détecter la position des différentes raies. Le spectre est obtenu en moyennant suivant les colonnes (après correction de la déformation due à l'astigmatisme). Pour procéder de manière automatique, la raie la plus intense est repérée et est ajustée par un profil gaussien. Le résultat de cet ajustement est soustrait au spectre et l'opération est renouvelée avec la seconde raie la plus intense et ainsi de suite. Une vérification manuelle est cependant nécessaire pour discriminer les mauvaises détections de raies. On dénombre ainsi 25 raies, comme indiquées sur la figure 4.7 c).

Les raies sont ensuite identifiées, connaissant le spectre de raies de la lampe (Konjevic et al., 2002). On obtient alors autant de points de mesure de la fonction qui nous donne la longueur d'onde en fonction du pixel, représentés graphiquement sur la figure 4.7 b). Une fonction polynomiale d'ordre 4 est enfin ajustée sur ces points afin d'obtenir la longueur d'onde centrale de chaque pixel.

Résolution spectrale

Au passage, on peut également évaluer la résolution spectrale grâce à l'estimation de la largeur des fonctions gaussiennes ajustées sur les raies d'émission. Leur largeur théorique est en effet bien inférieure au nanomètre (Konjevic et al., 2002), impliquant que la largeur à mi-hauteur des raies mesurée donne directement une estimation de notre résolution spectrale. Ainsi, on évalue la résolution spectrale, définie par $R_s \approx \frac{\lambda}{\delta\lambda}$ à environ 220 pour l'un (droite) et 355 pour l'autre (gauche). Un défaut de mise au point est en effet visible sur les raies acquises avec le v-groove de droite, ce qui explique cette différence de résolution spectrale. Le réglage de la mise au point a en fait été réalisée à l'aide du seul laser He-Ne (la lampe à néon n'ayant été livrée qu'à la fin), rendant la procédure peu précise. À l'avenir il sera plus judicieux d'utiliser la lampe afin de visualiser un plus grand nombre de raies à la fois. L'installation de platines de translation sur les lentilles de focalisation permettrait également un réglage plus fin.

Comparaison avec la méthode utilisant le spectre

Pour comparer les deux méthodes, un étalonnage basé sur les raies et bandes présentes dans le spectre a également été mené sur les données obtenues au Subaru. Les 8 séries de données traitées indépendamment les unes des autres (5 sur Véga et 3 sur Altair, étalées sur 3 h) conduisent aux mêmes valeurs des paramètres i (angle d'incidence sur le prisme) et λ_0 (longueur d'onde centrale), et donc à une même fonction de la longueur d'onde en fonction du pixel, représentée en noir sur le graphe a) de la figure 4.8. Comme attendu, cela montre que l'instrument installé au foyer Nasmyth est stable mécaniquement. La différence entre les longueurs d'onde déterminées par les deux méthodes (figure 4.8-b) est inférieure au nanomètre sur la bande 600 nm - 790 nm et diverge sensiblement pour les plus grandes longueurs d'onde. Cette tendance est observée pour les deux v-grooves (les courbes obtenues pour le second v-groove sont quasiment identiques). On note effectivement que dans la première méthode, la partie haute du spectre est moins bien couverte puisque la dernière raie atmosphérique se situe vers 760 nm.

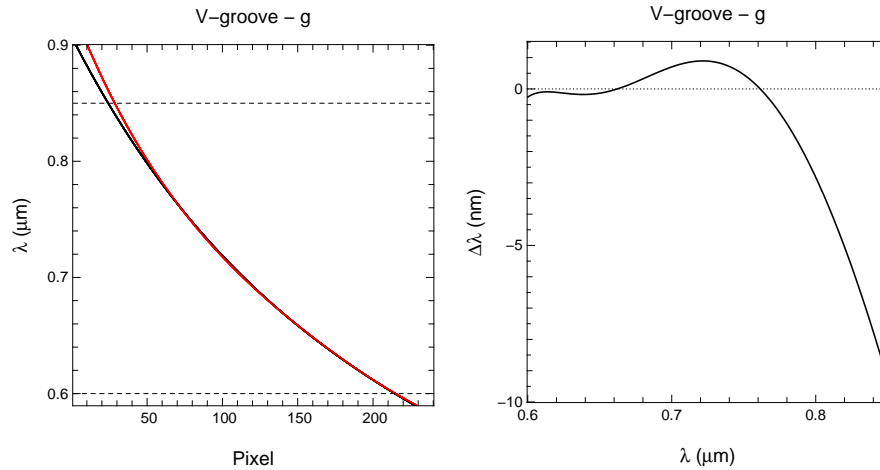


Figure 4.8 – Comparaison des méthodes d’étalonnage spectral pour le v-groove de gauche (les résultats sont quasiment identiques pour l’autre v-groove). a) En noir la courbe de la longueur d’onde en fonction du pixel obtenue avec la première méthode (basée sur les raies et bandes du spectre), en rouge la courbe obtenue grâce à la seconde méthode (utilisant un spectre d’une lampe à néon). b) Différence entre les deux fonctions.

4.1.2.3 Étalonnage des fréquences spatiales

Une fois que l’on a déterminé la longueur d’onde de chaque canal spectral, on peut les utiliser pour estimer les fréquences spatiales des réseaux de franges présents dans l’image. Sous l’hypothèse que la longueur focale d’imagerie $f' = 150$ mm est grande devant la dimension du détecteur ($8,2$ mm \times $8,2$ mm), un développement limité de la différence de marche permet d’écrire que la fréquence spatiale du réseau de franges correspondant aux deux fibres i et j formant la base B_{ij} (au niveau de la lentille d’imagerie) s’exprime par :

$$f_{ij} = \frac{B_{ij}}{\lambda f'}. \quad (4.4)$$

Les 36 longueurs de base $\{B_{ij}, i < j \leq 9\}$ ne sont pas indépendantes : elles s’expriment toutes comme un multiple du pas du v-groove. Celui-ci est fonction du grandissement de l’anamorphoseur suivant la direction verticale, connu de manière théorique comme le rapport des focales de l’anamorphoseur, soit $0,14$. Après compression des faisceaux, le pas d’espacement minimal passe donc de 250 μ m à 35 μ m.

Cependant, des effets de chromatisme ont déjà été évoqués (concernant l’anamorphoseur en particulier), se traduisant donc par un grandissement dépendant de la longueur d’onde. En d’autres termes, le pas du v-groove devient chromatique. Afin que les fréquences spatiales soient bien connues, une étape d’ajustement de ce paramètre est nécessaire.

On calcule pour cela la densité spectrale de puissance moyenne. Pour cela, on calcule le module carré de la transformée de Fourier de chaque image, calculée dans la direction de la différence de marche (voir figure 4.2), que l’on moyenne ensuite sur les 5 000 images. On obtient ainsi typiquement une DSP comme celle représentée sur les figures 4.4-d ou encore 4.9-a. La position de chaque pic est alors ajustée. Pour cela on construit une fonction modèle formée des pics aux hautes fréquences spatiales et du pic à fréquence nulle, correspondant à la quantité totale de flux présent dans l’interférogramme. En toute rigueur, chaque pic de la DSP correspond à la transformée de Fourier de l’enveloppe des franges correspondantes. Pour simplifier, les pics sont ici modélisés par des fonctions gaussiennes

déduites de la transformée de Fourier de l'enveloppe globale de l'interférogramme obtenue en moyennant toutes les images de la série (les réseaux de franges sont alors brouillés, comme on peut le constater sur l'image b) de la figure 4.4).

On a donc dans l'espace image (sans considération des termes de visibilité) :

$$I(x) = \text{Gauss}(\mu, \sigma_x) \left(\sum_{i < n_f} A_i^2 + 2 \sum_{i < j < n_f} A_i A_j \cos(2\pi f_{ij} x + \Delta\Phi_{ij}) \right), \quad (4.5)$$

avec $\text{Gauss}(\mu, \sigma_x)$ la fonction gaussienne de moyenne μ et écart-type σ , A_i les amplitudes des faisceaux individuels et $\Delta\Phi_{ij}$ le terme de piston différentiel.

Cela donne pour la DSP :

$$\begin{aligned} |\tilde{I}(u)|^2 &= \text{Gauss}^2(0, \sigma_u) \left(\sum_{i < n_f} A_i^2 \right)^2 && \text{flux total} \\ &+ 4 \sum_{i < j < n_f} A_i^2 A_j^2 \text{Gauss}^2(f_s, \sigma_u) && \text{fréquences positives} \\ &+ 4 \sum_{i < j < n_f} A_i^2 A_j^2 \text{Gauss}^2(-f_s, \sigma_u) && \text{fréquences négatives} \end{aligned} \quad (4.6)$$

où l'on a $\sigma_u = 1/(2\pi\sigma_x)$. Moyenner les modules carrés permet ainsi de s'affranchir des effets de phase (fluctuations du piston différentiel notamment), information inutile à ce stade.

Le spectre étant pair, on peut restreindre l'ajustement à la partie correspondant aux fréquences positives. Cet ajustement est effectué à l'aide d'une fonction *Yorick* d'ajustement non-linéaire reposant sur un algorithme de Levenberg-Marquardt. Les paramètres d'ajustement sont le pas du V-groove et les amplitudes des pics. Le résultat de cet ajustement concernant les fréquences spatiales est illustré sur la figure 4.9 a) et b).

Pour réduire le temps de calcul, l'ajustement est réalisé tous les 5 canaux spectraux. Une fonction polynômiale du second degré est ensuite ajustée. La courbe du pas de v-groove en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure 4.9 c). On note donc effectivement une variation de l'ordre de 1% entre le début et la fin de la bande spectrale.

L'ajustement de la longueur d'onde et des fréquences spatiales est effectué pour chaque jeu de données, sauf pour la dernière mission conduite au télescope Subaru car FIRST-18 était alors installé au foyer Nasmyth, bénéficiant d'une stabilité mécanique suffisante pour que cet étalonnage ne soit effectué qu'une seule fois. En revanche, au foyer Cassegrain du télescope Shane, des flexions mécaniques subsistent, malgré le renforcement des montures, rendant un étalonnage nécessaire à chaque changement de cible.

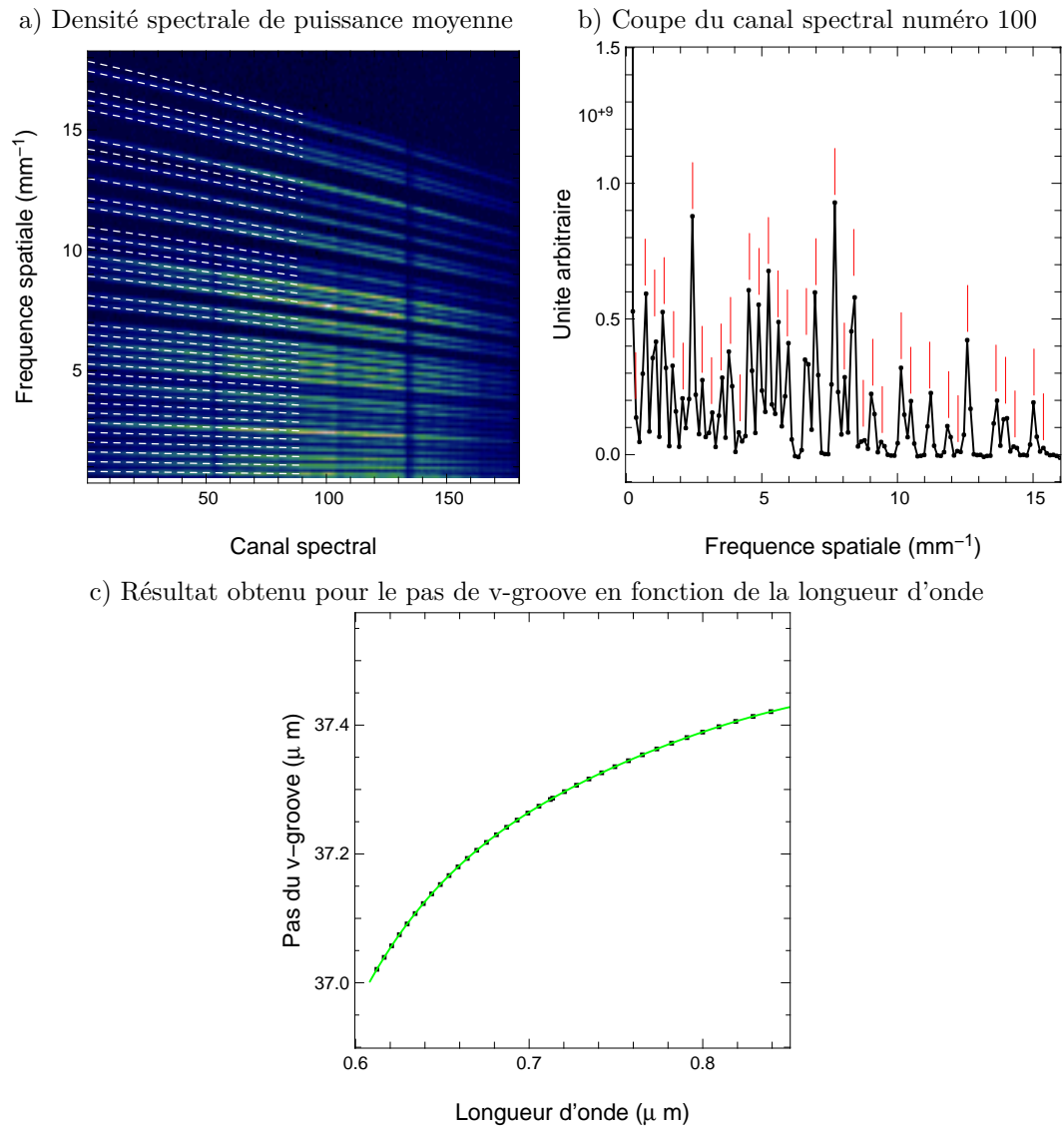


Figure 4.9 – Ajustement de la position des pics de la densité spectrale de puissance moyenne. a) Les pointillés blancs figurent les positions des pics issues de l’ajustement. b) Coupe au canal spectral numéro 100, les traits rouges repèrent la position des pics après ajustement. c) Courbe finale du pas de v-groove en fonction de la longueur d’onde. Les points sont les résultats de l’ajustement des pics de la DSP, alors que la courbe verte correspond au polynôme ajusté.

4.2 Estimation des termes de cohérence

L'étape suivante consiste à extraire les observables à partir des franges, c'est-à-dire les termes de cohérence :

$$\mu_{ij} = |V_{ij}| e^{i\varphi_{ij}} A_i A_j e^{i\Delta\Phi_{ij}} \quad (4.7)$$

qui contiennent l'information de visibilité complexe de l'objet observé, $|V_{ij}| \exp(i\varphi_{ij})$ mais également des termes instrumentaux que sont les amplitudes A_i et pistons différentiels $\Delta\Phi_{ij} = \Phi_i - \Phi_j$. Les grandeurs d'intérêt sont les visibilités complexes, qui d'après le théorème de Zernike - van Cittert sont égales à la transformée de Fourier de la distribution spatiale d'intensité de l'objet observé, prise à la fréquence considérée (correspondant à la base formée par les pupilles i et j).

4.2.1 Méthodes de réduction de données interférométriques

Deux approches existent pour extraire l'information utile des interférogrammes : à partir de la densité spectrale de puissance (plan de Fourier), ou directement à partir de l'interférogramme (plan image).

Analyse de Fourier

L'analyse dans le plan de Fourier a été initialement décrite par [Roddi & Lena \(1984\)](#) pour un interféromètre stellaire à deux ouvertures. Afin de s'affranchir des effets du piston atmosphérique qui induit une translation des franges aléatoire dans le temps, ils proposent ainsi de calculer la densité spectrale de puissance moyenne (module carré de la transformée de Fourier) à partir d'images courte pose, et d'estimer le module carré de la visibilité à la fréquence spatiale considérée en intégrant le spectre autour de cette fréquence. Cette méthode s'est par la suite imposée comme la procédure classique de réduction de données interférométriques. Elle a ensuite été déclinée et raffinée : [Mourard et al. \(1994\)](#) propose par exemple un estimateur indépendant du temps de cohérence de l'atmosphère appliqué au cas du GI2T (Grand Interféromètre à 2 télescopes). Puis [Coudé du Foresto et al. \(1997\)](#) développe une procédure similaire pour traiter les données FLUOR, premier interféromètre longue base à fibres monomodes. [Perrin \(2003\)](#) décrit un estimateur sans biais dû au bruit de photons.

Avec deux ouvertures seulement, l'information de phase est alors laissée de côté, puisque de toutes manières impossible à évaluer à cause du piston atmosphérique et de l'absence de référence. Des méthodes ont cependant été développées pour retrouver le gradient de phase à partir de l'autocorrélation moyenne de la transformée de Fourier d'image courte pose (la méthode de [Knox & Thompson \(1974\)](#) fut appliquée à l'interférométrie longue base par [Chelli & Mariotti, 1986](#)). À partir de trois ouvertures, le calcul du bispectre, ou du triple produit ([Weigelt, 1977](#); [Lohmann et al., 1983](#)), devient également possible, dont l'argument donne accès à la clôture de phase ([Jennison, 1958](#)). Le bispectre s'obtient par le produit de trois valeurs de la transformée de Fourier complexe, dont les fréquences correspondantes forment un triangle.

Il paraît donc naturel que la réduction des données de la plupart des interféromètres longue base, présents et passés, s'appuie sur un traitement par transformée de Fourier pour extraire les observables : IOTA ([Monnier et al., 2004b](#)), VEGA à CHARA ([Mourard et al., 2009](#)), PIONIER au VLTI ([Le Bouquin et al., 2011](#)), MIRC à CHARA ([Monnier et al., 2007](#))... L'analyse de Fourier est aussi répandue dans le traitement de données en masquage de pupille ([Haniff et al., 1987](#); [Tuthill et al., 2000](#)).

Analyse par modélisation des franges

Cependant, ce type d'analyse est moins approprié dans le cas où les pics correspondant aux franges se recouvrent partiellement dans le plan de Fourier, ce qui est le cas de la recombinaison de FIRST, mais également de l'instrument AMBER. En effet, les fréquences qui codent le signal s'expriment comme $n \times d/\lambda$ avec λ la longueur d'onde, d le diamètre d'un faisceau individuel et n un entier exprimant la distance entre deux faisceaux en multiples de d . Dans FIRST comme dans AMBER, les valeurs prises par deux n successifs ne diffèrent généralement que d'une unité ($n = [1,2,3]$ pour AMBER, $n = [1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,\dots,30,32,34,35,36,39,40,41,43,44]$ pour FIRST) si bien que la distance entre deux pics adjacents n'est souvent que de d/λ . Or la largeur des pics est également reliée à ces mêmes grandeurs. L'écart-type d'un pic, dont la forme est donnée par la transformée de Fourier de la tache image, modélisée par une fonction gaussienne (de largeur à mi-hauteur $FWHM = \lambda/d$), est effectivement $\sigma = \frac{\sqrt{8 \ln 2}}{2\pi} \frac{d}{\lambda} \approx 0,375d/\lambda$, le facteur $\sqrt{8 \ln 2}$ provenant de la conversion de l'écart-type en largeur à mi-hauteur. Pour que deux tels pics soient parfaitement distincts, il faudrait que leur distance soit d'au moins $\sim 6\sigma \approx 2.2d/\lambda$.

C'est pour cette raison qu'une méthode alternative a été proposée pour réduire les données AMBER (Tatulli et al., 2007), s'appuyant sur la modélisation des franges dans le plan image, plutôt que de passer par l'analyse de Fourier. Tatulli & LeBouquin (2006) et LeBouquin & Tatulli (2006) ont en effet démontré que dans le cas d'une configuration de pupilles compressée en particulier, induisant un recouvrement partiel des pics dans la densité spectrale de puissance, une telle méthode d'analyse conduit à de meilleurs résultats en termes de rapport signal-sur-bruit des visibilités. Le fait d'estimer les facteurs complexes, avant d'en prendre le module carré semble en effet éviter le problème de diaphonie (*cross-talk*) entre les pics.

L'avantage de cette méthode est d'exploiter notre connaissance de l'instrument et de pouvoir prendre en compte le bruit. De la même manière, elle permet de pouvoir se débarrasser des pixels morts en ne les prenant simplement pas en compte lors de l'ajustement du profil des franges. Cependant, cet avantage peut aussi se révéler être une difficulté, car cela nécessite une bonne modélisation du bruit, surtout en régime de faible flux (Chelli et al., 2009).

C'est donc un algorithme dont le principe repose sur la seconde méthode que nous avons codé pour FIRST, à cause de son schéma de recombinaison compressé, analogue à celui d'AMBER.

4.2.2 Un problème linéaire

Linéarité

On peut mettre en forme le problème en complétant l'équation 4.5 pour inclure le terme de visibilité complexe, $|V_{ij}| \exp(\varphi_{ij})$, qui apparaît codé de la manière suivante :

$$I(x) = \sum_{i < n_f} A_i^2 E_i^2(x) + 2 \sum_{i < j < n_f} |V_{ij}| A_i E_i(x) A_j E_j(x) \cos(2\pi f_{ij} x + \Delta\Phi_{ij} + \varphi_{ij}) \quad (4.8)$$

avec $E_i(x)$ correspondant à la fonction d'enveloppe de chaque faisceau, A_i à l'amplitude du faisceau i , f_{ij} à la fréquence spatiale, $\Delta\Phi_{ij}$ au piston différentiel et x à la variable d'espace (différence de marche). La variable d'espace est décrite comme continue pour minimiser l'utilisation d'indices, mais il s'agit bien d'une variable discrète avec x prenant autant de

valeurs que le nombre de pixels présents dans la hauteur du détecteur. On peut ensuite développer cette expression :

$$\begin{aligned}
I(x) &= \sum_{i < n_f} A_i^2 E_i^2(x) + 2 \sum_{i < j < n_f} |V_{ij}| A_i E_i(x) A_j E_j(x) \cos(2\pi f_{ij} x) \cos(\varphi_{ij} + \Delta\Phi_{ij}) \\
&\quad - 2 \sum_{i < j < n_f} |V_{ij}| A_i E_i(x) A_j E_j(x) \sin(2\pi f_{ij} x) \sin(\varphi_{ij} + \Delta\Phi_{ij}) \\
&= \mu_0 E_g(x) + 2 \sum_{i < j < n_f} \Re(\mu_{ij}) E_i(x) E_j(x) \cos(2\pi f_{ij} x) \\
&\quad - 2 \sum_{i < j < n_f} \Im(\mu_{ij}) E_i(x) E_j(x) \sin(2\pi f_{ij} x)
\end{aligned} \tag{4.9}$$

où l'on rappelle que la cohérence complexe s'exprime $\mu_{ij} = A_i A_j |V_{ij}| \exp(\varphi_{ij} + \Delta\Phi_{ij})$. $\mu_0 = \sum A_i^2$ correspond au flux total, et $E_g(x)$ à une fonction d'enveloppe globale normalisée ($\sum_k E_g(x_k) = 1$), combinaison linéaire des différentes enveloppes individuelles (pondérées par leur flux respectif moyen lors de la séquence d'acquisition des profils individuels). Le problème s'écrit donc de manière linéaire par rapport aux paramètres que l'on recherche :

$$I(x) = \mu_0 E_g(x) + \sum_{i < j < n_f} \Re(\mu_{ij}) C_{ij}(x) + \sum_{i < j < n_f} \Im(\mu_{ij}) S_{ij}(x) \tag{4.10}$$

avec :

$$\begin{cases} C_{ij}(x) = 2E_i(x)E_j(x) \cos(2\pi f_{ij}x) \\ S_{ij}(x) = -2E_i(x)E_j(x) \sin(2\pi f_{ij}x) \end{cases} \tag{4.11}$$

Les $\{E_g(x), C_{ij}(x), S_{ij}(x)\}$ constituent ainsi une base de fonctions, les porteuses, sur laquelle on décompose l'interférogramme $I(x)$. Ces fonctions devront donc être étalonnées afin de résoudre le problème et estimer les termes de cohérence, étape qui fera l'objet d'un paragraphe un peu plus loin.

Forme matricielle

Le système d'équation 4.10 peut s'écrire sous forme matricielle. On note alors x_k les valeurs discrètes prises par x , comprises entre 1 et le nombre de pixels n_p , et on compresse les indices relatifs aux fréquences ij par une numérotation allant de 1 au nombre de bases n_B :

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I_{x_1} \\ \vdots \\ I_{x_{n_p}} \end{bmatrix} = V2PM \cdot \begin{bmatrix} \Re(\mu_1) \\ \vdots \\ \Re(\mu_{n_B}) \\ \Im(\mu_1) \\ \vdots \\ \Im(\mu_{n_B}) \\ \mu_0 \end{bmatrix} = V2PM \cdot \mathbf{P} \tag{4.12}$$

avec

$$V2PM = \begin{bmatrix} C_1(x_1) & \cdots & C_{n_B}(x_1) & S_1(x_1) & \cdots & S_{n_B}(x_1) & E_g(x_1) \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ C_1(x_{n_p}) & \cdots & C_{n_B}(x_{n_p}) & S_1(x_{n_p}) & \cdots & S_{n_B}(x_{n_p}) & E_g(x_{n_p}) \end{bmatrix} \tag{4.13}$$

La matrice modèle $V2PM$ relie donc les paramètres recherchés rassemblés dans le vecteur \mathbf{P} à l'interférogramme \mathbf{I} . Cette matrice, de dimensions $(2 n_B + 1) \times n_p$, est

ainsi appelée $V2PM$, pour *Visibility to Pixel Matrix* en utilisant le formalisme introduit par Millour et al. (2004) et Tatulli et al. (2007) dans le cadre du traitement des données AMBER.

La matrice étant rectangulaire, elle ne peut être inversible. On va donc chercher à estimer nos paramètres qui approximent le mieux nos données, en utilisant la méthode classique des moindres carrés par le calcul de la matrice pseudo-inverse (inverse de Moore-Penrose).

Étant donné que la recombinaison s'effectue de manière non redondante, toutes les fréquences spatiales f_{ij} sont différentes, et l'échantillonnage en x étant suffisant pour respecter le théorème de Shannon (et éviter des effets de repliement de spectre), les différentes colonnes de la matrice sont linéairement indépendantes. Cela assure le fait que le noyau de la matrice $V2PM$ est réduit à l'élément nul et donc que la solution au sens des moindres carrés est unique. L'estimateur de nos paramètres s'écrit alors :

$$\tilde{\mathbf{P}} = P2VM \cdot \mathbf{I} \quad (4.14)$$

avec

$$P2VM = \left(V2PM^t \cdot W \cdot V2PM \right)^{(-1)} \cdot V2PM^t \cdot W, \quad (4.15)$$

la matrice pseudo-inverse de la matrice $V2PM$. La matrice carrée W correspond à la matrice des poids relatifs, définie comme la matrice inverse de la matrice des variances-covariances associées aux mesures de l'interférogramme. Cette matrice permet de pouvoir prendre en compte les éventuels mauvais pixels en leur assignant un poids nul. Elle est ici diagonale car on suppose que les pixels du détecteur ne sont pas corrélés, les éléments de la diagonale étant définis par $1/\sigma_k^2$. La variance du bruit de chaque pixel peut être décomposée comme la somme de la variance due au détecteur (on y inclut le bruit associé au courant d'obscurité mais aussi aux éventuels signaux parasites ainsi que le bruit de lecture), et de la variance du bruit de photon du signal interférométrique :

$$\sigma_k^2 = \langle I_{x_k} \rangle + \sigma_{\text{dét}}^2 \quad (4.16)$$

Le bruit de détecteur peut être estimé à partir des séries d'acquisition sans franges, qui nous ont servi à évaluer le niveau du courant d'obscurité et de signal parasite (voir paragraphe 4.1.1.1). Pour chaque pixel on calcule ainsi la valeur de l'écart-type en prenant soin de laisser de côté les 10 valeurs les plus élevées, afin d'éviter de prendre en compte d'éventuelles saturations ponctuelles (certainement dues à la détection de rayons cosmiques).

On peut représenter graphiquement les matrices $V2PM$ et $P2VM$, comme illustrées sur la figure 4.10. On note que la forme de la $P2VM$ ressemble également à une association de fonctions sinusoïdales. En effet, une manière simple de voir les choses, est de considérer que l'estimation des termes de cohérence revient approximativement à calculer les composantes de la transformée de Fourier discrète :

$$\mu_{ij} = \sum_{k=1}^{n_p} I_{x_k} \exp(-2i\pi x_k f_{ij}/n_p), \quad (4.17)$$

ce qui, écrit de manière matricielle et en dissociant partie réelle et imaginaire, correspond bien à des fonctions sinusoïdales. Cependant, comme expliqué au paragraphe précédent, l'avantage de passer par les matrices $V2PM$ et $P2VM$ est d'exploiter la connaissance de l'instrument, et également de pouvoir prendre en compte le bruit et les mauvais pixels, ce qui n'est pas le cas si on utilise une analyse de Fourier.

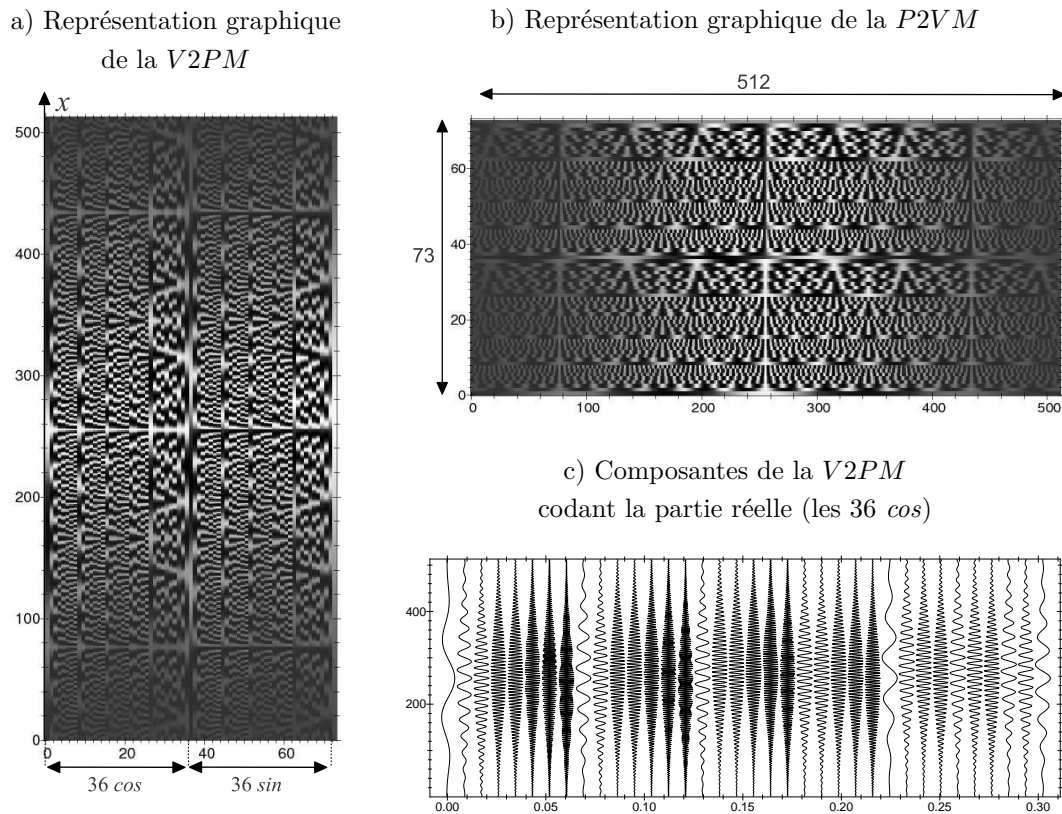


Figure 4.10 – Images des matrices a) $V2PM$ et b) $P2VM$ en niveau de gris. Elles ont respectivement les dimensions $(2n_B + 1) \times n_p$ et $n_p \times (2n_B + 1)$. Chaque colonne de la $V2PM$ correspond à une fonction de base, formée d’une fonction sinusoidale à l’une des 36 fréquences spatiales qui apparaissent à la recombinaison des neuf faisceaux. La matrice peut être décrite en deux parties : les fonctions cosinus à gauche, puis les fonctions sinus à droite, avec les 36 mêmes fréquences. Et on trouve tout à droite la fonction d’enveloppe globale, non modulée. c) Autre représentation d’une partie de la matrice $V2PM$, chaque courbe verticale correspondant à une colonne de la matrice. Les 36 fonctions suivantes sont obtenues en les déphasant de $\pi/4$.

4.2.3 Étalonnage de la matrice $P2VM$

Afin de pouvoir résoudre le problème, il faut donc étalonner la matrice $P2VM$. Cela passe par la détermination de la matrice $V2PM$, et donc des fonctions de base $C_{ij}(x)$ et $S_{ij}(x)$ définies par l’équation 4.13. Il est possible de les mesurer directement lors d’une séquence d’étalonnage, ou de les former connaissant chacun des termes qui les définissent, notamment les enveloppes $E_i(x)$ et les fréquences spatiales f_{ij} .

Mesure des fonctions de base

La procédure d’étalonnage d’AMBER préconise de mesurer les fonctions de base $C_{ij}(x)$, $S_{ij}(x)$ lors d’une séquence où les interférences issues de chaque paire de faisceaux sont enregistrées (à l’aide d’obturateurs abaissés ou non pour bloquer la lumière de chacune des voies successivement). Cependant, l’acquisition des 36 réseaux de franges différents n’a pas été effectuée lors des observations FIRST, mais cela pourra faire l’objet de développements futurs. Cela requerra cependant une durée d’acquisition totale non négligeable (il est en effet nécessaire que les images soient acquises avec temps de pose suffisant afin de ne

pas devenir une source de bruit limitante), ainsi qu’une éventuelle amélioration technique concernant la possibilité de couper les faisceaux. La manière simple de faire cela dans l’état actuel des choses consiste en effet à envoyer les segments correspondant aux sous-pupilles que l’on veut « éteindre » en bout de course (± 5 mrad). Cependant cette méthode n’est pas idéale, et en cas de forts flux, il arrive que d’autres réseaux de franges que ceux attendus apparaissent tout de même, signifiant que les sous-pupilles ne sont pas parfaitement « éteintes ». Une solution pourrait consister à positionner un diaphragme dans un plan image, afin de couper littéralement les faisceaux lorsqu’ils sont individuellement basculés en bout de course (par exemple dans le plan focal du système compresseur). Cela réduira néanmoins la course utile de chaque segment.

Formation des fonctions de base

Pour les données FIRST, l’étalonnage des fonctions de base a donc été réalisé *a posteriori*, en deux étapes. La première consiste à estimer les différentes fréquences spatiales, ce qui a été décrit précédemment (voir paragraphe 4.1.2.3), en ajustant la position des pics de la DSP moyenne. La seconde consiste à évaluer l’enveloppe de chaque réseau de franges, soit $E_i(x)E_j(x)$, à partir des mesures des enveloppes individuelles $E_i(x)$ acquises avec chaque sous-pupille « allumée » à tour de rôle. Comme évoqué précédemment, il est très probable que du flux d’autres fibres vienne parasiter ces mesures, ce qui est cependant moins critique dans le cas où l’on cherche à mesurer l’enveloppe (et non les fonctions $C_{ij}(x)$ et $S_{ij}(x)$ contenant la modulation due aux interférences), car en prenant la moyenne de plusieurs images, les éventuels réseaux de franges parasites se brouillent et ne modifient pas significativement la forme de l’enveloppe.

Ces données sont illustrées sur la figure 4.11 pour deux des neuf fibres. Chaque colonne (canal spectral) est d’abord ajustée par une fonction gaussienne. Le choix du profil gaussien (plutôt qu’une fonction de Bessel) s’explique par la présence du filtrage monomode, et paraît bien justifié d’après le résultat des ajustements affichés en c). Les profils sont ensuite normalisés par canal spectral, $\sum_k E_i(x_k) = 1$, comme représenté sur les images de droite. Les images brutes après normalisation sont en pratique inutilisées mais affichées pour comparaison. Les profils finaux résultent de l’ajustement par ligne d’une fonction polynomiale d’ordre 4 sur les images normalisées issues des ajustements de fonctions gaussiennes, représentées à droite.

À propos des enveloppes individuelles

Sur la figure 4.11 c), on note que les profils des fibres sont légèrement différents entre eux, et que cela aurait pu être exploité afin d’ajuster les flux individuels A_i^2 . Cela rajouterait donc neuf paramètres inconnus au vecteur \mathbf{P} , et donc neuf colonnes supplémentaires comprenant les profils individuels $E_i(x)$ à la matrice $V2PM$, à la place de la colonne contenant l’enveloppe globale $E_g(x)$. Cependant, cela ne s’est pas révélé très efficace car les profils sont tout de même trop proches, rendant la matrice plus singulière (les neuf colonnes sont quasiment linéairement liées). Le graphe c) avec les coupes suivant un canal spectral particulier pour chacune des neuf fibres, montre bien qu’une fois normalisés, les profils sont tous très semblables. Sans mesures photométriques indépendantes, comme dans AMBER, les profils des faisceaux individuels sont trop semblables pour qu’ils puissent être estimés.

C’est donc pourquoi on utilise un profil global $E_g(x)$ pour ajuster le flux total présent dans l’interférogramme. Cette enveloppe est calculée pour chaque canal spectral en sommant les profils après l’ajustement gaussien, mais avant normalisation pour garder l’information des flux relatifs moyens. Cette enveloppe n’est donc théoriquement pas adaptée

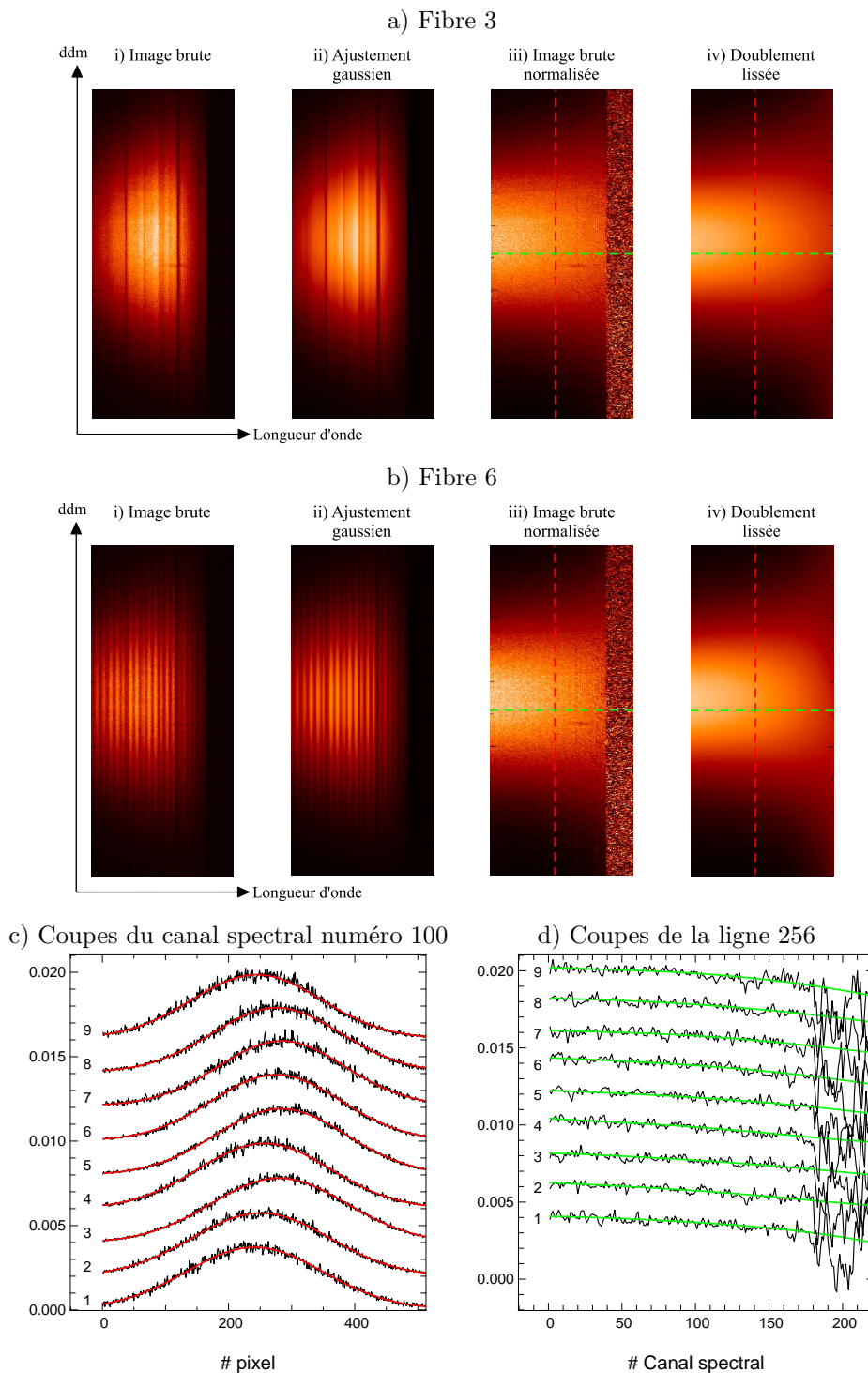


Figure 4.11 – Les différentes étapes de l'estimation des enveloppes individuelles sont représentées pour deux fibres différentes en a) et b) : l'image brute en i), chaque canal spectral est ensuite ajusté par une fonction gaussienne en ii), l'image brute normalisée est représentée en iii) et enfin l'image ajustée par des gaussiennes, puis normalisée et enfin ajustées horizontalement par une fonction polynomiale en iv). Le résultat de ces ajustements sont illustrés sur les graphes c) et d) correspondant à une coupe horizontale et verticale de chacune des neuf fibres, indiqués sur les images iii) et iv). Chaque profil est décalé verticalement pour l'affichage.

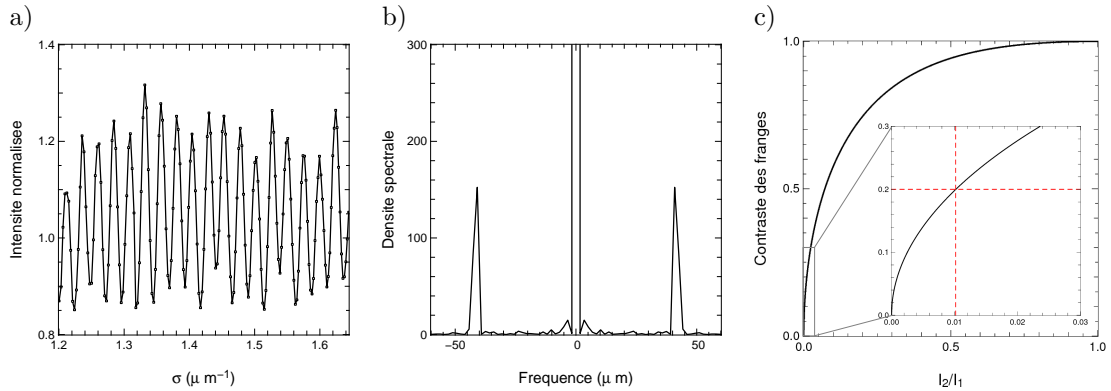


Figure 4.12 – a) Franges spectrales observées sur la fibre 6 (image de la figure 4.11-b) moyennée par colonne) normalisées par le spectre d’une autre fibre de flux équivalent. b) Module carré de la transformée de Fourier (après ré-échantillonnage régulier du nombre d’onde). c) Représentation du contraste en fonction du rapport d’intensité entre deux faisceaux qui interfèrent.

à chaque image, où toutes les sous-pupilles n’ont pas forcément la même transmission que la transmission moyenne mesurée durant la séquence d’étalonnage. Mais la similitude des différents profils individuels est dans ce cas favorable, et implique que l’enveloppe globale ne varie pas beaucoup quelle que soit la combinaison linéaire des enveloppes individuelles.

Remarque sur les franges spectrales

On remarque nettement les raies d’absorption du spectre de l’étoile et du spectre d’absorption de l’atmosphère dans les images de la fibre 3 représentées sur la figure 4.11-a. Cependant on note en plus une modulation horizontale dans les profils de la fibre 6 représentés en b). Ces franges apparaissent dans la direction de la dispersion. Il s’agit donc de franges spectrales. La même sorte de modulations est observée dans les données AMBER (Robbe-Dubois et al., 2007). Il n’est pas toujours présent et semble aléatoire au fil des alignements, n’apparaissant pas toujours, et pas toujours sur les mêmes fibres. Nous avons pu tout de même identifier qu’il est probablement généré par les fibres optiques ou en tous cas en amont de l’injection (une permutation de fibres de compensation ne modifiait pas la modulation observée, alors qu’un basculement du segment correspondant faisait défiler les franges observées).

Pour l’une des fibres présentant ce problème, nous avons évalué son contraste à environ 20 % et sa fréquence à environ $42 \mu\text{m}$ (grandeur conjuguée à la variable $\sigma = 1/\lambda$, le nombre d’onde), comme illustrés sur les graphes de la figure 4.12-a)-b). Le graphe c) permet d’estimer que la part de flux parasite correspondant doit s’élever à environ 1 % seulement du flux transmis par la fibre.

Nous pouvons émettre plusieurs hypothèses pour expliquer ce phénomène :

- un problème de polarisation : des franges spectrales pourraient apparaître si le faisceau n’entre pas avec une polarisation rectiligne alignée avec l’un des axes propres d’une des fibres. Trois fibres sont connectées les unes après les autres : celle du toron, la fibre de compensation et celle du v-groove. La rotation des axes propres doit nécessairement avoir lieu sur le premier ou le second tronçon de fibre, le troisième jouant le rôle de projecteur de la polarisation sur les axes propres de la fibre. La propagation d’une onde dont la polarisation ne serait pas alignée avec les axes propres induirait un déphasage entre les faisceaux : $\Delta\varphi = 2\pi\sigma\Delta nL$, avec $\sigma = 1/\lambda$, le nombre

d'onde, Δn la biréfringence de la fibre ($\Delta n = 3,5 \cdot 10^{-4}$ selon les spécifications du constructeur) et L la longueur de fibre. Cette hypothèse semble probable dans la mesure où les axes propres des fibres de compensation sont orientés manuellement à une précision de quelques degrés. La fréquence des franges s'exprime donc par $\Delta n L$. La fréquence mesurée étant de l'ordre de $42 \mu\text{m}$, cela conduit à une longueur de fibre correspondante de $L \approx 12 \text{ cm}$. Or les fibres présentent toutes des longueurs d'au moins 30 à 40 cm, ce qui nous fait donc écarter cette hypothèse *a priori*.

- la propagation d'un mode parasite pourrait également être la cause du phénomène observé. Un mode de gaine peut par exemple être couplé dans la fibre lorsque le champ incident sur la fibre ne correspond pas au mode transmis par la fibre monomode, ce qui est schématiquement illustré sur la figure 4.13. Typiquement, un tel mode se propage dans la gaine optique grâce au confinement procuré par l'interface gaine/air. L'indice effectif vu par cette onde serait alors différent du fait d'une constante de propagation différente, ce qui produirait donc de la même manière que précédemment un déphasage dépendant de la longueur d'onde. Cette hypothèse semble à ce jour la plus probable, car elle serait compatible avec le fait que les franges observées varient selon la manière dont le flux est injecté dans la fibre, et n'apparaissent pas forcément en fonction de l'alignement. La solution pourrait dans ce cas consister à mettre la gaine à nu sur une portion de la fibre, et d'immerger la fibre dans un liquide d'indice proche de celui de la gaine afin d'éviter la réflexion totale à l'interface gaine/air... Cette solution est cependant difficile à mettre en pratique! Une autre solution serait d'utiliser des fibres plus longues (les modes de gaine sont généralement « rapidement » atténués).
- enfin, un effet Fabry-Perot sur une lame pourrait également être à l'origine de franges spectrales. Nous avons pensé en premier lieu à la lame d'air entre la surface plane des microlentilles et la face d'entrée des fibres optiques. Cependant, l'insertion de liquide d'indice entre les deux optiques n'a pas semblé améliorer les choses. Une lame quart d'onde est également présente dans le montage, en principe traitée anti-reflet, qui constitue également un suspect plausible.

Faute de temps en laboratoire, nous n'avons pas pu mener d'étude plus approfondie de ce phénomène et des tests plus poussés sont nécessaires afin d'identifier la cause de ces franges spectrales.

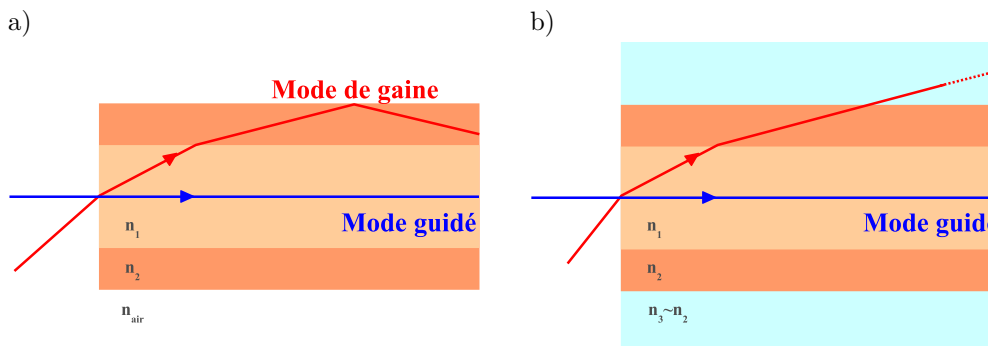


Figure 4.13 – a) Illustration schématique de la propagation d'un mode de gaine dans une fibre monomode, lorsque l'angle d'incidence est tel que le faisceau atteint l'interface gaine/air. b) Immersion de la fibre dans un liquide d'indice pour éviter la réflexion totale qui permet la propagation du mode de gaine.

4.3 Estimation des clôtures de phase

À l'issue de l'ajustement des franges par la méthode *P2VM* précédemment décrite, nous avons donc une estimation des termes de cohérence μ_{ij} . L'étape suivante consiste à estimer les clôtures de phase qui correspondent en fait à la phase du bispectre, que nous allons donc estimer en premier lieu.

La difficulté de cette estimation vient du fait que des erreurs systématiques sont présentes : on observe un biais dû au bruit de photons qui peut être évalué et pris en compte de manière théorique, mais également un biais instrumental qui limite à ce jour la précision des mesures de clôtures de phase.

4.3.1 Estimateur de bispectre

Le bispectre est une quantité qui a été notamment introduite par Weigelt (1977) et Lohmann et al. (1983). Il s'estime par le produit de trois termes de cohérence complexes correspondant à trois fréquences spatiales liées entre elles par la relation :

$$\mathbf{f}_{ij} + \mathbf{f}_{jk} = \mathbf{f}_{ik} \quad (4.18)$$

où \mathbf{f}_{ij} correspond à la représentation vectorielle de la fréquence spatiale correspondant aux pupilles i et j .

On forme alors le bispectre :

$$\begin{aligned} B_{ijk} &= \mu_{ij}\mu_{jk}\mu_{ki} \\ &= \mu_{ij}\mu_{jk}\mu_{ik}^*, \end{aligned} \quad (4.19)$$

le symbole $*$ dénotant la valeur conjuguée.

L'argument du bispectre correspond à la définition de la clôture de phase puisque si l'on développe l'expression des μ_{ij} d'après l'équation 4.7, l'argument du bispectre s'écrit :

$$\begin{aligned} CP_{ijk} = \arg(B_{ijk}) &= (\Delta\Phi_{ij} + \varphi_{ij}) + (\Delta\Phi_{jk} + \varphi_{jk}) - (\Delta\Phi_{ik} + \varphi_{ik}) \\ &= \Phi_i - \Phi_j + \varphi_{ij} + \Phi_j - \Phi_k + \varphi_{jk} - \Phi_i + \Phi_k - \varphi_{ik} \\ &= \varphi_{ij} + \varphi_{jk} - \varphi_{ik} \end{aligned} \quad (4.20)$$

et on retrouve la propriété de la clôture de phase selon laquelle il s'agit d'une quantité « auto-étalonnée », autrement dit, qui ne dépend pas des perturbations atmosphériques.

Cependant, un tel estimateur est en réalité biaisé à cause du bruit présent lors de la mesure de l'interférogramme. Cela se traduit par une erreur systématique qu'il est important de prendre en compte afin qu'elle ne soit pas l'erreur dominante sur l'erreur statistique. On compte en effet sur le calcul de la moyenne d'un grand nombre d'observables pour améliorer la précision de nos mesures, c'est-à-dire l'erreur statistique.

Estimateur non biaisé par le bruit de photon Identifier les biais dans les estimateurs est un problème classique. Il a ainsi été établi (Wirmitzer, 1985) que dans le cadre d'un interférogramme affecté par le bruit de photons, dont la statistique suit une loi de Poisson, un estimateur non biaisé du bispectre peut s'écrire sous la forme :

$$B_{ijk} = \langle \mu_{ij}\mu_{jk}\mu_{ik}^* \rangle - \langle |\mu_{ij}|^2 \rangle - \langle |\mu_{jk}|^2 \rangle - \langle |\mu_{ik}|^2 \rangle + 2N_{\text{ph}}, \quad (4.21)$$

où N_{ph} correspond au nombre total de photons formant l'interférogramme et les μ_{ij} sont exprimés en nombre de photons.

On trouve également l'expression de cet estimateur en fonction de la DSP réelle (non biaisée) dont $|\mu_{ij}|^2$ est un estimateur biaisé :

$$DSP_{ij} = \langle |\mu_{ij}|^2 \rangle - N_{\text{ph}}, \quad (4.22)$$

ce qui conduit donc pour le bispectre à :

$$B_{ijk} = \langle \mu_{ij} \mu_{jk} \mu_{ik}^* \rangle - DSP_{ij} - DSP_{jk} - DSP_{ik} - N_{\text{ph}} \quad (4.23)$$

Récemment, [Gordon & Buscher \(2012\)](#) ont également développé la formule d'un estimateur débiaisé d'un bruit composé du bruit de photons et d'un bruit gaussien centré d'écart-type σ_p dépendant du pixel p . Physiquement, le bruit gaussien modélise le bruit de lecture du détecteur. Ils utilisent pour cela une notation complexe pour la matrice $P2VM$, qui revient à effectuer une transformée de Fourier discrète de l'interférogramme. Ainsi, si l'on note $H_p^{ij} = \exp\left(\frac{2i\pi}{n_p} f_{ij} x_p\right)$, les éléments de la matrice $P2VM$ (l'indice p variant le long des lignes, et les indices ij se référant aux différentes bases variant suivant les colonnes), l'estimateur non biaisé s'exprime :

$$\begin{aligned} B_{ijk} = \langle \mu_{ij} \mu_{jk} \mu_{ik}^* \rangle &= \langle \mu_{ij} \sum_p (I_{x_p} + \sigma_p^2) H_p^{jk} H_p^{ki} \rangle \\ &- \langle \mu_{jk} \sum_p (I_{x_p} + \sigma_p^2) H_p^{ij} H_p^{ki} \rangle \\ &- \langle \mu_{ik}^* \sum_p (I_{x_p} + \sigma_p^2) H_p^{ij} H_p^{jk} \rangle \\ &+ \langle \sum_p (2I_{x_p} + 3\sigma_p^2) H_p^{ij} H_p^{jk} H_p^{ki} \rangle \end{aligned} \quad (4.24)$$

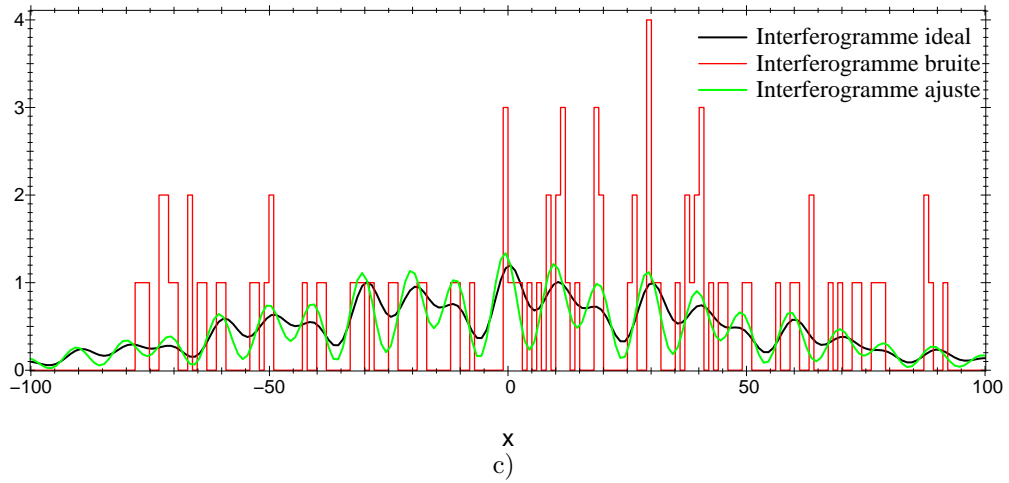
Dans le cas où l'on néglige le bruit de détecteur ($\sigma_p = 0$), l'expression se simplifie et l'on retrouve l'estimateur de [Wirmitzer \(1985\)](#) de l'équation 4.21.

À noter que la difficulté potentielle concernant l'application de ces estimateurs consiste à mesurer les μ_{ij} en unité de photons. Cela requiert donc une bonne connaissance du détecteur utilisé, et notamment du facteur de conversion entre le nombre de coups mesuré en chaque pixel (en *Analog to Digital Unit* ou ADU) et le nombre de photons effectivement incidents sur le pixel, au risque d'introduire une source de biais supplémentaire.

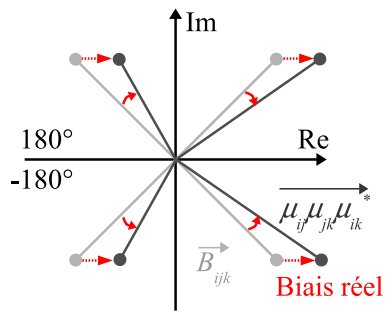
De l'expression de ces estimateurs, on note que le biais introduit affecte seulement la partie réelle du bispectre. L'équation 4.23 permet même d'affirmer que dans le cas du bruit de photon seul, le biais est toujours réel positif, autrement dit, la valeur absolue de la clôture de phase associée (comptée entre -180° et 180°) est systématiquement sous-estimée (voir la figure 4.14-b), sauf dans le cas des clôtures nulles ou égales à $\pm 180^\circ$. Dans ces cas particuliers, le biais n'a aucune incidence sur la phase, seulement sur le module du bispectre.

L'effet du biais dû au bruit de photons est illustré sur la figure 4.14. Des simulations ont pour cela été conduites, à partir d'interférogrammes à trois faisceaux, affectés du bruit de photons. Les termes de cohérence complexes μ_{ij} sont estimés en appliquant la $P2VM$ comme définie à l'équation 4.15 et combinés d'après l'équation 4.19 (estimateur simple) ou d'après l'équation 4.21 (estimateur débiaisé du bruit de photons). Cette procédure est appliquée à un jeu de 1 000 images simulées et la clôture de phase est estimée en prenant la

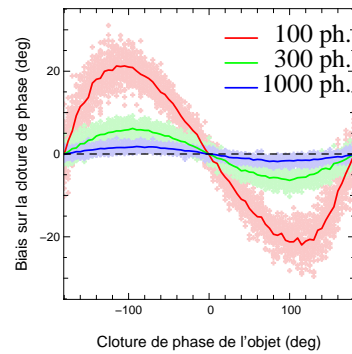
a) Interférogramme simulé



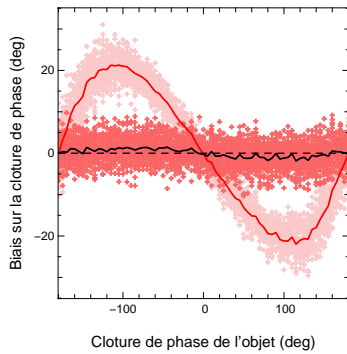
b)



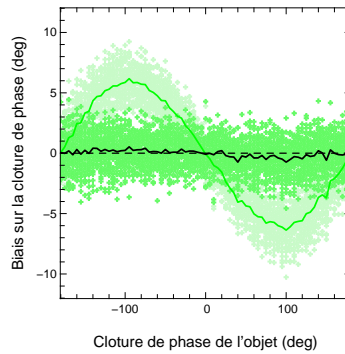
c)



d) 100 photons



e) 300 photons



f) 1000 photons

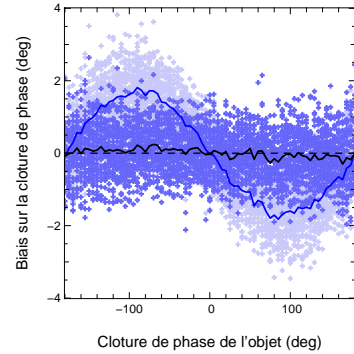


Figure 4.14 – Illustration et simulations du biais dans les clôtures de phase. a) Exemple d'interférogramme totalisant 100 photons, simulé et ajusté. b) Illustration schématique de l'effet d'un biais réel sur le bispectre pour quatre valeurs de clôtures de phase différentes. Les clôtures de phase s'en trouvent diminuées en valeur absolue. c) Simulations du biais obtenu en utilisant un estimateur non débiaisé, pour plusieurs nombres totaux de photons formant l'interférogramme (le bruit de photons étant le seul bruit modélisé). d) - f) Les biais résiduels obtenus en utilisant l'estimateur débiaisé du bruit de photons sont en noir dans chacun des cas, en couleur apparaissent les biais résultant de l'estimateur non débiaisé.

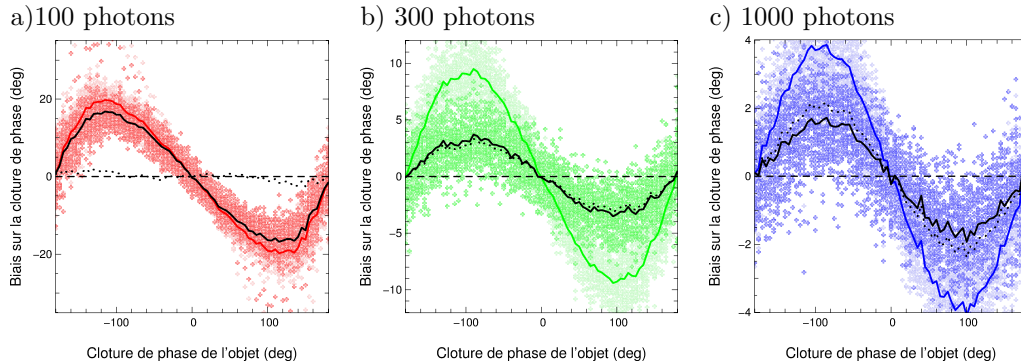


Figure 4.15 – Même type de simulations que pour la figure 4.14, avec amplification du bruit par un facteur $\sqrt{2}$. Les courbes en trait plein noir correspondent aux résultats de l’estimateur « débiaisé du bruit amplifié » (équation 4.25), tandis que les courbes en points représentent les résultats en appliquant l’estimateur classique débiaisé du bruit de photons.

phase du bispectre moyen. Chaque point affiché sur les graphiques 4.14-b) à f) correspond à une estimation résultant de 1 000 images. La procédure entière est ensuite répétée 50 fois afin d’évaluer un biais moyen en fonction de la valeur de la clôture. Ces résultats sont représentés par les figures 4.14-c) à f), qui montrent que les biais sont clairement atténués lorsque l’on simule des données limitées par le bruit de photons et qu’on utilise un estimateur adéquat.

En pratique avec FIRST

En ce qui concerne les données FIRST, l’estimateur débiaisé du bruit de photons n’est cependant pas tout à fait adapté. En effet, nous utilisons un détecteur doté de la technologie EMCCD (voir le paragraphe 2.1.1.3), qui permet d’amplifier le signal avec un gain atteignant le millier. Le bruit est donc amplifié par le gain EM mais également par le facteur de bruit en excès ou *excess noise factor* ($F = \sqrt{2}$ dans le cas d’un gain EM). La loi de densité de probabilité qui régit le bruit s’en trouve donc modifiée et ne peut plus être décrite par une distribution poissonnienne.

En supposant ainsi que le bruit, exprimé en unité de photons, est amplifié, on a : $\sigma_{\text{ph}} = F\sqrt{N_{\text{ph}}}$ où N_{ph} correspond au nombre de photons reçus par le pixel. En déroulant alors un développement analogue à celui de Gordon & Buscher (2012), on aboutit à l’estimateur débiaisé suivant :

$$B_{ijk} = \langle \mu_{ij} \mu_{jk} \mu_{ik}^* \rangle - F \left(\langle |\mu_{ij}|^2 \rangle + \langle |\mu_{jk}|^2 \rangle + \langle |\mu_{ki}|^2 \rangle \right) + 3F^2 N_{\text{ph}} \quad (4.25)$$

Cependant, l’application de cet estimateur sur des données simulées n’est pas encore tout à fait convaincante, comme l’illustre la figure 4.15. Des biais résiduels importants subsistent, signifiant que l’estimation de l’amplitude du biais sur la partie réelle du bispectre est sous-estimée. Cela laisse donc à penser, soit que l’estimateur n’est pas adéquat, soit que les simulations ne rendent pas tout à fait compte des conditions de bruit. Cet affinement de l’estimateur est encore à l’étude et sera surtout nécessaire lorsque les mesures ne seront plus limitées par les biais instrumentaux, que nous évoquerons dans la partie suivante.

On note par ailleurs que le biais est d’autant plus grand que le nombre de photons est faible. Dans un régime à grand nombre de photons ($>1\,000$), l’apport de l’estimateur débiaisé n’est pas significatif. Dans le cas des données FIRST, le millier de photons par

interférogramme est généralement atteint. De plus, on peut également noter la dépendance du biais en fonction de la valeur absolue de la clôture, comme illustré sur la figure 4.14 : ainsi, si la signature de l'objet observé est faible, ce qui est typiquement le cas pour une binaire à fort contraste par exemple, le biais dû au bruit de photon devrait être négligeable devant les biais d'origine instrumentale, non prévisibles de manière théorique.

Moyenne et barres d'erreur

L'estimation finale de nos clôtures de phase résulte d'un processus de moyenne et l'erreur associée à chaque estimation correspond à l'erreur statistique (sans prise en compte des termes d'erreur systématique). Le bispectre correspondant à chacun des 84 triangles que l'on peut former avec neuf fibres est calculé pour chaque image. [Woan & Duffett-Smith \(1988\)](#) ont montré qu'il est préférable en termes de bruit d'estimer la clôture de phase moyenne en déterminant la phase du bispectre moyen plutôt que de moyenniser les phases de manière complexe en les assignant à des phaseurs de norme unité. Cela est valable surtout lorsque le signal est très bruité, sinon, en régime de haut rapport signal-sur-bruit, les deux estimations présentent les mêmes performances.

Afin d'estimer la barre d'erreur statistique de nos mesures de clôtures, la moyenne est effectuée en deux étapes : le bispectre est d'abord moyenné par paquets de N images avant d'en prendre l'argument, puis la valeur finale retenue correspond à la valeur moyenne des estimations de clôture par paquet. La barre d'erreur associée est calculée comme l'écart-type sur la valeur moyenne, c'est-à-dire l'écart-type des phases, divisé par \sqrt{N} . Cette deuxième étape ne prend donc pas en compte la pondération par le module du bispectre que permet la moyenne complexe du bispectre, elles sont donc probablement un peu surestimées.

En général, les données sont traitées par série de $N_{\text{img}} = 5\,000$ images acquises successivement, dont on tire ainsi une série de $N' = N_{\text{img}}/N$ estimations de clôtures de phase, cp_i , auxquelles sont associées les barres d'erreur σ_i . Ces valeurs sont ensuite moyennées par un estimateur pondéré :

$$CP_m = \frac{\sum_i^{N'} cp_i / \sigma_i^2}{\sum_i^{N'} 1 / \sigma_i^2}, \quad (4.26)$$

moyenne à laquelle on associe la variance statistique :

$$\sigma^2 = \frac{1}{\sum_i 1 / \sigma_i^2} \quad (4.27)$$

Cet estimateur correspond en fait à l'estimateur des moindres carrés qui minimise le critère suivant :

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i^N \frac{(CP_m - cp_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.28)$$

Lorsque les barres d'erreur sont compatibles avec la dispersion des points, la valeur du critère χ^2 doit valoir environ 1. Si elle est inférieure à 1, cela signifie que les barres d'erreur sont probablement sur-estimées et on peut s'abstenir de les corriger. Dans le cas contraire, cela signifie soit que le modèle n'est pas adapté (par exemple si une dérive des points de mesure est observée), soit que les barres d'erreur ont été sous-estimées. Dans le cas de l'estimation de la moyenne, étant donné qu'on ne souhaite pas changer de modèle,

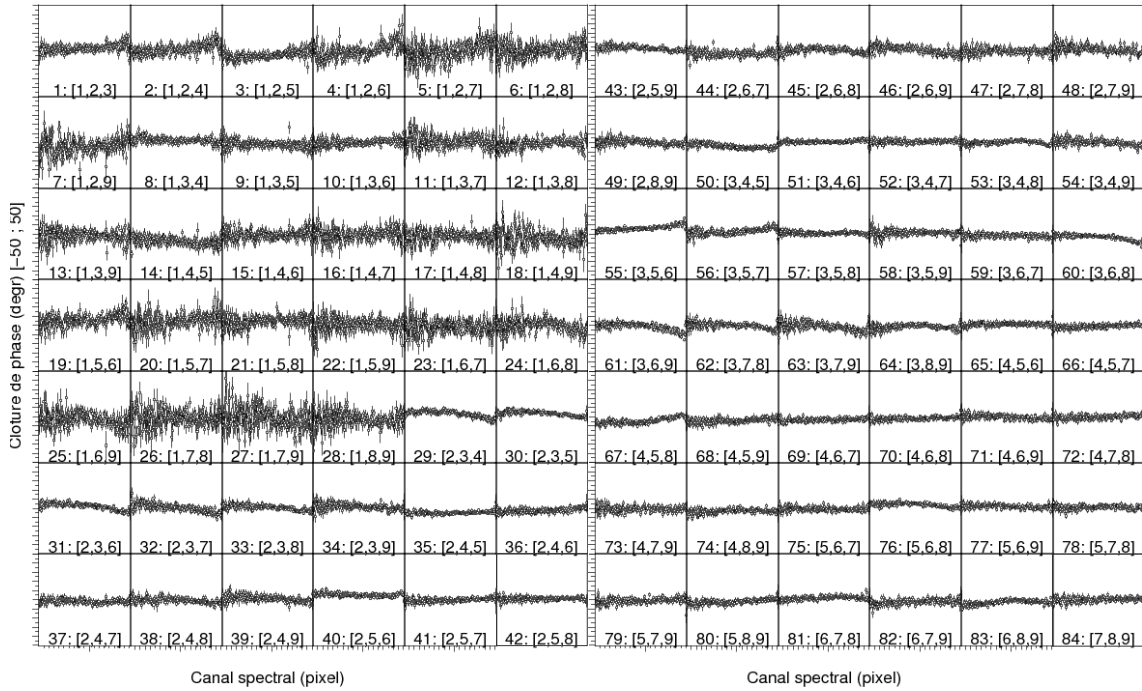


Figure 4.16 – a) Affichage des 84 clôtures de phase pour les 182 canaux spectraux, obtenues sur Véga la nuit du 16 octobre 2011. Chaque graphe s'étend en abscisse du canal spectral n°1 au canal n°182, et de -50° à $+50^\circ$ en ordonnée. Les 84 clôtures sont numérotées et les numéros des fibres correspondant à chaque triangle sont indiqués entre crochets.

le premier cas peut être assimilé au second dans la mesure où l'on considère alors qu'un élément extérieur non désiré perturbe nos mesures. Pour rendre compte de cela, on peut rehausser les barres d'erreur de manière à ce que la grandeur χ^2 vaille 1, autrement dit, les variances sont artificiellement multipliées par la valeur du χ^2 , afin que le χ^2 effectif soit ramené à 1 :

$$\sigma_i'^2 = \sigma^2 \chi^2 \quad (4.29)$$

Chaque cible observée correspond donc à 84 clôtures de phase mesurées pour ~ 180 -190 canaux spectraux. Typiquement, les résultats se présentent graphiquement comme sur la figure 4.16.

4.3.2 Étalonnage des clôtures de phase

Bien que la clôture de phase soit par définition une quantité auto-étalonnée, en théorie affranchie des termes de pistons atmosphériques et/ou instrumentaux, il reste cependant des sources d'erreurs systématiques d'origine instrumentale qu'il est nécessaire d'étalonner. En effet, lorsque l'on observe une source non résolue, les clôtures devraient être nulles quelle que soit la base, or ce n'est pas le cas. Des biais sont observés, pouvant atteindre facilement plusieurs degrés dans le cas des données FIRST.

Origine

L'origine de ces biais est d'autant plus difficile à établir que ces biais ne devraient en théorie pas être présents, *a fortiori* lorsque la recombinaison est de type multi-axiale, comme dans FIRST, AMBER ou même en masquage de pupille. En effet, lorsque les interférences

sont détectées au foyer d'une lentille, chaque faisceau interfère avec les autres de manière simultanée, ce qui exclut en théorie la possibilité de phase différentielle non étalonnée à l'étape du calcul de la clôture de phase. Pour comparaison, si l'on considère une recombinaison effectuée grâce à un composant d'optique intégrée (comme dans PIONIER) et non par une lentille, les faisceaux sont physiquement divisés en deux avant d'être recombinaisonnés à l'aide de coupleurs. Il est alors compréhensible que des termes de phase différentielle puissent intervenir entre les deux « sous-faisceaux » issus du même faisceau initial, qui ne sont alors pas compensés lors de la formation de la clôture de phase.

Les sources génératrices de ces biais peuvent avoir diverses origines : un gain de détecteur variable (« flat field », ou champ plat variable dans le temps), des aberrations dans les optiques de recombinaison, une dépendance avec les différences de marche non nulles entre faisceaux, une diaphonie entre les différents pics (difficilement évitables dans une recombinaison multi-axiale)... Toujours est-il qu'une étape d'étalonnage des clôtures de phase est indispensable. Celle-ci consiste à comparer la phase mesurée à celle obtenue sur une cible servant de référence.

Comparaison à une cible de référence

Ainsi, on suppose que l'on mesure une clôture de phase affectée d'une erreur systématique notée Φ^{instr} résultant de termes de phase qui ne s'annulent pas lors de la fermeture de la relation de phase :

$$CP^{\text{mes}} = CP + \Phi^{\text{instr}} \quad (4.30)$$

Le principe est alors d'évaluer le terme de phase Φ^{instr} en observant une cible de référence, c'est-à-dire dont on connaît précisément la forme et donc la fonction de visibilité complexe, et plus particulièrement ici la phase du bispectre. Typiquement, il s'agit généralement d'une source non résolue par la plus grande base de l'instrument. Dans ce cas, les clôtures de phase sont nulles. On mesure alors :

$$CP_0^{\text{mes}} = \Phi^{\text{instr}} \quad (4.31)$$

qui nous sert de référence pour la clôture de phase :

$$CP = CP^{\text{mes}} - CP_0^{\text{mes}} \quad (4.32)$$

Limite de la méthode

Cependant, cette étape d'étalonnage n'est pas encore suffisante et les erreurs systématiques résiduelles limitent à ce jour la précision atteinte sur les clôtures de phase. En effet, les erreurs statistiques observées ne varient pas en \sqrt{N} , comme attendu lorsque le bruit de photons est limitant, et passent difficilement sous la barre des $0,25^\circ$ (après étalonnage par une cible de référence). [Le Bouquin & Absil \(2012\)](#) recensent ainsi les précisions atteintes avec les différents instruments actuels, rapportés dans le tableau [4.1](#).

Des méthodes d'étalonnage sont mises au point pour tenter d'atténuer les biais et repousser au mieux la limite de précision sur les clôtures de phase :

- étalonnage grâce à un commutateur de faisceaux afin d'éviter les artefacts dus à la recombinaison (notamment les possibles variations de gain de détecteur) : cette méthode a été mise en œuvre pour AMBER ([Millour et al., 2008](#)). Un système de miroirs permet la permutation de deux des trois faisceaux qui sont recombinaisonnés. Les phases introduites avant le commutateur (typiquement la phase de l'objet) changent

de signe, tandis que les phases introduites après (typiquement la phase instrumentale à l'origine de biais) sont identiques. En soustrayant les clôtures avec et sans commutation, on a donc accès à une estimation de la phase instrumentale que l'on peut ensuite soustraire. Avec cette méthode, une précision de $0,6^\circ$ a pu être atteinte.

- observations de différentes cibles de référence : [Zhao et al. \(2011\)](#) ont noté une corrélation entre le biais mesuré et les angles azimuthal et d'altitude. La différence peut atteindre 8° pour certains de leurs canaux spectraux. Un ajustement de cette tendance en utilisant toutes les cibles de référence observées lors de différentes nuits leur a permis de mettre au point une procédure d'étalonnage des clôtures de phase. [Le Bouquin & Absil \(2012\)](#) notent que la dépendance du biais avec la position de l'objet dans le ciel, ainsi qu'avec la résolution spectrale de l'instrument laissent à penser qu'un effet de dispersion longitudinale pourrait en être la source.
- correction du biais en fonction du piston atmosphérique : [Vannier et al. \(2012\)](#) ont observé sur des données AMBER la dépendance du biais avec les termes de piston, qui, en l'absence de suiveur de franges, dérivent au cours du temps. La correction qu'ils ont pu apporter, en plus de l'étalonnage par commutateur de faisceaux, ont permis de stabiliser et de débiaiser la clôture de phase à une précision de $0,3^\circ$.

Toutes ces différentes approches montrent bien la difficulté rencontrée à gérer ces erreurs systématiques, à cause du fait qu'un grand nombre de paramètres intervient certainement dans leur apparition.

4.3.3 Les biais de clôture dans les données FIRST

En ce qui concerne les données FIRST, les biais mesurés dans les clôtures brutes peuvent atteindre jusqu'à plusieurs dizaines de degrés selon la clôture considérée. Après étalonnage, les résidus s'élèvent à quelques degrés.

Interférométrie longue base		
Instrument	Précision sur la clôture	Références
VLTI-AMBER	0,20° à 0,37° en mode moyenne résolution R=1 500 de 1° à quelques degrés en mode basse résolution spectrale R=35	Absil et al. (2010) Kraus et al. (2009) , Le Bouquin et al. (2009)
VLTI-PIONIER	0,25 ° à 3° des dérives ont été observées durant certaines nuits, mais des séquences stables à 0,1° ont également été acquises	Absil et al. (2011)
CHARA-MIRC	0,1° à 0,2°	Zhao et al. (2008) ; Zhao et al. (2011)

Masquage de pupille		
Instrument	Précision sur la clôture	Références
VLT-NACO-SAM	0,24° (0,25° pour la référence et 0,33° pour la cible scientifique)	Lacour et al. (2011)

Tableau 4.1 – Meilleures précisions obtenues sur les mesures de clôtures de phase avec les instruments actuels, aussi bien en interférométrie longue base qu'en masquage de pupille

H (UT-7h)	Cible	R_{mag}	α	δ	T_{pose} (ms)	N_{img}	r_0 (cm)
16.10.2011							
19 : 21	Véga	0,07	18h 26' 56''	38° 47' 01''	50	5000	15
19 : 38					100	5000	10
21 : 03	Deneb	1,1	20h 41' 26''	45° 16' 49''	100	4000	12
21 : 25					100	5000	11
00 : 26	β Peg	0,9	23h 03' 46''	28° 04' 58''	150	4000	14
00 : 53					150	5000	13
02 : 17	α Per	1,3	03h 24' 19''	49° 51' 40''	150	5000	12
02 : 44					150	5000	12
03 : 30	Aldebaran	-0,4	04h 35' 55''	16° 30' 33''	50	5000	9
03 : 12					50	5000	11
04 : 42	Elnath	1,7	05h 26' 17''	28° 36' 27''	70	5000	10
06 : 04	β Aur	1,8	05h 59' 32''	44° 56' 51''	50	5000	14
06 : 23					50	5000	18
17.10.2011							
19 : 52	Véga	0,07	18h 26' 56''	38° 47' 01''	50	5000	14
21 : 16	HD188512	3,1	19h 55' 19''	06° 24' 24''	150	5000	13
21 : 44					150	5000	16
23 : 17	β Peg	0,9	23h 03' 46''	28° 04' 58''	200	5000	20
03 : 13	Aldebaran	-0,4	04h 35' 55''	16° 30' 33''	50	5000	15
03 : 29					50	5000	17
19.10.2011							
19 : 28	Véga	0,07	18h 26' 56''	38° 47' 01''	150	5000	21
19 : 55					150	5000	21
21 : 15	HD188512	3,1	19h 55' 19''	06° 24' 24''	150	5000	13
21 : 43					150	5000	11
03 : 22	Aldebaran	-0,4	04h 35' 55''	16° 30' 33''	100	4000	
03 : 44					100	5000	8
06 : 21	β Aur	1,8	05h 59' 32''	44° 56' 51''	300	5000	22

Tableau 4.2 – Liste des sources de référence observées en octobre 2011, avec leur magnitude dans la bande R , leur ascension droite α , déclinaison δ , le temps de pose T_{pose} , le nombre d'images acquises dans la séquence, et une mesure éventuelle du paramètre de Fried r_0 à 550 nm, estimé ponctuellement par le système d'optique adaptative du télescope Shane.

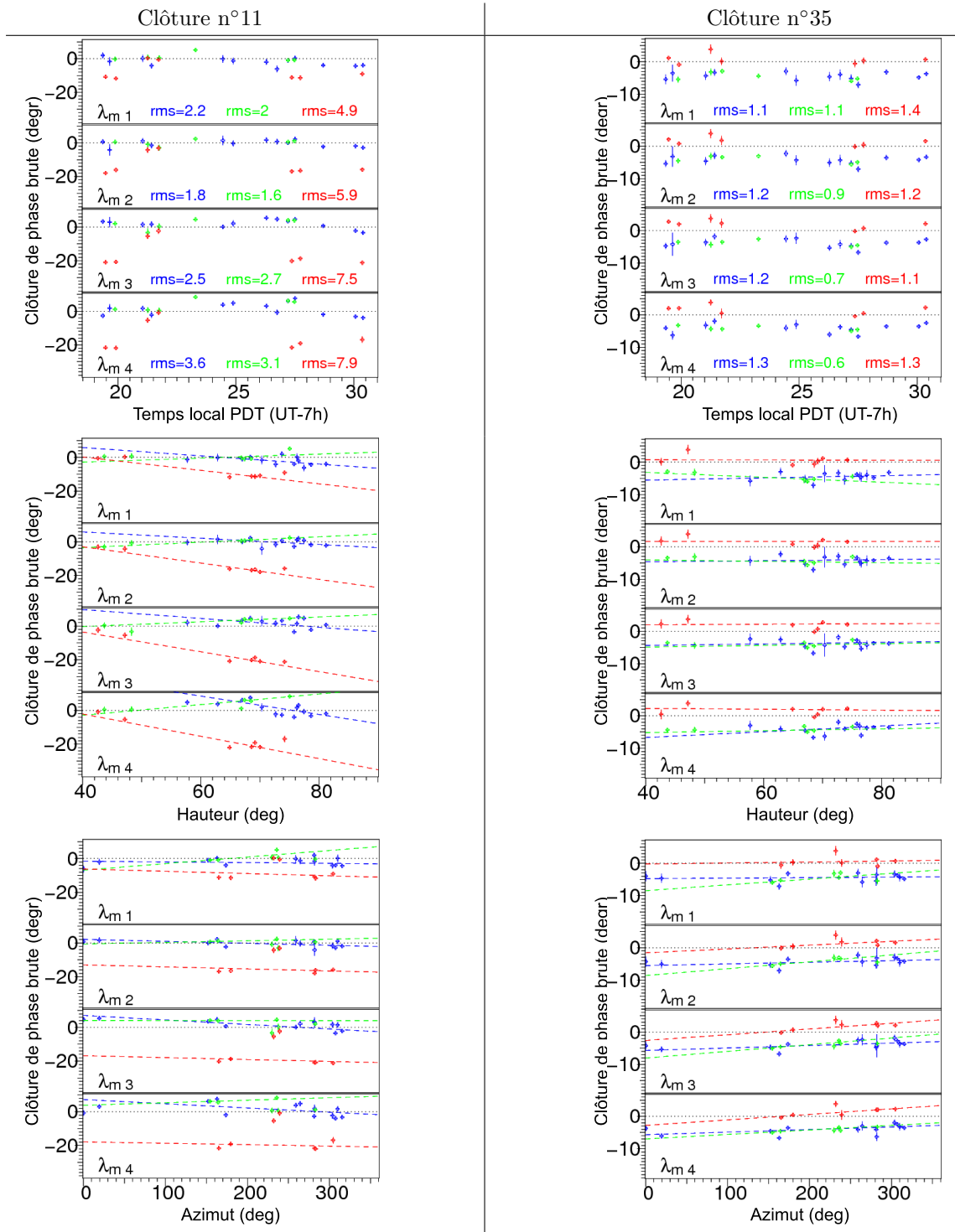


Figure 4.17 – Affichage des clôtures brutes (en degrés) mesurées sur les différentes sources de référence observées lors de la session d'octobre 2011 : celles du 16 octobre en bleu, celles du 17 en vert et celles du 19 en rouge. Les dispersions (rms) sont affichées pour chaque date dans la couleur correspondante. Les clôtures sont représentées en fonction du temps (haut), de la hauteur (milieu), et de l'azimut (bas). Le temps correspond à l'heure locale (PDT, soit UT-7h), et est ici affiché sans remise à 0 après 24h pour la commodité de l'affichage (ainsi 25h = 01h; 26h = 02h etc.). Chaque clôture est représentée en quatre graphes (λ_{m1} , λ_{m2} , λ_{m3} et λ_{m4}), correspondant aux bandes spectrales [600; 660]nm, [660; 720]nm, [720; 780]nm et [780; 850]nm respectivement, sur lesquelles les clôtures ont été moyennées. Les droites en pointillés résultent de l'ajustement linéaire sur les groupes de points pondérés par leur barre d'erreur statistique.

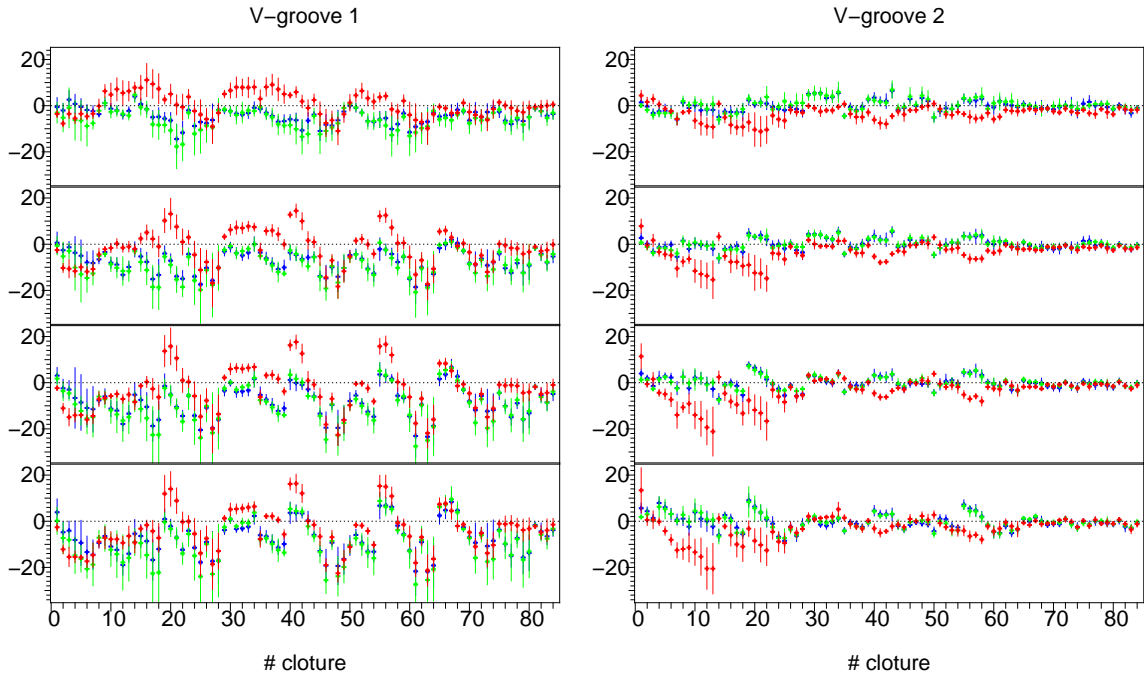


Figure 4.18 – Clôtures de phase brutes moyennes par v-groove et par nuit (en degrés), avec le même code couleur que la figure 4.17, à savoir bleu pour les estimations du 16 octobre 2011, vert pour le 17 octobre et rouge pour le 19 octobre. Les barres d’erreur représentent la dispersion des estimations résultant des différentes sources observées durant la nuit. Les sortes d’oscillations qui semblent apparaître sont dues au fait que deux clôtures successives sont souvent corrélées car elles présentent généralement une base en commun (voir la numérotation des clôtures en annexe A).

Nous avons mené une analyse de ces biais pour les données obtenues lors des observations menées en octobre 2011 à l’observatoire Lick, dont les différentes cibles observées comme références sont reportées dans le tableau 4.2.

4.3.3.1 Biais de clôtures de phase avant étalonnage

Pour simplifier l’analyse des clôtures brutes, nous avons choisi de moyenner les clôtures en regroupant les ~ 190 canaux spectraux selon quatre bandes notées λ_1 , λ_2 , λ_3 et λ_4 correspondant respectivement à $[600; 660]$ nm, $[660; 720]$ nm, $[720; 780]$ nm et $[780; 850]$ nm. Cette moyenne spectrale n’est effectuée qu’aux fins d’analyse des biais, mais n’a pas lieu d’être en général pour les données sur des cibles d’intérêt.

Quelques résultats de clôtures de phase brutes sont reportés sur la figure 4.17 pour les trois dates du 16, 17 et 19 octobre. Les clôtures y sont représentées en fonction de l’heure d’acquisition locale (*Pacific Daylight Time*), et également en fonction de la position de l’objet dans le ciel (repérée en hauteur et azimut). Zhao et al. (2011) avaient effectivement observé une corrélation entre les valeurs de clôture obtenues sur les cibles de référence, et la position de l’objet dans le ciel. Pour mettre cela en évidence dans nos mesures, des droites (en pointillés) ont été ajustées sur les différents groupes de points correspondant à chacune des dates d’observation. L’établissement d’une corrélation des clôtures avec la position de l’objet dans le ciel n’est pas toujours convaincante, mais apparaît tout de même de manière relativement marquée sur la plupart des clôtures. Cela corrobore donc le fait qu’une cible de référence doit être choisie dans le proche voisinage de la source d’intérêt.

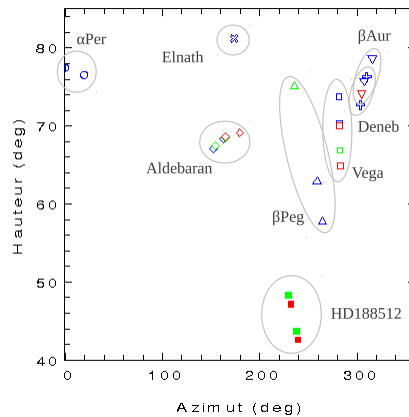


Figure 4.19 – Répartition des cibles de référence dans le ciel, en fonction de l’angle d’azimut et de l’angle de hauteur. Le code couleur repère les observations aux différentes dates : bleu pour le 16 octobre 2011, vert pour le 17 et rouge pour le 19.

Il est intéressant de remarquer que les clôtures brutes du 19 octobre, en rouge, diffèrent sensiblement de celles des 16 et 17 octobre, en bleu et vert respectivement, ce qui est également souligné par les graphes de la figure 4.18 représentant la valeur moyenne des clôtures brutes (84 par v-groove) pour chaque bande spectrale, accompagnée d’une barre d’erreur représentant la dispersion des points. Cette divergence s’explique par le fait que l’alignement des deux voies de recombinaison a été modifié entre temps, suite à un problème survenu la nuit du 18 octobre (perte totale du flux sur le v-groove 1, probablement due à un pointage trop bas sur l’horizon, mais nous n’avons pu identifier de manière certaine la cause de cet incident). Cette constatation confirme que les biais observés dans les données FIRST résultent (au moins en partie) du processus de recombinaison des faisceaux, et notamment de l’alignement. Le fait que les biais bruts des nuits du 16 et 17 octobre soient généralement en accord démontre également que les biais sont stables d’une nuit à l’autre, sous réserve que le montage optique ne soit pas modifié.

Cela suggère également que les corrélations observées avec la position de pointage sont certainement dues aux flexions mécaniques (FIRST étant installé au foyer Cassegrain), qui seraient élastiques et répétables. L’amplitude de la variation est parfois très importante (par exemple la clôture 11 affichée sur la figure 4.17), trop importante pour qu’un problème de polarisation ou de dispersion chromatique en soit l’origine, comme pour les données MIRC étudiées par [Zhao et al. \(2011\)](#). En effet, alors qu’une augmentation de la résolution spectrale de MIRC s’est révélée efficace pour réduire la corrélation entre clôture et hauteur dans le ciel, ici avec les données FIRST, même la pleine résolution spectrale (sans moyenner les clôtures sur les bandes spectrales λ_1 , λ_2 , λ_3 et λ_4 définies plus haut), ne permet pas de réduire la pente que suivent parfois les clôtures en fonction de la hauteur ou de l’azimut.

4.3.3.2 Biais de clôture de phase étalonnée

Afin d’évaluer le biais résiduel, nous procédons à l’étalonnage des cibles de référence entre elles. Nous avons réalisé cette procédure pour plusieurs couples de cibles : notamment Véga et Deneb, cibles que nous avons observées lors de la première lumière (voir le chapitre 2), ainsi que pour le couple Véga et Aldebaran, cibles qui ont été observées chaque nuit du 16, 17 et 19 octobre. Ces couples ont été formés en minimisant leur distance dans le

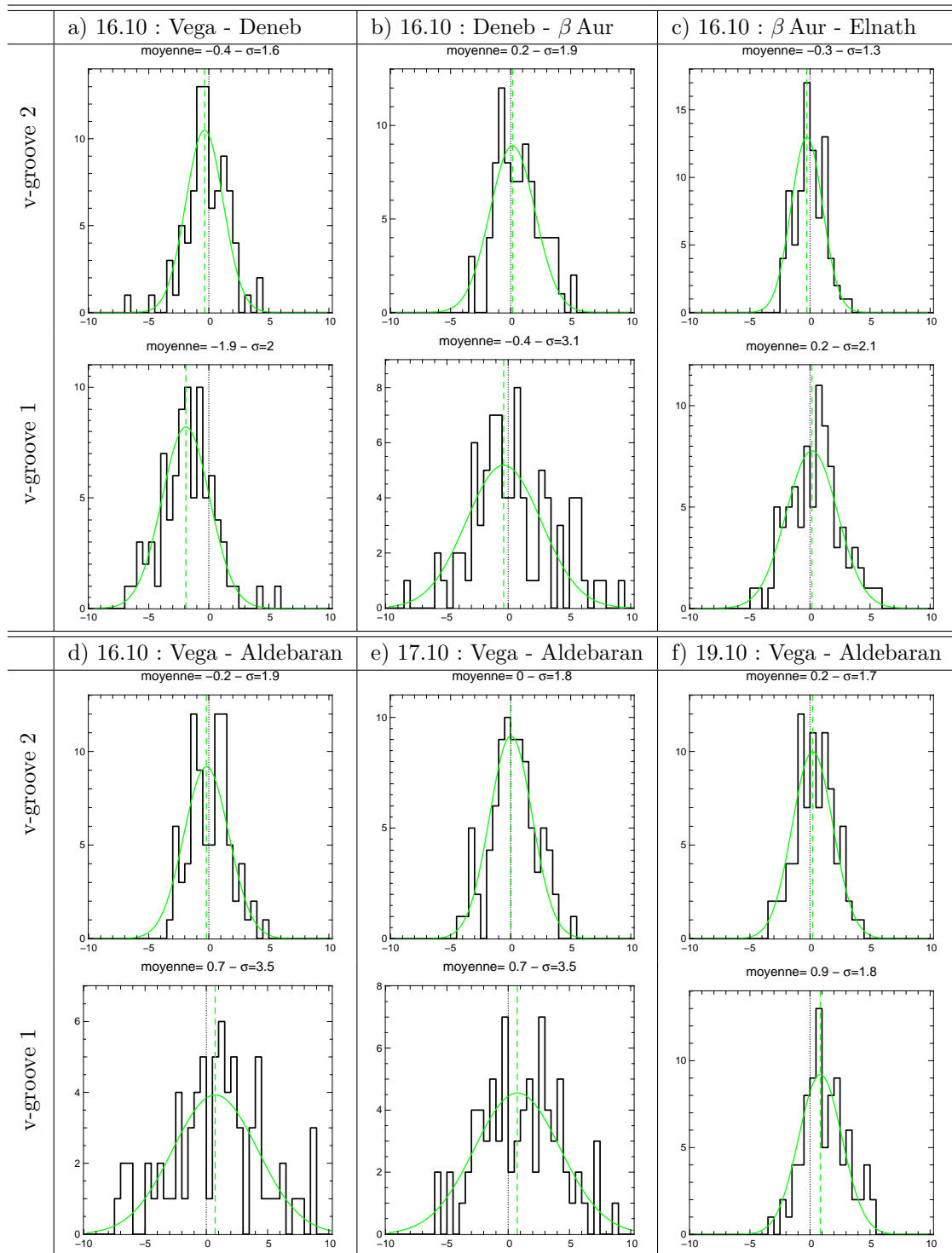


Figure 4.20 – Histogrammes des clôtures de phase étalonées de plusieurs cibles de référence observées la nuit du 16 octobre. Une fonction gaussienne est ajustée sur ces distributions, dont la moyenne et l'écart-type sont indiquées en titre de chaque graphique.

		Nombre de bases	
		36 (FIRST-9)	72 (FIRST-18)
Précision	1°	~130	~190
sur	0,5°	~260	~370
la	0,25°	~520	~760
clôture	0,1°	~1,3.10 ³	~1,9.10 ³

Tableau 4.3 – Estimation de la dynamique (limite de détection à 4σ) en fonction du nombre de bases de FIRST-9 et FIRST-18 et de la précision sur les mesures de clôtures de phase.

ciel (ce qui n'est pas toujours évident car les cibles de référence sont choisies proches des cibles d'intérêt et pas forcément proches entre elles). Les positions des cibles au moment de leur observation sont représentées sur la figure 4.19.

Les résultats sont affichés sur la figure 4.20 sous forme d'histogrammes en fonction de la valeur de la clôture étalonnée, moyennée sur l'ensemble de la bande spectrale. Des fonctions gaussiennes ont été ajustées sur ces distributions afin de pouvoir quantifier la répartition du résidu. On remarque ainsi que le biais résiduel est généralement compris entre -5° et $+5^\circ$. On note une différence notable entre les distributions du v-groove 1 et du v-groove 2, ce dernier présentant des distributions plus piquées autour de 0. Cela pourrait être notamment dû au fait que les biais bruts sont globalement d'amplitude plus importante pour le v-groove 1, comme le montre la figure 4.18.

Si l'on moyenne suffisamment de poses pour réduire l'erreur statistique de nos mesures, le biais résiduel, que l'on interprète comme une erreur systématique, sera finalement limitant. À la lumière des histogrammes de la figure 4.20, on peut obtenir une indication de la limite de détection (à 4σ) qui dépend de l'erreur σ_{CP} sur les clôtures de phase et du nombre de bases. Pour FIRST-9 et FIRST-18, cette relation, déjà évoquée au chapitre 1, peut être décrite ainsi :

$$Dn_{4\sigma} [\text{FIRST-9}] \approx \frac{130}{\sigma_{CP}} \quad \text{et} \quad Dn_{4\sigma} [\text{FIRST-18}] \approx \frac{185}{\sigma_{CP}} \quad (4.33)$$

Quelques correspondances sont reportées dans le tableau 4.3.

Ces relations sont normalement valables lorsque la couverture en fréquences spatiales est homogène et que les mesures sont limitées par le bruit de photon. Cette dernière hypothèse n'est donc pas remplie dans le cas présent où des erreurs systématiques affectent nos mesures. On peut tout de même en déduire une estimation grossière de la dynamique, en assignant à σ_{CP} la valeur du biais résiduel. En considérant par exemple l'écart-type moyen des distributions des biais (figure 4.20), soit $2,2^\circ$ ($1,7^\circ$ pour l'un des v-grooves et $2,7^\circ$ pour l'autre), cela conduit à une dynamique inférieure à la centaine. Cependant cette estimation est sans doute pessimiste dans la mesure où un nombre non négligeable de clôtures présentent un biais résiduel inférieur au degré (ce qui est le cas en particulier de 44% des clôtures du second v-groove). Il est donc peut être plus légitime d'avancer que l'erreur est en moyenne inférieure à 2° , et que cela correspondrait approximativement à une dynamique de l'ordre de la centaine.

Cependant, ces considérations restent à ce stade relativement imprécises et surtout très hypothétiques. Des simulations de détection de faibles compagnons, dans des conditions plus réalistes (avec des biais distribués comme mesuré précédemment), seraient certainement plus adéquates pour définir la limite de détection. Cela permettrait de surcroît

de pouvoir prendre en compte le fait que FIRST dispose aussi d'un spectromètre, ce qui apporte une information spectrale mais augmente d'une certaine manière l'espace des fréquences spatiales sondées. Nous n'avons cependant pas encore eu le temps de mener une telle étude, ayant jusqu'à présent privilégié l'analyse des données acquises sur le ciel.

4.4 Conclusion

Au cours de ma thèse, j'ai donc écrit tout le programme de traitement de données FIRST, dont le cœur s'appuie sur la méthode *P2VM* (*Pixel to Visibility Matrix*) développée initialement pour AMBER. Chaque étape de la procédure de réduction a été pensée pour être le plus automatique possible dans l'optique de pouvoir traiter efficacement la grande quantité de données acquises avec FIRST-18 durant six missions d'observations réparties entre juillet 2011 et juillet 2013.

On a pu voir au cours de la description de la procédure que les étapes d'étalonnage sont essentielles. À commencer par l'étalonnage de la longueur d'onde, qui est notablement améliorée par l'utilisation d'une lampe à raies d'émission au lieu de l'exploitation des raies/bandes présentes dans le spectre. On a également décrit la procédure d'étalonnage de la matrice *P2VM*, qui nécessite dans notre cas, d'évaluer les fréquences spatiales, ainsi que les enveloppes individuelles de chaque faisceau. L'amélioration de cette procédure, vers une mesure directe des fonctions de base, comme dans AMBER, pourrait faire l'objet d'éventuels développements futurs.

Enfin, nous avons également mené une analyse concernant les erreurs systématiques présentes dans les mesures de clôtures de phase, sujet généralement épineux... Nous avons effectivement vu que les biais bruts avant étalonnage sont importants, et peuvent atteindre 10 voire 20°. Ceux-ci sont sans aucun doute d'origine instrumentale et ne peuvent être dus au bruit de photons, qui d'après nos simulations ne peuvent induire des biais aussi importants. Il nous a donc paru légitime dans un premier temps de ne pas prendre en compte le biais dû au bruit de photons, qui nécessite par ailleurs de connaître précisément les caractéristiques du détecteur. Les biais sont donc traités de manière classique par comparaison à une cible de référence. Les résidus de cette procédure sont évalués à quelques degrés, ne permettant pour l'instant qu'une dynamique de l'ordre de la centaine en considérant un critère à 4σ . Par la suite, on peut espérer que l'amélioration de la stabilité mécanique de l'instrument permettra de réduire ces biais résiduels et donc d'accroître sensiblement les performances de détection.

Chapitre 5

Caractérisation de systèmes binaires

L'observation des systèmes binaires constitue un moyen assez simple de pouvoir caractériser les performances d'un imageur, car cela permet de tester le pouvoir de résolution angulaire et la dynamique. Ce type d'objet a donc constitué le cœur de notre première campagne d'observations menées à l'Observatoire Lick.

Par ailleurs, les systèmes binaires sont un sujet d'étude essentiel pour contraindre précisément les paramètres stellaires et mieux comprendre les mécanismes de formation stellaire. Dans ce cadre, nous verrons que FIRST peut fournir des données précieuses aussi bien astrométriques que spectrales en donnant accès au rapport de flux sur une bande spectrale allant de 600 à 850 nm avec une résolution d'environ 300.

Dans ce chapitre, nous allons donc commencer par une présentation générale des différents types d'observations de systèmes binaires et ce que leur étude peut apporter, notamment pour contraindre les modèles d'évolution stellaire, mais aussi pour déterminer les masses. Puis nous présenterons l'analyse détaillée que nous avons menée concernant l'étoile double bien connue Capella observée avec FIRST. Cela consiste à ajuster un modèle de système binaire sur les clôtures de phase mesurées afin d'en extraire les paramètres du système que sont la position du compagnon et le spectre de rapport de flux.

5.1 L'observation des systèmes binaires

Les systèmes binaires, voire multiples, se révèlent être très nombreux au sein de la population d'étoiles, ce qui constitue un paramètre non négligeable à prendre en compte dans les modèles de formation stellaire. Ils sont de plus des objets d'un intérêt majeur car ils constituent l'un des seuls moyens *directs* dont on dispose pour accéder aux paramètres fondamentaux des étoiles. La masse est notamment un paramètre critique dont découlent les autres propriétés de l'étoile.

L'observation des systèmes binaires connaît donc un intérêt toujours croissant. Comme nous allons le détailler ci-après, il est amusant de noter que la classification des binaires s'est faite en fonction du type d'observation utilisé pour les détecter, chacun fournissant des informations légèrement différentes sur les paramètres du système.

5.1.1 Terminologie : une classification par l'observation

Les différents types de binaires se distinguent non par des propriétés physiques, mais par le type d'observation utilisé pour les détecter (qui est plus ou moins lié aux propriétés géométriques et de luminosité).

Les premières binaires détectées le furent à l'œil nu, et ensuite sur des images (plaques photographiques, puis CCD). Elles sont donc appelées **binaires visuelles** car les deux composantes sont observées. Cependant, il arrive que l'on ne détecte pas le compagnon visuellement, car trop peu lumineux et/ou trop proche de son étoile hôte. On pourra alors détecter le mouvement de l'étoile primaire induit par le compagnon (définie comme la plus brillante des deux), ou encore mouvement réflexe dû à l'interaction gravitationnelle entre les deux objets. Ces binaires sont alors appelées **binaires astrométriques**.

Un tout autre type de détection est permis par l'analyse du spectre. Le spectre d'un système binaire est le composite des deux spectres stellaires : on peut alors observer deux systèmes de raies d'absorption, décalées l'un par rapport à l'autre à cause de l'effet Doppler. En effet, dans leur mouvement autour du centre de masse du système, chacune des deux étoiles se rapproche et s'éloigne de nous à tour de rôle. Les deux systèmes de raies sont donc décalés et se déplacent dans le spectre de manière périodique. Si le compagnon est cependant trop faible pour contribuer suffisamment au spectre, on pourra tout de même détecter la variation de position du système de raies du primaire et ainsi en déduire la binarité du système. On appelle alors ces systèmes des **binaires spectroscopiques** de type 1 (SB1) ou 2 (SB2), suivant que l'on détecte un seul ou les deux spectres.

La photométrie permet également de détecter un certain type de binaires : celles dont la géométrie de l'orbite permet que les deux composantes s'occulent tour à tour. On parle alors de **binaires à éclipse**. Ce type-ci est par définition plus rare, puisque cela nécessite que le système soit vu par la tranche.

Cependant une classification plus physique existe également, dont le critère s'appuie sur la distance entre les deux étoiles relativement à leurs dimensions propres. On distingue effectivement les systèmes détachés, où les deux composantes sont suffisamment distantes pour évoluer indépendamment, des systèmes à contact ou semi-détachés. Dans les deux derniers cas, chacune des deux étoiles (contact), ou seulement l'une (semi-détaché), remplit son lobe de Roche, laissant place à un possible transfert de masse. Cette classification est donc utilisée surtout lorsqu'il s'agit de systèmes très serrés, puisque la plupart des systèmes connus sont détachés. Enfin, il existe également des systèmes un peu extrêmes comportant un objet compact (naine blanche ou étoile à neutrons), connaissant des épisodes violents, connus sous le nom de novæ, comme dans le cas des binaires X et des variables cataclysmiques.

Cependant, on note toutefois que même si les binaires à éclipse, visuelles et spectroscopiques se différencient par la méthode de détection, on peut leur associer certaines propriétés physiques qui y sont liées. Ainsi, les binaires visuelles sont typiquement des couples de séparation angulaire plus importante, alors que les binaires à éclipse et spectroscopiques sont généralement plus serrées et donc de période orbitale plus courte. Ce biais observationnel explique également pourquoi les binaires à éclipse sont généralement aussi des binaires spectroscopiques.

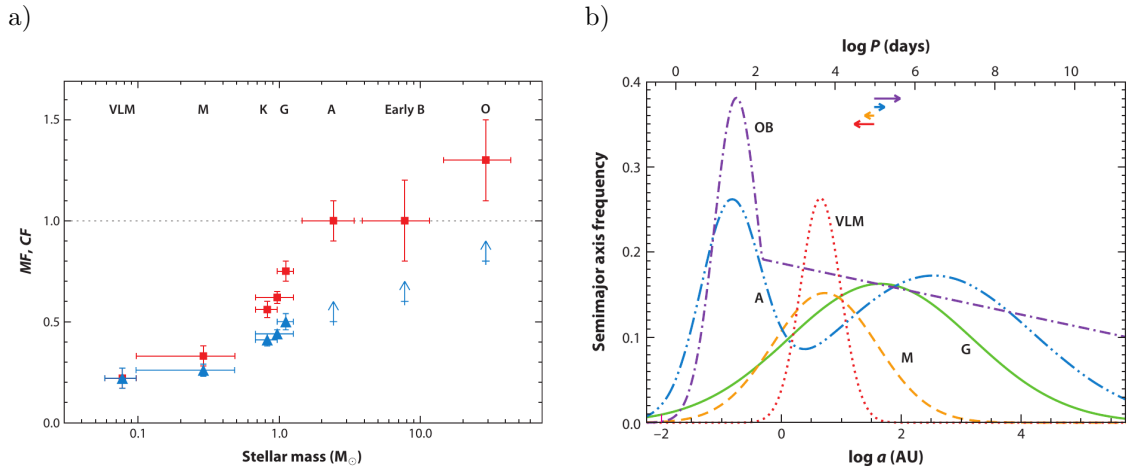


Figure 5.1 – Proportions des systèmes binaires et/ou multiples en fonction de deux paramètres stellaires, tels que récapitulés par [Duchêne & Kraus \(2013\)](#). a) Fraction des systèmes multiples d'une population donnée (*MF* pour multiplicity frequency, en bleu) et nombre moyen de compagnons par étoile pour une population donnée (*CF* pour companion frequency, en rouge) en fonction de la masse du primaire. Les différentes catégories de masses sont indiquées par leur type spectral correspondant (M, K, G, A, B et O), VLM correspondant aux objets de très faible masse. b) Distributions schématiques des séparations (demi-grand axe de l'orbite) pour les différentes catégories de masse. L'axe horizontal du haut indique la période orbitale correspondante pour les systèmes de type solaire, l'axe devant être décalé suivant les flèches indiquées pour les autres catégories de masse.

5.1.2 Systèmes binaires et formation stellaire

Les systèmes binaires, voire multiples, sont des objets courants, comme le démontrent les études menées depuis plusieurs décennies sur différents types de population d'étoiles. Ainsi [Mathieu \(1994\)](#) constate que le taux de systèmes binaires et multiples est élevé dès le stade de pré-séquence principale, suggérant donc que ces systèmes sont un produit courant du processus de formation stellaire. La revue de [Duchêne & Kraus \(2013\)](#) donne un aperçu complet et détaillé des tendances que l'on peut dégager à partir des systèmes multiples recensés à ce jour. On observe par exemple que la fréquence des étoiles de la séquence principale possédant un (ou plusieurs) compagnons augmente avec la masse stellaire : d'environ 22% pour les étoiles de très faible masse et naines brunes ([Allen, 2007](#)), 44% (dont 33% de binaires) pour les étoiles de type solaire ([Raghavan et al., 2010](#)), et jusqu'à 80% pour les étoiles les plus massives (type O). Cette tendance est représentée sur la figure 5.1-a. Ce type de considération statistique, dont un autre exemple est donné avec les distributions de séparation sur la figure 5.1-b, est particulièrement utile pour tester les modèles théoriques de formation stellaire qui doivent être en mesure de reproduire ces observations. Des indications précieuses sont ainsi apportées par la distribution des paramètres stellaires des systèmes binaires que sont les masses et le demi-grand axe, mais également l'excentricité, la période et le rapport des masses.

Les mécanismes de formation stellaire sont relativement bien connus en ce qui concerne une étoile isolée. [Shu et al. \(1987\)](#) détaille le processus physique à l'origine de la formation d'une étoile : un nuage de gaz initialement en équilibre commence à se contracter lorsque l'effet de la gravité commence à l'emporter sur les autres forces qui maintenaient l'équilibre (la pression engendrée par un champ magnétique par exemple), devenant de plus en plus dense en son centre et conduisant à un cœur moléculaire dense. Puis l'instabilité est atteinte

et c'est l'effondrement, la densité et la température augmentent rapidement, engendrant alors la proto-étoile. De la matière provenant de l'enveloppe et du disque entourant le cœur continue de s'accréter vers le centre, tandis qu'un vent stellaire en éjecte une partie que l'on détecte sous forme d'un flot bipolaire. Lorsqu'une grande partie de la masse du nuage s'est accrétée au centre, on est alors en présence d'une étoile de pré-séquence principale, c'est-à-dire qui n'a pas encore commencé la combustion de l'hydrogène (phase T Tauri). Puis lorsque celle-ci commence, l'étoile entre sur la séquence principale et suivra une évolution qui dépend principalement de sa masse.

Comme l'explique [Tohline \(2002\)](#) dans sa revue consacrée à l'origine des étoiles binaires, produire un système double n'est cependant pas aussi simple car cela nécessite de briser la symétrie sphérique du système et requiert donc l'intervention d'autres mécanismes. Actuellement, le modèle théorique qui produit statistiquement le plus de modèles binaires et multiples repose sur le mécanisme de fragmentation du cœur préstellaire, conduisant à la formation de multiples embryons d'étoiles (par exemple [Bonnell et al., 1991](#)). Alors que les simulations de ce processus se révèlent être même trop efficaces comparé aux distributions observées ([Goodwin & Kroupa, 2005](#)), et ce d'autant plus que la turbulence est importante au sein du nuage, il apparaît nécessaire d'introduire des phénomènes physiques tels que le transfert radiatif et l'effet du champ magnétique qui ont tendance à freiner la fragmentation ([Bate, 2012](#); [Myers et al., 2013](#), par exemple). Ces phénomènes n'ont été intégrés que récemment dans les modèles, car très demandeurs en puissance de calcul. Le mécanisme de fragmentation peut également se produire après l'effondrement du nuage, au sein d'un disque circumstellaire gravitationnellement instable ([Bonnell, 1994](#)).

Enfin, un système double ou multiple peut lui même suffire à contraindre les modèles stellaires, sans aller jusqu'aux considérations statistiques. En effet, on peut supposer que toutes les composantes du système ont même âge et même composition, ce qui est raisonnable dans la mesure où elles se sont probablement formées à partir du même nuage de gaz initial. Cependant, les masses et donc les stades d'évolution sont en général différentes, contrainte qu'un modèle d'évolution stellaire doit être en mesure de reproduire. Le système quadruple GG Tau par exemple, formé de deux binaires T Tauri, présentent des masses variant quasiment d'un facteur 20, que les modèles d'évolution stellaire ne reproduisent pas encore complètement ([White et al., 1999](#)). Le système Capella, que nous aborderons plus en détail dans la partie suivante, est un autre exemple un peu particulier puisque les masses des deux composantes sont très proches.

Mener des programmes d'observation centrés sur les systèmes binaires, afin d'en déduire les paramètres stellaires, est donc d'un intérêt crucial pour tester les théories de formation stellaire.

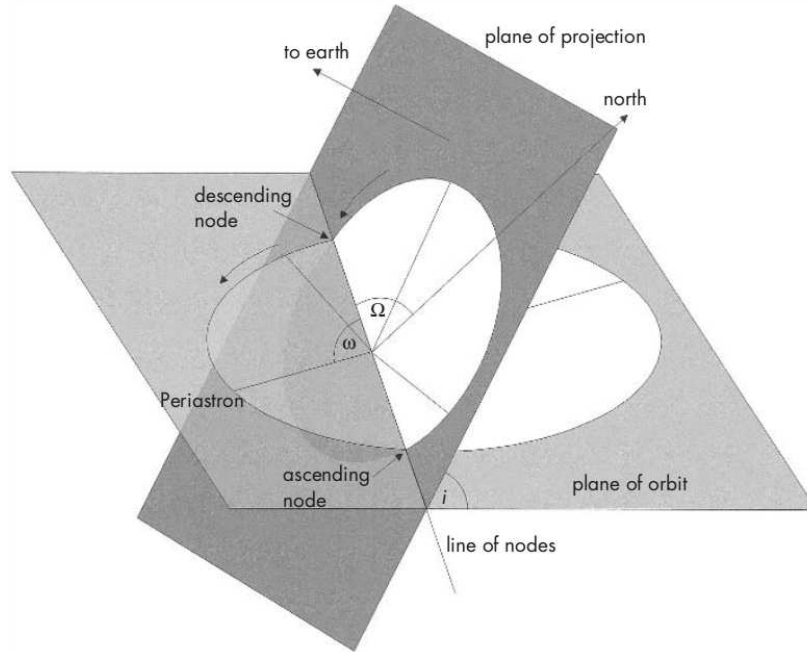


Figure 5.2 – Illustration des paramètres qui caractérisent l’orbite apparente d’un système binaire : l’inclinaison i , l’angle entre le nœud et le périastre ω , l’angle repérant la position du nœud ascendant par rapport à la direction du Nord céleste Ω . Figure tirée de [Alzner & Argyle \(2012\)](#).

5.1.3 Détermination de la masse stellaire

Les systèmes binaires fournissent le seul moyen *direct* d’estimer la masse stellaire, paramètre fondamental d’une étoile, notamment concernant son évolution. En effet, en mesurant l’interaction gravitationnelle des deux composantes, on peut les « peser » en s’appuyant sur le fait que les orbites décrites sont képlériennes. Une telle mesure est inaccessible dans le cas d’une étoile isolée.

5.1.3.1 Cas des binaires visuelles

Les binaires visuelles donnent accès à la mesure de l’orbite du système que l’on définit par le demi-grand axe a , l’excentricité e , la période de révolution P et la date du passage au périastre T_0 . L’orbite que l’on mesure est généralement celle du mouvement relatif de l’une des deux composantes par rapport à l’autre (on place usuellement la plus brillante à l’origine du repère). En réalité, les deux composantes suivent un mouvement elliptique ou circulaire autour du centre de masse du système (barycentre) défini par les demi-grands axes a_1 et a_2 liés par la relation : $a_1 M_1 = a_2 M_2$ où M_1 et M_2 sont les masses de chacune des composantes. La troisième loi de Kepler permet alors de relier demi-grand axe, période et masses :

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G}{4\pi^2} (M_1 + M_2) \quad (5.1)$$

où $a = a_1 + a_2$ et G représente la constante de gravitation.

L’estimation du demi-grand axe et de la période donne donc directement une indication de la masse totale du système. Cependant, il est à noter que l’orbite que l’on observe n’est pas directement l’orbite vraie, mais l’orbite apparente, projection de l’orbite vraie sur le plan du ciel (plan perpendiculaire à la ligne de visée). Comme illustré sur la figure 5.2,

l'angle entre les deux plans (du ciel et de l'orbite vraie) est l'inclinaison, notée i , variant entre 0° (vu de face, tournant en sens direct) et 180° (vu de face, tournant en sens inverse), 90° correspondant à un système vu par la tranche. Par des considérations géométriques (détermination du cercle principal de l'ellipse correspondant à l'orbite vraie), il est possible de remonter à cet angle, donnant alors accès au demi-grand axe de l'orbite vraie. Il reste cependant une ambiguïté que l'on ne peut lever en analysant l'orbite apparente seule : une inclinaison i ($< 90^\circ$) et $180^\circ - i$ aboutissent à la même orbite apparente. Autrement dit, il est impossible de différencier les nœuds ascendant et descendant (intersections de l'orbite avec le plan du ciel croisés respectivement en s'éloignant et en se rapprochant du Soleil).

De plus, il est également à noter que les longueurs qui entrent en jeu sont les longueurs réelles, non les distances angulaires, et qu'il est donc nécessaire de connaître la distance du système, obtenue par exemple par une mesure de la parallaxe. Le catalogue Hipparcos fournit de telles mesures pour un très grand nombre d'étoiles avec une précision de l'ordre de la milliseconde d'angle, mais toutes ne sont pas répertoriées. Bientôt, la mission Gaia (lancement prévu au second semestre 2013) complétera largement ce relevé.

Accéder à la masse individuelle de chaque composante requiert cependant une mesure complémentaire consistant à identifier leur mouvement relatif au centre de masse du système, donnant alors accès au rapport des masses. Différents types de mesures peuvent apporter l'information complémentaire nécessaire. Par exemple, des mesures astrométriques, relativement à des étoiles du fond (Hershey & Taff, 1998), permettent d'identifier directement la position du centre de masse. Dans certains systèmes triples ou d'ordre plus élevé, on peut déduire la position du centre de masse du système le plus serré, en supposant le mouvement des autres composantes plus distantes et plus lentes comme linéaire, ou quadratique (par exemple Duchêne et al., 2006). Enfin, une mesure spectroscopique complémentaire peut également permettre d'accéder aux masses individuelles, comme nous allons le voir juste après.

5.1.3.2 Cas des binaires spectroscopiques

L'analyse du décalage d'une raie dans un spectre stellaire indique que l'étoile est en mouvement suivant la ligne de visée. En effet, l'effet Doppler prédit pour une raie émise à la longueur d'onde λ_0 un décalage $\Delta\lambda$ qui s'exprime $\Delta\lambda = \lambda_0 v/c$, où v correspond à la vitesse de l'objet projetée suivant la direction d'observation, et c la célérité de la lumière dans le vide. On peut ainsi, à partir des variations de position des raies dans le spectre établir un graphe de vitesse radiale pour l'une ou les deux composantes, selon qu'il s'agisse d'une SB1 ou SB2. Il s'agit de deux courbes en opposition de phase, généralement exprimée en km/s. Comme mentionné précédemment, ce type de mesure fournit l'information nécessaire pour lever l'ambiguïté de la position du nœud ascendant.

Lorsque l'orbite est circulaire et d'inclinaison $i = 90^\circ$, les courbes de vitesses radiales sont sinusoïdales, et le raisonnement est assez direct pour remonter aux masses. Les vitesses linéaires des deux composantes, données par les demi-amplitudes v_1 et v_2 , sont en effet constantes et sont reliées à la période P et au rayon de chaque orbite a_1 et a_2 : $2\pi a_1/P = v_1$ et $2\pi a_2/P = v_2$. On peut donc directement en déduire le rapport des masses :

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{a_1}{a_2} = \frac{v_1}{v_2} \quad (5.2)$$

La 3^{ème} loi de Kepler donnée par l'équation 5.1 dans le cas de l'observation astrométrique du système, fournit alors une seconde équation sur la somme des masses, ce qui

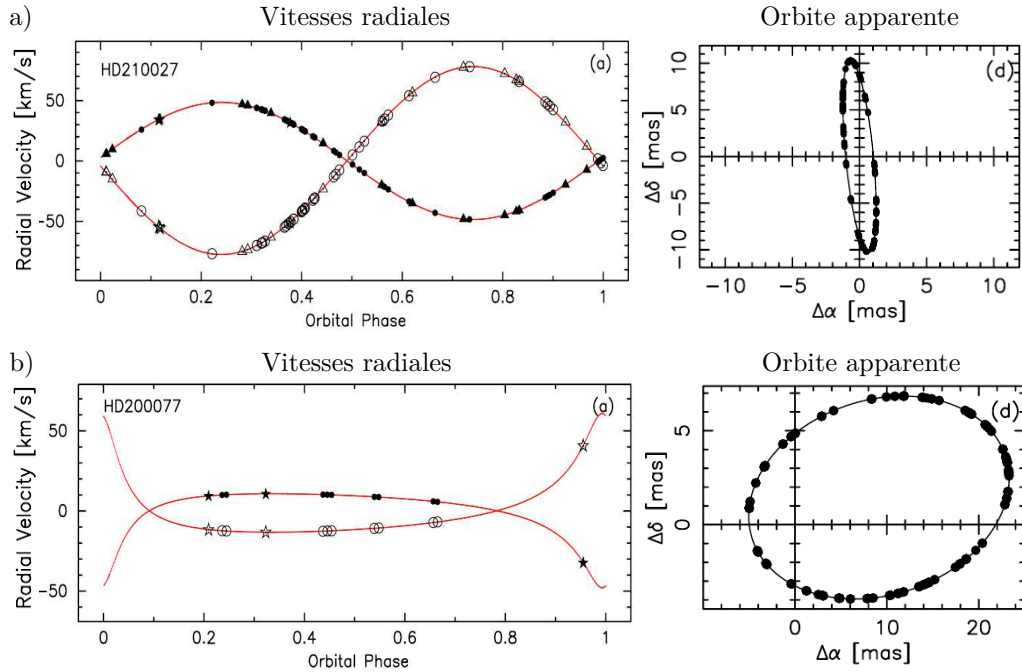


Figure 5.3 – Exemples de mesure de vélocimétrie radiale tirés de [Konacki et al. \(2010\)](#). a) Binaire HD210027 (ι Peg) d'orbite quasi-circulaire et b) binaire HD200077 d'excentricité $e = 0,7$. Les mesures de vitesse radiale à gauche proviennent de données obtenues avec Keck/HIRES (cercles), Shane/CAT/Hamspec (triangles) et TNG/Sarg (étoiles). À droite sont représentées les orbites apparentes résultant du meilleur ajustement effectué sur les mesures de vitesse radiale et de visibilités carrées obtenues au Palomar Testbed Interferometer (PTI). Les points sur l'orbite ne sont pas des points de mesures mais représentent la portion d'orbite couverte par les mesures interférométriques.

permet de résoudre le système :

$$M_1 = \frac{P}{2\pi G} v_2 (v_1 + v_2)^2 \quad \text{et} \quad M_2 = \frac{P}{2\pi G} v_1 (v_1 + v_2)^2 \quad (5.3)$$

On note que les deux courbes de vitesse sont nécessaires pour estimer les masses de chacune des composantes.

Lorsque l'inclinaison n'est pas de 90° , la situation est cependant moins simple, et les vitesses mesurées ne correspondent pas directement aux vitesses linéaires, mais à leur projection sur la ligne de visée. On mesure donc $K_1 = v_1 \sin i$ et $K_2 = v_2 \sin i$, et non directement v_1 et v_2 , ce qui se répercute par un facteur $\sin^3 i$ sur les masses. On ne peut dans ce cas parler de bornes inférieures pour chacune des masses. De plus, lorsque l'orbite est elliptique, les courbes de vitesses radiales ne sont plus sinusoïdales mais présentent une forme dépendant des paramètres d'excentricité et de l'angle ω définissant la position du périastre.

5.1.3.3 Cas des binaires à éclipse

Les binaires à éclipse sont détectées par leur courbe de lumière qui varie périodiquement dans le temps. L'étude de cette courbe est très riche en information. Ce type de binaire est cependant le plus rare car il nécessite d'observer le système par la tranche, ce qui est statistiquement moins probable que toutes les autres configurations réunies.

Bien souvent ces binaires sont également spectroscopiques : la levée de l’ambiguïté sur l’inclinaison (estimée à 90° de part la géométrie du système) permet alors d’avoir accès aux masses des deux composantes grâce aux mesures de vitesses radiales (à supposer que la binaire soit une SB2). De plus, la connaissance des vitesses par spectroscopie fournit également un moyen d’estimer les rayons linéaires des deux composantes en chronométrant les durées de chaque éclipse (lorsque la composante A passe devant B, et inversement). Cette méthode fut pendant longtemps le seul moyen de mesurer des rayons stellaires, jusqu’à ce que l’interférométrie longue base fournisse la résolution angulaire nécessaire (Ligi et al., 2012; Boyajian et al., 2012, à CHARA par exemple).

À noter également que le profil des minima de flux permet d’estimer le rapport des températures effectives. En effet, la variation du flux pour chacune des deux éclipses provient dans les deux cas d’une même surface : celle de la plus petite des composantes. Ainsi, si l’indice 1 se rapporte à la plus grande des composantes ($R_1 > R_2$), la profondeur de chaque éclipse donne l’information suivante :

$$\begin{cases} \Delta E_1 = (E_{\text{tot}} - E_1) \propto \pi R_2^2 \sigma T_1^4 & \text{lorsque 2 passe devant 1} \\ \Delta E_2 = (E_{\text{tot}} - E_2) \propto \pi R_2^2 \sigma T_2^4 & \text{lorsque 1 passe devant 2} \end{cases} \quad (5.4)$$

Ainsi le rapport des profondeurs en flux de chaque éclipse permet d’estimer le rapport des températures effectives T_1 et T_2 .

Comme on a pu le voir, la combinaison des observations de différents types est indispensable pour accéder aux masses individuelles : l’inclinaison i peut être déterminée si l’orbite astrométrique est connue, ou s’il s’agit d’une binaire à éclipse. Cela peut alors conduire à des estimations précises des paramètres physiques de chaque composante. Ainsi, l’ajustement d’une orbite en exploitant à la fois des données de vélocimétrie radiale très précises (notamment poussées par les campagnes de recherche de compagnons planétaires) et des données astrométriques obtenues par interférométrie, permet à Konacki et al. (2010) d’atteindre une précision exceptionnelle de 0,06% sur l’estimation des masses du système binaire HD210027 (voir figure 5.3).

5.1.4 L’apport d’un instrument tel que FIRST

5.1.4.1 Des outils pour la caractérisation

Comme nous allons le montrer un peu plus loin sur l’exemple concret de l’analyse des observations du système Capella, les données FIRST combinent résultats astrométriques et rapport de flux spectral à une résolution maximale d’environ 300 dans la bande 600-850 nm. Cela représente donc une information riche qui peut permettre la caractérisation de systèmes peu connus, notamment concernant leur orbite (sous réserve de disposer de mesures de parallaxe *Hipparcos*), et des paramètres stellaires comme les températures effectives. Un instrument tel que FIRST, c’est-à-dire imageur à haute résolution angulaire et à haute dynamique, peut donc apporter un gain en détectabilité des binaires à fort contraste (compagnons de faible masse autour d’étoiles de type solaire ou de masse intermédiaire par exemple).

5.1.4.2 Sonder le désert des naines brunes

Cela peut se révéler par exemple intéressant pour sonder ce que l’on appelle le « désert des naines brunes » (Marcy et al., 2000; McCarthy & Zuckerman, 2004; Metchev &

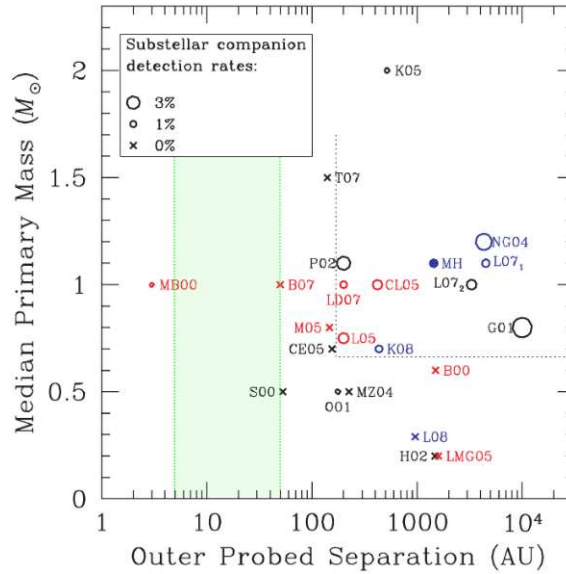


Figure 5.4 – Résultats de plusieurs programmes d’observation d’imagerie directe concernant la détection des naines brunes en tant que compagnons. Ce graphe a été adapté de la figure 13 tirée de [Metchev & Hillenbrand \(2009\)](#). Chaque symbole correspond à une référence telle que listée dans le tableau 12 du même article. À noter que le symbole MB00 se rapporte à [Marcy & Butler \(2000\)](#) portant sur la détection par vélocimétrie radiale, et non par imagerie directe, mais a été tout de même tracé pour comparaison. La zone verte met en évidence la région de séparations peu accessibles par les techniques classiques d’imagerie directe.

[Hillenbrand, 2009](#)), ainsi dénommé à cause de la rareté des compagnons de faible masse détectés autour des étoiles de type solaire, comparé à leur grand nombre évoluant de manière isolée. Le taux de compagnons naines brunes n’a effectivement pas encore été sondé sur toute la gamme des séparations possibles. La méthode de vélocimétrie radiale tend à détecter les binaires serrées, voire très serrées à quelques unités astronomiques (UA) de séparation (typiquement ≤ 5 UA ; [Marcy & Butler, 2000](#)), et les techniques d’imagerie directe à fort contraste (optique adaptative, coronagraphie) permettent de détecter des compagnons plus éloignés de l’étoile centrale (typiquement ≥ 50 UA). Cela est illustré sur la figure 5.4 tirée de [Metchev & Hillenbrand \(2009\)](#), qui rassemble les données de plusieurs programmes d’observation d’imagerie directe. La plupart de ces résultats indiquent une fréquence de moins de 3% pour des compagnons naines brunes, ce qui constitue un déficit significatif comparé aux compagnons stellaires (voir le paragraphe 5.1.2).

Un instrument tel que FIRST travaillant aux longueurs d’onde visibles sur un télescope de 3 m, et permettant d’atteindre de hautes dynamiques (10^5 à terme) à la limite de diffraction, donnerait ainsi accès aux distances intermédiaires peu sondées jusqu’à présent : avec une résolution angulaire de 50 mas, cela permettrait par exemple de sonder les séparations entre 5 UA et 20 UA pour les étoiles de notre environnement proche à une distance d’environ 100 pc.

5.1.4.3 Le programme d’observations de FIRST à l’observatoire Lick

Les performances de la version de FIRST actuelle ne permettant pas, pour le moment, d’observer de compagnons tels que les naines brunes, le premier programme d’observations de FIRST-18 fut centré sur l’observation de systèmes binaires à moins fort contraste. La

liste des binaires observées au cours des différentes missions, conduites entre octobre 2011 et décembre 2012, est reportée dans le tableau 5.1. À noter que les données acquises en juillet 2011 ne sont pas recensées, car même si cette mission fut un succès concernant les premières franges de FIRST-18, elle fut également parsemée d'un certain nombre de problèmes techniques, dont notamment un souci avec la caméra *Hamamatsu* qui refusait de fonctionner correctement sous *Labview* (en conséquence, les données sont d'ailleurs sauvées en un format spécifique, et non en format fits).

Comme nous allons le voir dans la partie suivante, bien que ces binaires soient toutes plus ou moins connues, les observations conduites avec FIRST peuvent néanmoins apporter des contraintes supplémentaires sur les paramètres de ces systèmes et mener à d'intéressantes conclusions astrophysiques. En témoigne le premier exemple que nous avons traité et qui fait l'objet de la partie suivante : le système extrêmement bien connu Capella (α Aur).

Objet	Magnitude	Différence de magnitude	Séparation à date d'observation (mas)	Détection
α And	V=2,1 ; R=2,1	dV \sim 0,2	11	
α Equ	V=3,95		11	
ϵ Aql	V=4		12	
β Her	V=2,79		14	-
α Leo	V=1,4		14	
HD28319	V=3,4	dV \sim 1,5	17	
σ Her	R=4,2	dV \sim 3,5	32	
η Peg	V=2,95 ; R=2,31	$\Delta m_{800\text{nm}}=3,61^1$	37/41	+
η Boo	V=2,68 ; R=2,3		39	
α Oph	V=2,1	dV \sim 3	42	-
α Aur	V=0,1 ; R=0,4	dV \sim 1	42/56	+
ζ Dra	V=3,7	dV \sim 1,1	45	-
δ Sge	V=3,82	dV \sim 0,7	48/55	-
\omicron And	V=3,63		65	
β CrB	V=3,68 ; R=3,50	dV \sim 1,5	69/84	+
β Per	V=2,12	dV \sim 2,5	78/89	+
μ Boo	R=4,1		86	
χ Dra	V=3,58 ; R=3,3	dV \sim 2,1	90	+

Références. 1 : [Hummel et al. \(1998\)](#)

Tableau 5.1 – Liste des binaires observées avec FIRST-18 installé sur le télescope Shane de l'observatoire Lick, entre octobre 2011 et décembre 2012. Les magnitudes sont celles reportées dans la base de données SIMBAD du CDS (Strasbourg). Les séparations indiquées ont été calculées à partir de l'orbite prédite d'après les paramètres recensés dans la base de données du *Washington Double Star Catalog*, tenu par l'U.S. Naval Observatory. Les binaires ayant été détectées dans les données FIRST sont notées par un signe + dans la colonne détection. Le signe - indique que le compagnon n'est probablement pas détecté (au cours de la réduction préliminaire). Les autres données n'ont pas encore été réduites.

5.2 Méthode d'analyse des données FIRST : l'exemple de Capella

Nous nous sommes en premier lieu intéressés au système binaire Capella. Ses caractéristiques sont en effet propices au test de performances de l'instrument en termes de résolution angulaire, puisque sa séparation au moment des observations est de l'ordre la limite de diffraction du télescope ($\lambda/D = 48$ mas à 700 nm). Les deux composantes du système sont de plus d'intensité équivalente aux longueurs d'onde visibles, ce qui garantit un signal fort dans les clôtures de phase.

5.2.1 Capella : un couple de stars bien connu

Capella (α Aurigae) est un système bien connu de notre environnement stellaire proche (à environ 13 pc). Observé depuis plus d'un siècle, il est amusant de noter que son histoire observationnelle est liée à l'Observatoire Lick ainsi qu'aux premières mesures interférométriques. Ses paramètres physiques sont bien connus (voir tableau 5.2), mais il est encore délicat de placer clairement les deux composantes dans un schéma d'évolution stellaire totalement satisfaisant (Torres et al., 2009; Fuhrmann, 2011), donnant à ce système un intérêt particulier notamment pour tester les modèles de formation et d'évolution stellaires.

5.2.1.1 Présentation générale

Capella est un système binaire classé comme RS CVn, c'est-à-dire qui présente une activité chromosphérique (Strassmeier et al., 1993), dont la composante la plus active correspond à la plus chaude. La composante primaire, la plus froide, est généralement citée comme G8 III, tandis que la secondaire est classée G0-1 III. Il s'agit donc de deux géantes évoluées, la secondaire étant en train de transiter dans la lacune de Herzprung (« Herzprung gap »), alors que la primaire aurait entamé la longue phase de fusion de l'hélium en son cœur (« red clump »).

5.2.1.2 Passé observationnel

Il serait ici bien trop long et rébarbatif de dresser la liste complète des études réalisées sur ce système depuis sa découverte il y a maintenant plus d'un siècle. Pour une revue complète de toutes les mesures effectuées sur ce système on peut par exemple se reporter au travail colossal de Torres et al. (2009).

On peut simplement noter que la découverte de la binarité de ce système a été annoncée pour la première fois par Campbell (1899) qui utilisa le spectrographe Mills installé sur la grande lunette de 36 pouces de l'Observatoire Lick. De manière indépendante et à peu près au même moment, Newall (1899) faisait le même constat lors d'observations avec le spectroscopie de Cambridge. Plus tard, Capella fut le premier système binaire dont l'orbite fut déterminée de manière interférométrique. Il fut en effet observé au Mont Wilson avec l'interféromètre de Michelson de 6 m de base installé sur le télescope de 100 pouces (Anderson, 1920; Merrill, 1922).

Pendant plus d'un siècle, ce système favorable aux observations (de part sa brillance, sa proximité, sa séparation de l'ordre de la limite de diffraction d'un télescope de 3 m, et son rapport d'intensité proche de l'unité aux longueurs d'onde visibles), fut l'objet d'observations de tout type : spectroscopie (par exemple, Barlow et al., 1993; Torres et al.,

Paramètres de l'orbite			
Paramètre	Valeur		Référence
Période P (jours)	$104,02173 \pm 0,00022$		1
Passage au périastre (HJD 24+) T_0	$47\,528,514 \pm 0,016$		1
Excentricité e	$0,00087 \pm 0,00013$		2
Angle au périastre ω (deg)	$345 \pm 9,7$		2
Position du nœud ascendant (deg)	$40,421 \pm 0,064$		1
Inclinaison i (deg)	$137,21 \pm 0,05$		1
Paramètres stellaires			
Paramètre	Primaire	Secondaire	Référence
Masse (M_\odot)	$2,573 \pm 0,009$	$2,488 \pm 0,008$	2
Température effective	4920 ± 70	5680 ± 70	1
Rayon (R_\odot)	$11,87 \pm 0,56$	$8,75 \pm 0,32$	1
Luminosité (L_\odot)	$79,5 \pm 4,8$	$72,1 \pm 3,6$	1
Magnitude V M_V	$0,892 \pm 0,016$	$0,763 \pm 0,015$	1
Distance d (pc)	$13,042 \pm 0,028$		1

Références. 1 : [Torres et al. \(2009\)](#) ; 2 : [Weber & Strassmeier \(2011\)](#).

Tableau 5.2 – Paramètres physiques du système Capella.

[2009](#); [Weber & Strassmeier, 2011](#); [Sanad, 2013](#)), interférométrie des tavelures (par exemple, [Labeyrie et al., 1974](#)), interférométrie longue base (par exemple, [Hummel et al., 1994](#); [Kraus et al., 2005](#)), imagerie à synthèse d'ouverture avec COAST ([Baldwin et al., 1996](#)), astrométrie (cible de la mission *Hipparcos*, sous le nom HIP 24608, [Per, 1997](#)).

Le système Capella est donc très bien connu et nombre de ses paramètres ont été estimés par l'observation (masses, températures effectives, rayons, mais aussi composition chimique, etc.), ce qui en fait donc un bon test pour les modèles d'évolution stellaire, comme nous l'avons évoqué précédemment (au paragraphe 5.1.2). Cependant il semble qu'il soit d'autant plus difficile de trouver un modèle théorique d'évolution stellaire qui satisfasse toutes ces contraintes à la fois ([Torres et al., 2009](#)). Ce qui ressort néanmoins des études menées jusqu'à présent est la particularité du système à être composé de deux étoiles de masses très proches (de rapport 0,97 selon la dernière estimation de [Weber & Strassmeier, 2011](#)), mais se situant visiblement dans des régions relativement différentes du diagramme Hertzsprung-Russell.

5.2.2 Les clôtures de phase

Suivant la procédure de réduction décrite au chapitre précédent, nous avons pu extraire des données de clôture de phase à partir des observations de Capella, à différentes époques. Nous allons donc présenter l'allure de ces clôtures de phase et montrer qu'elles sont en accord avec ce que l'on attend d'un tel système (i.e. rapport de flux proche de 1 et séparation de l'ordre de la limite de diffraction du télescope). Nous soulignerons également la présence d'un biais dont l'impact peut être fort sur le signal de phase, et nous tenterons d'en donner une interprétation possible.

H (UT)	Cible	Type	R_{mag}	α	δ	T_{pose} (ms)	N_{img}	r_0 (cm)
Nuit du 16.10.2011								
08 : 27	Algol	EA	2,1	03h 08' 10"	40° 57' 20"	150	5000	11,5
08 : 54						150	4000	11,5
10 : 12	Aldebaran	EC	-0,4	04h 35' 55"	16° 30' 33"	50	5000	11
10 : 30						50	5000	9
10 : 49	Capella		-0,5	05h 16' 41"	45° 59' 53"	50	5000	12,5
11 : 05						50	5000	10,5
11 : 23						50	6000	
Nuit du 17.10.2011								
10 : 13	Aldebaran	EC				50	5000	15
10 : 29						50	5000	17
10 : 46	Capella					50	5000	14
11 : 02						50	5000	16
Nuit du 19.10.2011								
08 : 58	Algol	EA				200	5000	
09 : 36						200/300	5000	14
10 : 22	Aldebaran	EC				100	4000	
10 : 44						100	5000	8
11 : 14	Capella					100	5000	15
11 : 42						100	7000	11
Nuit du 29.07.2012								
12 : 06	α Per	EC	1,3	03h 24' 19"	49° 51' 40"	150	5000	14
12 : 34	Algol	EA				150	5000	15
13 : 26	Capella					150	5000	12,5
Nuit du 19.12.2012								
03 : 53	Algol	EA				200	6000	7
04 : 30	α Per	EC				200	5000	8
05 : 09	Capella					200	5000	5
06 : 02	α Per	EC				200	4000	7
08 : 25	β Aur	EC	1,8	05h 59' 31"	44° 56' 51"	200	5000	8
09 : 14	Capella					200	5000	8
09 : 55	β Aur	EC				200	5000	8
Nuit du 20.12.2012								
03 : 59	β And	EC	0,8	01h 09' 44"	35° 37' 14"	200	4000	8
04 : 33	Algol	EA				200	6000	8
05 : 07	α Per	EC				200	5000	6
05 : 58	Capella					200	5000	7

Tableau 5.3 – Liste des observations de Capella et cibles de référence (EC : étalon pour les clôtures ou EA : étalon astrométrique) observées en octobre 2011, juillet 2012 et décembre 2012, avec leur magnitude dans la bande R , leur ascension droite α , déclinaison δ , le temps de pose T_{pose} , le nombre d'images acquises dans la séquence, et une mesure éventuelle du paramètre de Fried r_0 à 550 nm, estimé ponctuellement par le système d'optique adaptative du télescope Shane.

5.2.2.1 Les observations

Le système Capella a été observé à trois époques différentes à l'Observatoire Lick, avec FIRST-18 installé au foyer Cassegrain du télescope Shane, derrière le système d'Optique Adaptative : en octobre 2011, juillet 2012 et décembre 2012. La liste des observations est reportée dans le tableau 5.3.

Les données à ces trois époques ne sont cependant pas d'égale qualité. La dernière colonne du tableau correspondant à une estimation du diamètre de cohérence r_0 , ou paramètre de Fried, en fournit une indication, bien qu'il ne soit pas le seul paramètre à définir les conditions d'observations (le temps de cohérence est également essentiel, mais nous ne pouvons le mesurer).

De plus, les données acquises en juillet 2012 n'ont pu être prises qu'en toute fin de nuit, alors que le Soleil commençait déjà à se lever. Le niveau de fond des images est donc continuellement croissant. Afin de pouvoir exploiter ces images, un facteur correctif a donc dû être appliqué au niveau de fond afin de reproduire le niveau médian. Il est cependant évident que cette procédure n'est pas idéale.

Enfin, les données de décembre 2012 souffrent de mauvaises conditions : mauvais seeing et nuages approchant pour la nuit du 20.

5.2.2.2 Quel signal pour un système binaire ?

Afin de comprendre à quel signal on peut s'attendre lorsque l'on mesure le degré de cohérence d'un objet double, les visibilitées et phases ont été simulées sur la figure 5.5 pour différents systèmes binaires, formés de deux sources ponctuelles présentant différents rapports de flux et séparations angulaires. La configuration du plan pupille et la couverture du plan (u,v) utilisés dans les simulations sont celles de FIRST-18 en 2011 et sont rappelées sur la figure 5.5-a-c. L'orientation du système a été choisie horizontale.

On modélise la distribution d'intensité de la source de la manière suivante :

$$I = \frac{1}{1 + \rho} (\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + \rho \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2)) \quad (5.5)$$

avec ρ le rapport de flux, $\mathbf{r} = (\alpha, \beta)$ le vecteur position angulaire et $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ les positions de chaque composante, en adoptant la notation usuelle d'un caractère en gras pour désigner un vecteur. $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ correspond au pic de Dirac translaté à la position définie par le vecteur \mathbf{r}_i . La fonction de visibilité complexe est donc donnée par :

$$V = \frac{\exp(-2i\pi\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{f})}{1 + \rho} (1 + \rho \exp(-2i\pi\mathbf{\Delta} \cdot \mathbf{f})) \quad (5.6)$$

où $\mathbf{\Delta} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ correspond à la séparation entre les deux composantes et \mathbf{f} correspond au conjugué du vecteur de position angulaire, il s'agit du vecteur fréquence spatiale. Celle-ci est proportionnelle à la base \mathbf{B} formée par deux sous-pupilles repérées dans le plan pupille : $\mathbf{f} = \mathbf{B}/\lambda$. Les coordonnées du vecteur $\mathbf{\Delta}$ s'expriment généralement en millisecondes d'angles (mas), par exemple en unité de λ/D , lorsque la fréquence spatiale \mathbf{f} s'exprime en mas^{-1} . On peut alors développer la fonction de visibilité carrée et la phase :

$$\begin{cases} |V|^2 &= \frac{1}{(1+\rho)^2} (1 + \rho^2 + 2\rho \cos(2\pi\mathbf{\Delta}\mathbf{f})) \\ \varphi &= \text{atan} \left(-\frac{\sin(2\pi\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{f}) + \rho \sin(2\pi\mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{f})}{\cos(2\pi\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{f}) + \rho \cos(2\pi\mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{f})} \right) \end{cases} \quad (5.7)$$

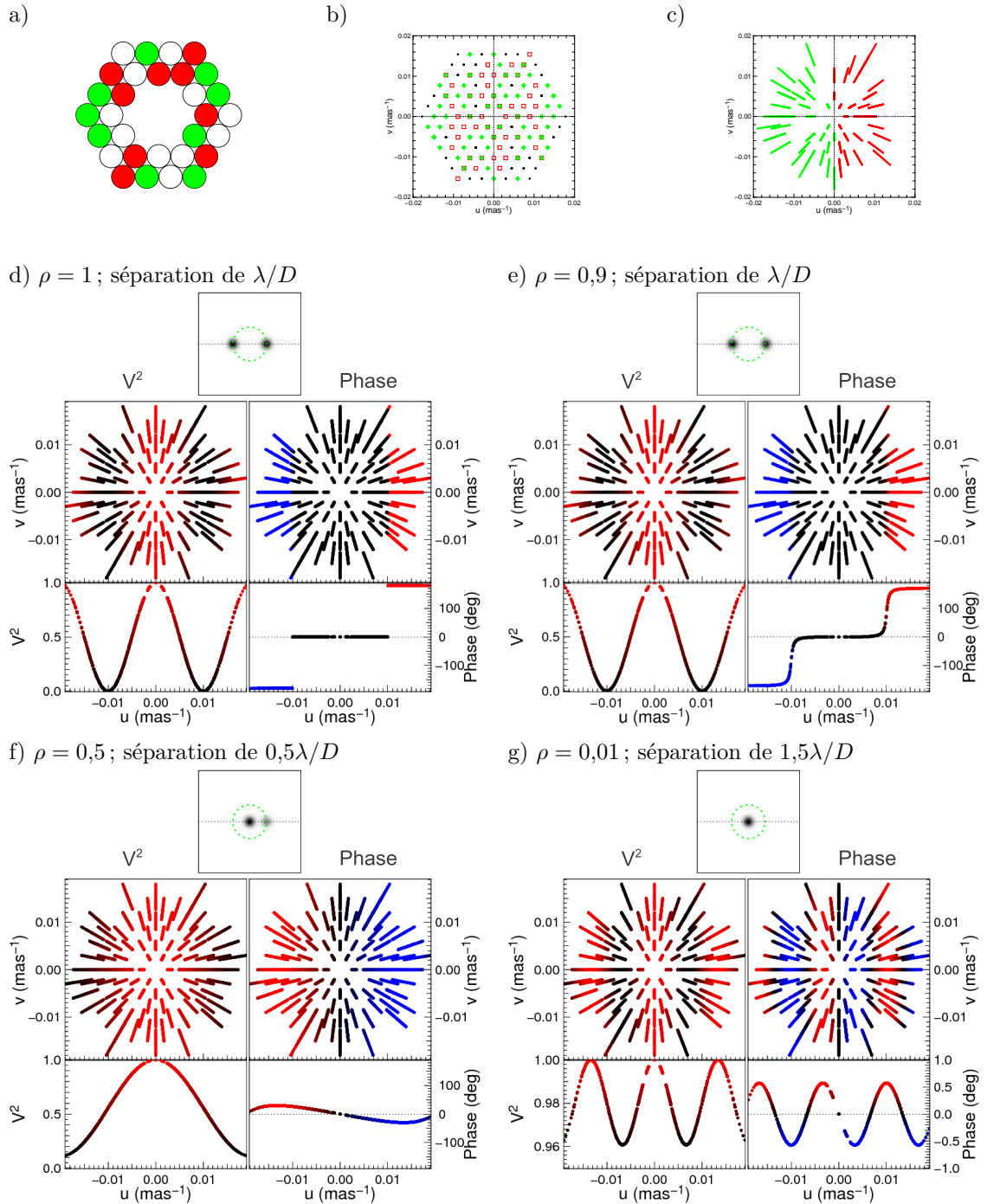


Figure 5.5 – Simulation de visibilité carrée et phase. a) Configuration des deux jeux de neuf sous-pupilles (configuration de FIRST-18 en 2011). b) Couverture du plan (u, v) monochromatique. c) Couverture polychromatique correspondant à la plage 600 - 850 nm (d'où le fait qu'il semble échantillonné par des traits et non des points). d-g) Plusieurs systèmes binaires sont simulés. Chaque système est illustré sous forme d'image (encart du haut), chaque composante étant représentée par une tache gaussienne, mais simulée en réalité par une source ponctuelle. Le cercle en points verts représente la limite de diffraction de diamètre λ/D . En dessous sont représentées les fonctions de visibilité carrée (à gauche) et de phase (à droite), en fonction du vecteur de fréquence spatiale. Le code couleur est celui reproduit sur les graphiques en dessous, qui représentent la projection des visibilités carrées (à gauche) et des phases (à droite) sur la direction du système binaire (horizontale).

Comme illustré sur la figure 5.5, la fonction de visibilité carrée est une fonction sinusoïdale variant entre $(1 - \rho)^2 / (1 + \rho)^2$ et 1. La perte de contraste est donc d'autant plus faible (et difficile à détecter) que la binaire est peu contrastée. Pour un rapport de flux de 0,9, 0,5 ou 0,01, le minimum est respectivement à 0,003, 0,1 et 0,96.

En ce qui concerne la phase, on note qu'elle est sensible à la position des deux composantes dans le champ, contrairement à la fonction de visibilité carrée (qui ne dépend que de Δ). En effet, une translation dans l'espace image se traduit dans l'espace de Fourier par une pente de phase. Ainsi, si l'on se place dans une configuration où l'étoile la plus brillante est pointée au centre du champ, $\mathbf{r}_1 = (0,0)$ et :

$$\varphi = \text{atan} \frac{\rho \sin(2\pi \Delta \cdot \mathbf{f})}{1 + \rho \cos(2\pi \Delta \cdot \mathbf{f})} \quad (5.8)$$

et dans le cas où $\rho \ll 1$, l'expression devient simplement :

$$\varphi \approx \rho \sin(2\pi \Delta \cdot \mathbf{f}) \quad (5.9)$$

comme observé au cas g) de la figure 5.5, où la fonction de phase est bien quasi-sinusoïdale et d'amplitude égale au rapport de flux : 0,01 rad = 0,57°.

Le système Capella étant composé de deux étoiles d'intensité très proche, cela garantit donc un fort signal de phase (à supposer que le système est résolu spatialement). Cela est en effet illustré sur la figure 5.5-d et se comprend par le fait que lorsqu'une distribution d'intensité (réelle) est symétrique (fonction paire), la transformée de Fourier est également réelle et paire. La phase ne peut donc prendre que les valeurs $\pm 180^\circ$ selon le signe du module. Si le rapport de flux n'est pas exactement de 1, comme pour Capella, les transitions de phase deviennent plus lisses, comme illustré sur la figure 5.5-b pour un rapport de 0,9.

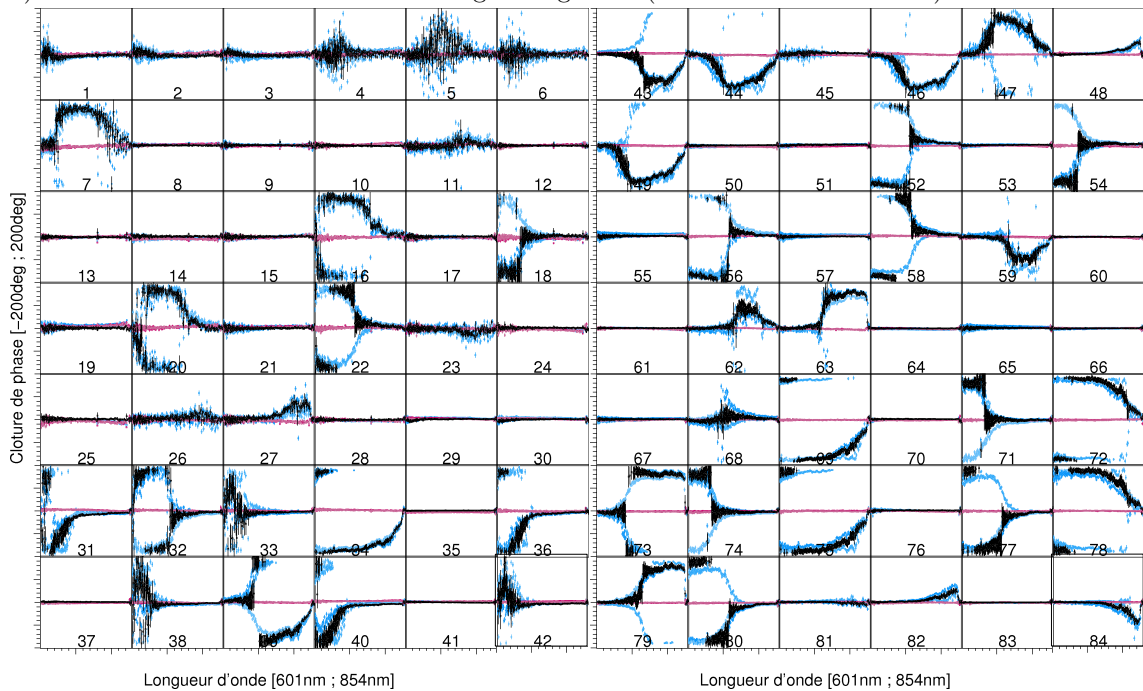
5.2.2.3 Allure des clôtures de Capella

Les 84 clôtures de phase de Capella obtenues pour un jeu de neuf fibres à deux dates différentes sont présentées sur la figure 5.6 en fonction de la longueur d'onde. Les numéros de clôtures dont la correspondance avec les pupilles en entrée est listée en annexe A. Comme attendu, on note un fort signal pour les clôtures de phase de Capella (bleu), comparées à celles obtenues sur Aldebaran (rouge), utilisée comme cible de référence pour ce jeu de données, signifiant que le système est résolu spatialement et que le rapport de flux est proche de 1.

On remarque cependant que certaines clôtures de phase présentent un phénomène particulier : la transition de phase de 0 à $\pm\pi$ (ou l'inverse) a parfois lieu de manière opposée aux autres jeux de données (voir par exemples les clôtures portant les numéros 18, 22, 32, 56, 71, 77 des clôtures de Capella du 16 octobre sur la figure 5.6-a). Cela est d'autant plus étrange qu'il n'apparaît que sur certaines clôtures, et pas systématiquement (les clôtures correspondant à la date du 17 octobre présentées sur la figure 5.6-b ne présentent quasiment aucune « mauvaise » transition). De plus, comme le montre plus clairement la figure 5.7, la transition qui a lieu dans le sens contraire aux deux autres ne correspond pas toujours au même jeu de données.

Nous n'avons pas identifié l'origine de cet effet, mais l'hypothèse que nous pouvons émettre concerne un éventuel biais affectant la partie imaginaire du bispectre. Cela ne peut pas être provoqué par le bruit de photons puisque celui-ci ne conduit qu'à un biais réel du bispectre, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. Il faut donc ici nécessairement

a) Vue d'ensemble des 84 clôtures du v-groove gauche (nuit du 16 octobre 2011)



b) Vue d'ensemble des 84 clôtures du v-groove gauche (nuit du 17 octobre 2011)

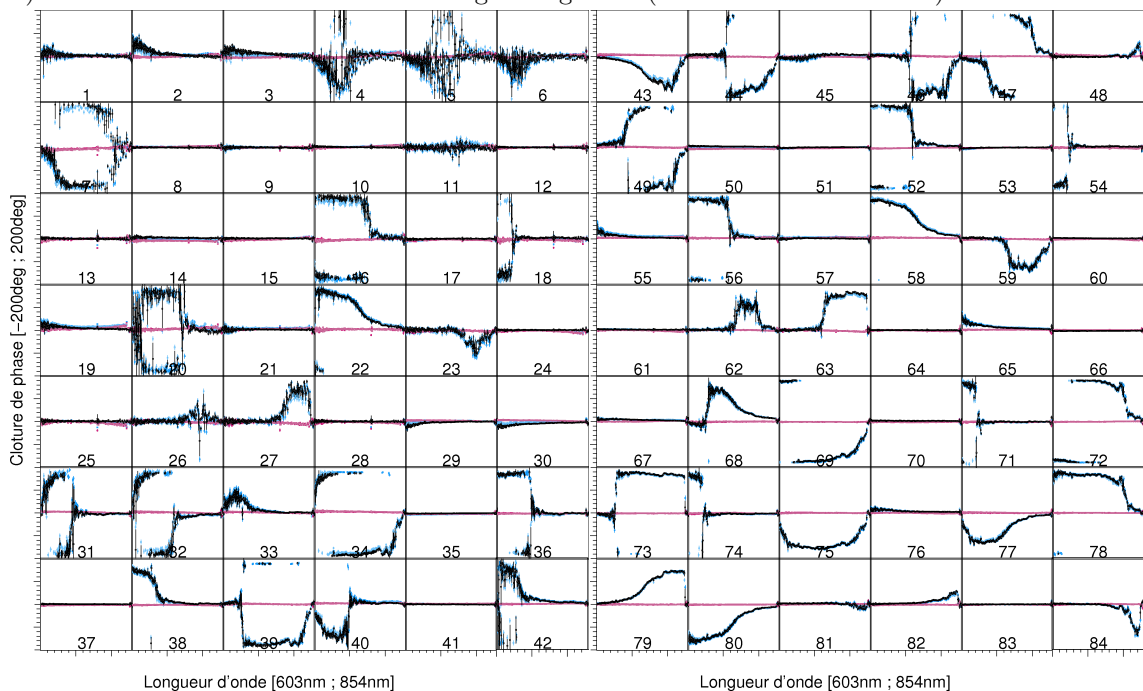
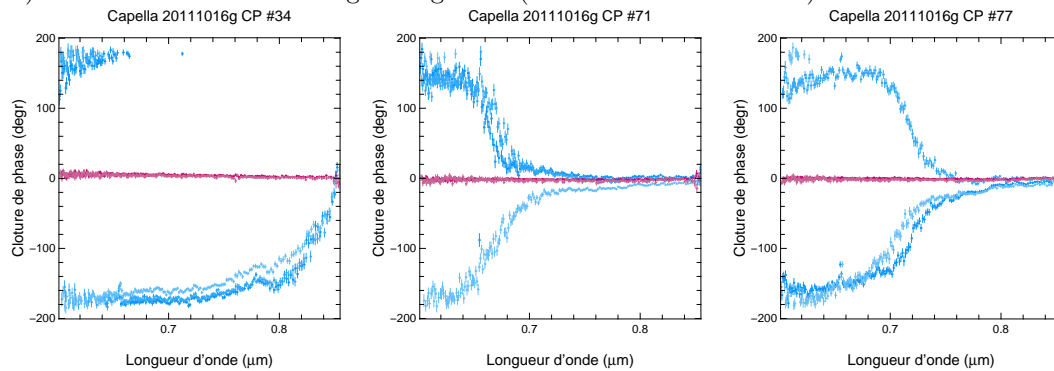


Figure 5.6 – Vue d'ensemble des clôtures de phase spectrales pour le même jeu de fibres (v-groove gauche) et deux nuits différentes. Les points bleus correspondent à Capella, les points rouges à Aldebaran, la cible de référence pour ces jeux de données (voir tableau 5.3 détaillant les observations). Les points en noir résultent de la moyenne des clôtures de Capella étalonnées par Aldebaran. Les numéros indiqués sur chaque graphe permet d'associer la clôture à trois sous-pupilles selon le tableau de correspondances donné en annexe A.

a) Trois clôtures issues du v-groove gauche (nuit du 16 octobre 2011)



a) Trois clôtures issues du v-groove gauche (nuit du 17 octobre 2011)

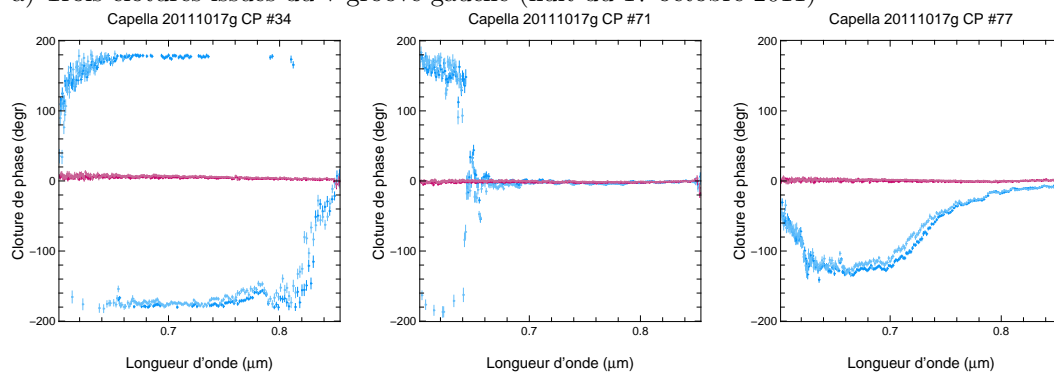


Figure 5.7 – Trois exemples de clôtures de phase sont représentés de manière plus visible pour les mêmes nuits que sur la figure 5.6, sans superposition des clôtures de phases moyennes étalonnées. Elles portent les numéros 46, 71 et 77. Pour les clôtures 71 et 77 à la date du 16 octobre, on remarque que le jeu de données résultant en une transition dans le sens contraire aux deux autres n'est pas le même dans les deux cas.

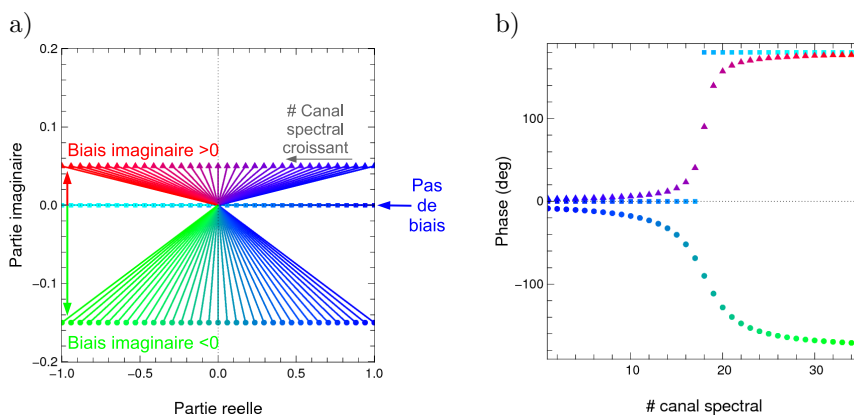


Figure 5.8 – Illustration schématique d'un biais imaginaire sur le bispectre. a) Représentation d'une variation schématique du bispectre par des vecteurs définis par les parties réelle et imaginaire. Chaque vecteur correspond à une fréquence spatiale. b) Phases correspondantes, gardant le même code couleur et les mêmes symboles. Un biais positif ou négatif sur la partie imaginaire du bispectre tend à rendre la transition moins franche et plus lisse, et diminue l'amplitude de la phase. L'effet est d'autant plus marqué que le biais est important.

invoquer une autre source de biais, qui pourrait être liée au piston atmosphérique, ou aux aberrations optiques du montage de recombinaison (voir la discussion sur l'origine des biais au chapitre précédent).

L'illustration d'un tel biais est schématiquement représentée sur la figure 5.8. Ainsi, si l'on part d'une transition brutale de 0 à 180° (pour un système symétrique par exemple), la partie imaginaire du bispectre complexe est nulle, seule la partie réelle varie de manière décroissante (code couleur variant du bleu au cyan sur la figure). Si un biais est introduit sur la partie imaginaire, choisi ici constant pour toutes les fréquences spatiales représentées (qui varient avec la longueur d'onde), cela a pour conséquence de décaler les pointes des vecteurs, et de rendre la transition de phase plus ou moins lisse selon l'amplitude du biais (code couleur variant du bleu au rouge pour un biais positif, du bleu au vert pour un biais négatif). Cela montre bien que le changement de signe de la partie imaginaire du bispectre peut avoir un effet considérable sur la phase, en changeant notamment le sens de la transition. Cet effet est donc particulièrement nuisible en ce qui concerne des transitions de phase de 180°, ce qui est le cas lorsque le rapport de flux est proche de 1, comme pour Capella.

N'ayant pas les moyens d'évaluer ce potentiel biais afin de le soustraire, l'approche adoptée consiste à moyenner les clôtures de phase et à leur associer une barre d'erreur dépendant de la dispersion des points (barre d'erreur sur la moyenne) et ensuite de les analyser. Lors des « mauvaises » transitions, cela a pour effet d'augmenter considérablement les barres d'erreur (de l'ordre de plusieurs dizaines de degrés, comme on le remarque sur la figure 5.6). En conséquence, lors de l'analyse, un poids proportionnel à l'inverse des barres d'erreur permettra de mettre ces points de côté.

5.2.3 Méthode d'analyse du système binaire

La connaissance de la forme de l'objet observé, en l'occurrence ici un système binaire, permet de pouvoir ajuster le modèle correspondant sur les mesures de clôtures de phase. Trois paramètres définissent notre modèle binaire : deux paramètres de position du compagnon relativement au primaire, et un rapport de flux spectral (c'est-à-dire évalué pour chaque canal spectral). Nous avons suivi une méthode d'analyse bayésienne afin de déterminer le jeu de paramètres le plus probable à partir de nos observations.

5.2.3.1 L'approche bayésienne

Le principe d'inférence bayésienne consiste à considérer l'ensemble des paramètres du modèle, noté $\theta = \{\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots\}$ comme des variables aléatoires. En notant $X^{\text{mes}} = \{x_1, x_2, x_3, \dots\}$ l'ensemble de nos mesures correspondant à la réalisation d'une variable aléatoire notée X , la formule de Bayes en termes de probabilité s'énonce ainsi :

$$P\{\theta|X^{\text{mes}}\} = \frac{P\{X^{\text{mes}}|\theta\} P\{\theta\}}{P\{X^{\text{mes}}\}}. \quad (5.10)$$

$P\{\theta|X^{\text{mes}}\}$ est la probabilité conditionnelle de θ étant donnée l'information X^{mes} dont on dispose par l'observation, et est également appelée probabilité *a posteriori*. $P\{\theta\}$ correspond à la probabilité *a priori*, qui est par définition de source extérieure à nos mesures. Elle peut rendre compte d'une contrainte d'origine physique (donnant par exemple des bornes minimale et maximale), ou d'une estimation antérieure des paramètres. $P\{X^{\text{mes}}\}$ est la probabilité d'obtenir notre jeu de mesures, sans aucun autre *a priori*.

Ce théorème peut également s'écrire sous la forme d'une relation entre les lois de densité de probabilité :

$$f(\theta|X^{\text{mes}}) = \frac{f(X^{\text{mes}}|\theta)\pi(\theta)}{\int_{\theta} f(X^{\text{mes}}|\theta)\pi(\theta)d\theta} \quad (5.11)$$

De manière analogue aux dénominations précédentes, $f(\theta|X^{\text{mes}})$ est la loi conditionnelle *a posteriori* des paramètres θ étant données les observations. $\pi(\theta)$ est la loi marginale *a priori*. $f(X^{\text{mes}}|\theta)$ est la loi conditionnelle de X^{mes} étant donné l'état θ du modèle, et est aussi appelée la fonction de vraisemblance notée $L(X^{\text{mes}}|\theta)$.

En pratique, comme le dénominateur est indépendant de θ , il est considéré comme constant et la relation de proportionnalité suffit à conduire l'analyse :

$$f(\theta|X^{\text{mes}}) \propto L(X^{\text{mes}}|\theta)\pi(\theta) \quad (5.12)$$

que l'on peut ensuite normaliser numériquement.

L'avantage que fournit l'analyse bayésienne est, d'une part, de pouvoir éventuellement injecter une information *a priori* (opération toutefois délicate, qu'il faut mener avec précaution afin de ne pas rendre l'analyse subjective), et d'autre part de donner accès à l'estimation des valeurs de paramètres les plus probables, ainsi qu'aux intervalles de confiance associés.

En effet, pour déterminer la valeur la plus probable de chaque paramètre, on peut ensuite calculer les lois de densité marginales pour chaque paramètre, par intégration sur tous les autres paramètres de la loi conditionnelle *a posteriori*. Cela donne par exemple pour le paramètre θ_i :

$$f(\theta_i|X^{\text{mes}}) = \int_{\theta_1} \dots \int_{\theta_{j \neq i}} \dots \int_{\theta_{n_\theta}} f(\theta|X^{\text{mes}})d\theta_1 \dots d\theta_{j \neq i} \dots d\theta_{n_\theta} \quad (5.13)$$

Un estimateur de la médiane ou du mode de la loi $f(\theta_i|X^{\text{mes}})$ permet enfin de déterminer la valeur la plus probable de chaque paramètre, $\hat{\theta}_i$. L'intervalle de confiance au niveau de probabilité $\gamma \in [0; 1]$ est choisi de manière usuelle comme l'intervalle bilatéral symétrique, c'est-à-dire défini par des bornes $[\theta_{\text{max}}; \theta_{\text{min}}]$ telles que :

$$\int_{-\infty}^{\theta_{\text{min}}} f(\theta_i|X^{\text{mes}})d\theta_i = \int_{\theta_{\text{max}}}^{\infty} f(\theta_i|X^{\text{mes}})d\theta_i = (1 - \gamma)/2 \quad (5.14)$$

Si l'estimateur choisi est la médiane, on peut également définir ces intervalles par :

$$\int_{\theta_{\text{min}}}^{\hat{\theta}_i} f(\theta_i|X^{\text{mes}})d\theta_i = \int_{\hat{\theta}_i}^{\theta_{\text{max}}} f(\theta_i|X^{\text{mes}})d\theta_i = \gamma/2 \quad (5.15)$$

En pratique, nous avons choisi d'estimer nos paramètres en utilisant la médiane, en leur associant les intervalles de confiance usuellement pris à 68%. Le terme « symétrique » qui qualifie l'intervalle ne reflète cependant pas la symétrie de l'intervalle mais bien le fait qu'il est défini symétriquement en termes de pourcentages. De fait, on a généralement $\theta_{\text{min}} \neq \theta_{\text{max}}$. Pour simplifier, on donnera au final une barre d'erreur correspondant à la longueur du demi-intervalle de confiance $(\theta_{\text{max}} - \theta_{\text{min}})/2$.

5.2.3.2 Le modèle de clôtures de phase

Le modèle de clôture de phase pour un système binaire se dérive de l'équation 5.6 à partir de laquelle on forme le bispectre :

$$B_{ijk} = V_{ij}V_{jk}V_{ki} = \frac{e^{-2i\pi\mathbf{r}_1 \cdot (\mathbf{f}_{ij} + \mathbf{f}_{jk} + \mathbf{f}_{ki})}}{(1 + \rho)^3} \left(1 + \rho e^{-2i\pi\Delta \cdot \mathbf{f}_{ij}}\right) \left(1 + \rho e^{-2i\pi\Delta \cdot \mathbf{f}_{jk}}\right) \left(1 + \rho e^{-2i\pi\Delta \cdot \mathbf{f}_{ki}}\right) \quad (5.16)$$

Par définition, les bases qui interviennent dans une clôture forment un triangle, de telle sorte que $\mathbf{f}_{ij} + \mathbf{f}_{jk} + \mathbf{f}_{ki} = \vec{0}$. La phase s'exprime donc :

$$CP^{\text{mod}} = \arg \left(\frac{\left(1 + \rho e^{-2i\pi\Delta \cdot \mathbf{f}_{ij}}\right) \left(1 + \rho e^{-2i\pi\Delta \cdot \mathbf{f}_{jk}}\right) \left(1 + \rho e^{-2i\pi\Delta \cdot \mathbf{f}_{ki}}\right)}{(1 + \rho)^3} \right) \quad (5.17)$$

Par la suite, on notera (α, δ) les coordonnées du vecteur séparation Δ (en référence aux axes d'ascension droite et de déclinaison). Les paramètres de notre modèle sont donc (α, δ, ρ) et on note CP_λ^{mes} nos mesures de clôtures de phase à la longueur d'onde λ . Afin d'estimer la fonction de vraisemblance, on calcule la fonction suivante qui mesure l'écart entre le modèle et les mesures, pondéré par les erreurs :

$$\chi_\lambda^2(\alpha, \delta, \rho) = \sum_k^{n_{\text{CP}}} \frac{\Delta CP_\lambda^k{}^2}{\sigma_\lambda^k{}^2}, \quad (5.18)$$

L'indice λ est employé car l'analyse est conduite pour chacun des canaux spectraux. À noter que la dépendance d'une clôture avec la longueur d'onde apparaît dans les fréquences spatiales qui entrent en jeu (pour rappel, $\mathbf{f} = \mathbf{B}/\lambda$, avec \mathbf{B} le vecteur de base). k est l'indice repérant le numéro de clôture, variant de 1 à $n_{\text{CP}} = 84$ pour un jeu de neuf fibres. σ_λ^k correspond à l'erreur associée à la mesure de la clôture de phase k à la longueur d'onde λ . On a également utilisé la différence entre mesure et modèle définie par :

$$\Delta CP_\lambda^k = CP_\lambda^{\text{mod}} - CP_\lambda^{\text{mes}} \pmod{2\pi}. \quad (5.19)$$

Il est important de noter que cet écart doit être rapporté à l'intervalle $[-\pi; \pi]$ afin de prendre en compte le fait que la phase ne peut être connue que modulo 2π et qu'elle est donc potentiellement repliée (ainsi la différence entre une phase de 178° et -178° n'est que de 4° et non 356°).

Si l'on suppose que le bruit qui affecte nos données suit une loi de probabilité gaussienne, alors la fonction de vraisemblance satisfait la relation suivante :

$$L_\lambda(CP_\lambda^{\text{mes}} | \alpha, \delta, \rho) \propto \exp \left(\frac{-\chi_\lambda^2(\alpha, \delta, \rho)}{2} \right), \quad (5.20)$$

que l'on calcule également pour chaque canal spectral, d'où l'indice λ .

En choisissant un *a priori* le plus vague possible et donc le moins subjectif, c'est-à-dire une loi uniforme sur l'intervalle sondé des paramètres, la loi *a priori* $\pi(\alpha, \delta, \rho)$ est définie par une constante que l'on peut donc laisser de côté lorsque l'on utilise la relation de proportionnalité énoncée à l'équation 5.12. Le théorème de Bayes comme énoncé à l'équation 5.12 et la marginalisation de la loi de probabilité nous permettent finalement d'écrire :

$$f_\lambda(\alpha | CP_\lambda^{\text{mes}}) \propto \int_\delta \int_\rho L_\lambda(CP_\lambda^{\text{mes}} | \alpha, \delta, \rho) d\delta d\rho \quad (5.21)$$

Il suffit enfin de normaliser cette fonction pour accéder à la loi de densité.

On estime ainsi pour chaque canal spectral un jeu de paramètres optimaux $(\hat{\alpha}_\lambda, \hat{\delta}_\lambda, \hat{\rho}(\lambda))$. Une notation différente selon le paramètre est adoptée vis-à-vis de λ . La différence vient du fait que les paramètres de position α_λ et δ_λ sont physiquement indépendants de la longueur d'onde, alors que le rapport de flux $\rho(\lambda)$ est lui un paramètre spectral. Les paramètres $(\hat{\alpha}, \hat{\delta})$ finaux résultent de la moyenne pondérée des séries de mesures $\{\hat{\alpha}_\lambda\}$ et $\{\hat{\delta}_\lambda\}$, tout en laissant de côté 20% des points afin d'éviter les points aberrants (ils sont repérés par sélection sur des barres d'erreur). L'erreur finale sur ces deux paramètres est alors estimée par l'erreur sur la moyenne (c'est-à-dire l'écart-type divisé par la racine du nombre de points de mesures pris en compte).

5.3 Le système Capella : résultats et interprétation

Le résultat de l'ajustement de modèle suivant la méthode décrite précédemment est illustré sur la figure 5.9.

5.3.1 Astrométrie

Une partie de l'information que l'on obtient à l'issue de l'analyse des clôtures de phase concerne donc la position du compagnon relativement au primaire donnée par les paramètres (α, δ) . Cependant, l'orientation des bases de FIRST ne peut être connue de manière théorique, en grande partie à cause de l'incertitude qu'introduit le périscope servant à envoyer le faisceau du banc de l'optique adaptative vers le banc FIRST placé au dessus. En effet, si les miroirs ne travaillent pas exactement à 45° , cela introduit une rotation. Or nous ne pouvons évaluer l'orientation des miroirs (d'autant plus qu'il est certain que la disposition des deux bancs, avec le trou dans la table ne tombant pas à l'endroit prévu par rapport au faisceau de l'OA, ne permet pas que les miroirs soient dans une configuration à 45°). L'analyse des résultats nécessite donc un étalonnage des bases, comme expliqué par [Woillez & Lacour \(2013\)](#) dans leur section 3.

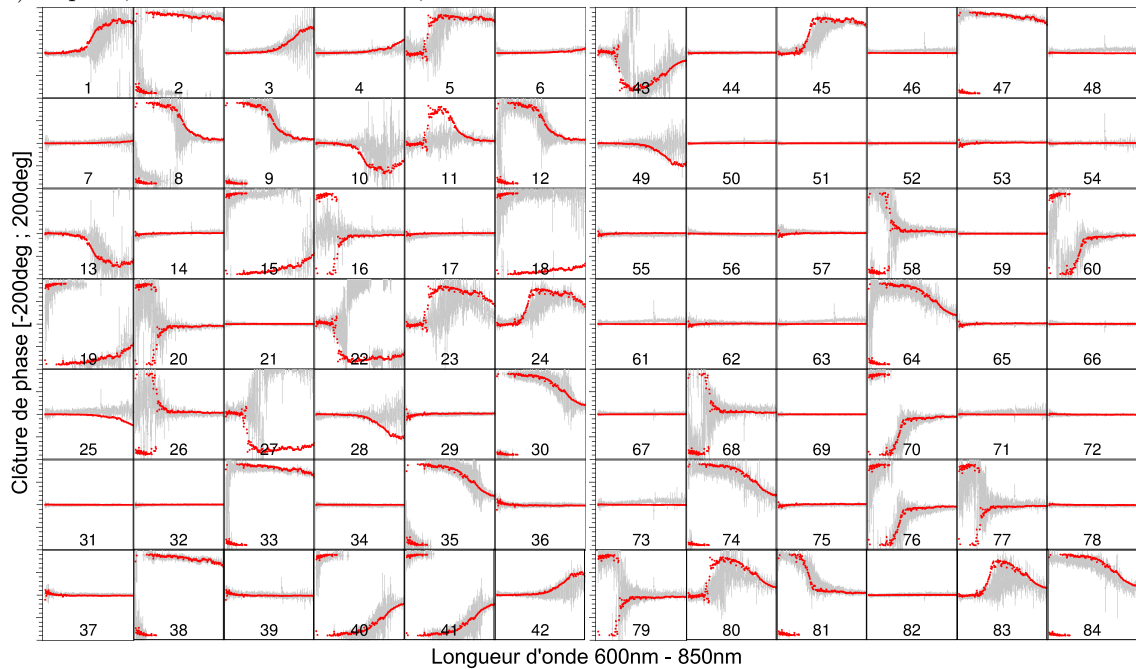
5.3.1.1 Étalonnage des bases

L'étalonnage se traduit par l'estimation de deux paramètres :

- un facteur de grandissement, entre la pupille réelle du télescope et le plan pupille de FIRST dans lequel se trouve le miroir segmenté qui matérialise la division du faisceau en sous-pupilles (ce grandissement est connu de manière théorique $G_y = \Phi_{MS}/\Phi_{tel} = 1,4 \cdot 10^{-3}$ mais peut différer légèrement si on envisage un défaut de conjugaison) ;
- un angle, donnant l'orientation du ciel (directions Nord et Est) par rapport au repère local utilisé dans FIRST et défini de manière arbitraire par la disposition des sous-pupilles (axes horizontal et vertical relativement à la table optique).

Nous avons dans un premier temps pensé à utiliser la caméra CCD de contrôle de l'objet dans le champ pour observer des binaires suffisamment distantes pour les séparer sur l'image (pour rappel, cette caméra est utilisée pour piloter un pointage grossier en tip-tilt afin de compenser l'effet de flexions mécaniques). Cependant, l'incertitude demeure quant à l'orientation relative entre cette caméra et le miroir segmenté (deux réflexions du faisceau sont en effet intercalées entre les deux plans). Nous avons donc écarté cette méthode et préféré conduire l'étalonnage en utilisant une autre binaire observée durant les mêmes nuits.

a) Capella, nuit du 16 octobre 2011, VG droit



b) Capella, nuit du 19 octobre 2011, VG gauche

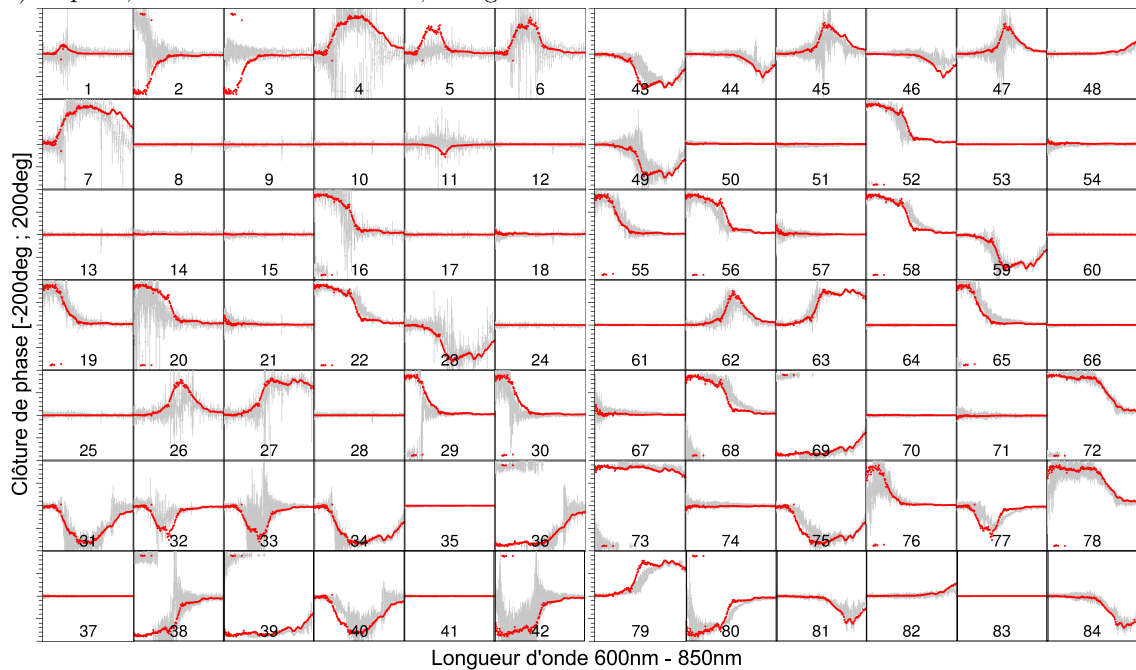


Figure 5.9 – Mesures de clôtures de phase moyennes (points gris) et meilleur modèle (points rouges). Les barres d'erreur des points de mesure ont été multipliées par un facteur correctif afin que le χ^2 réduit vaille 1. Pour la numérotation des clôtures, se reporter à l'annexe A.

Date	Séparation angulaire Δ (mas)			Angle de position θ ($^\circ$)		
	Estimation	Prédiction	Ratio	Estimation	Prédiction	Différence
2011-10-16	87.9 ± 9.8	78.0 ± 0.2	0.888 ± 0.099	218.1 ± 7.3	134.4 ± 0.1	-83.7 ± 7.3
2011-10-19	77.6 ± 1.1	77.8 ± 0.2	1.002 ± 0.014	215.5 ± 0.7	134.7 ± 0.1	-80.9 ± 0.7
2012-07-29	84.4 ± 1.4	88.0 ± 0.5	1.043 ± 0.019	13.4 ± 1.4	307.4 ± 0.1	-66.0 ± 1.4
2012-12-19	89.0 ± 5.6	94.0 ± 0.4	1.056 ± 0.067	13.4 ± 4.1	314.5 ± 0.1	-58.9 ± 4.1
2012-12-20	94.6 ± 6.7	93.6 ± 0.4	0.989 ± 0.070	15.5 ± 5.4	314.5 ± 0.1	-60.9 ± 5.4

Tableau 5.4 – Estimations et prédictions de la position du compagnon Algol C par rapport à Algol A+B. Initialement déterminées dans un repère cartésien, les coordonnées sont ici converties en coordonnées polaires (une séparation Δ et un angle θ) afin de pouvoir estimer le facteur de grandissement correctif par le ratio mesure/prédiction ainsi que l’angle de rotation entre le repère local et l’orientation Nord-Est du ciel par la différence des angles de position.

5.3.1.2 Algol comme étalon

À cette fin, nous avons donc choisi le système triple d’Algol (β Per), bien connu également, dont on résout avec FIRST-18 les deux composantes les plus distantes.

Le système interne (Algol A de type B8V et Algol B de type K2IV), de période de révolution de 2,87 jours et demi-grand axe angulaire de 2,3 mas n’est effectivement pas résolu par un télescope de 3 m. Le système externe en revanche (Algol A+B et Algol C de type F1V) de période de 680 jours environ, demi-grand axe angulaire 93,8 mas et rapport de flux de l’ordre de 10 aux longueurs d’onde visibles est bien détecté par FIRST-18.

Suivant la procédure de réduction décrite précédemment, la position relative d’Algol C par rapport à Algol A+B a été estimée à plusieurs reprises durant les différentes missions d’observations (voir tableau 5.3 pour le détail des observations). Ces résultats sont reportés dans le tableau 5.4. Nous les avons ensuite comparés aux positions attendues en utilisant la prédiction de l’orbite ajustée par [Baron et al. \(2012\)](#) sur des données prises avec l’interféromètre longue base CHARA. On en déduit ainsi un facteur de grandissement correctif et l’angle de rotation entre le repère local utilisé arbitrairement pour l’ajustement des clôtures de phase et l’orientation Nord-Est du ciel.

Étant donné que le montage optique n’est pas modifié durant le déroulement des observations sur plusieurs jours, on peut faire l’hypothèse que l’angle et le facteur correctif sont constants pour les différentes nuits. Cela est d’ailleurs confirmé par le fait que les estimations des deux nuits d’observation d’octobre 2011 et décembre 2012 sont compatibles entre elles à 1σ . Pour les observations conduites en décembre 2012, on choisit donc d’appliquer un facteur correctif et une rotation correspondant à la moyenne pondérée de chacune des deux estimations. En revanche pour les observations d’octobre 2011, on note une nette différence de qualité des estimations reflétée par les barres d’erreur. Cela peut s’expliquer par une différence de conditions atmosphériques entre les deux dates : $r_0 \sim 11,5$ cm le 16 alors que $r_0 \sim 14$ cm le 19 (voir le tableau 5.3). De plus, le choix de temps de pose globalement plus longs le 19 laisse à penser que le temps de cohérence (dont nous ne disposons d’aucune estimation) était probablement plus long, permettant d’augmenter le temps d’intégration des franges sans que celles-ci ne se brouillent. Pour cette époque, nous avons donc choisi de garder la seule estimation du 19 pour corriger le grandissement et l’orientation du plan aux trois dates d’observation de Capella.

Date	Séparation angulaire Δ (mas)			Angle de position θ ($^\circ$)		
	Non corrigé	Corrigé	Prédiction	Non corrigé	Corrigé	Prédiction
2011-10-16	57.1 ± 0.7	57.3 ± 1.1	56.27 ± 0.03	116.0 ± 0.9	35.2 ± 1.1	36.1 ± 0.1
2011-10-17	56.5 ± 1.2	56.6 ± 1.4	56.06 ± 0.03	112.5 ± 1.4	31.7 ± 1.5	33.5 ± 0.1
2011-10-19	56.0 ± 0.4	56.1 ± 0.9	55.37 ± 0.03	108.2 ± 0.7	27.4 ± 1.0	28.3 ± 0.1
2012-07-29	39.2 ± 1.1	40.9 ± 2.2	41.86 ± 0.04	179.6 ± 4.7	113.5 ± 4.3	117.7 ± 0.2
2012-12-19	45.1 ± 1.0	46.1 ± 2.4	47.35 ± 0.04	52.8 ± 1.2	353.1 ± 3.5	356.0 ± 0.1
2012-12-20	44.3 ± 1.2	45.4 ± 2.5	46.42 ± 0.04	49.2 ± 1.5	349.6 ± 3.6	352.2 ± 0.1

Tableau 5.5 – Estimations et prédictions des paramètres de position du compagnon de Capella. Les estimations « brutes » converties en coordonnées polaires sont données en premier, puis les estimations corrigées du grandissement et de la rotation. Enfin les valeurs attendues proviennent du calcul de l'orbite dont les paramètres ont été ajustés par [Torres et al. \(2009\)](#).

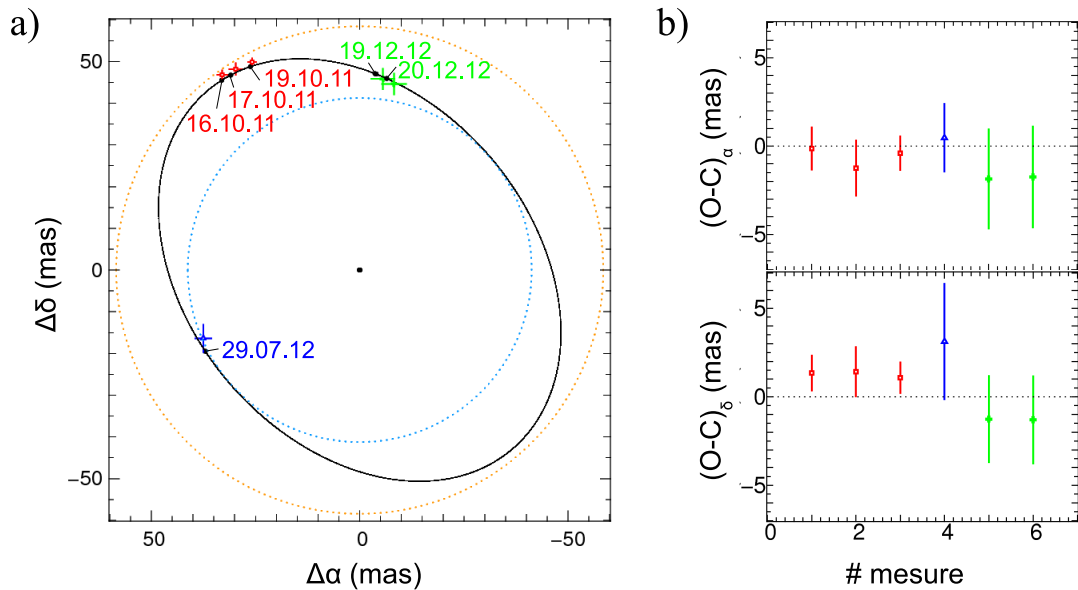


Figure 5.10 – a) Position du compagnon relatif à l'étoile centrale. L'orbite correspond à celle prédite à partir des paramètres ajustés par [Torres et al. \(2009\)](#). Les points correspondent aux différentes époques d'observation : rouge pour octobre 2011, bleu pour juillet 2012 et vert pour décembre 2012. Les cercles en pointillés bleu clair et oranges indiquent les limites de diffraction d'un télescope de 3 m respectivement à 600 nm et 850 nm. b) Différence entre l'observation et la prédiction suivant l'axe d'ascension droite et celui de déclinaison. Le même code couleur est utilisé et les points sont numérotés dans l'ordre croissant (16, 17 puis 19 octobre 2011, 29 juillet 2012 et 19 puis 20 décembre 2012).

5.3.1.3 Astrométrie de Capella

La correction de grandissement et d'orientation étant réalisée, nous obtenons pour Capella les résultats reportés dans le tableau 5.5. Ceux-ci sont aussi représentés graphiquement sur la figure 5.10. L'orbite apparente prédite avec les paramètres déterminés par Torres et al. (2009) est également tracée.

On note que quasiment toutes les mesures sont compatibles avec les prédictions dans la limite de 1σ . On remarque cependant qu'il semble y avoir un biais affectant les résultats de 2011, car les trois points de mesure sont décalés de manière similaire, notamment suivant la direction Nord-Sud (axe de déclinaison δ). L'étalonnage des bases peut être à l'origine de cet effet, puisque seules les observations du système d'Algol du 19 octobre ont été exploitées pour cela. Idéalement, il aurait été préférable que ce système soit observé dans de bonnes conditions à plusieurs reprises au cours de cette mission.

Les mesures obtenues à six dates différentes sont donc en très bon accord avec l'orbite prédite, et ce avec des précisions de 1 mas à 2 mas pour des séparations de l'ordre de la limite de diffraction (50 mas à 725 nm). Si le système n'avait pas été aussi bien connu, ces données auraient donc apporté des informations précieuses pour la caractérisation de l'orbite.

5.3.2 Modèle spectral

En plus de l'information astrométrique, nous avons également accès à une mesure spectrale du rapport de flux entre les deux composantes, $\rho(\lambda)$. Contrairement aux données astrométriques, c'est la première fois que ce type de mesure est obtenu de manière directe pour Capella (l'analyse spectroscopique se fait en général sur un spectre composite, somme des spectres des deux composantes).

Le rapport de flux final que nous avons retenu correspond à la moyenne des résultats obtenus aux trois dates d'octobre 2011. Cela constitue au final un jeu de six mesures par canal spectral puisque chaque date fournit deux mesures indépendantes, correspondant à chaque jeu de neuf fibres (v-grooves gauche et droit). Les rapports de flux des autres époques où nous avons observé Capella (juillet et décembre 2012) n'ont pas été pris en compte à cause de leur qualité bien inférieure, comme illustré sur la figure 5.11. Cela n'était pas aussi défavorable pour les paramètres de position puisque ceux-ci bénéficient de la moyenne sur les canaux spectraux, ce qui augmente leur rapport signal-sur-bruit d'un facteur $\sqrt{n_1} \approx 12$ (pour $n_1 \approx 150$ en moyenne, soit 80% des 190 canaux spectraux totaux). Le rapport de flux spectral final est présenté sur la figure 5.12. Il s'agit du rapport du spectre primaire sur le spectre secondaire, c'est-à-dire composante froide sur composante chaude.

5.3.2.1 Analyse des caractéristiques spectrales

L'analyse du spectre a été menée en collaboration avec Gaspard Duchêne, chercheur et enseignant à l'Université de Californie à Berkeley, spécialiste des systèmes binaires, et avec l'aide de France Allard, chercheuse à l'Université de Lyon, spécialiste des modèles atmosphériques stellaires.

On note en premier lieu que nos résultats sont compatibles à moins de 2σ avec les mesures de rapport de flux antérieures prises dans notre bande spectrale, comme l'illustre la figure 5.12-a. La pente globale observée semble également bien en accord avec l'ensemble

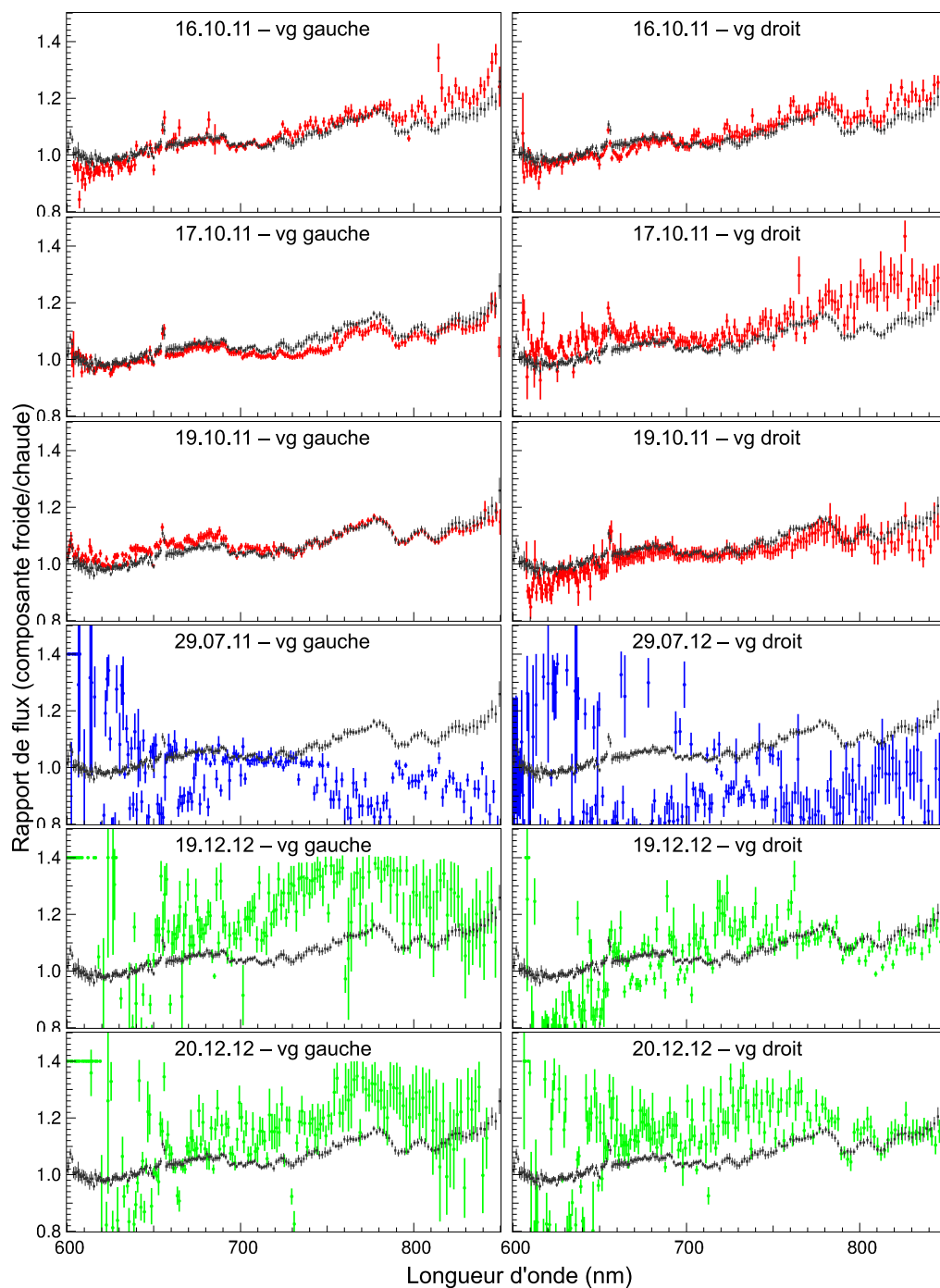


Figure 5.11 – Rapports de flux par date d'observation, avec le rapport de flux final superposé. Celui-ci est calculé comme la moyenne des six mesures indépendantes obtenues pour la période d'octobre 2011 (deux mesures indépendantes pour chacune des trois dates).

des mesures déjà existantes et permet par ailleurs de confirmer que la composante froide devient la plus brillante aux longueurs d'onde infrarouges. On détermine à partir de nos mesures que l'inversion de la tendance a effectivement lieu à $0,64 \pm 0,01 \mu\text{m}$.

On remarque également la présence de raies et de bandes : notamment la raie H_α qui apparaît à $0,655 \mu\text{m}$, et des bandes dans les régions $0,69\text{-}0,75 \mu\text{m}$ et $0,78\text{-}0,84 \mu\text{m}$ que l'on identifie comme des bandes d'absorption moléculaires de TiO et CN respectivement. Le léger écart observé pour la longueur d'onde centrale de la raie H_α (normalement à $656,3 \text{ nm}$) est très certainement dû à un petit défaut d'étalonnage en longueur d'onde, que nous avons déjà évoqué au chapitre précédent. Les bandes d'absorption sont une indication caractéristique des atmosphères froides, et sont une confirmation supplémentaire que la plus brillante dans l'infrarouge est la plus froide des deux composantes.

5.3.2.2 Ajustement de modèles pour contraindre les paramètres stellaires

Pour évaluer dans quelle mesure nos données de rapport de flux permettent de contraindre les paramètres stellaires du système, un ajustement de modèles atmosphériques a été effectué. Il s'agit des modèles récents BT-Settl (Allard et al., 2012a,b), calculés à l'aide du code PHOENIX (version 15.5, Allard et al., 2001, résolvant les équations de transfert radiatif en 1D pour une symétrie sphérique). Les taux référence d'abondances solaires utilisés dans cette version des modèles sont ceux définis par Asplund et al. (2009). Pour les taux de métallicité solaire et supérieurs, aucun excès en éléments α n'est nécessaire.

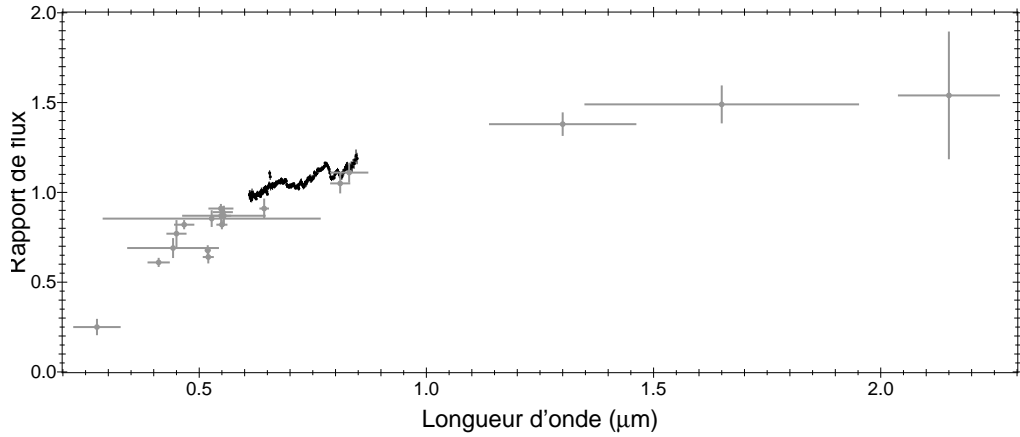
La librairie de spectres PHOENIX est composée de spectres échantillonnés tous les 100 K en température effective T_{eff} et tous les $0,5$ en gravité de surface $\log g$. Chaque modèle testé est calculé comme le rapport entre deux spectres synthétiques, dont la valeur médiane est normalisée de manière à correspondre au rapport de flux médian mesuré dans les données FIRST. Ce facteur de normalisation correspond en fait au carré du rapport des rayons stellaires, puisque les spectres synthétiques sont donnés par unité de surface émettrice. À titre de vérification, ces facteurs sont reportés pour chacun des meilleurs modèles que nous décrivons ci-après. Ils sont tous compatibles avec la valeur nominale tirée de Torres et al. (2009), qui est de $0,737 \pm 0,044$.

La grille de modèles est donc construite suivant quatre paramètres : une température effective et une gravité de surface pour chaque composante. Les valeurs de ces paramètres à tester sont choisies autour des valeurs nominales déterminées par Torres et al. (2009) (à savoir de 5200 K à 5800 K pour la composante chaude, de 4400 K à 5000 K pour la composante froide et de $0,5$ à $4,5$ pour les gravités de surface de chaque composante).

En supposant une métallicité solaire, le meilleur ajustement conduit aux paramètres stellaires suivants, également reportés dans le tableau 5.6 : $T_{\text{eff}}^{\text{ch}} = 5300 \text{ K}$, $\log g^{\text{ch}} = 2,0$ pour la composante chaude, et $T_{\text{eff}}^{\text{fr}} = 4700 \text{ K}$, $\log g^{\text{fr}} = 2,0$ pour la composante froide. Le modèle correspondant est tracé sur la figure 5.12-b en trait plein noir. On note que les valeurs obtenues sont légèrement inférieures aux valeurs nominales attendues, que l'on peut difficilement remettre en cause étant donné qu'elles proviennent de l'exploitation de la quasi-totalité des données prises sur Capella (Torres et al., 2009). Le modèle correspondant au jeu de paramètres nominaux est représenté par la courbe en trait-point bleue.

La différence entre les deux courbes vient principalement de l'écart en profondeur de certaines bandes spectrales, notamment dans la région $0,78 \mu\text{m}\text{-}0,84 \mu\text{m}$, correspondant à une bande d'absorption de la molécule CN. Le modèle nominal semble en effet présenter des bandes d'absorption qui ne sont pas assez intenses en comparaison du spectre mesuré, ce qui est compensé lors de l'ajustement du modèle par des températures effectives plus

a) Comparaison avec les mesures de rapport de flux antérieures



b) Comparaison avec les modèles atmosphériques PHOENIX

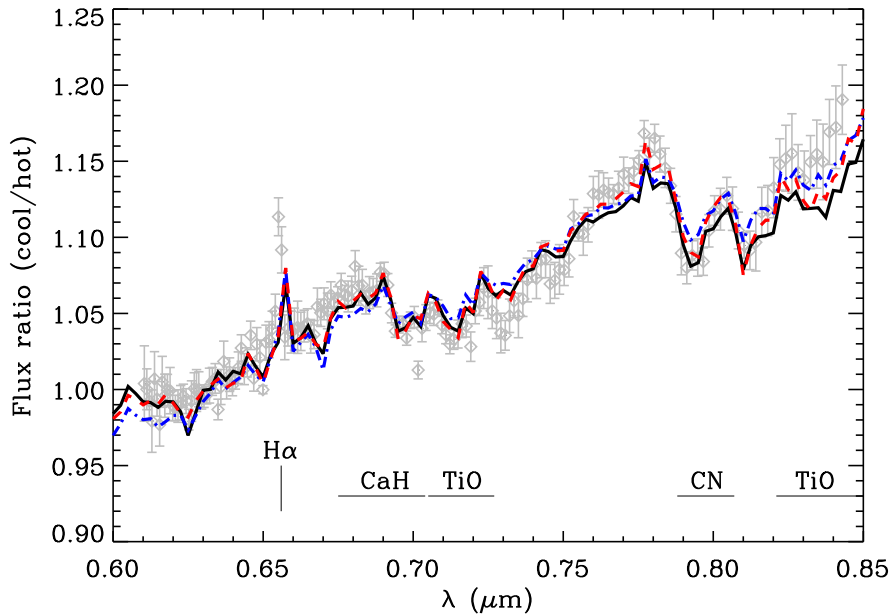


Figure 5.12 – a) Rapports de flux mesurés avec FIRST (points noirs), comparés aux mesures de flux antérieures (points gris) telles que rapportées par Torres et al. (2009). Les barres d'erreur horizontales correspondent à la largeur de la bande sur laquelle a été effectuée la mesure. b) Rapports de flux mesurés avec FIRST (points gris) comparés aux modèles PHOENIX avec différents jeux de paramètres stellaires listés dans le tableau 5.6. La courbe en trait-point bleue est tracée à partir des paramètres nominaux de Torres et al. (2009) et une métallicité solaire. Celle en trait plein noir correspond au meilleur modèle ajusté sur les données FIRST en supposant une métallicité solaire. Enfin, la courbe en pointillés rouges représente le meilleur modèle supposant une atmosphère plus riche en métaux ($[m/H] = +0.5$).

Paramètre	$[m/H] = 0$		$[m/H] = +0.5$
	nominal ¹	FIRST	FIRST
$T_{\text{eff}}^{\text{ch}}$	5700	5300	5600
$T_{\text{eff}}^{\text{fr}}$	4900	4700	4900
$\log g^{\text{ch}}$	3.0	2.0	2.5
$\log g^{\text{fr}}$	2.5	2.0	2.5
χ_{red}^2	4.37	2.89	2.31
$R^{\text{fr}}/R^{\text{ch}}$	0,703	0,723	0,726

Références. 1 : [Torres et al. \(2009\)](#)

Tableau 5.6 – Paramètres stellaires des modèles atmosphériques PHOENIX ([Allard et al., 2012b](#), supposant les taux d’abondance solaires de [Asplund et al. \(2009\)](#)) utilisés dans l’analyse du rapport de flux du système Capella. Les deux premières colonnes supposent une métallicité solaire, tandis que pour la troisième une métallicité sub-solaire. Ces trois modèles sont représentés sur la figure [5.12](#). Les paramètres tirés de [Torres et al. \(2009\)](#) sont légèrement différents de ceux de leur article à cause de l’échantillonnage discret imposé par les modèles PHOENIX.

froides et des gravités de surface plus faibles.

Une autre manière d’améliorer la qualité de l’ajustement consiste à supposer une métallicité plus riche ($[m/H] = +0,5$, avec les abondances augmentées de manière uniforme à partir des abondances solaires). Cette hypothèse conduit à des paramètres stellaires plus proches des valeurs nominales : $T_{\text{eff}}^{\text{ch}} = 5600 \text{ K}$, $T_{\text{eff}}^{\text{fr}} = 4900 \text{ K}$ et $\log g^{\text{ch}} = \log g^{\text{fr}} = 2,5$. Cependant un tel taux de métallicité n’est pas en accord avec toutes les mesures effectuées antérieurement, qui indiquent une métallicité plutôt solaire, voire inférieure.

5.3.2.3 Un modèle atmosphérique incomplet ?

En conclusion, on trouve donc que la pente globale du spectre de rapport de flux mesuré par FIRST est généralement bien reproduite, tant que la différence entre les températures des deux composantes est de l’ordre de 10-12%. En conséquence, il semble que ce soient les signatures spectrales dans les régions correspondant à des bandes d’absorption – en particulier dans la région $0,78 \mu\text{m}$ - $0,84 \mu\text{m}$ – qui tirent les paramètres vers des valeurs plus particulières qui diffèrent des valeurs nominales.

Nous ne pouvons pas complètement exclure l’effet d’un biais qui affecterait le rapport de flux, qui pourrait notamment résulter des effets de transitions de clôture de phase qui s’effectuent dans le mauvais sens (voir le paragraphe [5.2.2.3](#)). Cependant, il semble peu probable que cet effet intervienne précisément dans les zones d’absorption moléculaire. Les transitions de phase, comme le montrent les simulations présentées au paragraphe [5.2.2.2](#), se produisent lorsque la fréquence spatiale projetée dans la direction de la binaire (proportionnelle à B/λ avec B la base projetée) correspond à la séparation. Autrement dit, aucune région de longueur d’onde n’est théoriquement privilégiée.

L’autre manière de considérer ce désaccord entre observations et modèle est d’envisager que les modèles d’atmosphère stellaire ne reproduisent pas correctement le spectre observé. Une hypothèse que nous pouvons émettre concerne d’éventuelles lacunes dans les listes de transitions moléculaires sur lesquelles s’appuient les modèles, et qui conduiraient à une opacité moléculaire sous-estimée. En effet, températures plus froides, gravités de surface plus faibles, ou métallicité plus forte sont des caractéristiques qui tendent à approfondir

les bandes d'absorption de chaque composante, et également à creuser l'écart entre leur spectre respectif, ce qui a aussi pour effet d'approfondir les bandes d'absorption dans le spectre de rapport de flux. Dans la bande spectrale analysée ici, la molécule TiO, largement étudiée, contribue principalement aux bandes d'absorption, mais également la molécule CN (voir les étiquettes sur la figure 5.12-b). Cela paraît être plausible dans la mesure où la liste des transitions de cette dernière sont tirées des bases de données SCAN (Jorgensen, 1994) et sont potentiellement pas tout à fait à jour. De plus, la gamme de température des composantes de Capella correspond justement aux températures où l'importance de la molécule CN devient plus critique.

5.3.3 Conclusion de l'analyse

Ce résultat astrophysique constitue une étape importante dans le développement du projet FIRST. Il démontre en effet la capacité d'un tel instrument à fournir des données précieuses pouvant contribuer significativement à la caractérisation de systèmes binaires, voire à tester les modèles d'atmosphères stellaires si le cas s'y prête.

Nous avons ainsi pu vérifier que le système binaire Capella, dont la séparation est de l'ordre de la limite de diffraction du télescope, est bien résolu spatialement, et les mesures de position du compagnon sont tout à fait conformes aux prédictions, démontrant donc la capacité d'imagerie à la limite de diffraction d'un tel instrument.

D'un point de vue spectral, FIRST fournit des données uniques en permettant une mesure directe du rapport de flux entre les deux composantes. L'analyse de ce spectre a permis de retrouver les températures effectives de manière satisfaisante. Le système étant très bien connu, l'écart subsistant entre nos données et les modèles d'atmosphères stellaires conduit à la conclusion que les modèles utilisés sont potentiellement incomplets, notamment en ce qui concerne la liste des transitions moléculaires de CN. Cela constitue donc le premier résultat astrophysique obtenu avec des données FIRST, démontrant ainsi sa réelle capacité à caractériser un système binaire, et le cas échéant à tester les modèles atmosphériques.

5.4 Autres binaires : résultats préliminaires

Comme présenté dans la partie précédente, le programme d'observations de FIRST à l'observatoire Lick comprend 16 autres systèmes binaires (tableau 5.1). Cela représente une grande quantité de données qui n'a pas encore été traitée. Certains jeux de données ont cependant été réduits de manière préliminaire, et nous en rapportons ici les premiers résultats, qui seront approfondis très prochainement.

5.4.1 η Pegasi

La prochaine cible qui fera certainement l'objet d'une étude approfondie est la binaire η Peg ($V=2,95$; $R=2,31$). Elle est intéressante notamment du point de vue instrumental, puisque la séparation des deux composantes est de l'ordre de la limite de diffraction du télescope ($\lambda/D=41$ mas à 600 nm et 58 mas à 850 nm), voire un peu plus faible.

Brève présentation

η Peg fut annoncée comme une binaire spectroscopique par (Campbell, 1898), à partir de données acquises avec le spectrographe Mills installé sur la grande lunette de 36'' de l'observatoire Lick, comme pour Capella. De premières mesures interférométriques du système furent réalisées par (Hummel & Armstrong, 1992) avec l'interféromètre Mark III (Shao et al., 1988) dont les bases peuvent s'étendre de 3 à 31,5 m. Une première estimation de l'orbite fut alors déterminée. Le système fut ensuite observé à nouveau par interférométrie longue base, avec le *Navy Prototype Optical Interferometer* (NPOI, Armstrong et al., 1998), successeur de Mark III, par Hummel et al. (1998), avec des bases comprises entre 19 et 38 m. Dans cette analyse, les auteurs combinent les données astrométriques Mark III et NPOI, ainsi que les données spectroscopiques et de parallaxe *Hipparcos* pour en déduire une estimation des masses. Les paramètres de ce système sont apportés dans le tableau 5.7.

La température de la composante primaire a été déterminée par l'analyse du flux infrarouge (*Infra-Red Flux Method* IRFM, Blackwell et al., 1990, 1991), tandis que la température de la composante secondaire est déduite de son indice de couleur ($B - V$). L'analyse du rapport de flux spectral estimé à partir des données FIRST permettra donc d'affiner la contrainte sur les températures des deux composantes.

Résultats préliminaires

Le système η Peg a été observé à plusieurs reprises au cours des observations FIRST : en octobre 2011, juillet 2012 et décembre 2012. Les résultats préliminaires montrent que le compagnon est détecté lors des nuits du 26, 27 et 28 juillet 2012. Les clôtures de phase mesurées le 26 juillet 2012 sont représentées sur la figure 5.13, ainsi que le meilleur modèle ajusté. La signature de la binaire présente une amplitude d'au plus 10° environ.

Les paramètres du modèle binaire ainsi ajustés sont représentés sur la figure 5.14. Comme pour le traitement de Capella, la position du compagnon a été corrigée en orientation du champ à partir de la mesure faite sur le système Algol du 29 juillet 2012. Le fait que cette mesure ait été réalisée à une date différente peut certainement expliquer en partie l'écart en position angulaire observée et la position attendue du compagnon. On note cependant que la séparation mesurée est de 44 ± 4 mas, soit $0,9 \lambda/D$ à 725 nm, la longueur d'onde centrale de notre bande passante (la séparation prédite est de 37,5 mas).

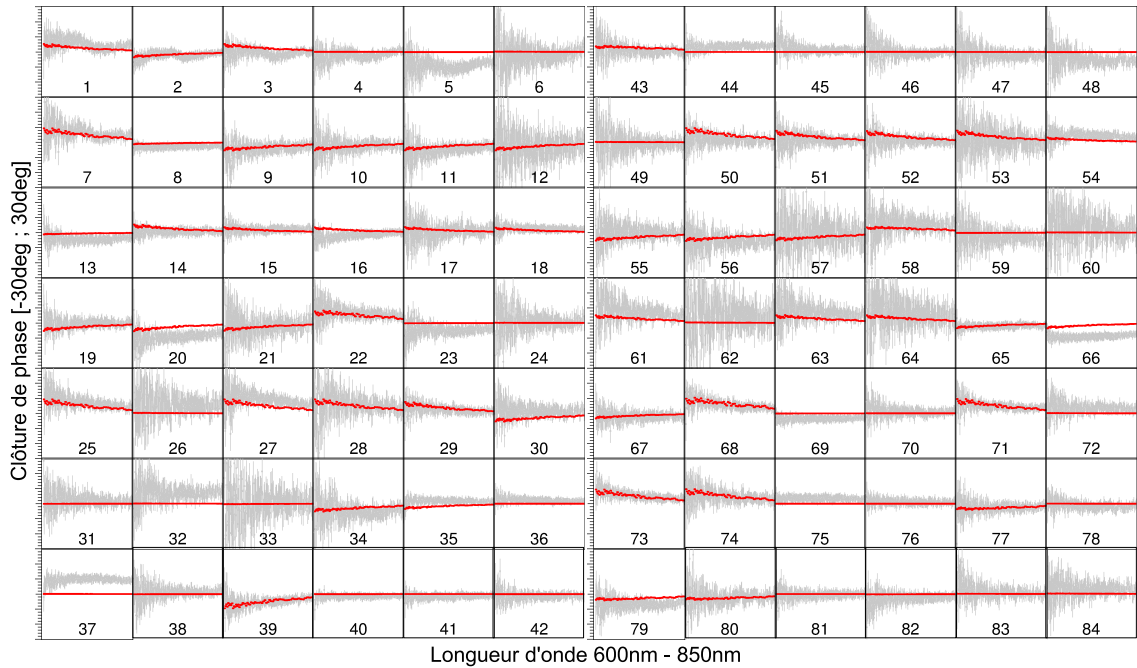


Figure 5.13 – Clôtures de phase mesurées (points gris) et ajustées (points rouges) de la binaire η Peg, correspondant à la nuit du 26 juillet 2012 (v-groove droit).

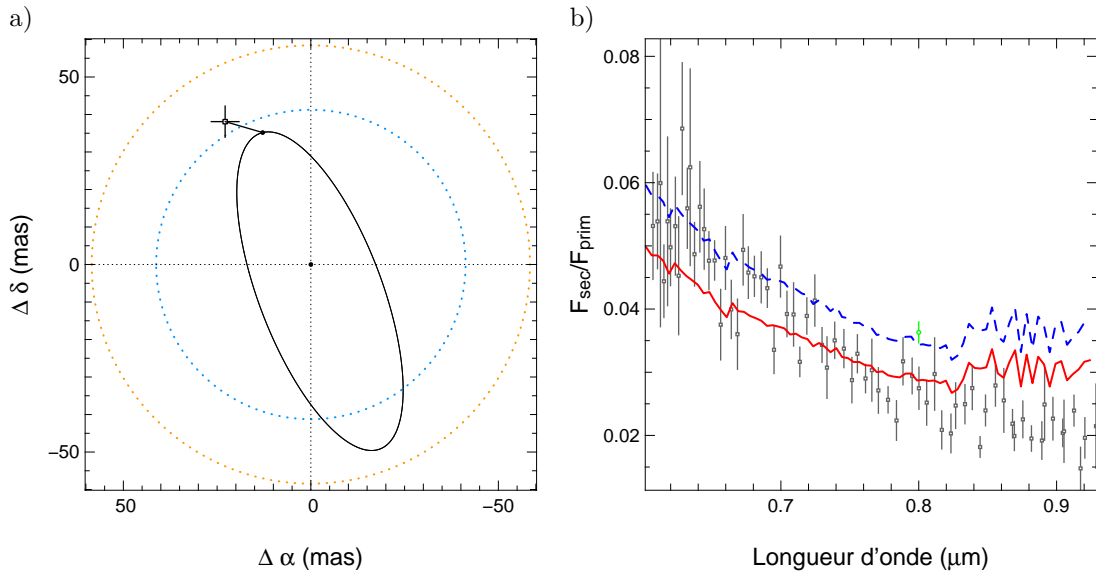


Figure 5.14 – Résultats préliminaires obtenus à partir des données acquises sur η Peg lors de trois nuits (26, 27 et 28) en juillet 2012. a) Estimation de la position du compagnon moyenne sur les trois nuits (point avec barres d'erreur). L'orbite apparente est tracée, telle que prédite par les paramètres déterminés par Hummel et al. (1998). Les cercles bleu et orange correspondent respectivement à la distance λ/D à la composante primaire, à 600 et 850 nm respectivement. b) Rapports de flux estimés à partir des données FIRST (points gris avec barres d'erreur). À noter que ce spectre brut n'a pas été corrigé par le facteur de couplage dans les fibres. Le point vert correspond à la mesure de Hummel et al. (1998) à 800 nm. La courbe en pointillés bleus représente le rapport de flux théorique calculé à partir des spectres synthétiques PHOENIX, pour les températures effectives et les rayons stellaires reportés dans le tableau 5.7. La courbe rouge représente la même courbe, avec le flux médian mis à l'échelle du spectre mesuré.

Paramètres de l'orbite			
Paramètre	Valeur		
Demi-grand axe (mas)	45,02 ± 0,06		1
Période P (jours)	817,41 ± 0,04		1
Passage au périastre (HJD 24+) T_0	47 140,3 ± 0,4		1
Excentricité e	0,1677 ± 0,0009		1
Angle au périastre ω (deg)	-5,5 ± 0,1		1
Position du nœud ascendant (deg)	20,90 ± 0,04		1
Inclinaison i (deg)	68,28 ± 0,005		1
Paramètres stellaires			
Paramètre	Primaire	Secondaire	
Masse (M_\odot)	3,2 ± 0,4	2,0 ± 0,2	1
Température effective	5100 ± 25	7800 ± 600	2, 1
Rayon (R_\odot)	20,9 ± 0,8	2,2 ± 0,2	1
Luminosité (L_\odot)	262 ± 23	15,8 ± 1,6	1
Différence de magnitude à 800 nm	3,61 ± 0,05		1
Distance d (pc)	65,9 ± 2,4		1
Référence. 1 : Hummel et al. (1998) , 2 : Blackwell et al. (1991) .			

Tableau 5.7 – Paramètres physiques du système η Peg.

Le rapport de flux est également présenté. La résolution spectrale a été réduite d'un facteur 3 afin d'améliorer le rapport signal sur bruit lors de l'ajustement du modèle binaire. Une comparaison préliminaire avec les modèles d'atmosphères stellaires correspondant aux températures déterminées précédemment pour ce système (tableau 5.7) montre que la pente et le niveau moyen sont globalement bien reproduits. La mise à l'échelle du flux médian sur la bande spectrale 600-850 nm conduit en effet à un rapport des rayons stellaires de 0,096 ce qui est compatible avec le rapport théorique de $R_{\text{sec}}/R_{\text{prim}} = 0,105 \pm 0,009$ ([Hummel et al., 1998](#)).

La prochaine étape consistera donc à mener la même analyse que celle menée sur le spectre de Capella, en ajustant les températures effectives.

Remarque sur le spectre de rapport de flux

Il faut cependant noter qu'une analyse plus précise nécessitera de prendre en compte l'atténuation du flux du compagnon lors du couplage dans les fibres. En effet, un point source hors axe verra son taux de couplage diminué par rapport à la source présente sur l'axe. Le taux de couplage se calcule par le produit scalaire du champ incident sur le cœur et le mode fondamental de la fibre. [Shaklan & Roddier \(1988\)](#) ont montré que dans l'hypothèse où l'on cherche à coupler une onde plane (résultant en une tache d'Airy dans le plan image), la variation du taux de couplage dans la fibre monomode peut être approximée par le profil du mode de la fibre, qui est lui même très bien approché par un profil gaussien.

On a ainsi représenté sur la figure 5.15 le profil du mode fondamental des fibres monomodes, approximé par une distribution gaussienne. La largeur à mi-hauteur de ce profil est d'environ $7\lambda/D$, avec D le diamètre du télescope, puisque la largeur d'une sous-pupille

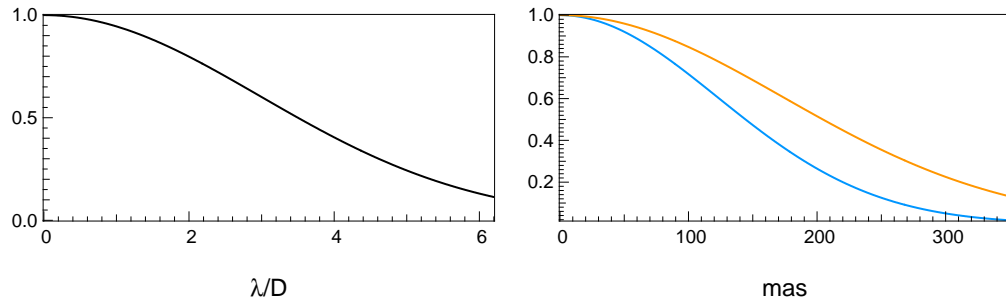


Figure 5.15 – a) Champ d’une fibre monomode en unité de λ/D , limite de diffraction du télescope approximé par une fonction gaussienne de largeur à mi-hauteur λ/D . b) Cette même courbe est représentée pour le télescope Shane de 3 m échantillonné par sept sous-pupilles dans son diamètre, à la longueur d’onde de 600 nm (bleu) et 850 nm (orange).

correspond à un septième du diamètre du télescope. On note ainsi qu’un compagnon situé à λ/D sera transmis à environ 95% comparé à l’étoile centrale, et 80% à $2\lambda/D$ (à noter que ce taux dépend de la longueur d’onde). Cela pourrait donc notamment expliquer la sous-estimation du rapport des rayons stellaires du système η Peg estimé grossièrement au paragraphe précédent. De même cette correction n’a pas encore été appliquée aux résultats préliminaires présentés dans la suite. Cette correction n’était cependant pas nécessaire pour l’analyse du système Capella qui est quasiment symétrique : il n’y a donc aucune raison pour que l’une des deux composantes soit située au centre du champ. Ceci n’est pas le cas pour un système plus contrasté où la composante la plus brillante est nécessairement plus au centre du champ.

5.4.2 β Coronae Borealis

Une analyse préliminaire des données acquises sur la binaire β CrB ($V=3,68$; $R=3,5$) a également été conduite, pour l’instant sur une seule des trois dates auxquelles cette cible a été observée en juillet 2012 (celle du 29). Ces tout premiers résultats sont illustrés sur la figure 5.16. À noter qu’ils gagneront certainement à être affinés grâce aux données prises aux deux autres dates.

β CrB est situé à environ 35 pc et est composée d’une étoile primaire de type Ap magnétique, c’est-à-dire une étoile de composition chimique particulière et d’une composante secondaire classée F2. La période orbitale est d’environ 10 ans (3848 jours). Les températures effectives ont été estimées à $T_{\text{eff}}^{\text{prim}} = 7980 \pm 180 \text{ K}$ et $T_{\text{eff}}^{\text{sec}} = 6750 \pm 230 \text{ K}$ pour la primaire et la secondaire respectivement par [Bruntt et al. \(2010\)](#). Comme le font remarquer les auteurs de cette dernière étude, il est intéressant de noter que la température effective de la composante primaire que l’on recense dans la littérature s’étend de 7230 K ($7430 \pm 200 \text{ K}$, [Kochukhov & Bagnulo, 2006](#)) à 8700 K ($8340 \pm 360 \text{ K}$, [Netopil et al., 2008](#)). L’analyse du spectre de rapport de flux mesuré avec FIRST apportera donc sans doute des contraintes supplémentaires sur les températures effectives des deux composantes.

5.4.3 χ Draconis

De même, une analyse préliminaire des données de χ Dra ($V=3,58$; $R=3,3$) a été menée sur l’une des trois dates à laquelle cette binaire a été observée, le 26 juillet 2012 et les résultats sont présentés sur la figure 5.17. Ce système fait partie des rares binaires à la

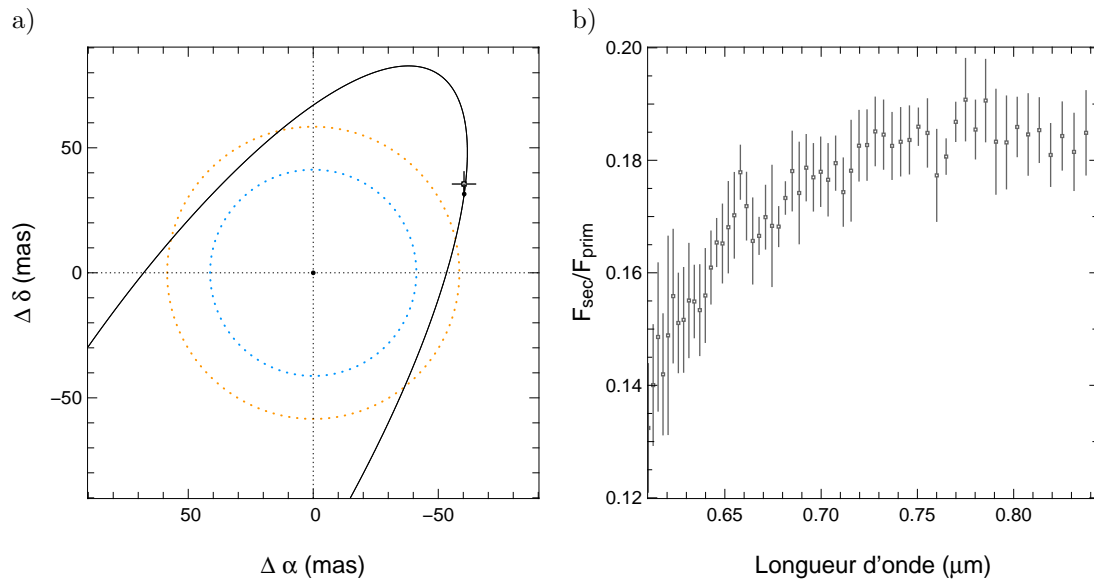


Figure 5.16 – Résultats préliminaires obtenus sur le système binaire β Crb. a) Comparaison de la position du compagnon mesurée par rapport à la prédiction sur l'orbite apparente (point noir). La limite de diffraction du télescope, λ/D , est représentée à 600 (cercle bleu) et 850 nm (cercle orange). b) Spectre de rapport de flux brut entre la composante secondaire et la composante primaire. Ce spectre brut n'a pas été corrigé par le facteur de couplage dans les fibres.

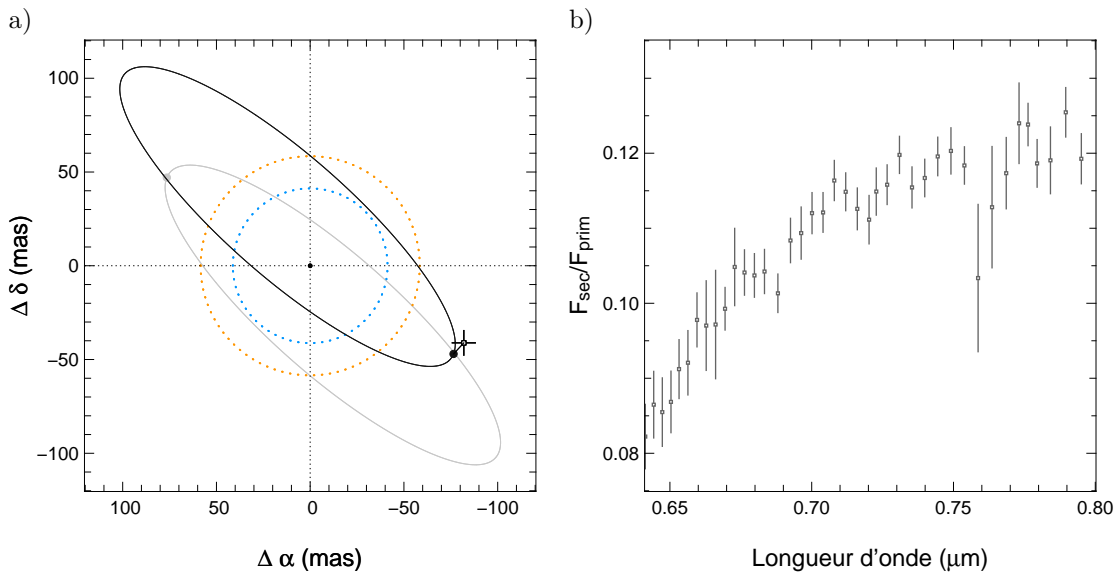


Figure 5.17 – Résultats préliminaires obtenus sur la binaire χ Dra. a) Point de mesure issu des données FIRST avec les barres d'erreur, l'ellipse grise représente l'orbite prédite d'après Tomkin et al. (1987); Pourbaix (2000), avec erreur sur l'orientation à 180° près, et l'ellipse noire l'orbite renversée. b) Spectre de rapport de flux brut entre la composante secondaire et la composante primaire. Ce spectre brut n'a pas été corrigé par le facteur de couplage dans les fibres.

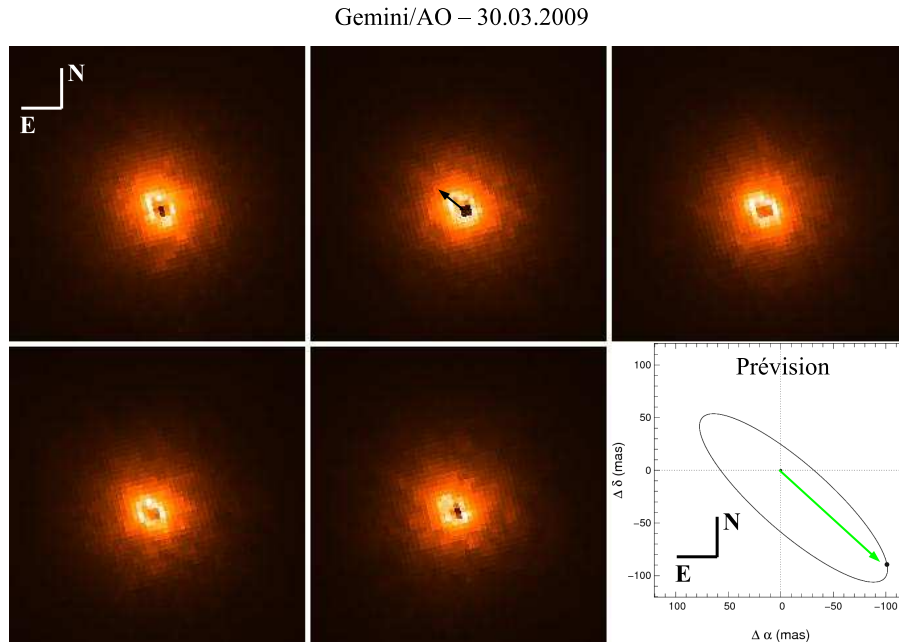


Figure 5.18 – Cinq images du système χ Dra disponibles dans la base de données du système d’optique adaptative du télescope Gemini, datant du 30 mars 2009. Bien que les images soient saturées (d’où les pixels sombres au centre de la tache image), on y décèle une élongation que l’on devine orientée Nord-Est plutôt que Sud-Ouest comme la position prédite.

fois visuelles et spectroscopiques de type II (les deux spectres sont détectés dans le spectre total). Le système présente une période de 280 jours environ et se situe à approximativement à 8 pc. La composante primaire est classée F8IV-V tandis que la secondaire est décrite comme une naine G tardive / K précoce, de températures effectives $T_{\text{eff}}^{\text{prim}} = 6150 K$ et $T_{\text{eff}}^{\text{sec}} = 4949 K$ pour la primaire et la secondaire respectivement (Spite, 1967).

Le point intéressant que l’on peut d’ores et déjà souligner, en plus de l’information spectrale, est que la position du compagnon mesurée par FIRST le 26 juillet 2012 se trouve à l’opposée de celle prédite par l’orbite référencée dans le catalogue WDS (*Washington Double Star catalog* tenu par l’U.S. Naval Observatory), comme illustré sur la figure 5.17. Après une recherche dans la littérature relative à ce système, nous avons relevé une possible ambiguïté concernant l’orientation du système. De nombreuses mesures astrométriques ont en effet été réalisées par interférométrie des tavelures, mesures qui peuvent justement présenter cette ambiguïté de 180° .

Plusieurs éléments nous poussent donc à croire que l’orbite définie initialement a en fait été mal orientée :

- les données CHARA présentées par Farrington et al. (2010), exploitant la méthode de détection des deux paquets de franges, applicables pour des binaires suffisamment séparées, sont explicitement décrites comme mesurées dans la direction opposée à celle prédite par l’orbite récemment mise à jour par Pourbaix (2000). Cependant les auteurs avancent le fait que la composante primaire est certainement résolue et fausse l’identification des deux paquets de franges, ce qui expliquerait l’inversion du vecteur position.
- Gaspard DUCHÊNE a également pu récupérer des images acquises avec le système d’optique adaptative du télescope Gemini. Les images sont saturées (d’où la présence

des pixels sombres) mais présentent une élongation que l'on distingue plutôt orientée vers le Nord-Est, alors que la prédiction donnée par l'orbite est orientée dans la direction opposée (voir la figure 5.18). Malheureusement ces images sont certainement bien trop saturées pour qu'un ajustement de la position du compagnon puisse être mené correctement.

- Enfin, [Horch et al. \(2008\)](#) rapportent des données de mesures d'interférométrie des tavelures, dont l'ambiguïté de 180° est levée grâce à une estimation du bispectre. Ils présentent ainsi deux points de mesure sur l'orbite de χ Dra qui se trouvent à l'opposé des positions prédites.

En conclusion, nos données FIRST s'appuyant sur l'analyse de la phase par le biais de la clôture de phase, permettent de confirmer sans ambiguïté que l'orbite de χ Dra publiée précédemment et référencée dans le catalogue WDS est renversée de 180° .

5.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons donc évoqué l'intérêt que présente l'étude de systèmes binaires notamment concernant la détermination de la masse, qui est un paramètre fondamental d'une étoile. Ces systèmes doubles, voire multiples, servent alors de test pour les modèles d'évolution stellaire, à l'échelle du système mais également à une échelle plus globale par le biais de considérations statistiques.

Le premier programme d'observations de FIRST sur le télescope de 3m Shane de l'Observatoire Lick comporte de nombreuses binaires, dont le système bien connu Capella. Largement étudié depuis des décennies, ses paramètres stellaires (températures effectives, gravités de surface, métallicité) ont déjà été bien contraints par un grand nombre d'observations antérieures, ce qui fait de ce système un bon test pour FIRST.

L'analyse approfondie que nous avons menée à partir des mesures de clôtures de phase à trois époques différentes a permis d'estimer la position du compagnon, situé parfois à seulement λ/D de l'autre composante. Un spectre de rapport de flux des deux composantes a également été mesuré pour la première fois. Avec une résolution spectrale de ~ 300 , des raies et bandes d'absorption sont clairement visibles, et permettent de contraindre finement les paramètres stellaires. Le spectre est ainsi globalement bien reproduit. Cependant, même le modèle optimal présente un écart significatif aux données dans la région d'absorption moléculaire correspondant à CN. Bien que l'on ne puisse complètement exclure l'effet subtil d'un biais qui affecterait notre mesure de rapport de flux, cette constatation, ainsi qu'une tendance à sous-estimer les températures effectives et sur-estimer la gravité de surface et la métallicité, laisse à penser que les modèles utilisés ne sont pas totalement adaptés. Une hypothèse probable serait qu'ils s'appuient sur des listes de raies moléculaires incomplètes ou d'intensité sous-estimée.

Pour conclure, ces premiers résultats rassemblés dans un article (en annexe C) récemment accepté pour publication (Huby et al., 2013), sont très encourageants quant à la réduction des données prises sur les autres binaires observées lors de cette campagne, comme en témoignent les quelques résultats préliminaires brièvement évoqués. En particulier, nous obtenons un spectre de rapport de flux pour le système η Peg à la limite de diffraction du télescope, qui est en bon accord, à première vue, avec les paramètres stellaires connus du système. Une analyse plus approfondie permettra certainement d'apporter des contraintes supplémentaires sur ces paramètres. Il en va de même concernant β CrB ainsi que χ Dra, système pour lequel il est intéressant de souligner que notre mesure astrométrique permet de confirmer que l'orbite publiée précédemment est renversée de 180° .

Chapitre 6

FIRST à Subaru

Le succès de FIRST rencontré à l’observatoire Lick sur le télescope Shane de 3 m nous a par la suite permis d’avoir accès à un télescope de classe 8 m qu’est le télescope japonais Subaru, situé au Mauna Kea à Hawaï. La première lumière fut obtenue le 25 juillet 2013, avec FIRST-18 intégré au banc d’optique adaptative extrême du Subaru, SCEExAO. De nouvelles perspectives s’ouvrent donc, grâce à une résolution angulaire et une sensibilité accrues, mais également grâce à une stabilité mécanique améliorée, puisque les instruments sont installés au foyer Nasmyth et non plus Cassegrain.

6.1 Intégration au banc SCEExAO

Lors de la dernière partie de ma thèse, nous avons initié une collaboration avec l’équipe du *Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics* (SCEExAO) : Olivier GUYON, Frantz MARTINACHE et Nemanja JOVANOVIĆ. Ils nous ont effectivement donné la possibilité d’installer l’instrument FIRST sur le banc optique qui reçoit la partie visible du faisceau. Le travail d’interfaçage avec le banc SCEExAO a été réalisé en grande partie par Sébastien VIEVARD, stagiaire du M2 OSAE (Outils et Systèmes de l’Astronomie et de l’Espace), présent sur place durant six mois.

6.1.1 SCEExAO

SCEExAO s’inscrit parmi les systèmes d’optique adaptative de nouvelle génération, aux côtés des projets SPHERE (*Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research*, Beuzit et al., 2008) et GPI (*Gemini Planet Imager*, Macintosh et al., 2008). Ces systèmes qualifiés d’*extrêmes* le sont par leur capacité à corriger les hauts-ordres d’aberrations du front d’onde incident perturbé par l’atmosphère. Pour cela, un grand nombre d’actionneurs sont nécessaires au miroir déformable. Les limites technologiques ont été repoussées en ce sens récemment, fournissant des miroirs avec un millier d’actionneurs. Ainsi, la version actuelle de SCEExAO dispose d’un miroir segmenté comportant 2 000 actionneurs, dont 50 dans sa largeur.

Dans le but de détecter des exoplanètes de manière directe, ces instruments sont également couplés à un système coronagraphique. SCEExAO est de plus doté d’un masque de phase à apodisation d’amplitude, *Phase Induced Amplitude Apodization*, ou PIAA (Guyon, 2003). Un tel masque consiste à redistribuer l’amplitude du champ dans la pupille, grâce à un couple de deux miroirs ou deux lentilles, afin de minimiser le flux présent dans les ailes

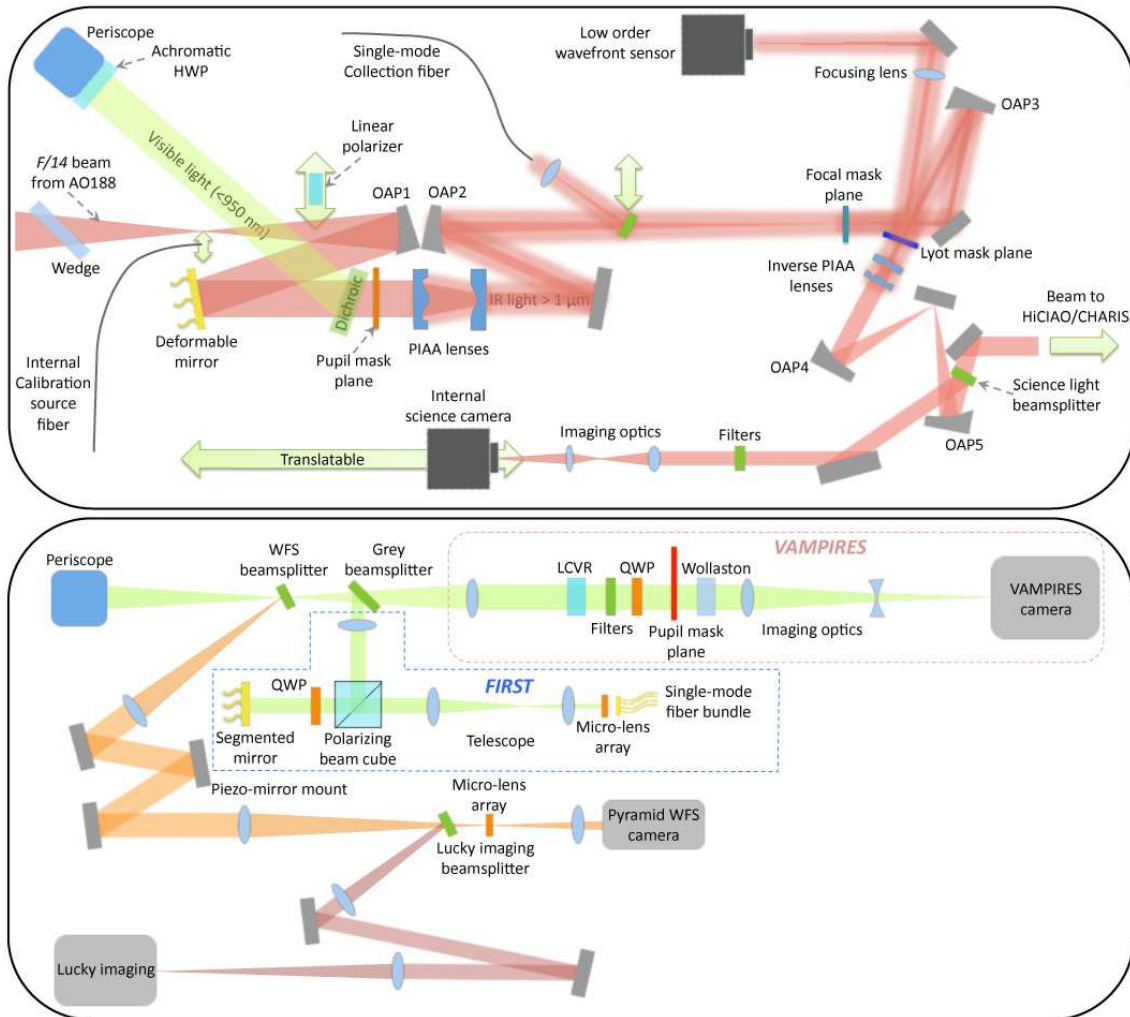


Figure 6.1 – *Haut* : Architecture du banc infrarouge de SCEXAO (la lumière arrive de l'AO188 par la gauche), *bas* : architecture du banc visible. Ce schéma est tiré de [Jovanovic et al. \(2013\)](#). Le montage simplifié de la partie de l'injection de FIRST y est représenté sur le banc visible (encadré en pointillés bleus), avec le miroir segmenté, le cube polarisant et le toron de fibres optiques monomodes.

de la tache de diffraction classique. Couplé à un masque coronographique, cela permet notamment d'accroître la limite de détection près de l'étoile centrale.

Le système d'optique adaptative de SCEXAO est optimisé pour travailler dans le proche infrarouge (bande H). Il est alimenté par le faisceau issu du système d'optique adaptative du Subaru, l'AO188 (188 se référant au nombre d'actionneurs du miroir déformable), qui fournit un premier étage de correction. Celle-ci est nécessaire dans la mesure où le miroir segmenté utilisé pour les aberrations de hauts ordres dispose de plus d'actionneurs mais avec une course plus réduite, qui est donc plus approprié à améliorer un front d'onde déjà partiellement corrigé. SCEXAO dispose actuellement d'un analyseur de front d'onde fonctionnant dans le proche infrarouge afin de contrôler le miroir segmenté, et deux types d'analyseur sont actuellement en développement pour un contrôle plus fin des hauts ordres ([Clergeon et al., 2013](#)). Ceux-ci exploitent la partie visible du faisceau, et s'appuient sur le principe de l'analyseur pyramidal pour l'un, et le principe d'un analyseur de courbure

non linéaire pour l'autre. Leur mise en fonction prochaine permettra d'atteindre les performances du système d'OA extrême proprement dites.

La conception du banc de SCEXAO a été pensée pour être modulaire et permettre l'implémentation de diverses techniques pour l'imagerie haute dynamique. Ainsi, plusieurs types de coronographes peuvent y être intégrés et testés, tels que le coronographe vortex, ainsi que des masques de phase à 4 ou 8 quadrants. De plus, sous réserve que l'analyseur de front d'onde travaillant dans le visible ne requière pas la totalité des photons visibles, des instruments tels que FIRST ou VAMPIRES (*Visible Aperture Masking Polarimetric Interferometer for Resolving Exoplanetary Signatures*, Norris et al., 2012) peuvent y être intégrés afin d'exploiter les photons non utilisés. La structure de SCEXAO est donc organisée en deux étages, avec en bas le système de correction de l'optique adaptative, comportant le miroir segmenté, l'analyseur de front d'onde, mais également les coronographes. La partie visible du faisceau (de longueur d'onde inférieure à 900 nm) est envoyée sur un second banc situé au-dessus par le biais d'un périscope. L'architecture de chacun de ces bancs est représentée sur la figure 6.1.

6.1.2 Interface avec FIRST

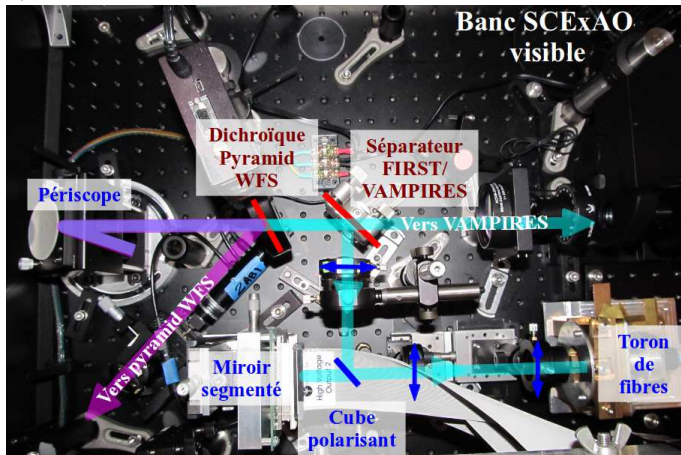
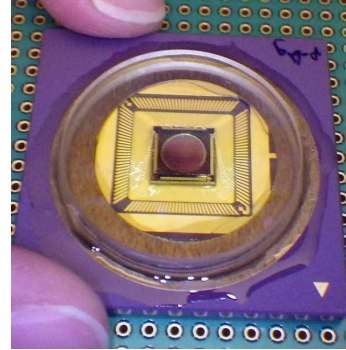
L'intégration de FIRST sur le banc SCEXAO a été conceptuellement simple, démontrant la grande adaptabilité de l'instrument. L'avantage de FIRST a été ici de disposer de deux parties indépendantes, à savoir le montage consacré à l'injection du flux dans les fibres optiques d'un côté, et le montage de recombinaison des faisceaux de l'autre. Ce partitionnement a donc permis de minimiser l'encombrement des optiques nécessaires sur le banc visible de SCEXAO et de déporter la partie recombinaison sur une table optique supplémentaire, installée à côté, à une distance permise par la longueur des fibres optiques. L'agencement des différents instruments est illustré sur la figure 6.2.

Le montage optique au niveau de l'injection a été adapté de manière à ce que le faisceau incident sur le miroir segmenté ait la bonne dimension. Le faisceau incident étant divergeant à $f/27,8$, la focale de la lentille de collimation a donc été adaptée (120 mm) pour ajuster le diamètre du faisceau au miroir de 4,2 mm (le faisceau délivré par le télescope Shane était divergeant à $f/28,5$ et la lentille avait donc une focale de 125 mm). Pour répondre à la contrainte d'encombrement, le montage a été simplifié et nous avons dû nous passer du système afocal d'imagerie de la pupille (le miroir segmenté doit donc être directement placé dans le plan pupille imagé par la lentille de collimation) ainsi que du système de contrôle de l'objet dans le champ à l'aide de la caméra Sony (voir le paragraphe 2.1.2.2 concernant la description de ces fonctions). Cela n'est pas critique dans la mesure où l'installation sur la plate-forme Nasmyth offre une stabilité mécanique incomparable aux aléas du foyer Cassegrain. Nous avons donc supposé qu'un alignement effectué au préalable serait stable durant toute la nuit d'observations.

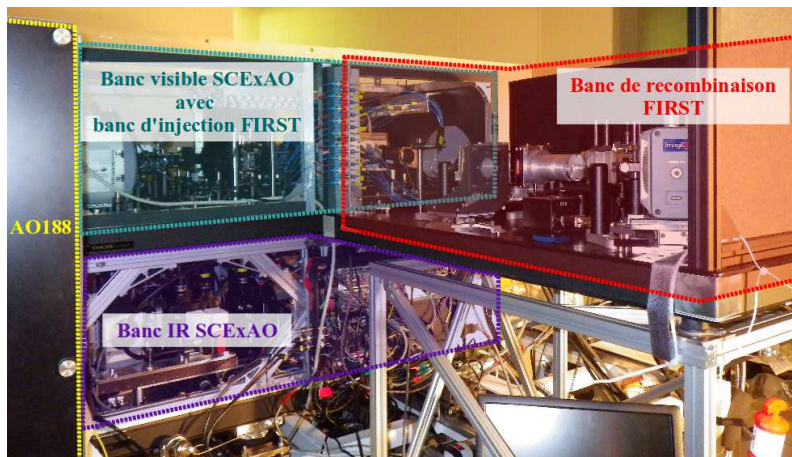
La partie de l'instrument qui effectue la recombinaison est ainsi montée sur une table optique différente, placée à côté du banc SCEXAO. Le support de la table, la positionnant à hauteur de l'étage visible soit à environ 1,8 m du sol, a été conçu par le bureau d'étude du Subaru et fut monté par Sébastien VIEVARD. Celui-ci a également conçu et fabriqué le capot entourant le banc de recombinaison (visible sur la figure 6.2-c-d) afin de le protéger de l'éventuelle lumière parasite.

Concernant l'adaptation mécanique, des modifications ont dû être apportées à certaines montures, notamment celles de la partie réalisant l'injection afin d'ajuster la hauteur du faisceau (passant de 16 cm à 12 cm). Ces modifications furent conduites par l'atelier

a) Montage d'injection dans les fibres

b) Miroir segmenté *Iris AO*

c) Vue de la plate-forme Nasmyth



d) Vue de la plate-forme Nasmyth, vers le télescope

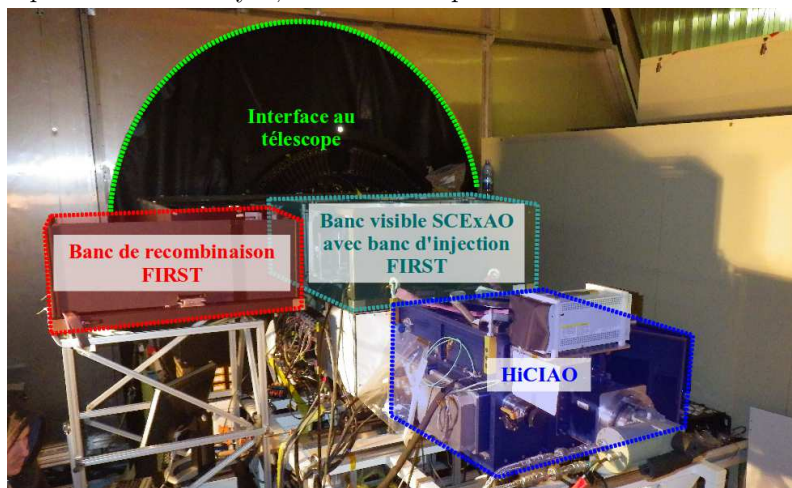


Figure 6.2 – Intégration de FIRST au banc SCExAO. a) Partage du faisceau visible. Une première lame dichroïque passe bas envoie une partie du faisceau vers l'analyseur pyramidal (Pyramid WFS). Un séparateur 50/50 sépare ensuite le flux entre VAMPIRES et FIRST. b) Miroir segmenté sous une lame scellée. c) Vue de l'agencement des instruments sur la plate-forme Nasmyth, avec l'OA188, les deux étages de SCExAO et la table optique de recombinaison de FIRST. d) Autre vue de la plate-forme, avec l'interface au télescope, et HICIAO au premier plan. Les photos b) à d) sont de Sébastien VIEVARD.

mécanique du LESIA (Frédéric CHAPRON et Norbert BEDEL) et réalisées par l’atelier du pôle instrumental du GEPI. Les montures des anamorphoseurs, conçues pour travailler en position verticale (voir le paragraphe 3.1.2.2), ont également dû être retouchées afin d’être plus stables en position horizontale, ce qui fut effectué sur place par Sébastien VIEVARD aidé du mécanicien de l’atelier du Subaru.

6.1.3 Les péripéties

La préparation d’une première lumière sur un nouveau télescope ne va jamais sans son lot de surprises et d’événements ou incidents inattendus. Voici un aperçu des principales difficultés qui furent rencontrées et surmontées.

Un changement radical a été effectué par l’équipe SCEXAO qui a décidé quelques mois avant la nuit d’observation de remplacer toutes les optiques en réfraction de SCEXAO par des optiques en réflexion (ce qui correspond au montage présenté sur la figure 6.1), afin de minimiser les effets chromatiques en vue de l’intégration future du spectrographe CHARIS (*Coronagraphic High Angular Resolution Imaging Spectrograph*). En conséquence, la position initiale d’arrivée du périscope sur le banc visible fut modifiée, ainsi que l’agencement des instruments visibles. Un réalignement complet de l’ensemble des instruments a donc dû être mis en œuvre en un temps limité. Le rôle de Sébastien VIEVARD dans cette tâche a été prépondérant, puisqu’il a accompli l’adaptation de FIRST à cet environnement modifié, avec notamment des contraintes d’encombrement plus fortes.

Dès le premier alignement de FIRST, nous avons été confrontés à un souci que nous avons tout d’abord interprété comme un problème d’alignement de FIRST. Cela se traduisait par une mauvaise optimisation de l’injection du flux dans les fibres optiques, qui conduisait à des positions optimales des segments très dispersées. Cela signifiait que le miroir segmenté n’était pas plat du tout, même sur une source interne censée être parfaitement cohérente. Nous suspicions en premier lieu un problème d’orientation des microlentilles devant les fibres optiques du toron, puis ensuite la présence d’astigmatisme, qui n’était pourtant pas visible sur le faisceau infrarouge. Le problème fut finalement résolu quelques jours seulement avant la nuit d’observation du 25 juillet : un fort astigmatisme était en fait généré sur le faisceau visible par la dichroïque séparant le faisceau infrarouge du visible, placée dans une monture trop serrée qui la contraignait mécaniquement. Après l’ajustement mécanique de cette lame, l’optimisation de l’injection dans les fibres conduisait à un miroir segmenté quasiment parfaitement plan, comme attendu sur la source interne.

Nous avons également rencontré un problème assez sérieux avec le miroir segmenté d’*Iris AO*, qui ne fonctionne visiblement pas de manière optimale dans des conditions d’humidité trop importante. Le laboratoire du Subaru est situé à Hilo, où le taux d’humidité est généralement très haut. Une sonde placée dans la salle où se trouvaient les instruments indiquait effectivement un taux de plus de 50%. Un miroir segmenté fut ainsi dégradé et plusieurs segments ne répondaient plus. Dans sa générosité, Michael HELMBRECHT, directeur et fondateur d’*Iris AO*, nous a fourni à temps un miroir de remplacement fonctionnel et protégé par une lame de verre scellée, l’isolant de l’humidité ambiante, comme on peut le voir sur la figure 6.2-b.

6.2 La première lumière

Deux nuits d’observation furent attribuées à SCExAO durant l’été 2013. Plusieurs instruments et modules comptaient sur cette mission pour voir leur première lumière, mais toute la préparation se passa relativement bien, malgré la pression certaine. La nuit du 25 juillet fut donc un succès pour FIRST, et les premiers résultats préliminaires sont prometteurs.

6.2.1 Le 25 juillet 2013 au Subaru

Deux nuits d’observation furent attribuées à SCExAO en juillet 2013 : les 23 et 25 juillet. La première fut catastrophique au niveau météorologique puisque brouillard et humidité empêchèrent d’ouvrir le dôme. La nuit du 25 fut par contre bien plus favorable, et les premières franges apparurent sur notre détecteur vers 21h30 heure locale, dès que la boucle de SCExAO fut fermée !

Le programme était chargé pour cette première nuit, la salle de contrôle était d’ailleurs comble (plus d’une vingtaine de personnes). Plusieurs instruments et modules devaient voir leur première lumière : SCExAO dans sa nouvelle architecture toute en miroirs paraboliques, l’analyseur de front d’onde coronographique bas ordre (*Coronagraphic Low Order Wavefront Sensor*, CLOWS), plusieurs masques coronographiques, l’analyseur de front d’onde pyramidal, VAMPIRES et FIRST. Le choix des cibles fut donc nécessairement restreint à des étoiles brillantes qui convenaient parfaitement pour les tests de FIRST. Les différentes cibles pointées durant la nuit sont reportées dans le tableau 6.1.

Cible	Début d’observation	Commentaires
Véga	21 : 00	$R_{\text{mag}} = 0,1$, non résolue
Altair	01 : 40	$R_{\text{mag}} = 0,6$, non résolue
χ Cygni	03 : 00	$R_{\text{mag}} \sim 2-3$, étoile de type Mira, de diamètre 30-40 mas
ϵ Cep	03 : 30	$R_{\text{mag}} = 3,9$, compagnon à 250 mas, contraste de 2% en bande H
η Peg	04 : 20	$R_{\text{mag}} = 2,3$, compagnon à 50 mas, contraste de 4% à 800 nm

Tableau 6.1 – Liste des cibles observées lors de la première lumière au télescope Subaru.

Malheureusement, le flux ne fut pas transmis par toutes les fibres, ce que l’on remarqua dès la procédure d’optimisation pendant les observations. Les fibres « perdues » quasiment systématiquement sont celles représentées en rouge sur la figure 6.3-a. D’après leur position dans la pupille la raison de cette perte de flux semble provenir d’une translation de la pupille car toutes se trouvent sur le même côté. Ce phénomène peut s’expliquer par le fait que la lame dichroïque infrarouge/visible est utilisée par l’analyseur de front d’onde pyramidal comme un miroir de tip-tilt, mais n’étant pas placée dans un plan pupille, son changement d’orientation induit potentiellement une translation de la pupille. De plus certains réalignements de dernière minute ont dû être opérés sur le banc SCExAO et l’analyseur pyramidal en début de nuit, qui ont également pu introduire une telle translation. De nombreux pics sont donc absents ou très faibles dans les densités spectrales de puissance moyennes, comme affichées sur la figure 6.3-c. Cela se traduit par une couverture du plan (u,v) nécessairement restreinte, de manière assez radicale notamment pour le v-groove gauche.

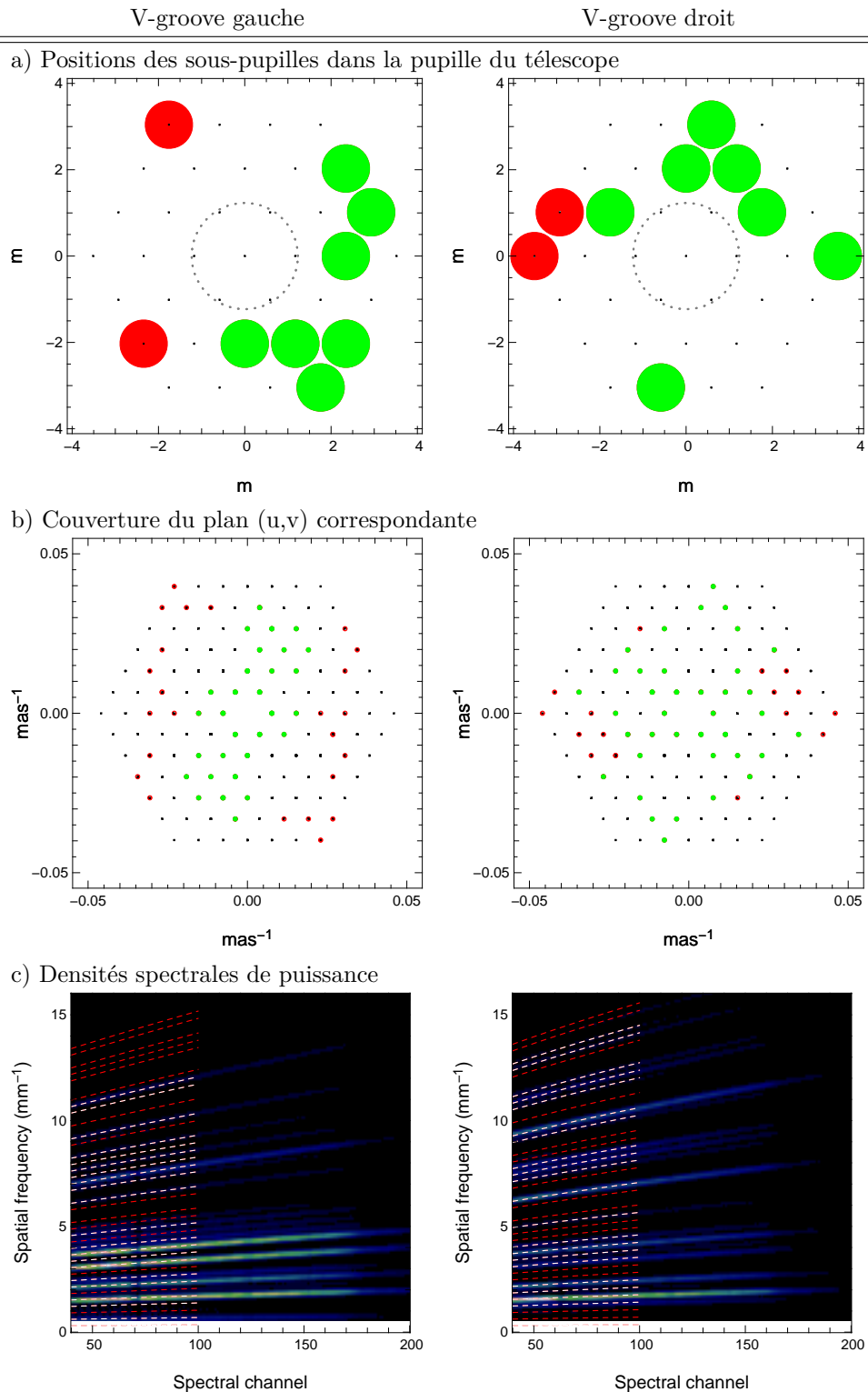


Figure 6.3 – a) Position des deux jeux de neuf sous-pupilles dans la pupille du télescope. Les pastilles vertes correspondent aux fibres dans lesquelles du flux est injecté alors que les rouges correspondent aux fibres absentes. b) Couvertures du plan (u,v) correspondantes, en vert correspondant aux sept fibres présentes pour chaque v-groove, les fréquences manquantes sont représentées en rouge. c) Densités spectrales de puissance moyennes obtenues à partir des images de franges. Les pointillés blancs repèrent les pics correspondant aux fibres qui transmettent du flux, et les pointillés rouges correspondent aux pics franges absents.

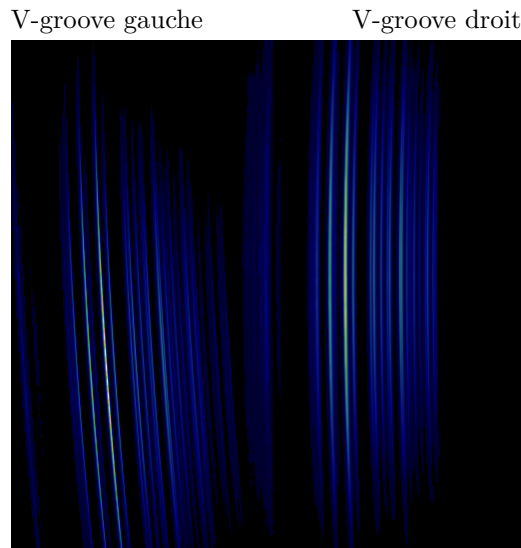


Figure 6.4 – Image composite des deux images obtenues avec la lampe à néon en l’injectant directement dans une des fibres du v-groove gauche et droite successivement (les adjectifs gauche et droit se rapportent à leur position sur l’image). On observe que les raies sont plus fines à gauche, mais que la déformation de la tache image est plus importante.

6.2.2 Résultats préliminaires

Une réduction des données très préliminaire montre une nette amélioration de la stabilité des images (qui pour rappel subissaient une translation progressive selon le pointage du télescope Shane, lorsque FIRST était installé à son foyer Cassegrain). Cela permet notamment de simplifier certaines étapes de la réduction des données : la détection de la déformation de l’image induite par le prisme, ainsi que l’étalonnage en longueur d’onde sont réalisés une seule fois, sur les images prises avec la lampe à néon (une image moyenne est affichée sur la figure 6.4), ce qui présente deux avantages. Premièrement, l’étalonnage en longueur d’onde ainsi effectué est indépendant de l’objet observé. Deuxièmement, la déformation est estimée comme la moyenne des déformations détectées sur plusieurs raies et non une seule comme cela était seulement permis lorsque l’on exploitait directement le spectre atmosphérique et stellaire.

Un gain en sensibilité est également quasiment certain, même si nous ne l’avons pas encore précisément quantifié. Les sous-pupilles sont en effet plus grandes, et l’optique adaptative plus performante que celle du télescope Shane, garantissant très certainement un gain de l’ordre d’une magnitude en sensibilité.

6.2.2.1 η Pegasi

Il était intéressant du point de vue de FIRST d’observer η Peg lors de cette première nuit, dont le rapport de flux est d’environ 3,6% à 800 nm (Hummel et al., 1998), car nous l’avons déjà détectée dans des données prises à l’observatoire Lick, dont les résultats préliminaires ont été présentés au chapitre précédent (dans la partie 5.4.1). La position prédite par l’orbite connue du système est affichée sur la figure 6.5, correspondant à une séparation angulaire de 48,9 mas et un angle de position de $196,7^\circ$. La séparation angulaire correspond donc à $2,5\lambda/D$ à 800 nm et $3,3\lambda/D$ à 600 nm, c’est-à-dire en bord de champ

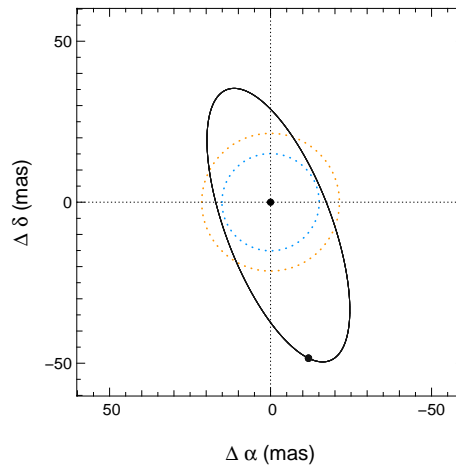


Figure 6.5 – Position sur l’orbite prédite du compagnon d’ η Peg au 25 juillet 2013.

de vue d’une fibre optique (qui est d’environ $3,5\lambda/D$, voir le paragraphe sur l’atténuation du compagnon par couplage dans la fibre optique de la partie 5.4.1).

Une analyse préliminaire des données montre que le compagnon est très probablement détecté par l’un seulement des deux jeux de sous-pupilles. Les cartes de χ^2 réduit correspondant au v-groove droit, affichées sur la figure 6.6 pour différentes séquences d’acquisitions montrent effectivement un minimum bien marqué à une séparation moyenne de $45,2 \text{ mas} \pm 4,4 \text{ mas}$, qui apparaît sur chaque séquence. Cette analyse préliminaire a été conduite en ne prenant en compte que les clôtures correspondant aux sous-pupilles suspectées de transmettre effectivement du flux, en réduisant la résolution spectrale d’un facteur 10 (i.e. les clôtures sont moyennées par paquets de 10 suivant la longueur d’onde avant l’ajustement). On ne retrouve cependant pas ce minimum sur les cartes obtenues sur le v-groove gauche, ce qui est néanmoins compatible avec le fait que la couverture du plan (u,v) est sensiblement réduite par l’absence de certaines sous-pupilles, impliquant justement une lacune dans la direction « horizontale », qui correspond à l’orientation de la binaire détectée par le v-groove droit.

Concernant l’estimation du rapport de flux, celui-ci reste encore à être corrigé du coefficient de couplage dans les fibres (évoqué au chapitre précédent, au paragraphe 5.4.1). Le rapport de flux estimé à partir des données du v-groove droit est cependant du bon ordre de grandeur. La valeur médiane sur la bande spectrale 600-800 nm est en effet de 0,033, soit, comme attendu, légèrement sous-estimé par rapport à l’estimation antérieure par Hummel et al. (1998) de 0,036 à 800 nm.

Un moyen de confirmer cette détection serait de comparer son angle de position à celui prédit par l’orbite, mais nous ne disposons pas encore de cette information, il nous manque notamment la position de référence pour mesurer cet angle (axe Nord-Sud). Cependant nous ne disposons malheureusement pas d’autre cible pouvant servir à l’étalonnage astrométrique pour effectuer cet étalonnage. Une première approche consistera donc à récupérer l’information d’orientation des données SCEXAO, afin d’en déduire l’orientation au moins approximative sur le banc visible. Une autre option sera également de comparer nos résultats avec ceux de l’instrument VAMPIRES. De plus, le champ est en rotation au cours du suivi, ce qui n’est par ailleurs pas pris en compte dans le traitement actuel (qui a été développé pour les données acquises sur le télescope Shane, monté sur une monture équatoriale, qui ne voit donc pas le champ tourner au cours du suivi).

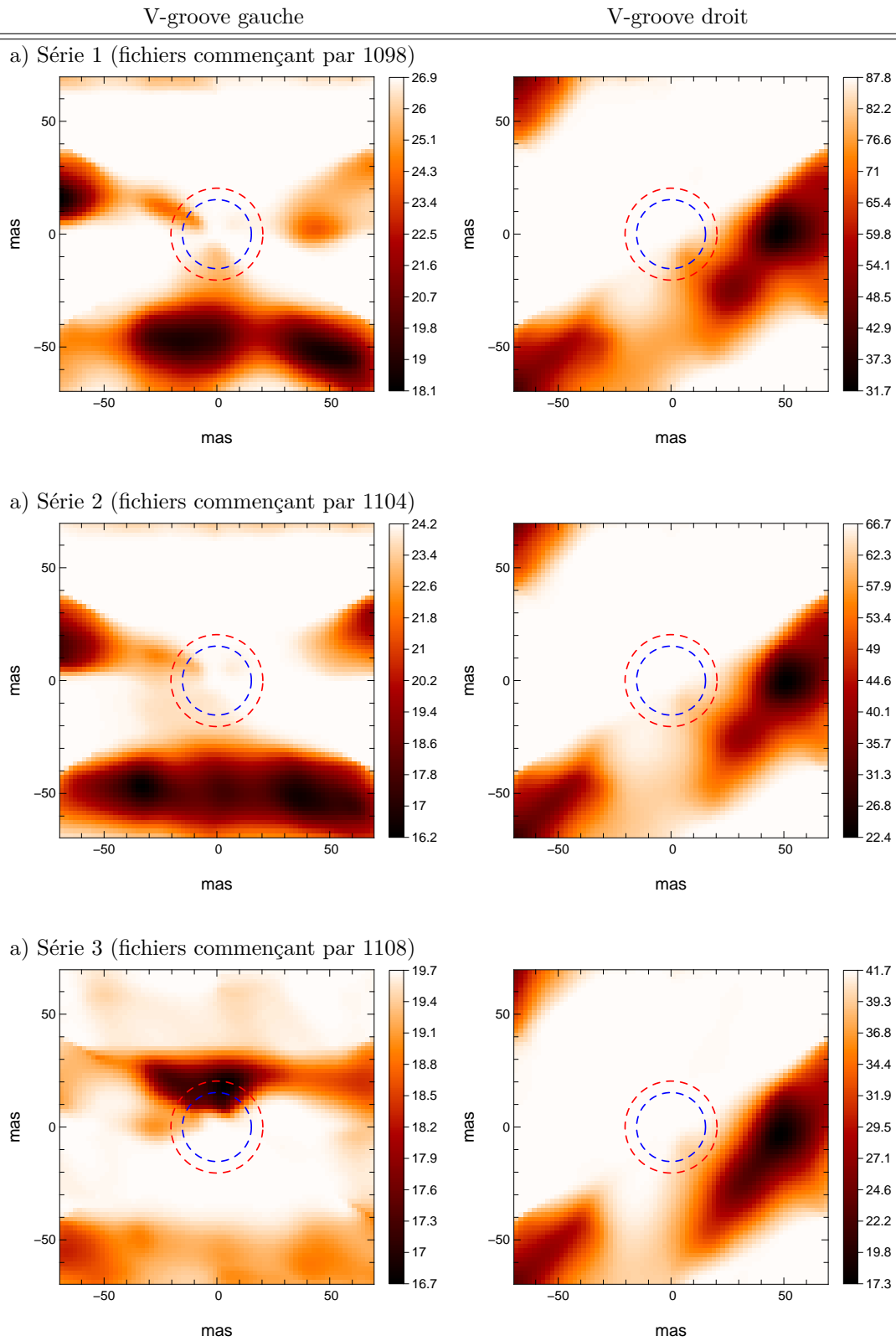


Figure 6.6 – Cartes de χ^2 réduit obtenues des données η Peg, pour chacun des v-grooves, et pour trois séries de données dont l'ordre est chronologique. Les axes sont les axes définis par l'orientation du miroir segmenté de FIRST (les directions Nord et Est ne sont à ce stade pas connues). Les cercles bleu et rouge correspondent à une séparation de λ/D à 600 et 800 nm respectivement. Un minimum apparaît sur chaque carte du v-groove droit, vers (45,0).

6.2.2.2 Biais des clôtures de phase

Une analyse peut être conduite sur les cibles non résolues afin d'évaluer la stabilité des clôtures de phase. Celles obtenues sur Véga et sur Altair sont affichées sur la figure 6.7. Les données ont été rassemblées et moyennées en série de 5000 ou 6000 poses (correspondant à 2, 5 ou 10 min au total, suivant le temps de pose individuel), et ont été prises entre 23h35 et 1h10 pour Véga, et entre 1h40 et 2h30 pour Altair.

Seules les clôtures correspondant aux fibres identifiées précédemment comme transmettant effectivement du flux sont représentées (les numéros de clôtures sont ceux listés

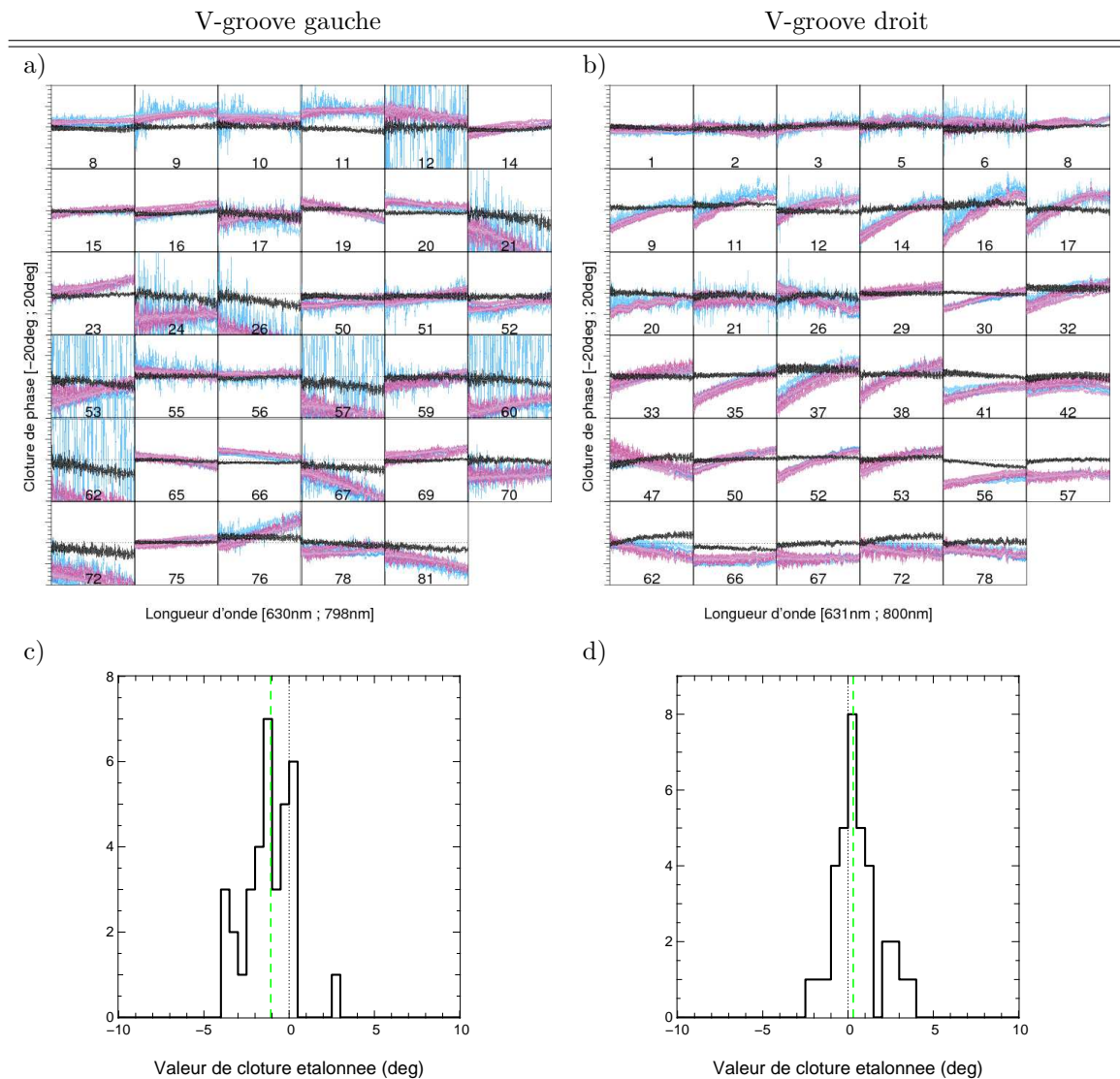


Figure 6.7 – Clôtures de phase obtenues sur Véga et Altair, deux sources non résolues sur une échelle de -20° à 20° . a) et b) Clôtures de phases non étalonnées (bleu pour Altair et rose pour Véga) en fonction de la longueur d'onde (630-800 nm), et clôtures de phase d'Altair étalonnées par Véga en noir. Seules les clôtures correspondant aux sept fibres censées transmettre du flux sont représentées (soit donc 35 clôtures dont les numéros sont affichés - se reporter à l'annexe A). c) et d) Histogrammes des clôtures moyennées suivant la longueur d'onde. Les droites en pointillés indiquent les valeurs moyennes de chaque distribution : $-1,1^\circ$ à gauche et $0,3^\circ$ à droite.

en annexe A). Toutes les clôtures obtenues sur Véga et sur Altair ont ensuite été moyennées respectivement, et soustraites entre elles afin d'obtenir une estimation de clôtures étalonnées. Celles-ci sont représentées en noir sur la figure 6.7. Ces deux sources étant non résolues spatialement, les écarts à 0 constituent des erreurs systématiques. Ces biais après étalonnage sont également représentés sous forme d'histogrammes pour chaque v-groove (en ne gardant que la valeur moyennée sur les canaux spectraux). La moyenne des biais est de $-1,2^\circ$ pour le v-groove gauche (médiane de $-1,1^\circ$) et $0,5^\circ$ pour le droit (médiane de $0,3^\circ$). Les biais présents sur le v-groove gauche sont donc globalement d'amplitude plus importante alors que ceux du v-groove droit sont plus centrés sur 0.

Une explication à cela est peut être à chercher dans la différence d'amplitude de la déformation due aux aberrations (notamment astigmatisme, voir les parties 3.1.1.2 et 4.1.1.3) entre les deux v-grooves. L'image de la figure 6.4 montre clairement que la déformation est plus marquée sur le côté gauche, où les raies sont nettement plus penchées qu'à droite. Il n'est pas exclu que la correction de la déformation qui est effectuée ligne par ligne induise des biais, d'autant plus importants que l'amplitude de la déformation est grande. On peut donc envisager que cela explique que les biais bruts (avant étalonnage) sont globalement plus importants, et ainsi que les biais finaux après étalonnage soient plus importants.

Ces premiers résultats sont tout de même satisfaisants pour une première lumière sur un télescope de 8 m, et prometteurs concernant de prochaines campagnes d'observations avec FIRST installé sur le banc SCEXAO du télescope Subaru. Les biais sur les clôtures de phase sont encore similaires à ceux obtenus sur les données prises au télescope Shane, mais une marge de progression subsiste quant aux conditions d'observation. Nous avons en effet noté une translation de la pupille, impliquant la perte du flux d'au moins quatre fibres, ce qui signifie que notre plan pupille n'était pas tout à fait stable (certaines autres fibres adjacentes à cette région étaient également perdues de temps à autre). Cela s'explique en partie par le fait que de nombreux tests étaient réalisés tout au long de la nuit sur différents éléments optiques (placement de masques coronographiques, optimisation de l'analyseur pyramidal jouant sur le basculement de la lame dichroïque infrarouge/visible, ouverture/fermeture de la boucle bas ordres CLOWS). Une nuit consacrée aux observations FIRST fournirait des conditions bien plus favorables.

6.3 Conclusion et perspectives

Les résultats préliminaires sont encore en cours d'affinage mais montrent que la binaire η Peg est probablement bien détectée par l'un des v-grooves, même réduit à sept fibres. Le rapport de flux attendu est d'environ 3% pour une séparation de $\sim 3\lambda/D$ à la date d'observation, soit en bord de champ des fibres optiques. L'autre système binaire observé durant la nuit (ϵ Cep) présente une séparation bien au delà du champ accessible avec FIRST, dont les capacités sont avant tout axées sur la détection à la limite de diffraction. La stabilité des clôtures de phase, bien qu'inégale entre les deux v-grooves, est satisfaisante pour une première lumière, sachant que les conditions d'observations de cette première nuit n'étaient pas idéales.

Suite à cette démonstration de l'intégration réussie sur le banc SCExAO, une nuit d'observations consacrée à FIRST constitue la prochaine étape de cette aventure. Une demande d'une nuit d'observations FIRST fait en effet partie de la demande de temps SCExAO au Subaru. Si cette requête venait à se concrétiser, les objectifs scientifiques de FIRST pourraient porter sur deux types d'objets : les systèmes binaires et les surfaces d'étoiles supergéantes rouges et d'étoiles de type Mira.

Les résultats obtenus sur le télescope Shane de l'observatoire Lick ont en effet montré que les données FIRST apportent des informations précieuses à la caractérisation d'un système binaire, notamment pour contraindre les températures effectives des deux composantes. Ce programme d'observations débuté à l'observatoire Lick pourrait ainsi être poursuivi par des observations au télescope Subaru, qui permet une résolution angulaire plus fine, et une sensibilité potentiellement accrue (qu'il nous reste encore à quantifier).

Un autre domaine auquel les données FIRST se prêtent bien est celui de l'étude des surfaces stellaires d'étoiles évoluées de type tardif. La résolution angulaire à la limite de diffraction d'un télescope de 8 m est en effet suffisante pour résoudre les étoiles supergéantes ou de type Mira dont le diamètre peut atteindre jusqu'à 50 mas pour les plus imposantes (soit environ $2\lambda/D$). Les données FIRST permettraient de détecter d'éventuels écarts à une symétrie circulaire uniforme et ainsi déduire la présence de cellules de convection à leur surface, dans un domaine spectral encore peu exploré.

Conclusion

Durant ces trois années de thèse, je me suis efforcée de faire évoluer le prototype FIRST qui avait été développé et testé en laboratoire vers un démonstrateur sur ciel. Cet instrument s'appuie sur la technique novatrice du réarrangement de pupille fibré, alliance du masquage de pupille et du filtrage modal. L'échelle de ce projet plutôt modeste quoiqu'internationale (l'équipe FIRST compte des membres en France mais aussi aux États-Unis et au Japon), m'a permis de prendre part à tous les aspects d'un projet instrumental : de la conception au traitement des données, en passant par les observations. Ces trois volets ont été traités en parallèle tout au long de ma thèse, comme l'illustre la figure 6.8 retraçant les différents paliers franchis, entrecoupés de nombreuses missions d'observations.

FIRST vit sa première lumière stellaire en juillet 2010 sur le télescope Shane de l'observatoire Lick, après plusieurs nuits de travail intense. Les données acquises lors de cette première lumière furent traitées quelques mois plus tard, car la priorité fut d'abord donnée au développement du prototype dont l'échéance était fixée à la mission d'observations de juillet 2011. Les résultats de première lumière firent l'objet d'une publication (Huby et al., 2012), démontrant la viabilité du concept de réarrangement de pupille fibré sur le ciel.

De retour à Meudon, après le succès de la mission de juillet (celle d'octobre 2010 ne fut pas gâtée par la météo), je me suis attelée à développer plusieurs aspects de l'instrument afin de rendre les observations plus efficaces et plus performantes.

Cela concerne avant tout un développement du montage optique, et en particulier la duplication de la recombinaison conduisant à *FIRST-18*, en référence aux deux jeux de neuf fibres qui sont maintenant recombinaisonnés. Ce changement a été motivé par l'augmentation de la couverture du plan (u,v) et l'amélioration de la limite de sensibilité, qui croît avec le nombre de mesures et donc avec le nombre de bases. Cette évolution de l'instrument n'est pas anodine et a nécessité un travail d'optimisation du choix de ces configurations, contraintes par la procédure de réduction de données qui devrait être mise à l'œuvre à terme : la configuration des sous-pupilles dans la pupille d'entrée doit présenter un nombre suffisant de redondances judicieusement placées afin que l'étalonnage des termes de visibilités complexes puisse être réalisé sans avoir recours aux classiques mesures photométriques des flux individuels.

L'évolution du prototype est également passée par une amélioration de la stabilité mécanique grâce à des montures plus adaptées à la position verticale de la table, et par un accroissement de l'efficacité de la procédure d'optimisation lors des observations. J'ai ainsi développé une partie du montage consacrée à l'optimisation de l'injection simultanée du flux dans les 18 fibres, garantissant ainsi un gain en temps et en stabilité considérable.

Enfin, la dernière phase d'évolution du prototype a été franchie lors de son intégration au banc d'optique adaptative extrême du Subaru, SCEXAO, que j'ai menée dans la dernière partie de ma thèse. À cette occasion, l'instrument a été scindé en deux parties

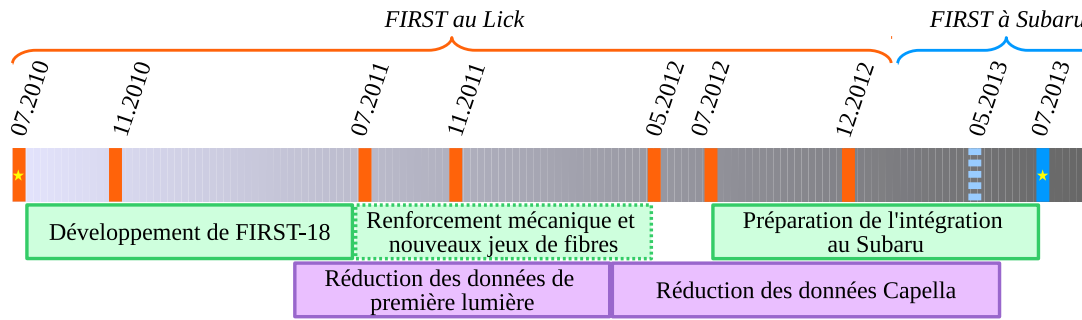


Figure 6.8 – Chronologie des trois ans de thèse, avec les développements instrumentaux (encarts verts), le traitement des données (encarts violets) et les différentes missions comprenant 4 à 7 nuits d’observations et une dizaine de jours de préparation (bandes oranges pour les missions à l’observatoire Lick, bleues pour le Subaru, la bande pointillée correspondant à une mission de préparation).

indépendantes, l’injection et la recombinaison, reliées par les fibres optiques. Les ajustements mécaniques et optiques nécessaires à cette intégration furent mineurs, démontrant la souplesse d’adaptation d’un tel instrument.

Le second volet de ma thèse concerne le traitement et l’analyse des données acquises sur le ciel. J’ai ainsi développé un programme de réduction des données s’appuyant sur la méthode d’ajustement des franges directement dans le plan image, afin de récupérer les termes de cohérence complexes. Les principales étapes du traitement consistent en plusieurs étalonnages : de la longueur d’onde, des fréquences spatiales, de la matrice de passage ($V2PM$) et des clôtures de phase, qui constituent à ce stade le produit final de la réduction des données. Les termes de visibilité complexes pourront être récupérés en appliquant l’algorithme développé par [Lacour et al. \(2007\)](#), s’appuyant sur les redondances de la pupille d’entrée pour étalonner les termes de cohérences complexes.

Mon travail d’analyse a donc été centré sur les estimations de clôtures de phase, qui fournissent l’information d’asymétrie du système, déjà suffisante pour l’analyse de données acquises sur des étoiles doubles. J’ai donc mis en œuvre un ajustement de modèle binaire permettant de remonter à l’information de séparation angulaire et au rapport d’intensité entre les deux composantes. J’ai appliqué cette procédure aux données acquises sur le système Capella qui fut observé à trois reprises et les résultats obtenus sont à la hauteur de nos attentes : la position du compagnon est conforme à l’orbite bien connue du système, et le rapport de flux spectral, qui constitue une donnée unique et originale entre 600 et 850 nm, est en accord avec les quelques données photométriques antérieures. Et surtout, l’analyse de ce spectre, menée en collaboration avec Gaspard DUCHÊNE de l’Université de Berkeley et France ALLARD du Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, permet de contraindre les paramètres physiques tels que les températures effectives et les gravités de surface des deux composantes, et nous a conduits à mettre en évidence que les modèles d’atmosphères stellaires utilisés pour l’ajustement sont probablement incomplets. Cette conclusion constitue le premier résultat astrophysique de FIRST, démontrant sa capacité à caractériser un système binaire, et a fait l’objet d’une publication récente ([Huby et al., 2013](#)). D’autres résultats suivront concernant des données que j’ai acquises, dont certaines sont déjà en partie réduites.

Les résultats obtenus sur le système Capella ainsi que les résultats préliminaires présentés dans cette thèse sont en effet prometteurs et suggèrent que les données FIRST nous réservent d'autres surprises. Une collaboration a été initiée avec Gaspard DUCHÊNE et Baylee BORDWELL, étudiante en Licence à Berkeley, afin de transcrire en IDL le programme de réduction de données que j'ai initialement rédigé en Yorick. Cela permettra de poursuivre le traitement des données de manière efficace, en se partageant les tâches, car la quantité de données acquises durant les différentes missions d'observations est considérable, sans compter les données qui seront sans doute acquises durant de futures missions. En outre, bien que l'information portée par les clôtures de phase soit déjà riche en elle-même, la mise en œuvre de l'algorithme d'auto-étalonnage pour estimer les visibilités complexes constitue également un aspect qu'il serait intéressant de valider sur des données acquises sur ciel. Enfin, l'intégration récente de FIRST au télescope Subaru ouvre également d'excitantes perspectives quant aux programmes d'observations qui pourront y être menés, notamment en ce qui concerne la caractérisation de systèmes binaires serrés et l'étude des surfaces stellaires.

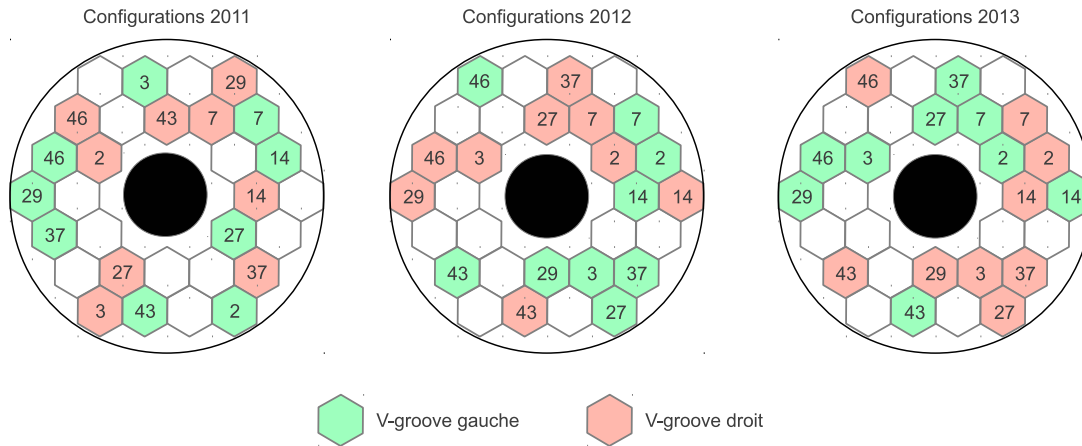
De manière plus globale, ces résultats sont prometteurs quant aux développements d'instruments s'appuyant sur la technique du réarrangement de pupille. Nous avons néanmoins pu identifier deux points faibles de l'instrument que des développements futurs permettront d'améliorer : la sensibilité, aussi bien en termes d'efficacité de transmission que de dynamique. Le premier point pourra être amélioré par une simplification de l'architecture de l'instrument et l'utilisation de la technologie d'optique intégrée pour réaliser le réarrangement de pupille (composant planaire pour la recombinaison, et éventuellement 3D pour remplacer les fibres optiques). Le second point concerne l'analyse des erreurs systématiques qui limitent à ce jour la précision des clôtures de phase et par conséquent la dynamique. En déterminer l'origine est un sujet délicat, y compris pour les interféromètres (en longue base et en masquage) qui atteignent un niveau de biais plus faible mais toujours présent. En ce qui concerne les données FIRST, l'amplitude de ces biais est encore très importante et nous avons constaté qu'ils sont potentiellement amplifiés par la qualité de l'alignement. Les premières pistes sont donc également à explorer du côté de la complexité et de la stabilité du montage de recombinaison.

Une version infrarouge de l'instrument est justement développée au LESIA, *FIRST-IR*, qui devrait tendre à améliorer ces aspects. Cet instrument est en effet développé sur une architecture simplifiée et utilise un composant d'optique intégrée pour réaliser la recombinaison des faisceaux. De plus, une nouvelle méthode très prometteuse de recombinaison des faisceaux devrait également être explorée, combinant interférométrie annulante et auto-étalonnage par clôture de phase (Lacour et al., 2013). Ce type de recombinaison fournit potentiellement une sensibilité et une stabilité accrues, qui, à terme, rendront sans aucun doute cette technique propice à la détection d'exoplanètes.

Annexe A

Indexation des clôtures de phase

Les clôtures de phase sont numérotées de 1 à 84 avec les correspondances rapportées dans le tableau [A.1](#). Les clôtures sont formées par numérotation des fibres (de 1 à 9). Les numérotations des fibres, et les positions dans les v-grooves sont indiquées dans les colonnes 2 et 3 respectivement.



# CP	# fibres	# position VG	# CP	# fibres	# position VG	# CP	# fibres	# position VG
1	1-2-3	2-3-7	29	2-3-4	3-7-14	57	3-5-8	7-27-43
2	1-2-4	2-3-14	30	2-3-5	3-7-27	58	3-5-9	7-27-46
3	1-2-5	2-3-27	31	2-3-6	3-7-29	59	3-6-7	7-29-37
4	1-2-6	2-3-29	32	2-3-7	3-7-37	60	3-6-8	7-29-43
5	1-2-7	2-3-37	33	2-3-8	3-7-43	61	3-6-9	7-29-46
6	1-2-8	2-3-43	34	2-3-9	3-7-46	62	3-7-8	7-37-43
7	1-2-9	2-3-46	35	2-4-5	3-14-27	63	3-7-9	7-37-46
8	1-3-4	2-7-14	36	2-4-6	3-14-29	64	3-8-9	7-43-46
9	1-3-5	2-7-27	37	2-4-7	3-14-37	65	4-5-6	14-27-29
10	1-3-6	2-7-29	38	2-4-8	3-14-43	66	4-5-7	14-27-37
11	1-3-7	2-7-37	39	2-4-9	3-14-46	67	4-5-8	14-27-43
12	1-3-8	2-7-43	40	2-5-6	3-27-29	68	4-5-9	14-27-46
13	1-3-9	2-7-46	41	2-5-7	3-27-37	69	4-6-7	14-29-37
14	1-4-5	2-14-27	42	2-5-8	3-27-43	70	4-6-8	14-29-43
15	1-4-6	2-14-29	43	2-5-9	3-27-46	71	4-6-9	14-29-46
16	1-4-7	2-14-37	44	2-6-7	3-29-37	72	4-7-8	14-37-43
17	1-4-8	2-14-43	45	2-6-8	3-29-43	73	4-7-9	14-37-46
18	1-4-9	2-14-46	46	2-6-9	3-29-46	74	4-8-9	14-43-46
19	1-5-6	2-27-29	47	2-7-8	3-37-43	75	5-6-7	27-29-37
20	1-5-7	2-27-37	48	2-7-9	3-37-46	76	5-6-8	27-29-43
21	1-5-8	2-27-43	49	2-8-9	3-43-46	77	5-6-9	27-29-46
22	1-5-9	2-27-46	50	3-4-5	7-14-27	78	5-7-8	27-37-43
23	1-6-7	2-29-37	51	3-4-6	7-14-29	79	5-7-9	27-37-46
24	1-6-8	2-29-43	52	3-4-7	7-14-37	80	5-8-9	27-43-46
25	1-6-9	2-29-46	53	3-4-8	7-14-43	81	6-7-8	29-37-43
26	1-7-8	2-37-43	54	3-4-9	7-14-46	82	6-7-9	29-37-46
27	1-7-9	2-37-46	55	3-5-6	7-27-29	83	6-8-9	29-43-46
28	1-8-9	2-43-46	56	3-5-7	7-27-37	84	7-8-9	37-43-46

Tableau A.1 – Correspondances entre les numéros de clôture phase et les numéros de fibres, et positions dans les v-grooves.

Annexe B

Publication des résultats de première lumière FIRST

Article publié dans *Astronomy and Astrophysics* le 27 avril 2012.

A&A 541, A55 (2012)
 DOI: 10.1051/0004-6361/201118517
 © ESO 2012

**Astronomy
&
Astrophysics**

FIRST, a fibered aperture masking instrument

I. First on-sky test results

E. Huby¹, G. Perrin¹, F. Marchis^{2,3}, S. Lacour¹, T. Kotani⁴, G. Duchêne^{3,5}, E. Choquet¹, E. L. Gates⁶, J. M. Woillez⁷, O. Lai⁸, P. Fédou¹, C. Collin¹, F. Chapron¹, V. Arslanyan¹, and K. J. Burns^{2,3}

¹ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, Paris Sciences et Lettres, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
 e-mail: e.lsa.huby@obspm.fr

² Carl Sagan Center at the SETI Institute, 189 Bernardo Av., Mountain View, CA 94043, USA

³ Department of Astronomy, University of California at Berkeley, Hearst Field Annex, B-20, Berkeley, CA 94720-3411, USA

⁴ ISAS/JAXA, 3-1-1 Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara 252-5210, Japan

⁵ UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique (IPAG) UMR 5274, 38041 Grenoble, France

⁶ University of California Observatories/Lick Observatory, PO Box 85, Mount Hamilton, CA 95140, USA

⁷ W. M. Keck Observatory, 65-1120 Mamalahoa Hwy, Kamuela, HI 96743, USA

⁸ Canada-France-Hawaii Telescope, 65-1238 Mamalahoa Hwy, 96743 Kamuela, HI, USA

Received 24 November 2011 / Accepted 16 March 2012

ABSTRACT

Aims. In this paper we present the first on-sky results with the fibered aperture masking instrument FIRST. Its principle relies on the combination of spatial filtering and aperture masking using single-mode fibers, a novel technique that is aimed at high dynamic range imaging with high angular resolution.

Methods. The prototype has been tested with the Shane 3-m telescope at Lick Observatory. The entrance pupil is divided into sub-pupils feeding single-mode fibers. The flux injection into the fibers is optimized by a segmented mirror. The beams are spectrally dispersed and recombined in a non-redundant exit configuration in order to retrieve all contrasts and phases independently.

Results. The instrument works at visible wavelengths between 600 nm and 760 nm and currently uses nine of the 30 43 cm sub-apertures constituting the full pupil. First fringes were obtained on Vega and Deneb. Stable closure phases were measured with standard deviations on the order of 1 degree. Closure phase precision can be further improved by addressing some of the remaining sources of systematic errors. While the number of fibers used in the experiment was too small to reliably estimate visibility amplitudes, we have measured closure amplitudes with a precision of 10% in the best case.

Conclusions. These first promising results obtained under real observing conditions validate the concept of the fibered aperture masking instrument and open the way for a new type of ground-based instrument working in the visible. The next steps of the development will be to improve the stability and the sensitivity of the instrument in order to achieve more accurate closure phase and visibility measurements, and to increase the number of sub-pupils to reach full pupil coverage.

Key words. instrumentation: high angular resolution – techniques: interferometric – planetary systems – stars: individual: Vega

1. Introduction

The search for faint objects such as exoplanets plays an essential role in the development of high angular resolution techniques. Indeed, the detection of companions orbiting around a parent star requires high resolution on one hand, because of the small separation between them, and high dynamic range on the other hand, because of the substantial flux ratio. More precisely, the contrast between the companion and the star can easily reach values from 10^{-3} – 10^{-5} (for hot Jupiters in the visible, see Demory & Seager 2011) down to 10^{-8} or less depending on the wavelength range and the size and distance of the planet. This kind of target is particularly challenging for ground-based telescopes that are subject to atmospheric effects, the main cause of image degradation. In ideal conditions, without atmospheric turbulence, the angular resolution of a diffraction-limited telescope is λ/D , with λ the working wavelength and D the pupil diameter of the telescope. In presence of atmospheric turbulence, however, the angular

resolution is ruled by the Fried parameter r_0 , the equivalent diameter of a telescope working in the diffraction-limited regime.

Adaptive optics (AO) systems can restore the diffraction limit by actively correcting the phase fluctuations using a deformable mirror (Rousset et al. 1990). Current AO systems are still limited by speckle noise within the central arcsecond (Guyon 2005), and are difficult to implement at optical wavelengths. Additional data reduction is necessary to reach high dynamic ranges at small separations. For instance, the angular differential imaging technique has been applied to detect planets around HR 8799 (Marois et al. 2008, 2010), and saturated image subtraction has been used for the detection of a planet around β Pictoris (Lagrange et al. 2010). Both achieve 4σ planet-to-star flux ratios of 10^{-4} to 5×10^{-5} (in K_s and L' bands) at separations of a few λ/D (i.e. a few tenths of an arcsecond).

In order to reach high dynamic ranges, the AO technique has also been coupled with coronagraphic instruments that aim to block the light coming from the star with a mask. Future

instruments in development should provide contrast ratios on the order of 10^{-5} , down to 10^{-7} for the brightest targets, at subarc-second separation, e.g. SPHERE at the VLT (Beuzit et al. 2010; Mesa et al. 2011), GPI at Gemini (Macintosh et al. 2008), and HiCIAO at Subaru (Hodapp et al. 2008; Suzuki et al. 2010). Impressive results have also been obtained by Serabyn et al. (2010) with one 1.5 m sub-aperture of the Palomar Hale telescope using a vortex coronagraph: they detected the HR 8799d planet at a separation of $2\lambda/D$ in K_s band and announced a 4σ detection limit of a few 10^{-5} at λ/D , very close to the photon noise limit. However, this method is difficult to scale to large telescopes, where the ratio D/r_0 is much larger.

Post processing of very short exposure images also enables the restoration of the diffraction limit. Speckle interferometry (Labeyrie 1970) is well suited to detecting binaries but provides restricted dynamic range at short separations. Aperture masking (Haniff et al. 1987) is another solution exploiting short exposure images obtained through a mask with holes (sub-apertures) placed in the pupil plane in order to remove the noise due to atmospheric perturbations. This technique has established itself as the standard for high resolution imaging with contrast ratios on the order of 10^{-3} at λ/D (Hinkley et al. 2011). The drawback of this method is that only a small fraction of the telescope pupil can be used, making photon noise an important factor in dynamic range limitation. This can only be overcome for bright sources where dynamic range is primarily limited by calibration accuracy. Once calibration issues are solved, higher dynamic ranges can be contemplated by increasing the number of collected photons. An alternative has been tested at Keck Observatory by dividing the pupil into sets of non-redundant configurations (Monnier et al. 2009). Differential tilts of the segmented pupil allow the images of the sets to be focused at different locations in the image plane. This enables the use of the whole pupil along with the aperture masking technique.

Among the techniques developed to mitigate atmospheric phase fluctuations, the closure phase technique (Jennison 1958) has to be mentioned and highlighted. It consists of combining the phases of three different baselines that form a closed triangle, and is, by definition, unaffected by phase shifts induced by atmospheric turbulence. The closure phase is a widely used observable quantity in aperture masking (Lacour et al. 2011) and long baseline interferometry (Zhao et al. 2011). This technique seems even more promising since Martinache (2010) has demonstrated that in the case of a high Strehl ratio, closure phase-like quantities called Ker-phases can be measured from direct images. In this work, they report on the detection of a known companion from Hubble Space Telescope data with a 5×10^{-3} contrast ratio at λ/D and derive a detection limit of 2×10^{-2} at $0.5\lambda/D$ with a 99% confidence level.

In this context, Perrin et al. (2006) proposed the concept of a fibered aperture masking instrument called FIRST for *Fibered Imager for Single Telescope* to achieve high dynamic ranges down to a fraction of the diffraction limit. This imager combines the techniques of aperture masking and spatial filtering using single-mode fibers. The fibers only transmit a coherent area of the incident wavefront, resulting in a plane wavefront at the fiber end. The spatial phase fluctuations are thus converted into intensity variations and only residual differential piston terms between the sub-pupils remain. Moreover, optical fibers fulfill another function: the entrance pupil of the telescope is divided into sub-pupils and rearranged into a non-redundant configuration via the fibers. This non-redundancy is widely used in aperture masking because all fringe contrasts and phases can be retrieved independently without the attenuation observed when

complex vectors with random phases are added, as in the case of a full pupil. In principle, the combination of single-mode fibers and non-redundancy allows the perfect calibration of the point spread function over the reconstructed field of view (to within photon and detector noise in an exposure time smaller than the coherence time of turbulence) and the elimination of speckle noise to reach dynamic ranges of 10^{-6} at a fraction of λ/D (Lacour et al. 2007). The FIRST concept is therefore complementary to AO, which allows even higher dynamic ranges but at longer distances from the central object.

A prototype of this instrument was developed and tested at Paris Observatory (Kotani et al. 2009). Laboratory experiments have shown that the image of a simulated binary object could be retrieved from the closure phases and visibilities measurements. For the sake of simplicity, this prototype uses 9 out of 36 sub-pupils, or one quarter of the total pupil area, and works in the visible (600–800 nm). Working in the visible provides good resolution (50 mas at 700 nm with a 3-m telescope at the diffraction limit) and, although the infrared wavelengths are more favorable to the detection of low mass companions, could eventually offer complementary information by covering a larger spectral range.

In this paper, we present the first on-sky results obtained in July 2010 with the same prototype set up on the Shane 3-m telescope at Lick Observatory. In the next section the instrument and the key technologies are described. The measurement procedure during the observing nights is detailed in Sect. 3 and the data reduction method is explained in Sect. 4. Section 5 presents the first closure phase and closure amplitude measurements obtained on Vega and Deneb. These results and future improvements are discussed in Sect. 6. Conclusions are drawn in Sect. 7.

2. Description of the instrument

2.1. Telescope interface

The instrument was mounted at the Cassegrain focus of the Shane 3-m telescope at Lick Observatory. A special interface was constructed to mount the $1.3 \text{ m} \times 0.6 \text{ m}$ optical bench, consisting of five 50 cm long posts screwed on the bench of the AO system and supporting the whole instrument. A beam splitter cube, positioned in the light path of the AO system just before the wavefront sensor, sends 50% of the flux from the telescope to the FIRST instrument, passing through a 10 cm diameter hole in the bench.

2.2. Optical set-up

Figure 1 is a schematic representation of the optical set-up. The practical implementation is based on a few key components that come from advanced technologies:

- The *Segmented Mirror* consists of 37 700 μm -diameter (vertex-to-vertex) hexagonal segments that can be independently positioned in piston/tip/tilt (each segment is controlled by three actuators) in order to adjust the phase and steer beams into individual fibers. This mirror was manufactured by *Iris AO* (Helmbrecht et al. 2006, 2011).
- The *Fiber Bundle* consists of 36 single-mode Polarization Maintaining (PM) fibers (*Nufern PM630-HP*, 570 nm cut-off wavelength) aligned on a 250 μm -pitch hexagonal grid for sampling of the pupil, without a central fiber because of the telescope central obscuration. The first prototype uses 9 out of the 36 available fibers. This bundle was manufactured by *Fiberguide Industries*.

E. Huby et al.: FIRST, a fibered aperture masking instrument. I.

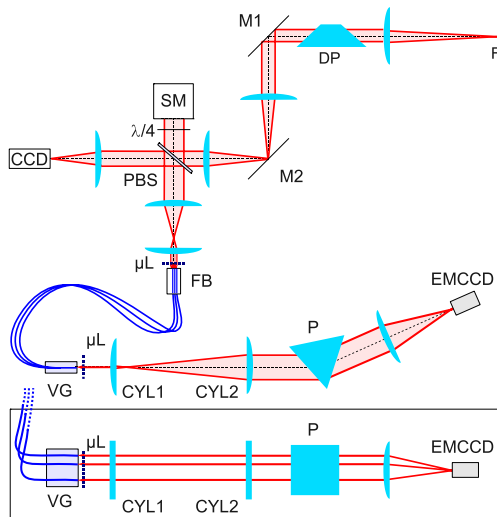


Fig. 1. Schematic view of the optical set-up. F = telescope focal point. DP = Dove prism. M1 = pupil mirror. M2 = field mirror. PBS = polarizing beam splitter. $\lambda/4$ = quarter wave plate. SM = segmented mirror. μL = microlens array. FB = fiber bundle. VG = v-groove. CYL1, CYL2 = cylindrical lenses. P = dispersive prism. *Inset:* side view of the recombination optics. Only three fibers are drawn.

- The *MicroLens Arrays* consist of $250 \mu\text{m}$ -diameter fused silica microlenses aligned on the same hexagonal grid to focus the light into the fibers. They were manufactured by *SUSS MicroOptics*.
- The *v-groove* consists of a silicon chip where the PM single-mode fibers are precisely positioned along a line with a $250 \mu\text{m}$ -pitch, enabling the arrangement of the fibers according to the desired non-redundant exit pupil configuration. It was manufactured by *OZ Optics*.

The telescope pupil is divided into sub-pupils by the microlens array. Their numerical aperture and hence focal length has been chosen so that the injection efficiency into the fibers is optimized. The beams corresponding to each sub-aperture are focused on the cores of the single-mode fibers gathered in the fiber bundle. The segmented mirror is placed in a pupil plane and each segment is aligned in order to maximize the injection rate into each corresponding fiber. An afocal combination of two lenses reduces the beam diameters to match the pitch of the fiber bundle ($700 \mu\text{m}$ to $250 \mu\text{m}$).

The 9-fiber entrance configuration can be seen in Fig. 2. The size of the sub-pupils have been chosen in order to maximize the sensitivity (which increases with the size of sub-pupils and hence decreases with their number if the total pupil size is fixed) and optimize the coupling efficiency of the fibers. According to Lacour (2007), a diameter of $\sim 3r_0$ is a good compromise. With r_0 on the order of 15 cm at 700 nm under good seeing conditions, this leads to sub-pupils of about 45 cm.

The segmented mirror is used at normal incidence to minimize flux losses when the segments are tilted. This is made possible by a beam splitter which is a polarizing cube used together with a quarter wave plate to send half of the flux (one polarization state) towards the fibers. The other half is used to control

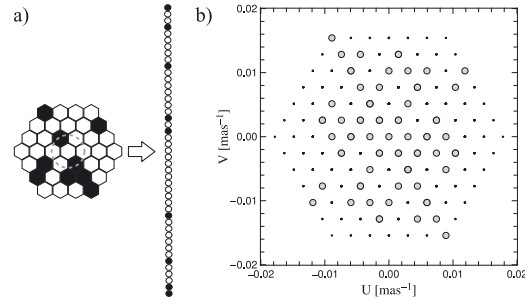


Fig. 2. a) Entrance pupil with the nine sub-aperture configuration and the non-redundant configuration for recombination. The dashed gray circle indicates the central obstruction of the Shane telescope. Positions of the fibers in line are (from bottom to top): 1, 2, 6, 13, 26, 28, 36, 42 and 45. b) Frequency coverage corresponding to the chosen entrance pupil configuration.

the position of the object in the field of view (a CCD camera is placed in an image plane). In any case, the two polarization states can not be kept because of the birefringence of the fibers. Indeed, the polarization states will be phase shifted at the PM fiber end, inducing contrast losses. To prevent this, a single polarization state (corresponding to the slow axis of the PM fibers) is selected by the beam splitter cube. With this set-up, 100% of the light of one polarization is therefore used to produce the fringes.

The fiber outputs are then rearranged according to a one-dimensional, non-redundant configuration that can be seen in Fig. 2 and is the most compact 9-fiber linear configuration. Each pair of sub-pupils forms a unique baseline. A second microlens array collimates the 9 output beams. The direction perpendicular to the fiber line is dedicated to spectral dispersion. An anamorphic system consisting of the afocal combination of two cylindrical lenses enlarges the beam in the horizontal direction by a factor of 20, enabling higher spectral resolution. The beams are then spectrally dispersed in the orthogonal direction thanks to an equilateral BK7-prism such that the spectral resolution is around 150. The final focusing lens forms the image on the Electron Multiplying Charge Coupled Device (EMCCD) camera (Luca-S EMCCD camera from Andor Technology). The detector consists of 496×658 $10 \mu\text{m}$ pixels and the quantum efficiency of the camera is 50% at 600 nm, 35% at 700 nm and 20% at 800 nm. When using the EM mode, the maximum gain is $\times 200$.

The fibers are therefore the core of the instrument, and also the most critical part. Indeed, the total fiber length of each sub-aperture must be equal in order to minimize the optical path differences (OPD) and thus maximize the fringe contrasts. The coherence length gives the maximum OPD where fringes can still be observed, and is $100 \mu\text{m}$ in air and $67 \mu\text{m}$ in glass for a spectral resolution of 150 at $\lambda = 700 \text{ nm}$. Moreover, equal fiber lengths are necessary to minimize chromatic dispersion due to the frequency-dependent refractive index of the fiber and waveguide effects (Dyer & Christensen 1997).

Note that the Dove prism placed in the collimated beam is not absolutely necessary. It provides a way to cover a larger area of the (u, v) plane with 9 fibers. Indeed, when the prism rotates about the optical axis, the beam rotates at twice the rate of the prism. The (u, v) plane coverage is therefore extended by rotating the initial frequency positions. However, this component will not be needed when the telescope pupil is fully sampled.

3. Principle of measurements

The critical parts of the alignment are the injection into the single-mode fibers and re-collimation at the v-groove fiber ends. The core diameter of the fibers is 4 μm , while the focal length of the microlens is about 1 mm. Stable alignments and a systematic procedure during night observations were thus needed.

3.1. Injection optimization procedure

The segmented mirror is the key component for fiber coupling optimization. Software has been developed to control each segment. A raster scan has been implemented to automatically find the best orientation of each segment by measuring the flux transmitted by each fiber onto the EMCCD camera as a function of segment tip-tilt values. This alignment is aimed at correcting the static aberrations introduced by the optical train, while the IR-optimized AO system actively corrects the turbulent fluctuations of the wavefront. At the scale of each sub-pupil, the correction amounts to removing part of tip-tilt while higher order aberrations are left unchanged. In addition, the average differential phase from one pupil to another remains negligible as the AO system reconstructs a continuous wavefront, so the AO system is equivalent to a multi-pupil tip-tilt and differential piston corrector. In addition, a global image alignment was performed with a motorized steering mirror (M1 in Fig. 1). Pointing errors are monitored on the CCD placed in an image plane. The alignment is adjusted by maintaining the target at a fixed position in the field of view.

Details of the instrument throughput are presented in Table 1. The total efficiency is deduced from data taken on Vega by comparing the number of photons expected from the stellar spectrum in the 600–760 nm range to the number of counts measured on the detector in 200 ms. Telescope, AO transmission and FIRST optics transmission have been estimated with the theoretical transmission and reflection coefficients. An upper value of the fiber injection efficiency has been obtained by assuming that injection losses are due to residual tip-tilt, mode mismatch (a 22% loss according to Shaklan & Roddier 1988), and high order phase perturbations.

Tip-tilt data were regularly measured by the AO wavefront sensor during the observations to evaluate the typical performance of the tip-tilt correction. The wavefront sensor consists of sub-pupils of the same diameter as the FIRST sub-pupils (that is, about 43 cm on the primary mirror). The standard deviation of the residual fluctuations is on the order of 125 mas per sub-pupil on the sky, or a 1.0 μm lateral offset of the Airy pattern on the fiber core. The average injection efficiency due to tip-tilt fluctuations is of 76% at 700 nm, computed with the formula:

$$\eta = \exp\left(\frac{-2\theta^2 f^2}{\omega_0^2}\right), \quad (1)$$

with θ the tip-tilt angle on the microlens, f the microlens focal length, and ω_0 the waist of the fiber mode. This expression can be used under the assumption of perfect mode matching between the beam and the fiber mode.

At the time of the observations, the typical r_0 at 550 nm was 22 cm, and hence the spatial phase variance over a sub-pupil was 1.9 rad^2 at 700 nm. The phase variance (free of tip-tilt) is 0.25 rad^2 which translates to a coherent energy of 78%. Taking into account the mode mismatch and residual tip-tilt, the fiber injection efficiency is 46%.

The throughput budget yields a theoretical efficiency of 1.2%, which overestimates the measured efficiency of 0.21%

Table 1. Instrument transmission efficiency.

Item	Transmission (%)
Telescope and adaptive optics	48
FIRST optics	22
Entrance beam splitter	50
Polarization selection	50
Injection rate into fibers	46
Theoretical efficiency	1.2
Measured efficiency	0.2

by a factor of ~ 5.7 . This difference may be explained by imperfect alignments and also non-ideal performance of the optics (aging, dust, etc.). For instance, assuming that all 46 surfaces (that are exposed to air) share the same contribution to the total loss and applying an additional efficiency of 97% per optical surface makes the theoretical transmission drop to 0.25%. This may explain the poor efficiency of FIRST during the first tests reported in this paper. This clearly leaves some margin for improvement. It is obvious that the current sensitivity limit can potentially be improved by reducing the number of optical surfaces thanks to a different set-up and by improving the quality of optics. Achieving the theoretical 1% overall efficiency therefore seems a sensible goal and would lead to a sensitivity limit improved by 1 mag in the photon noise-limited regime. This is further discussed in Sect. 6.

Note that the data reported here were obtained with only four fibers at sufficiently high signal-to-noise ratios to produce stable fringe patterns (thus leading to stable and relatively accurate closure phase measurements, see Sect. 4). Two out of the nine fibers fell inside the central obstruction of the telescope, as shown in Fig. 2 (this will be changed in the future with a new fiber configuration). In addition, one fiber was damaged during transport and did not transmit light. Two other fibers transmitted only low fluxes or produced low contrast fringes (due for example to a high flux ratio between some pairs of sub-apertures, or perhaps to unequal fiber lengths causing the mean OPD to be comparable to the coherence length).

3.2. Image acquisition

After alignment of the nine segments, data cubes of 50 images were acquired, with integration times of 200 ms. Although optimized for the infrared, the AO system provides sufficient wavefront corrections to stabilize the phase of the fringes, thus fulfilling the role of a fringe tracker and making longer integration times possible (coherence time in the visible is only on the order of 10 ms). The choice of integration time is the result of a compromise between sensitivity and fringe contrast loss that has been roughly evaluated during observations. The study of the residual piston between sub-pupils after the correction applied by the AO system is not trivial and needs to be detailed in a longer study that is beyond the scope of this paper.

The camera was used in the Electron Multiplying (EM) mode with the highest gain ($\times 200$), making the readout noise negligible with respect to the other noise sources (the dark current and the photon noise are amplified, while the readout noise is not). However, the noise is amplified by a factor of $F = \sqrt{2}$ when using the EMCCD mode. This is equivalent to a reduction of the signal-to-noise ratio by a factor of $\sqrt{2}$ (Denvir & Conroy 2003), while the average value of the signal itself is not affected. Since the dark current is insignificant in the

E. Huby et al.: FIRST, a fibered aperture masking instrument. I.

Table 2. Observation log.

Target	Start time (UT)	Acquisition	Dove position (°)
Vega	06:01:17	10 datacubes	45
Vega	06:09:16	10 datacubes	45
Vega	06:25:12	10 datacubes	90
Vega	06:32:06	10 datacubes	90
Vega	06:43:20	10 datacubes	90
Vega	06:51:23	10 datacubes	90
Vega	07:09:11	10 datacubes	0
Vega	07:17:00	10 datacubes	0
Vega	07:33:48	10 datacubes	135
Vega	07:41:31	10 datacubes	135
Vega	07:51:21	calibration files	
Vega	07:58:21	sky background	
Deneb	08:22:20	10 datacubes	135
Deneb	08:31:20	10 datacubes	135
Deneb	08:51:16	10 datacubes	90
Deneb	08:58:35	10 datacubes	90
Deneb	09:06:51	10 datacubes	90
Deneb	09:28:05	10 datacubes	45
Deneb	09:37:44	10 datacubes	0
Deneb	09:44:58	sky background	

visible, the acquisitions are photon noise-limited, apart from the multiplicative noise factor.

A full acquisition was completed in six steps: four sets of images on the object were taken for the different positions of the Dove prism (0°, 45°, 90° and 135°), followed by one set of sky background with telescope offset 30 arcsec and a calibration sequence. During this sequence, the flux of each sub-pupil was independently recorded, with all segments but one being deliberately misaligned. This step is aimed at measuring individual fiber images, which are necessary for modeling the interferogram (see Sect. 4).

For the first on-sky tests, the target list was limited to bright objects with $R_{\text{mag}} \leq 3$ near zenith as the instrument suffered from mechanical flexure. In this work, we present the results of observations of Vega (A0V star, $V_{\text{mag}} = 0.03$, $R_{\text{mag}} = 0.1$) and Deneb (A2I star, $V_{\text{mag}} = 1.25$, $R_{\text{mag}} = 1.14$) as a calibrator. The observations were conducted on July 30 2010 from 06:01 UT to 09:45 UT under good seeing conditions, with a visible r_0 estimated to be 22 cm at 550 nm on average by the Lick-AO system. The observation log is reported in Table 2, indicating the number of data cubes (each containing 50 frames) and the position of the Dove prism.

4. Data reduction

Typical images acquired with FIRST are presented in Fig. 3. The wavelengths are in abscissa and the OPD is in ordinate (presented as the position x on the detector). Each image consists of the 133 spectral channels used for the data reduction. They correspond to the 399 pixels with the highest signal-to-noise ratios in the raw images, binned in sets of 3 to increase the signal-to-noise ratio. The 2D spectral power density shows that the images are the superposition of at least 13 fringe patterns. However, this is not part of the data reduction that is presented in this work, since the data are processed directly in the image plane rather than in the Fourier plane, as for the AMBER long-baseline interferometry instrument (Millour et al. 2004).

Indeed, because of the multi-axial beam combination scheme with spatial coding and spectral dispersion, the final interferogram is a linear combination of fixed patterns with parameters

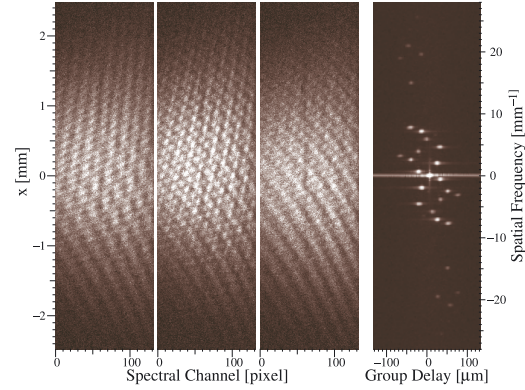


Fig. 3. The three images to the left are samples of the acquired data on Vega, where fringes are particularly visible. The right panel is the 2D Spectral Power Density averaged over 40 data cubes of 50 images each, in a logarithmic scale. One can distinguish 13 peaks, meaning that at least 6 fibers contributed to the interferograms in this particular set of data.

linked to injected fluxes, fringe contrasts and phases. If the carrying waves are well determined, the fringe parameters can then be measured through model fitting. Using the formalism of Lacour et al. (2007), the observables are the complex contrasts μ_{ij} for each pair of sub-pupils i and j :

$$\mu_{ij} = V_{ij}G_iG_j^* = |V_{ij}||G_i||G_j|e^{i(\Phi_j - \Phi_i + \varphi_{ij})}, \quad (2)$$

with V_{ij} the complex visibility (modulus $|V_{ij}|$ and phase φ_{ij}) and G_i the complex transmission in the pupil i (modulus $|G_i|$, the transmitted flux, and phase Φ_i). The μ_{ij} are basically the measured Fourier components, while the V_{ij} are the intrinsic Fourier components of the object. The phases of the complex transmissions G_i account for residual differential piston (including atmospheric and instrumental OPD).

4.1. Model for the interferograms

The acquired data are spectrally dispersed. Each column of the image corresponds to one spectral channel of width $\delta\lambda$. The intensity recorded for the channel at wavenumber σ is:

$$I(x) = \sum_{i=1}^{N_{\text{pup}}} |G_i|^2 a_i(x) + 2 \sum_{j < i < N_{\text{pup}}} \sqrt{a_i(x)a_j(x)} \Re(\mu_{ij} e^{2i\pi\sigma B_{ij} \frac{x}{D}}), \quad (3)$$

where x is the position on the detector (x takes discrete values x_k , multiples of the pixel size of $10 \mu\text{m}$), N_{pup} is the total number of sub-pupils, n_B the number of baselines, and D the distance to the image plane. $a_i(x)$ is the normalized envelope function for the i th pupil such that $\sum_{k=1}^{n_p} a_i(x_k) = |G_i|$, n_p being the number of pixels, and B_{ij} is the baseline formed by the pupils i and j in the exit pupil.

This expression can also be written:

$$I(x) = \sum_{i=1}^{N_{\text{pup}}} |G_i|^2 a_i(x) + 2 \sum_{j < i < N_{\text{pup}}} \Re(\mu_{ij}) \sqrt{a_i(x)a_j(x)} \cos(2\pi f_{ij}x) - 2 \sum_{j < i < N_{\text{pup}}} \Im(\mu_{ij}) \sqrt{a_i(x)a_j(x)} \sin(2\pi f_{ij}x), \quad (4)$$

with $f_{ij} = \sigma \frac{B_{ij}}{D}$, the spatial frequency corresponding to the baseline ij . Assuming the photometric fluxes $|G_i|$ and the envelope functions $a_i(x)$ are known, the interferogram can be corrected from the fixed component and becomes:

$$\begin{aligned} I'(x) &= I(x) - \sum_{i=1}^{N_{\text{pup}}} |G_i|^2 a_i^2(x) \\ &= \sum_{j < i < N_{\text{pup}}}^n \Re(\mu_{ij}) c_{ij}(x) - \sum_{j < i < N_{\text{pup}}}^n \Im(\mu_{ij}) s_{ij}(x), \end{aligned} \quad (5)$$

with

$$c_{ij}(x) = 2 \sqrt{a_i(x)a_j(x)} \cos(2\pi f_{ij}x), \quad (6)$$

$$s_{ij}(x) = 2 \sqrt{a_i(x)a_j(x)} \sin(2\pi f_{ij}x). \quad (7)$$

c_{ij} and s_{ij} are defined to be the *carrying waves* that constitute the model of the fringe pattern. They have to be precisely calibrated in order to retrieve the real and imaginary parts of the μ_{ij} by fitting the fringes with this model.

4.2. Calibration

The envelope functions of each fiber, $a_i(x)$, are defined from the calibration data described in the previous section. The spatial frequencies, that depend on the wavenumber σ and the baseline B_{ij} , also have to be determined. Assuming that the baselines are known (the v-groove pitch is given with a $0.5 \mu\text{m}$ precision), a first approximation of the central wavelength of each channel is made using one spectral absorption line observed in the stellar spectrum (H_α at 656 nm) and two lines due to the atmosphere (O_2 at 687 nm and 760 nm). More accurate values of the wavenumbers and baselines are obtained by fitting interferograms in each spectral channel. The resulting wavelengths are finally fitted with a 5th order polynomial function over the spectral channels.

4.3. Fringe fitting

Once this calibration is done, the problem is linear regarding the frequency components and can be expressed in terms of matrices. For one spectral channel, the interferogram is sampled by the number of pixels n_p :

$$\begin{pmatrix} I(x_1) \\ \vdots \\ I(x_{n_p}) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \Re(\mu_{ij}) \\ \vdots \\ \Im(\mu_{ij}) \\ \vdots \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} R_{ij} \\ \vdots \\ I_{ij} \\ \vdots \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} I(x_1) \\ \vdots \\ I(x_{n_p}) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

with M a $n_p \times 2n_B$ matrix defined by the carrying waves:

$$M = \begin{pmatrix} c_1^1 & \dots & c_1^{n_B} & s_1^1 & \dots & s_1^{n_B} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ c_{n_p}^1 & \dots & c_{n_p}^{n_B} & s_{n_p}^1 & \dots & s_{n_p}^{n_B} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

R_{ij} and I_{ij} are the best fit parameter sets in the least-squares sense.

This simplified matrix inversion can be written under the assumptions of uncorrelated pixels and constant variance over all pixels. In practice, the matrix M is rectangular and the generalized inverse matrix is determined via singular value

decomposition. According to the formalism introduced by Millour et al. (2004), the matrix M containing the carrying waves is called the *visibility to pixel matrix* (V2PM), while the inverse of this matrix is called the *pixel to visibility matrix* (P2VM).

4.4. Measured quantities

Fringe contrasts μ_{ij} are measured with:

$$|\mu_{ij}| = \sqrt{R_{ij}^2 + I_{ij}^2}. \quad (10)$$

According to Eq. (2), the individual fluxes $|G_i|$ are needed to retrieve the object visibility, often measured through the squared visibility:

$$|V_{ij}|^2 = \frac{|\mu_{ij}|^2}{|G_i|^2 |G_j|^2}. \quad (11)$$

Closure phase is by definition the phase of the bispectrum μ_{ijk} :

$$\mu_{ijk} = \langle \mu_{ij} \mu_{jk} \mu_{ik}^* \rangle, \quad (12)$$

with ijk referring to the pupils forming the considered baseline triangle and $\langle \rangle$ indicating the average over all measurements. The most interesting property of this quantity is that it is independent of differential pistons, which naturally cancel each other out when summing the phases of three baselines that form a closed triangle:

$$CP_{ijk} = \arg(\mu_{ijk}) = \varphi_{ij} + \varphi_{jk} - \varphi_{ik}, \quad (13)$$

with φ_{ij} the phase of the complex visibility V_{ij} .

Since the squared visibility and closure phase are expressed as a power law of a noisy quantity (additive photon noise), undesired photon biases affect these estimates. High precision measurements require bias-free estimators (see Goodman & Belsher 1976, for squared visibility; and Wirmitzer 1985, for bispectrum). Such estimators have not been used for the reduction of the first data. Indeed, only closure phases of unresolved targets have been retrieved for now and in this case photon biases cannot be the cause of non-zero closure phases (the bias is necessarily a positive real number). Concerning the visibilities, Eq. (11) states that the individual fluxes of each sub-pupil are needed to estimate the visibility terms. However, the FIRST instrument does not include any photometric channel to measure these quantities. Lacour et al. (2007) developed an algorithm to retrieve object visibilities directly from the μ_{ij} measurements. This is possible if the rank of the matrix linking the observables (μ_{ij}) and the unknowns (G_i and V_{ij}) is at least equal to the number of unknowns, that is, if the entrance pupil configuration shows a sufficient number of redundancies (which is the case for the chosen pupil configuration illustrated in Fig. 2).

For the first-light observations, only four fibers could be used to measure closure phases with reasonable precisions (see Sect. 3.1), reducing the pupil to a non-redundant configuration and making the problem ill-posed (6 complex equations for 6 complex visibility terms and 4 complex transmission terms). Calibrated fringe contrasts could therefore not be measured from the first run data.

Another quantity can be built from the uncalibrated contrasts in the same spirit as closure phase:

$$CA_{ijkl} = \frac{|\mu_{ij}| |\mu_{kl}|}{|\mu_{ik}| |\mu_{jl}|} = \left| \frac{V_{ij} V_{kl}}{V_{ik} V_{jl}} \right|. \quad (14)$$

This quantity is called closure amplitude (CA) and only depends on the moduli of the visibilities (Readhead et al. 1980).

E. Huby et al.: FIRST, a fibered aperture masking instrument. I.

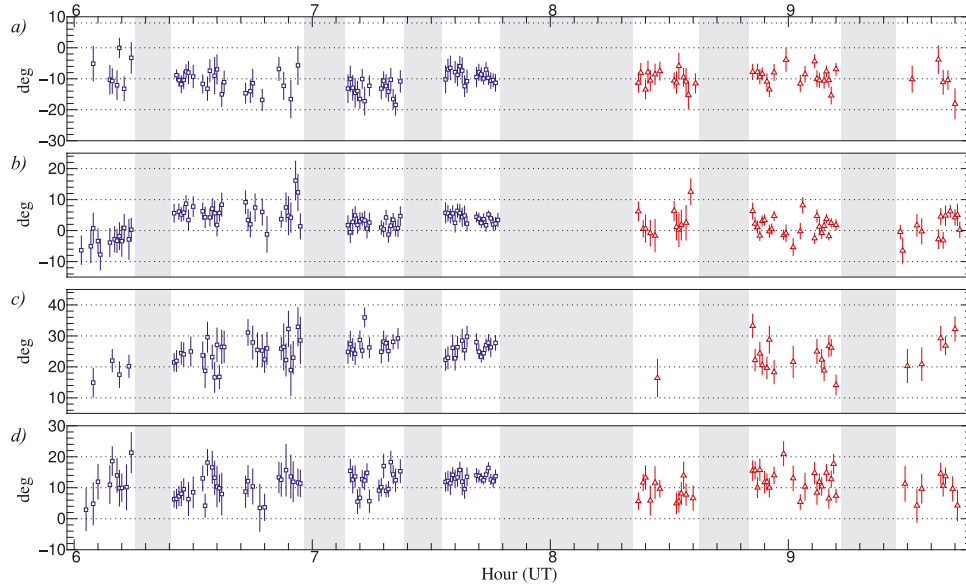


Fig. 4. Estimates of the closure phase of Vega (blue squares) and Deneb (red triangles) with rescaled error bars, corresponding to the contributions of four sub-pupils numbered 1, 2, 6 and 13: **a)** 1-2-6; **b)** 1-2-13; **c)** 1-6-13; **d)** 2-6-13. Each estimate corresponds to 10 s of observation (average of 50 images of 200 ms integrations). The error bars represent the standard deviation of the mean over the 50 frames (i.e. the frame-to-frame standard deviation weighted by the modulus of the bispectrum divided by $\sqrt{50}$). The gray rectangles represent the periods when no data were taken.

5. First results

5.1. Closure phase results

The first closure phases are calculated on Vega using Deneb as a calibrator (Table 3). Both are supposed to be unresolved targets with achromatic characteristics. The closure phases are defined by the fibers that form the corresponding triangle. As mentioned above, only four fibers have been used to compute these four closure phases: 1, 2, 6 and 13 are their positions in the v-groove (see Fig. 2). The longest baseline on the primary mirror is 2.3 m and corresponds to the pair 6–13.

The raw closure phases are presented in Fig. 4. Each value is computed from the mean of 50 images (10 s of observation, the exposure time for each image being 200 ms). Bispectra are estimated for each of the 133 spectral channels and averaged to yield wideband bispectrum values ($\Delta\lambda = 160$ nm centered on $\lambda_0 = 680$ nm). Raw statistical error bars for each set of 50 images are first derived from the standard deviation over the 50 measurements weighted by the modulus of the bispectrum. Second, a constant value (the average) is fitted to the sequence of raw measurements and a reduced χ^2 is calculated. If statistical error bars underestimate the fluctuations of the data then the χ^2 is larger than 1. In this case, individual variances are rescaled through a multiplication by the χ^2 value (to get $\chi^2 = 1$) to derive a more realistic error bar for the closure phase estimates of Table 3.

The modulus of the bispectrum, $|u_{ijk}|$, is an effective indicator for the detection of the fringes. A signal-to-dark ratio (SDR) has been defined by:

$$SDR_{ijk} = \frac{|u_{ijk}|}{|u_{ijk \text{ dark}}|} 10^{3 \frac{R_{\text{mag}}}{2.5}}, \quad (15)$$

Table 3. Mean closure phase results and statistical errors.

Baseline Triangle	CP Vega (°)	CP Deneb (°)	Calibrated CP (°)
1: 1-2-6	-10.4 ± 0.4	-9.4 ± 0.4	-1.0 ± 0.6
2: 1-2-13	3.5 ± 0.3	1.5 ± 0.4	2.0 ± 0.5
3: 1-6-13	25.5 ± 0.4	23.6 ± 1.1	1.9 ± 1.2
4: 2-6-13	12.2 ± 0.4	10.9 ± 0.6	1.3 ± 0.7

with $|u_{ijk \text{ dark}}|$ the mean modulus of the bispectrum obtained by applying the pixel to visibility matrix to sky background images, and R_{mag} the magnitude of the target. The multiplying factor in the second part of the equation allows for comparable SDR levels for targets with different magnitudes. This quantity does not exactly define a signal-to-noise ratio but constitutes a way to discriminate the data. The data with $SDR \leq 210$ have been rejected; this threshold has been chosen in order to keep around 30% of the data in the worst case (i.e. for triangle 1-6-13 on Deneb). The holes in the sequence of data are due to this selection, especially for Deneb. Moreover, there are gaps with no measurement points that are represented by gray rectangles: they correspond to the optimization of the flux injection into the fibers, requiring about 30 s per segment of the mirror (see Sect. 3.1).

Datacubes were taken for different positions of the Dove prism (see Table 2). Rescaled error bars in Fig. 4 are comparable to the standard deviation of all measurement points, as shown in Table 4. This means that there is no significant drift or systematic error on timescales of 1–2 h. In other words, the closure phase measurement is unaffected by mechanical flexures or Dove prism rotation.

Table 4. Comparison of statistical errors.

Baseline triangle	Vega		Deneb	
	Mean error bar (°)	Mean dispersion of data (°)	Mean error bar (°)	Mean dispersion of data (°)
1: 1-2-6	3.5	3.5	3.0	3.0
2: 1-2-13	3.3	3.9	5.4	3.5
3: 1-6-13	4.0	3.9	7.3	5.0
4: 2-6-13	4.0	3.8	4.8	3.9

Notes. The mean error bars correspond to the average of all individual error bars (shown for each measurement point in Fig. 4). The mean dispersions are the standard deviations of all measurement points.

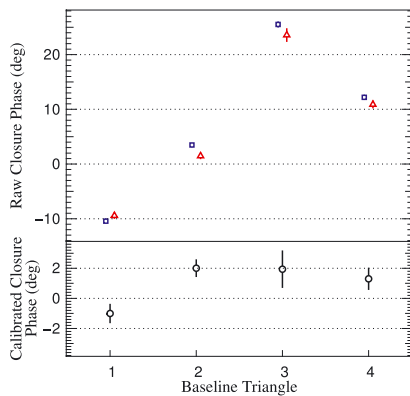


Fig. 5. *Top:* closure phase results for Vega (blue squares) and Deneb (red triangles), which are both supposed to be unresolved targets. The error bars are comparable to or smaller than the symbol size. The exact values are given in Table 3. *Bottom:* calibrated closure phase of Vega. The error bars are the quadratic sum of errors from Vega and Deneb.

We have decided to average results for different positions to improve the SDR. The SDR for individual positions was not high enough to detect noticeable effects and we have assumed that 1) instrumental biases would be identical and 2) that any astrophysical signal would be small. The raw closure phases reach high values (up to 26°) and are of instrumental origin. The bispectrum biases due to photon and detector noise could not be properly subtracted because of the lack of calibration data secured during this first run. This is why we have selected only high SDR data to reduce the impact of noise biases. In any case, such biases cannot be the cause of non-zero closure phases.

Final calibrated closure phases are obtained by subtracting the Deneb from the Vega closure phases. The results are presented in Fig. 5 and listed in Table 3. The statistical error is on the order of 1° and at best 0.5°. However, non-zero closure phases are measured at the 2 to 3- σ level. It is hard to say at this stage if these are uncalibrated systematic errors or of some astrophysical origin. Vega is known to be surrounded by a debris disk, which may contribute to visibilities in scattered light. Systematic errors on closure phases are also encountered in aperture masking (Lacour et al. 2011) at the 0.3° level and still need to be understood. In our case, they could be due to polarization errors (misalignment of fiber neutral axes, for example) and need to be investigated.

5.2. Closure amplitude results

As explained in Sect. 4.4, visibility amplitudes could not be accurately measured since beam photometries cannot be retrieved without redundancy in the entrance pupil. An order of magnitude can however be estimated assuming typical flux values for the individual beams. The mean total flux per spectral channel is approximately 2×10^5 ADU, leading to a typical flux value of 5×10^4 ADU per fiber. With a mean coherent flux ranging between 1×10^4 and 4×10^4 ADU, we estimate the raw contrasts for the 6 baselines to roughly range between 10% and 40%.

Closure amplitudes (CA) have been measured and are presented in Fig. 6. These estimates have been obtained by following the same procedure as for the closure phase measurements: computing estimates by selecting the data according to a given threshold, estimating the mean over all points, and correcting the final error by the χ^2 calculation. The closure amplitudes are numbered from 1 to 3:

$$CA_1 = \left| \frac{\mu_{2-1}\mu_{13-6}}{\mu_{6-1}\mu_{13-2}} \right|, CA_2 = \left| \frac{\mu_{2-1}\mu_{13-6}}{\mu_{13-1}\mu_{6-2}} \right|, CA_3 = \left| \frac{\mu_{6-1}\mu_{13-2}}{\mu_{13-1}\mu_{6-2}} \right|. \quad (16)$$

Figure 6 shows that the closure amplitudes are stable over about half an hour. The observation procedure could therefore be optimized by alternating the target and the calibrator observations more frequently.

The calibrated closure amplitudes of Vega are shown in Fig. 7. They are close to the expected value of unity for these unresolved targets. CA_1 and CA_2 are measured with precisions of about 25%, which is not sufficient for high dynamic range detection. According to Eq. (16), these closure amplitudes have 2 baselines in common: (2-1) and (13-6). The biases observed in the resulting closure amplitudes could possibly come from the contrast measurements of these bases, but as for closure phases, we must further investigate the sources of these biases.

On the other hand, CA_3 is stable: dispersion of the data points in Fig. 6 is 0.2 whereas the overall mean error bar is 0.4. Moreover, the estimates of the mean are 1.0 for Vega and 1.1 for Deneb, with accuracies of 10%. In other words, the third closure amplitude is fully consistent with a point source nature for both objects and a proper data analysis.

5.3. Dynamic range

Given the results presented in the previous section, only the closure phases will be used to evaluate the dynamic range detection limits.

Lacour et al. (2011) gives a 1σ dynamic range estimation for sparse aperture masking using 7 sub-pupils, as a function of the error on closure phase measurements based on a Monte Carlo simulation:

$$1\sigma \text{ dynamic range} = \frac{400}{\sigma(CP)_{\text{degr}}}. \quad (17)$$

This equation can be extrapolated to estimate the 4σ dynamic range for any number of baselines n_B (based on the theoretical derivation by Baldwin & Haniff (2002), who have established that the dynamic range increases with the square root of the number of baselines):

$$4\sigma \text{ dynamic range} \sim 22 \frac{\sqrt{n_B}}{\sigma(CP)_{\text{degr}}}. \quad (18)$$

The calibrated closure phase estimations presented in this first paper reach a final accuracy of 0.75° on average, resulting

E. Huby et al.: FIRST, a fibered aperture masking instrument. I.

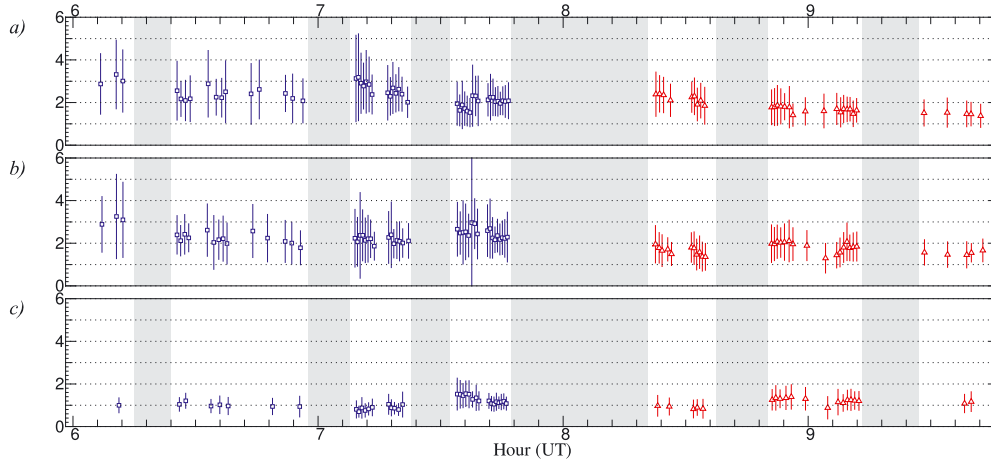


Fig. 6. Estimates of the closure amplitudes of Vega (blue squares) and Deneb (red triangles) with rescaled error bars, corresponding to the contributions of four sub-pupils numbered 1, 2, 6 and 13: **a)** CA₁; **b)** CA₂; **c)** CA₃. Each estimate corresponds to 10 s of observation (average of 50 images of 200 ms integrations). The error bars represent the standard deviation of the mean over the 50 frames (i.e. the frame-to-frame standard deviation divided by $\sqrt{50}$). The gray rectangles represent the periods when no data were taken.

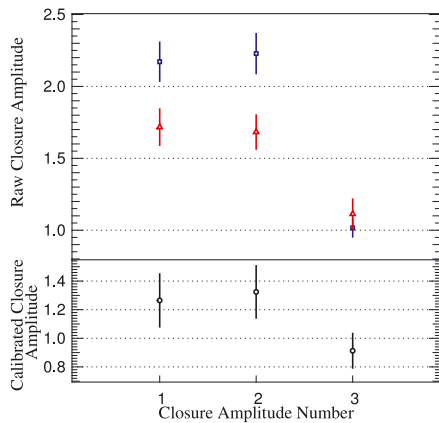


Fig. 7. *Top:* closure amplitude results for Vega (blue squares) and Deneb (red triangles). *Bottom:* calibrated closure amplitude of Vega. The error bars are the quadratic sum of errors from Vega and Deneb.

from 17 min total integration time on Vega and 12 min on Deneb. This leads to a 4σ dynamic range of 180 in the reconstructed image, if all 9 fibers were equally transmissive.

5.4. Sensitivity

During the first run, the target list was limited to bright objects. Nevertheless, the sensitivity of the instrument can be estimated by extrapolating the results obtained on the faintest target, which is Alf And (B9II star, $V_{\text{mag}} = 2.06$, $R_{\text{mag}} = 2.1$), observed under the same conditions (200 ms integration time). The same procedure has been applied to the 4 sets of 10 datacubes acquired on this target to obtain closure phase measurements. The statistical

error bar of one acquisition (resulting from 50 200 ms-images) is 6.6° on average, and 4.4° for the triangle with the highest signal-to-noise ratio. When combining all data, the final statistical error is 0.6° for 7 min effective integration time.

Sensitivity limits can be extrapolated from the results obtained on the different targets and can be derived for a given closure phase accuracy, measured on targets with $R_{\text{mag}0}$ and integration time τ_0 :

$$R_{\text{mag lim}} = R_{\text{mag}0} + 2.5 \log\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right). \quad (19)$$

These limits are derived under the assumption of the photon noise limited regime. A signal-to-noise ratio of at least 1 is needed per exposure and per spectral channel in order for the overall integrated signal-to-noise ratio to be reasonable. In other words, at least one photon is needed per fiber per frame per coherence time. As FIRST is working behind an AO system, the coherence time is theoretically infinite and integration times could be set to seconds or more for the faintest targets.

Sensitivity limits are plotted in Fig. 8 as a function of effective integration time for one acquisition ($50 \times \tau_0$) and a given accuracy. These accuracies are for uncalibrated measurements, meaning that the final accuracies should be multiplied by a factor $\sqrt{2}$ in the best case (reference target of the same magnitude as the science target), and effective integration times should be doubled to take the reference target observations into account. The current state of the prototype could measure closure phases of targets at $R_{\text{mag}} \leq 4$ with a 3.7° accuracy per acquisition (uncalibrated) in about 6 min, and with a 0.6° accuracy in 40 min. The achievable magnitude is higher for relaxed constraints on the accuracy.

6. Discussion

The first on-sky results with FIRST demonstrate that it is possible to operate this type of instrument with multiple single-mode fibers. Several key ingredients have been used: the segmented

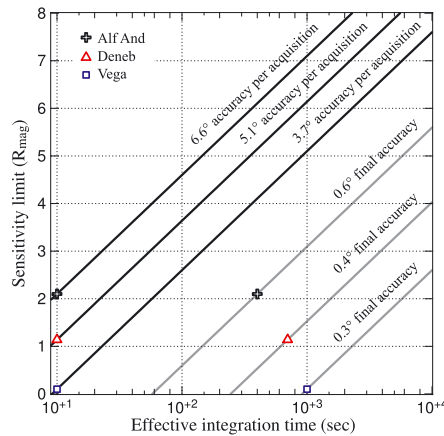


Fig. 8. Sensitivity limits as a function of the integration time for given closure phase accuracies per acquisition. These curves have been extrapolated from the accuracies measured on Vega (square at $R_{\text{mag}} = 0.1$), Deneb (triangle at $R_{\text{mag}} = 1.14$) and Alf And (cross at $R_{\text{mag}} = 2.1$). Two curves are drawn per target: the black one is extrapolated from the mean accuracy per acquisition and the gray one from the final best statistical error. The accuracies are given for uncalibrated measurements.

mirror that precisely steers beams into fibers, and the microlens arrays, and fiber bundle which compactly focus light into the fibers. However, the throughput is low and the accuracy of the closure phase measurements are currently limited by systematic errors. Future developments of the FIRST instrument will be dedicated to improving these aspects.

6.1. Sensitivity and robustness: long-term improvements

Given the throughput budget presented in Table 1, some improvement can be made by decreasing the number of optical surfaces to reach a higher theoretical efficiency (currently a few percent).

This could be achieved in several ways. First of all the optical design could be simplified insofar as it could be better integrated into the AO system. Indeed the prototype set-up is complex because the AO and FIRST are separate systems. For instance, the mirrors required to control the pupil and image planes in FIRST (M1 and M2) are redundant with their counterparts in the AO system. This is the same for the optical train required to extract the beam from the AO system (one beam splitter cube and two mirrors, which are not drawn in Fig. 1, are currently needed). The set-up could also be simplified by placing the segmented mirror at quasi normal incidence. This would cause negligible flux losses compared to the gain in throughput: the polarizing beam splitter cube and the quarter wave plate could be removed (removing 10 reflections/transmissions). In this case, the control of the image in the field of view would not be done continuously but alternately, by putting mirror M1 or M2 on a translation stage to let the beam reach the alignment CCD.

Second, part of the output optics of FIRST could be replaced by a 3D integrated photonics pupil remapper (as for the Dragonfly instrument, Tuthill et al. 2010), avoiding the fiber-interfacing between the fiber bundle and the v-groove, and providing a more robust and thermally stable instrument.

Integrated optics could also replace some of the recombination optics, such as the anamorphic system (see Benisty et al. 2009, for 2D integrated optics; and Minardi & Pertsch 2010, for 3D integrated optics). The development of these technologies is in progress. Currently only prototypes working in the near-infrared wavelength range have been tested on-sky, while integrated optics at visible wavelengths remain to be developed.

6.2. Next prototype: FIRST-18

In order to reach better performance and allow for observations of astrophysical interest in the shorter term, three axes of improvement must be implemented on the current prototype. A major identified limitation to the measurement accuracy is mechanical stability. The prototype was first made to be a laboratory instrument, yet was mounted directly on the Cassegrain focus of the Shane telescope. Mechanical instabilities such as flexure have turned out to be a critical issue during the first run. The bench will undergo substantial improvements to provide better injection into fibers and therefore increase the sensitivity. Second, the next version of the prototype, named FIRST-18, will consist of 18 fibers, thus increasing the number of available baselines. The pupil mapping will be updated to avoid the central obstruction of the telescope. Finally, better protection from dust and a better coating of the optics will ensure a higher throughput to reach the 1% theoretical efficiency.

As stated by Eq. (18), the dynamic range will be increased due to the larger number of fibers and improved sensitivity and mechanical stability, enabling more accurate closure phase measurements. The current accuracy on closure phases may be primarily limited by systematics which will be reduced by data processing and by better calibration procedures.

7. Conclusion

We have obtained the first on-sky results with FIRST, a fibered aperture masking instrument that aims at providing a unique combination of high contrast and high angular resolution. Although the described performances are not very high, better precisions and sensitivity are expected in a near future.

Apart from the systematic errors that may remain, we have measured calibrated closure phases on Vega with an accuracy of 0.5° in the best case by co-adding ~ 100 acquisitions (with accuracies around $3-4^\circ$ per acquisition of 10 s), totaling 17 min exposure time. This leads to a 4σ dynamic range of around 260 in a reconstructed image when considering a 9-fiber prototype. This dynamic range would increase with the square root of the number of acquisitions (Perrin et al. 2006), if not limited by systematic errors. By extrapolation, the 4σ dynamic range could therefore be on the order of 10^3 when co-adding 14 17 min-acquisitions, equaling about 4 h total effective integration time for both target and calibrator. However if we achieve a closure phase accuracy of 0.4° in 17 min, the same dynamic range could be achieved in 2.6 h integration time. Moreover, when the 30-fiber instrument will be completed, the number of baselines will be 210 (if we assume 2 recombination paths of 15 fibers), and a dynamic range of 10^4 could be reached in less than 3 h if a bias-corrected closure phase accuracy of 0.1° is achieved in 17 min.

Closure amplitudes have not been used to evaluate the dynamic range detection limits because of the limited precision on these estimates (10% in the best case). With a fully working instrument, data processing would allow the computation of the

E. Huby et al.: FIRST, a fibered aperture masking instrument. I.

visibilities, leading to better performance in high dynamic range detection.

The preliminary data presented in this paper, although they do not show very high performances, constitute an important demonstration of the fibered pupil remapping concept applied to a monolithic telescope. FIRST in the visible range is not competitive resolution-wise with long baseline interferometers. Long-baseline instruments provide much higher angular resolution in the visible, but with more limited field of view, unless spectral resolutions of typically a few thousands are used. FIRST on 3 to 10-m class telescopes is a good complement, as it gives access to a range of large objects and to spatial frequencies otherwise unaccessible with either IR-optimized adaptive optics systems or long baseline interferometers. Moreover, a fibered aperture masking instrument is also complementary in terms of dynamic range since it can provide high dynamic range at the diffraction limit, while AO systems can reach high dynamic range at a few λ/D . Possible science applications are stellar surfaces for giants and supergiants, circumstellar environments, debris disks, etc. Although FIRST could eventually be used to observe the closest and brightest planets, a near-infrared version would be better suited to exoplanetary system studies.

Our future efforts in the development of FIRST will be concentrated on the improvement of the sensitivity along with the accuracy of the closure phases and visibilities. Dynamic ranges up to 10^3 – 10^4 and a sensitivity limit of $R_{\text{mag}} \geq 4$ seem within range in the not too distant future.

Acknowledgements. The authors would like to thank Dr. Bolte, Director of the University of California Observatories for his commitment and financial support, as well as the Lick Observatory staff for its precious help during the runs. Special thanks go to Dr. Helmbrecht, President and Founder of Iris AO who built the segmented mirror for his strong support. F.M. work was supported by the National Science Foundation under award number AAG-0807468 and through a private donation through the “Adopt a Scientist program” at the SETI Institute by Jeff Breidenbach and Jeff Marshall. We acknowledge financial support from “Programme National de Physique Stellaire” (PNPS) of CNRS/INSU, France and from NASA grant NNH09AK731 that provided partial travel support.

References

- Baldwin, J. E., & Haniff, C. A. 2002, *Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, 360, 969
- Benisty, M., Berger, J.-P., Jocou, L., et al. 2009, *A&A*, 498, 601
- Beuzit, J.-L., Boccaletti, A., Feldt, M., et al. 2010, *ASP Conf. Ser.*, 430, 231
- Demory, B.-O., & Seager, S. 2011, *EPJ WoC*, 11, 03005
- Denvir, D. J., & Conroy, E. 2003, *Proc. SPIE*, 4796, 164
- Dyer, S. D., & Christensen, D. A. 1997, *Opt. Eng.*, 36, 2440
- Goodman, J. W., & Belsher, J. F. 1976, *RADC-TR-76-382*
- Guyon, O. 2005, *ApJ*, 629, 592
- Haniff, C. A., Mackay, C. D., Titterton, D. J., et al. 1987, *Nature*, 328, 694
- Helmbrecht, M. A., He, M., Juneau, T., Hart, M., & Doble, N. P. 2006, *Invited Presentation, Proc. SPIE*, 6376
- Helmbrecht, M. A., He, M., Kempf, C., & Besse, M. 2011, *Invited Presentation, Proc. SPIE*, 7931-7
- Hinkley, S., Carpenter, J. M., Ireland, M., & Kraus, A. L. 2011, *ApJ*, 730, L21
- Hodapp, K. W., Suzuki, R., Tamura, M., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7014
- Jennison, R. C. 1958, *MNRAS*, 118, 276
- Kotani, T., Lacour, S., Perrin, G., Robertson, G., & Tuthill, P. 2009, *Opt. Expr.*, 17, 1925
- Labeyrie, A. 1970, *A&A*, 6, 85
- Lacour, S. 2007, *Ph.D. Thesis, Université Paris VI*
- Lacour, S., Thiébaud, E., & Perrin, G. 2007, *MNRAS*, 374, 832
- Lacour, S., Tuthill, P., Amico, P., et al. 2011, *A&A*, 532, A72
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Macintosh, B., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7015
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Quinn, M. K., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080
- Martinache, F. 2010, *ApJ*, 724, 464
- Mesa, R., Gratton, R., Berton, A., et al. 2011, *A&A*, 529, 131
- Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A., et al. 2004, *Proc. SPIE*
- Minardi, S., & Pertsch, T. 2010, *Opt. Lett.*, 35, 3009
- Monnier, J. D., Tuthill, P. G., Ireland, M., et al. 2009, *ApJ*, 700, 491
- Perrin, G., Lacour, S., Woillez, J., & Thiébaud, E. 2006, *MNRAS*, 373, 747
- Readhead, A. C. S., Walker, R. C., Pearson, T. J., & Cohen, M. H. 1980, *Nature*, 285, 137
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., et al. 1990, *A&A*, 230, 29
- Serabyn, E., Mawet, D., & Burruss, R. 2010, *Nature*, 464, 1018
- Shaklan, S., & Roddier, F. 1988, *Appl. Opt.*, 27, 2334
- Suzuki, R., Kudo, T., Hashimoto, J., et al. 2010, *Proc. SPIE*, 7735
- Tuthill, P., Jovanovic, N., Lacour, S., et al. 2010, *Proc. SPIE*, 7734
- Wirmitzer, B. 1985, *J. Opt. Soc. Am. A*, 2, 14
- Zhao, M., Monnier, J. D., Che, X., et al. 2011, *PASP*, 123, 964

Annexe C

Publication des résultats FIRST obtenus sur le système Capella

Article publié dans *Astronomy and Astrophysics* le 16 décembre 2013.

A&A 560, A113 (2013)
 DOI: 10.1051/0004-6361/201321894
 © ESO 2013

**Astronomy
&
Astrophysics**

FIRST, a fibered aperture masking instrument

II. Spectroscopy of the Capella binary system at the diffraction limit

E. Huby¹, G. Duchêne^{2,3}, F. Marchis^{4,11}, S. Lacour¹, G. Perrin¹, T. Kotani⁵, É. Choquet^{1,6}, E. L. Gates⁷,
 O. Lai^{8,9}, and F. Allard¹⁰

¹ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, Paris Sciences et Lettres, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
 e-mail: e.lsa.huby@obspm.fr

² Department of Astronomy, University of California at Berkeley, Hearst Field Annex, B-20, Berkeley CA 94720-3411, USA

³ UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique (IPAG) UMR 5274, 38041 Grenoble, France

⁴ Carl Sagan Center at the SETI Institute, 189 Bernardo Av., Mountain View CA 94043, USA

⁵ Extrasolar Planet Detection Project Office, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, 181-8588 Tokyo, Japan

⁶ Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

⁷ University of California Observatories/Lick Observatory, PO Box 85, Mount Hamilton, CA 95140, USA

⁸ Gemini Observatory, 670 North A'ohoku Place, Hilo, 96720 Hawaii, USA

⁹ Subaru Telescope, 650 North A'ohoku Place, Hilo, 96720 Hawaii, USA

¹⁰ CRAL UMR 5574: CNRS, Université de Lyon, École Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 7, France

¹¹ IMCEE, Observatoire de Paris, Avenue Denfert-Rochereau, 75014 Paris, France

Received 14 May 2013 / Accepted 25 October 2013

ABSTRACT

Aims. FIRST is a prototype instrument built to demonstrate the capabilities of the pupil remapping technique, using single-mode fibers and working at visible wavelengths. Our immediate objective is to demonstrate the high angular resolution capability of the instrument and to show that the spectral resolution of the instrument enables characterization of stellar companions.

Methods. The FIRST-18 instrument is an improved version of FIRST-9 that simultaneously recombines two sets of nine fibers instead of one, thus greatly enhancing the (u, v) plane coverage. We report on observations of the binary system Capella at three epochs over a period of 14 months (≥ 4 orbital periods) with FIRST-18 mounted on the 3 m Shane telescope at Lick Observatory. The binary separation during our observations ranges from 0.8 to 1.2 times the diffraction limit of the telescope at the central wavelength of the spectral band.

Results. We successfully resolved the Capella binary system at all epochs, with an astrometric precision as good as 1 mas under the best observing conditions. FIRST also gives access to the spectral flux ratio between the two components directly measured with an unprecedented spectral resolution of $R \sim 300$ over the 600–850 nm range. In particular, our data allow detection of the well-known overall slope of the flux ratio spectrum, leading to an estimation of the “pivot” wavelength of $0.64 \pm 0.01 \mu\text{m}$, at which the cooler component becomes the brightest. Spectral features arising from the difference in effective temperature of the two components (specifically the H α line, TiO, and CN bands) have been used to constrain the stellar parameters. The effective temperatures we derive for both components are slightly lower (5–7%) than the well-established properties for this system. This difference mainly comes from deeper molecular features than those predicted by state-of-the-art stellar atmospheric models, suggesting that molecular line lists used in the photospheric models are incomplete and/or oscillator strengths are underestimated, most likely concerning the CN molecule.

Conclusions. These results demonstrate the power of FIRST, which is a fibered pupil remapping-based instrument, in terms of high angular resolution and show that the direct measurement of the spectral flux ratio provides valuable information to characterize little known companions.

Key words. instrumentation: high angular resolution – techniques: interferometric – binaries: close – binaries: visual – stars: fundamental parameters – stars: individual: Capella

1. Introduction

The objective of the FIRST (Fibered Imager foR a Single Telescope) prototype development is the detection of faint companions such as exoplanets. Many instruments currently being designed and manufactured are addressing this challenge, which requires high dynamic ranges at high angular resolution. Different solutions are implemented, such as extreme adaptive optics systems, coronagraphic masks, and interferometric

techniques (or a combination thereof). FIRST belongs to the last category since its principle relies on aperture masking (Haniff et al. 1987), in which a mask with small holes is put on the pupil of the telescope. In a traditional implementation, these holes are organized in a non-redundant manner to avoid the fringe blurring due to the atmospheric turbulence, which leads to the loss of most of the high spatial frequency information on the object. The image is thus the superimposition of all fringe patterns coded with as many spatial frequencies. Object

visibilities corresponding to each subpupil pair can therefore be retrieved. This technique has been established as a standard for diffraction-limited observations, up to dynamic ranges of a few hundred, thanks to the routinely used sparse aperture masking mode (SAM) of the NACO instrument at the VLT (Lagrange et al. 2012; Sanchez-Bermudez et al. 2012; Grady et al. 2013; Cieza et al. 2013) and the Keck NIRC2 aperture masking experiment (Hinkley et al. 2011; Blasius et al. 2012; Evans et al. 2012).

FIRST is the implementation of the fibered pupil remapping technique as proposed by Chang & Buscher (1998) and then Perrin et al. (2006) at visible wavelengths. This technique can be seen as a variant of the aperture masking technique that aims at increasing the achievable dynamic range. As stated by Baldwin & Haniff (2002), dynamic range depends directly on the number of subpupils and on the accuracy of the observable measurements (visibilities or closure phases for instance). In the FIRST instrument, single-mode fibers offer a way to improve these two aspects: (i) they allow the whole telescope pupil to be used while their outputs can be non-redundantly recombined, and (ii) they spatially filter the wavefront and thus avoid speckle noise. The spatial phase fluctuations due to the atmospheric turbulence are thus traded against flux fluctuations because of the imperfect coupling efficiency of the fibers. However, these can be more easily handled during data reduction than phase fluctuations. A self-calibration algorithm has indeed been proposed to retrieve the complex visibilities without the need of specific photometric channels (Lacour et al. 2007).

The first light of the instrument was achieved in July 2010 at Lick Observatory with FIRST-9 mounted on the Cassegrain focus of the 3 m Shane telescope (Huby et al. 2012). The instrument has since been significantly improved to increase the number of subpupils and the accuracy on the closure phase measurements, hence the achievable dynamic range. FIRST-9 has thus become FIRST-18, in which 18 subpupils are recombined and has been mechanically enhanced to reach higher stability. Four observing runs have been conducted between October 2011 and December 2012. Several binary systems have been observed, since these simple objects are particularly suited for testing the capabilities of the instrument.

Among these binaries, Capella (α Aurigae, $V = 0.08$, $R = -0.52$) has been observed at three different epochs with FIRST-18. Capella is a well-known nearby binary system, which has been studied for more than a hundred years, and its historical record is notably linked to the Lick Observatory and the first measurements with interferometers. The first announcement of discovery of this spectroscopic binary dates indeed from Campbell (1899), who used the Mills spectrograph installed on the 36-inch Lick refractor to observe Capella. Simultaneously Newall (1899) made the same discovery using the Cambridge spectroscope. Capella later was the first binary system whose astrometric orbit was interferometrically measured with the 6 m baseline Michelson interferometer on the 100-inch telescope at Mount Wilson (Anderson 1920; Merrill 1922). For decades, this friendly target has been observed with various interferometers and speckle imaging techniques. So far, the most accurate measurements of the astrometric orbit have been performed by Hummel et al. (1994) using the Mark III interferometer at Mount Wilson with baselines from 3 m up to 23.6 m. Concerning the abundant bibliography about Capella, Torres et al. (2009) provide a very complete review of all spectroscopic, as well as the interferometric measurements available at that time, and they used them to derive the parameters of the system: effective temperatures of 4920 ± 70 K and 5680 ± 70 K, radii

of $11.87 \pm 0.56 R_{\odot}$ and $8.75 \pm 0.32 R_{\odot}$, luminosities of $79.5 \pm 4.8 L_{\odot}$ and $72.1 \pm 3.6 L_{\odot}$, and the parameters of the relative orbit. The latest and most accurate masses have been determined by Weber & Strassmeier (2011) using the spectroscopic orbit combined with the inclination of the orbital plane derived from astrometry measurements: $2.573 \pm 0.009 M_{\odot}$ and $2.488 \pm 0.008 M_{\odot}$.

With an angular separation varying from 41 mas to 56 mas, Capella is therefore an ideal target for probing the capabilities of FIRST-18 at the diffraction limit, which ranges from 41 mas at 600 nm to 58 mas at 850 nm for a 3 m telescope. In this paper, we report on the successful detection of Capella as a binary system at the diffraction limit of the telescope using FIRST-18, which is described in Sect. 2, along with the data reduction procedure. The results are presented in Sect. 3. The spectrally-dispersed flux ratio measurement is of particular interest because it is the first time that it is *directly* measured with $R \sim 300$ spectral resolution. Higher-resolution spectra of the two components have been estimated by “deblending” the composite spectrum of the binary using spectral templates to disentangle them (Barlow et al. 1993). Flux ratio measurements of the system, on the other hand, have been obtained in discrete broad- and narrow-band filters that are too sparsely distributed to provide fine spectral information (Torres et al. 2009). Thus, the FIRST data offer a unique insight into the Capella system and, by extension, into all systems with separation as small as the diffraction limit of a given telescope. In this work, we model our FIRST flux ratio spectrum to constrain the effective temperatures of the Capella binary, thereby demonstrating the power of FIRST to study previously uncharacterized companions in the future.

2. Observations and data reduction

Observations were conducted with the 3 m Shane telescope at Lick Observatory from 2011 to 2012 (see Table 1). As in previous observations (Huby et al. 2012), the Shane adaptive optics system provided sufficient correction to stabilize the fringes, although it is optimized for the infrared wavelengths.

2.1. FIRST-18

After the first light of the instrument obtained in 2010 (Huby et al. 2012), efforts have been focused on improving the stability, sensitivity, and dynamic range achievable with FIRST. The injection part of the instrument (including the pupil imager, the Iris AO segmented mirror used to steer the beams precisely on the fiber cores that are gathered in the fiber bundle, from Fiberguide Industries) is basically unchanged; however, significant upgrades have been carried out in the recombination part of the instrument, as can be seen in Fig. 1.

Assuming that the noise is uncorrelated between the baselines – a reasonable assumption in the photon-noise-limited regime – the dynamic range increases with the number of visibility and closure phase measurements (Baldwin & Haniff 2002; Lacour et al. 2011; Le Bouquin & Absil 2012). The main development was therefore aimed at increasing the number of subpupils, leading to the FIRST-18 instrument, in reference to the two sets of nine subpupils that are recombined. The non-redundancy of the linear recombination configuration is a technical limit: standard V-groove chips offer 48 spaces where fibers can be positioned. The most compact nine-fiber configuration requires $n_{\max} = 44$ spaces, while the 10-fiber and 11-fiber ones require 55 and 75 spaces, respectively. In addition, the nine-fiber configuration is also a compromise between the available space on the bench (defining the focal length f' of the imaging lens),

E. Huby et al.: Spectroscopy of the Capella binary system at the diffraction limit

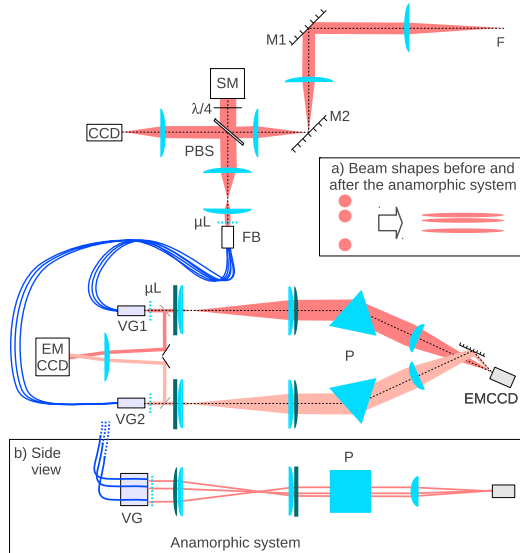


Fig. 1. Set-up of the FIRST-18 instrument. The injection part of the set-up, up to the fiber bundle, is basically unchanged compared to the previous version of the instrument. The recombination part on the other hand has been duplicated. The EMCCD dedicated to the measurement of the transmitted flux during the optimization procedure has also been depicted. The mirrors drawn as gray lines (just after the V-grooves and microlens arrays) are removable from the light path. Inset **a**) illustrates the resulting beam shapes after the anamorphic system. Inset **b**) is a side view of the recombination of the beams (only three beams out of nine are represented). SM: Segmented mirror. PBS: Polarizing beam splitter. μ L: Microlens array. FB: Fiber bundle. VG: V-groove. P: Dispersing prism.

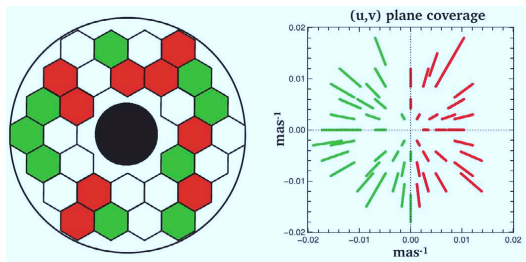


Fig. 2. Fiber configurations of the entrance pupil, the green and red colors corresponding to each of the two sets of nine fibers. The corresponding polychromatic (u, v) plane coverage is represented in the right panel. For clarity, the (u, v) plane coverage of each nine-fiber configuration is not symmetrized.

the diffraction pattern width ($f'\lambda/D$, where D is the V-groove pitch and also the collimated beam size at the fiber output) and the sampling of the highest frequency fringe pattern (of period $T = f'\lambda/(n_{\max}D)$) that fits the detector dimensions. For these reasons, two sets of nine fibers are recombined independently. Given the 30 available subpupils in the obstructed telescope pupil (see Fig. 2), our selected fiber configuration using 18 of them gives access to 73% of all possible independent baselines. Since the instrument is mounted at the Cassegrain focus of the

telescope, the (u, v) plane coverage does not rotate during the night and is stable in time. However, the (u, v) plane coverage is significantly extended thanks to the broad wavelength range, as illustrated in Fig. 2.

Each recombination scheme of the beams is built on the same design as for the previous version. The collimated beams coming from the V-grooves are reshaped thanks to anamorphic systems that mimic the slit of a spectrometer consisting of dispersing prisms (see Fig. 1). The anamorphic system has been designed to satisfy the Nyquist-Shannon sampling condition for the highest frequency fringe pattern (for a given focal length of the imaging lens), on the one hand, and to reach a high spectral resolution, on the other. This is achieved thanks to a four-lens (2 spherical and 2 cylindrical lenses) afocal system performing a beam elongation of 20 in the direction of dispersion and a compression of 7 in the orthogonal direction. The two fringe patterns are imaged on the same detector side by side along the wavelength axis. Spectral filters have been inserted in each arm in order to avoid overlapping of the patterns. In the center of the detector, the fringe patterns are cut at 600 nm and 850 nm, thereby defining the spectral range of the instrument.

Improvement of the data quality has also been provided by the use of a more efficient detector, Hamamatsu EMCCD camera with maximal EM gain of 1200, quantum efficiency of 90%, 77% and 54% at 600, 700, and 800 nm, respectively, and 512×512 pixels $16\mu\text{m}$ wide. The overall mechanical stability has been enhanced, too, allowing objects to be observed up to 40° from zenith without significant loss of flux due to mechanical flexures.

2.2. Acquisition procedure

Capella was observed in October 2011, July 2012, and December 2012 with FIRST-18 mounted on the 3 m Shane telescope at Lick Observatory. The observation log is reported in Table 1. Several bright ($0 \lesssim R \lesssim 3$) single stars were observed immediately before/after Capella, so they serve as calibrator for closure phase measurements and baseline calibration (see Sect. 3.2).

The acquisition procedure is similar to the description given in Huby et al. (2012). One data set comprises fringe sequences, fiber calibration files (every fiber diffraction pattern is recorded individually), and background files. However, this procedure has been significantly shortened compared to the previous observations thanks to implementing a dedicated optimization path in the optical set-up. The injection of the flux into the fibers is indeed very sensitive and must be optimized at every target switch, to compensate for residual mechanical flexures occurring in the instrument but also in the AO system. While this optimization was done one fiber at a time in 2010 (by scanning the corresponding micro-segment and measuring the transmitted flux directly on the science camera), it is now done simultaneously for all fibers thanks to a motorized mirror system that allows imaging all the output fibers on a dedicated detector. The 18 corresponding micro-segments can therefore be scanned at the same time. The optimization is now completed in less than two minutes leading to a substantial gain in time and stability.

2.3. Data reduction

The basic principles of the FIRST data analysis are based on the P2VM method (*Pixel to Visibility Matrix*), which was first developed for the AMBER instrument at the VLTI (Millour et al. 2004) and subsequently adapted to FIRST data, as described in

Table 1. Observation log.

Target	Type	N_{img}	t_{int} (ms)	r_0 at 550 nm
2011-10-16				
Algol	AC	10 000	150	~11.5 cm
Aldebaran	C	10 000	50	~10 cm
Capella		16 000	50	~11.5 cm
2011-10-17				
Aldebaran	C	10 000	50	~16 cm
Capella		11 000	50	~15 cm
2011-10-19				
Algol	AC	10 000	200	~14 cm
Aldebaran	C	10 000	100	~8 cm
Capella		12 000	100	~13 cm
2012-07-29				
α Per	C	5000	150	~14 cm
Algol	AC	5000	150	~15 cm
Capella		5000	150	~12.5 cm
2012-12-19				
Algol	AC	6000	200	~7 cm
α Per	C	5000	200	~8 cm
Capella		5000	200	~5 cm
α Per	C	5000	200	~7 cm
β Aur	C	5000	200	~8 cm
Capella		5000	200	~8 cm
β Aur	C	5000	200	~8 cm
2012-12-20				
β And	C	4000	200	~8 cm
Algol	AC	6000	200	~8 cm
α Per	C	5000	200	~6 cm
Capella		5000	200	~7 cm

Notes. The table includes the dates of observation, the type of target (AC stands for astrometric calibrator and C for closure phase calibrator), the number of images acquired with an integration time t_{int} , and an estimate of the r_0 parameter (evaluated thanks to the AO system occasionally once or twice during one sequence of observations).

more detail in [Huby et al. \(2012\)](#). The current data reduction process consists of the following steps:

- background (including dark current) subtraction;
- optical distortion correction;
- spectral calibration based on the fitting of telluric absorption lines and features of the stellar spectrum;
- fitting of the fringe spatial frequencies by adjusting the peak positions in the mean power spectral density;
- calibration of the P2VM matrix from individual fiber profiles and spatial frequencies;
- pseudo-inversion of the P2VM matrix and computation of the best parameter sets in the least-squares sense;
- closure phase computation;
- closure phase calibration by measurements obtained on an unresolved target.

The distortion mentioned in the second step of the reduction results from astigmatism introduced by the prism and has an amplitude of about 10–15 pixels. The shape of this distortion is evaluated by detecting the position of the deepest telluric absorption line and is corrected by horizontally interpolating and shifting the image values.

The spectral calibration is done using the UVES sky emission atlas [Hanuschik \(2003\)](#). Because the light is spectrally

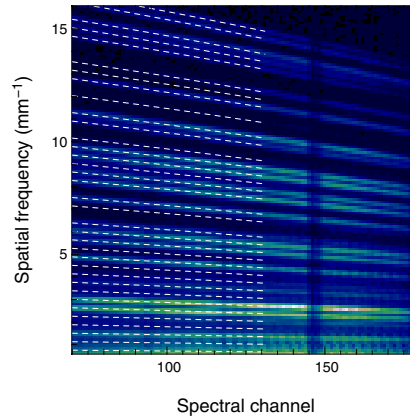


Fig. 3. Mean power spectral density computed from 5000 50 ms-images for Capella on 2011 Oct. 16 using data from a single V-groove. The color-scale has been adjusted by discarding the zero-frequency peak (not visible in the image). The fitted peak positions are superposed as dashed white lines only on the left part of the image for better visibility. The (telluric) absorption line appearing at spectral channel number 147 is exactly vertical, showing that the distortion in the image has been effectively corrected. At least 27 different peaks are clearly visible out of the 36 expected ones.

dispersed through an SF2-prism, there are two parameters that define the wavelength as a function of the pixel: the angle of incidence on the prism i , which affects the spectral resolution, and the central wavelength λ_0 . The continuum of the spectrum is fitted and subtracted, leaving only (stellar and telluric) absorption features. The same procedure is applied to the synthetic spectrum, and the parameters i and λ_0 are retrieved by maximizing the correlation product between the two spectra. A fine adjustment is then performed by fitting the peak positions of the power spectral density computed over all images. The results of this fit are shown in [Fig. 3](#) where the fitted peak positions are superposed on the mean power spectral density.

After applying the P2VM method, the complex coherent fluxes are thus retrieved and their phases combined to estimate closure phases. The data reduction output comprises 84 closure phase measurements for each of about 180 spectral channels from 600 nm to 850 nm. Since spatial frequency depends on wavelength, a specific signal appears in the closure phase plotted as a function of wavelength, depending on the structure of the target.

2.4. Fitting of a binary model

The final step in the analysis consists of fitting the closure phase estimates with a binary model. Three parameters are optimized by minimizing the χ^2 function: two angular parameters defining the position of the companion, α and δ , and a flux ratio for each spectral channel, $\rho(\lambda)$. The closure phase model function corresponding to a binary directly reads as ([Le Bouquin & Absil 2012](#))

$$f(\alpha, \delta, \rho) = \arg \left(\frac{(1 + \rho e^{i\alpha_{ij}})(1 + \rho e^{i\alpha_{jk}})(1 + \rho e^{i\alpha_{ki}})}{(1 + \rho)^3} \right), \quad (1)$$

with

$$\alpha_{ij}(\alpha, \delta) = 2\pi(\alpha u_{ij} + \delta v_{ij}), \quad (2)$$

E. Huby et al.: Spectroscopy of the Capella binary system at the diffraction limit

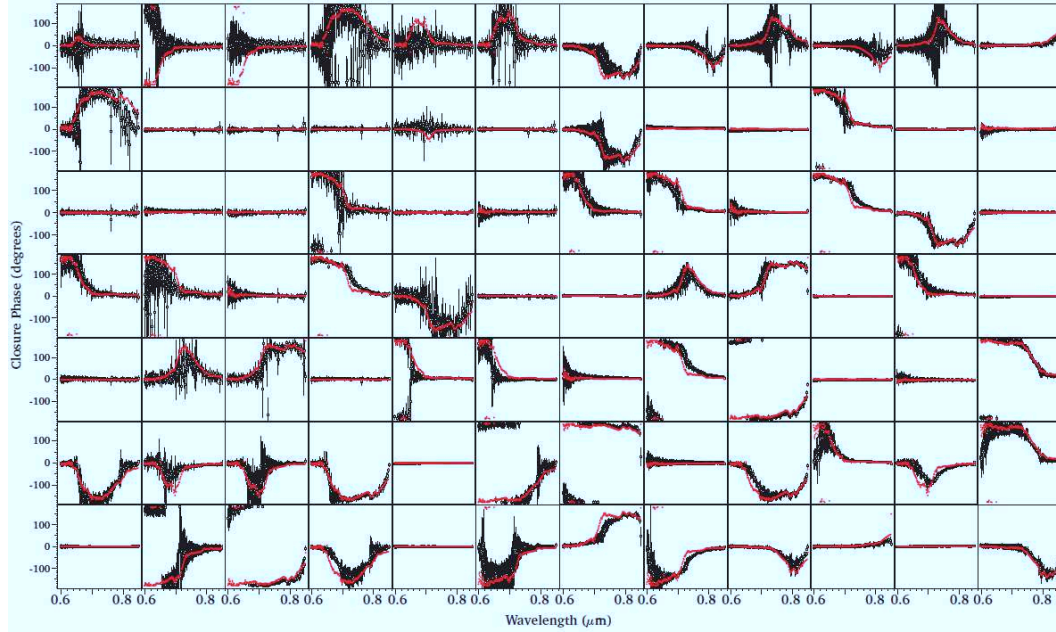


Fig. 4. Closure phase measurements obtained on 19 October 2011 (black points with rescaled error bars such that the reduced χ^2 per spectral channel is unity) and best fit model (red points) computed from the best estimates of the binary parameters.

where u_{ij} and v_{ij} are the projections of the spatial frequency vector s_{ij} corresponding to the subpupils i and j , on two orthonormal axes defined by the segmented mirror reference frame (see Sect. 3.2 for details concerning the baseline calibration). This vector expresses as $s_{ij} = \mathbf{B}_{ij}/\lambda$ with \mathbf{B}_{ij} the baseline vector represented in the telescope pupil.

The χ^2 function is therefore three dimensional. For every spectral channel, the contributions of all n_{CP} closure phases are added quadratically:

$$\chi_{\lambda}^2(\alpha, \delta, \rho) = \sum_k \frac{\Delta CP_{\lambda}^k{}^2}{\sigma_{\lambda}^k{}^2}, \quad (3)$$

with σ_{λ}^k the error on closure phase k at wavelength λ and

$$\Delta CP_{\lambda}^k = CP_{\lambda}^k - f_{\lambda}^k(\alpha, \delta, \rho) \pmod{2\pi}, \quad (4)$$

is the phase difference between the data and the model, defined modulo 2π .

Under the assumption that the noise affecting the data follows a Gaussian distribution, the likelihood function can be derived from the χ^2 function by

$$\mathcal{L}_{\lambda}(\alpha, \delta, \rho) \propto \exp\left(-\frac{\chi_{\lambda}^2(\alpha, \delta, \rho)}{2}\right). \quad (5)$$

The proportional symbol is a reminder that the likelihood function is normalized afterwards.

The optimal value for a given parameter can then be retrieved after marginalizing the likelihood function, i.e. by integrating

over all other parameters. For the α parameter for instance, it is expressed as

$$\mathcal{L}_{\lambda}(\alpha) = \iint \mathcal{L}_{\lambda}(\alpha, \delta, \rho) d\delta d\rho.$$

Similarly, a circular permutation over the set of parameters leads to $\mathcal{L}_{\lambda}(\delta)$ and $\mathcal{L}_{\lambda}(\rho)$. For each spectral channel, the optimal parameter sets $(\tilde{\alpha}_{\lambda}, \tilde{\delta}_{\lambda}, \tilde{\rho}(\lambda))$ are then determined by the median value of these probability densities, and the associated error bars are defined as the 68% confidence interval.

The λ dependence has been noted differently for the position parameters and the flux ratio since the position of the companion is achromatic. The $\tilde{\alpha}_{\lambda}$ and $\tilde{\delta}_{\lambda}$ have therefore been averaged in order to determine the final position $(\tilde{\alpha}, \tilde{\delta})$. Around 20% of the data points with the worst error bars have not been taken into account in computing the averaged position, in order to discard aberrant points. The associated error bars on $\tilde{\alpha}$ and $\tilde{\delta}$ are computed from the standard deviation of the respective distributions.

3. Results

3.1. The case of Capella

The calibrated closure phases of Capella are shown in Fig. 4. As is readily apparent, large deviations from the null closure phase are detected. Large phase changes of $\sim \pm\pi$ indeed occur when the observed object is centrosymmetric, indicating here that the flux ratio between the two components is close to unity, as is expected for the Capella binary system at visible wavelengths. That the transitions are smooth indicates that the flux ratio is not exactly equal to one. Thus these observations have clearly resolved the binary system.

Table 2. Companion position measurements for the outer Algol system (C relative to A+B) converted into angular separation and position angle.

Date	JD (2 400 000+)	ρ (mas)			θ ($^\circ$)		
		Estimated	Predicted	Ratio	Estimated	Predicted	Difference
2011-10-16	55851.9	87.9 ± 9.8	78.0 ± 0.2	0.888 ± 0.099	218.1 ± 7.3	134.4 ± 0.1	-83.7 ± 7.3
2011-10-19	55854.9	77.6 ± 1.1	77.8 ± 0.2	1.002 ± 0.014	215.5 ± 0.7	134.7 ± 0.1	-80.9 ± 0.7
2012-07-29	56139.0	84.4 ± 1.4	88.0 ± 0.5	1.043 ± 0.019	13.4 ± 1.4	307.4 ± 0.1	-66.0 ± 1.4
2012-12-19	56281.7	89.0 ± 5.6	94.0 ± 0.4	1.056 ± 0.067	13.4 ± 4.1	314.5 ± 0.1	-58.9 ± 4.1
2012-12-20	56282.8	94.6 ± 6.7	93.6 ± 0.4	0.989 ± 0.070	15.5 ± 5.4	314.5 ± 0.1	-60.9 ± 5.4

Notes. The ratio between the measured and theoretical angular separations give an estimate of the corrective scaling factor. The differences in position angle indicate the rotation of the segmented mirror reference frame relative to the northeast orientation. Horizontal lines separate the three observing runs considered here. Correction factors are assumed to be constant within a given observing run.

However, some of these phase transitions occur in the opposite direction than expected by the best fit model (see the second closure phase graph in the first row of Fig. 4 for instance). This effect is observed in around 6% of all closure phase measurements (84×2 closure phases per date of observation). A possible explanation is that the measurements may be affected by an uncalibrated bias on the imaginary part of the bispectrum. In this case, a sharp transition from 0 to $\pm\pi$ (imaginary part initially equal to 0) can therefore be turned into a smoother transition from 0 to π or $-\pi$, depending on the sign of the bias offset.

This is most likely the reason the minimum of the reduced χ^2 function is generally much larger than 1. It reaches up to ~ 40 (for one spectral channel) in the worst cases. Therefore, prior to computing the likelihood functions, the statistical error bars are scaled such that the minimum of the reduced χ^2 function per spectral channel is 1 (error bars in Fig. 4 are rescaled accordingly).

Another consequence of these transitions in the wrong direction is that it sharpens the transition when averaging closure phase datasets. The mean value of two transitions in the opposite directions will indeed result in values globally closer to $\pm 180^\circ$ or 0° . This can potentially translate into flux ratios that are biased toward unity. As detailed in the next section, this eventuality cannot be completely discarded when analyzing the spectral flux ratio.

It can be noted, though, that averaging over the closure phase was performed using complex phasors in order to take into account that the phase can only be measured modulo 2π . This is needed to compute the correct phase, especially in the case of phases around $\pm 180^\circ$, but that obviously does not prevent such a bias effect. However, the final flux ratio estimates are assumed to be less affected by this bias, since they result from the average of two independent measurements provided by the two sets of simultaneously recombined fibers, and also from the average of the different dates of observations.

Since the source of this bias is still unknown (photon bias only affects the real part of the bispectrum as established by Wirmitzer 1985), this effect only becomes obvious once the best fit model has been determined. There is thus no objective criterion that could allow distinguishing these biased data a priori. Nonetheless, closure phase error bars resulting from the average over all datasets corresponding to one date of observation are necessary larger when there is an uncertainty on the transition direction. As can be seen in Fig. 4, error bars are much larger around phase transitions. As a consequence, these points are less weighted in the fit.

3.2. Orbit

The analysis of our results concerning the companion position requires calibrating the (u,v) plane, that is, a calibration of the baseline lengths and orientations (as explained by Woillez & Lacour 2013, under the imaging baseline section). For the fit, the baselines are conveniently defined by their theoretical lengths and orientation taken in a reference frame linked to the segmented mirror. However, to be scientifically useful, these need to be transformed into the angular separation of the binary and its position angle relative to north. Two aspects have to be considered for the calibration:

- the magnification factor between the telescope pupil and the pupil that is imaged in the FIRST instrument can vary with the alignment;
- the rotation angle between the sky east-west / north-south orientation and the reference frame linked to the segmented mirror orientation.

The rotation of the pupil plane is caused by the periscope sending the beam from the adaptive optics bench towards the hole through the FIRST bench. It uses a mirror combination working at angles different from 45° that therefore induces an unknown rotation of the pupil relative to the subpupils.

The calibration over all baselines can thus be performed by estimating two parameters: a scaling factor and a rotation angle. This is done by measuring the position of another well-known binary star, using the same data reduction pipeline as for Capella. Among the binary systems observed at the same epochs as Capella, the triple system of Algol (δ Per) is an ideal calibrator. The inner system (Algol A of type B8V and Algol B of type K2IV) of orbital period 2.87 days and semi-major axis of 2.3 mas is unresolved by a 3 m telescope. On the other hand, the outer system (Algol A+B and Algol C of type F1V) of orbital period ≈ 680 days, semi-major axis of 93.8 mas, and flux ratio estimated to 10 at visible wavelengths is detected well by FIRST-18. Its orbital period is much longer than the Capella period (104 days), and this makes it a suitable target for the baseline calibration.

The relative positions of Algol A+B and C have therefore been estimated for several dates during the various runs, as shown in Table 1. The results are shown in Table 2. The position parameters have been converted into polar coordinates in order to derive the angle for the rotation to be applied to the field of view. The predicted positions are computed from the orbit resulting from the measurements with the CHARA interferometer fitted by Baron et al. (2012).

The Algol system was observed twice during both the October 2011 and December 2012 observing runs. In both cases,

E. Huby et al.: Spectroscopy of the Capella binary system at the diffraction limit

Table 3. Angular parameter estimates for Capella at different observation dates.

Date	JD (2400 000+)	Angular separation (mas)			Position angle (°)		
		Uncorrected	Corrected	Predicted	Uncorrected	Corrected	Predicted
2011-10-16	55852.0	57.1 ± 0.7	57.3 ± 1.1	56.27 ± 0.03	116.0 ± 0.9	35.2 ± 1.1	36.1 ± 0.1
2011-10-17	55853.0	56.5 ± 1.2	56.6 ± 1.4	56.06 ± 0.03	112.5 ± 1.4	31.7 ± 1.5	33.5 ± 0.1
2011-10-19	55855.0	56.0 ± 0.4	56.1 ± 0.9	55.37 ± 0.03	108.2 ± 0.7	27.4 ± 1.0	28.3 ± 0.1
2012-07-29	56139.0	39.2 ± 1.1	40.9 ± 2.2	41.86 ± 0.04	179.6 ± 4.7	113.5 ± 4.3	117.7 ± 0.2
2012-12-19	56281.8	45.1 ± 1.0	46.1 ± 2.4	47.35 ± 0.04	52.8 ± 1.2	353.1 ± 3.5	356.0 ± 0.1
2012-12-20	56282.8	44.3 ± 1.2	45.4 ± 2.5	46.42 ± 0.04	49.2 ± 1.5	349.6 ± 3.6	352.2 ± 0.1

Notes. The reference axes are defined by the segmented mirror orientation which is actually rotated compared to the northeast orientation. The uncorrected estimates do not take the rotation of the image plane and the scaling factor into account, while the corrected ones are the final estimates. Horizontal lines separate the three observing runs considered here.

multiple observations of the systems within a given observing run yield consistent calibration factors at the 2σ level or better (see Table 2). This confirms the expectation that the rotation of the pupil in comparison with the FIRST subpupils is stable over the duration of an observing run since the injection part of the set-up was not modified during the course of each run. In October 2011, uncertainties on the calibration factors are much greater on October 16 than on October 19, probably as a consequence of changes in r_0 (see Table 1) and short atmospheric coherence time. While the latter could not be measured, the shorter integration times used on October 16, which results from a compromise between sensitivity and fringe visibility, is indicative of a shorter timescale for atmospheric turbulence. We therefore used the estimated position of Algol C regarding Algol A+B on October 19 to correct for the pupil rotation and scaling factor for all three dates of observation in October 2011. For the December 2012 observing run, we used the weighted average of both observations of Algol since they are similar in precision.

The final relative astrometry of the Capella system through our observations is shown in Fig. 5. The orbit computed from the model parameters fitted by Torres et al. (2009) is drawn for comparison. Table 3 presents both uncorrected and corrected (field rotation and scaling factor taken into account) estimates, along with their associated uncertainties. Most estimates agree with the predicted positions within the $1\text{-}\sigma$ range. However, the positions measured in 2011 seem to be affected by a small systematic error of about 2 mas along the north-south direction (see Fig. 5, bottom). It is plausible that this results from the baseline calibration, since all three points have been calibrated by the same astrometric estimate for the Algol system. Ideally, the calibrator should have been observed with sufficient accuracy on the three different dates.

3.3. Spectral model

Along with the astrometry of the binary, our analysis also yields a “spectrum” of the binary flux ratio, $\rho(\lambda)$. We inspected the quality of the flux ratio spectra from each individual night and for each of the two separate V-grooves. As expected given seeing conditions, the flux ratios measured on December 2012 are of much worse quality than those from October 2011. Similarly, the July 2012 flux ratio spectrum is very noisy, owing to observations taken during early morning twilight. While the astrometric position estimates from these epochs benefit from the average of all spectral channels and are thus reasonably accurate, the flux ratio spectra obtained during the 2012 runs have been discarded for the spectral analysis. We therefore averaged

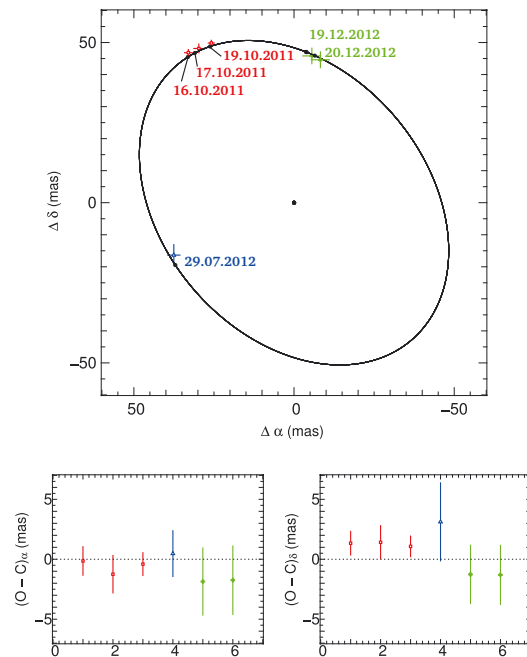


Fig. 5. Capella companion positions relative to the predicted orbit. *Top:* measured positions at different epochs: red for October 2011, blue for July 2012, and green for December 2012. Expected companion positions are marked as black dots and measurement points with error bars. *Bottom:* difference between the estimated and expected values of the projection of the binary separation along the right ascension and declination axes. Each point corresponds to one observation date arranged in chronological order: 2011 October 16, 17 and 19, 2012 July 29 and 2012 December 19 and 20.

all October 2011 datasets to produce a final flux ratio spectrum for the Capella binary system. The resulting final spectral resolution is about 1.5 pixel as determined from data taken using a monochromatic laser beam. Uncertainties on the flux ratio spectrum were estimated as the standard deviation of the mean over the datasets. These results are available in Table 4.

The flux ratio spectrum obtained with FIRST agrees with historical measurements of the binary taken within our

Table 4. FIRST measurement of the flux ratio per spectral channel.

λ_0 (nm)	ρ	σ_ρ	λ_0 (nm)	ρ	σ_ρ	λ_0 (nm)	ρ	σ_ρ
611.2	1.000	0.013	667.0	1.036	0.009	742.6	1.085	0.012
612.1	0.992	0.013	668.1	1.055	0.012	744.1	1.086	0.012
612.9	0.979	0.021	669.2	1.050	0.009	745.6	1.069	0.013
613.8	1.007	0.018	670.3	1.056	0.010	747.2	1.072	0.012
614.6	0.994	0.011	671.4	1.052	0.012	748.7	1.079	0.016
615.5	0.977	0.014	672.6	1.062	0.009	750.3	1.079	0.010
616.4	1.005	0.017	673.7	1.057	0.006	751.9	1.086	0.012
617.2	0.996	0.014	674.9	1.060	0.007	753.5	1.114	0.011
618.1	1.000	0.010	676.0	1.069	0.008	755.1	1.103	0.005
619.0	0.999	0.015	677.2	1.062	0.006	756.7	1.102	0.014
619.9	0.989	0.010	678.3	1.061	0.010	758.3	1.108	0.011
620.7	0.988	0.008	679.5	1.065	0.009	760.0	1.129	0.011
621.6	0.989	0.011	680.7	1.081	0.010	761.8	1.128	0.016
622.5	0.991	0.011	681.9	1.068	0.013	763.5	1.131	0.011
623.4	0.996	0.008	683.0	1.069	0.010	765.1	1.129	0.010
624.3	0.992	0.008	684.2	1.057	0.008	766.8	1.128	0.006
625.2	0.980	0.007	685.4	1.064	0.011	768.4	1.132	0.011
626.1	0.992	0.013	686.6	1.064	0.009	770.1	1.142	0.011
627.0	1.001	0.010	687.9	1.065	0.011	771.8	1.137	0.008
627.8	0.999	0.014	689.1	1.077	0.006	773.5	1.143	0.009
628.6	1.000	0.012	690.3	1.076	0.007	775.2	1.151	0.006
629.5	0.994	0.007	691.5	1.069	0.008	777.0	1.168	0.008
630.3	0.996	0.007	692.8	1.050	0.006	778.7	1.155	0.010
631.2	0.996	0.006	694.0	1.038	0.004	780.5	1.165	0.009
632.1	1.003	0.011	695.3	1.043	0.006	782.2	1.155	0.012
633.1	1.005	0.009	696.5	1.043	0.004	784.0	1.146	0.013
634.0	1.007	0.010	697.8	1.034	0.005	785.8	1.134	0.011
635.0	0.987	0.007	699.1	1.045	0.005	787.6	1.115	0.012
635.9	1.002	0.012	700.4	1.048	0.007	789.4	1.090	0.014
636.9	1.018	0.013	701.7	1.013	0.006	791.2	1.080	0.011
637.8	1.004	0.011	702.9	1.040	0.009	793.0	1.088	0.010
638.8	1.010	0.011	704.2	1.047	0.008	794.8	1.087	0.012
639.8	1.003	0.007	705.6	1.050	0.007	796.7	1.084	0.009
640.7	1.007	0.007	706.9	1.049	0.007	798.5	1.104	0.011
641.7	1.014	0.010	708.2	1.054	0.005	800.4	1.118	0.010
642.7	1.027	0.009	709.5	1.042	0.006	802.4	1.118	0.014
643.7	1.013	0.010	710.9	1.036	0.006	804.5	1.127	0.012
644.7	1.018	0.010	712.2	1.030	0.006	806.4	1.119	0.014
645.8	1.036	0.009	713.6	1.033	0.006	808.3	1.104	0.012
646.9	1.007	0.008	714.9	1.036	0.009	810.3	1.095	0.008
647.9	1.030	0.011	716.3	1.043	0.009	812.2	1.091	0.013
648.9	1.021	0.011	717.7	1.042	0.007	814.2	1.097	0.019
649.9	1.000	0.003	719.2	1.028	0.010	816.2	1.116	0.016
650.9	1.031	0.012	720.7	1.052	0.008	818.1	1.118	0.017
652.0	1.033	0.012	722.1	1.057	0.009	820.1	1.133	0.020
653.0	1.040	0.012	723.5	1.067	0.013	822.2	1.148	0.017
654.1	1.051	0.011	724.9	1.064	0.017	824.2	1.152	0.022
655.1	1.114	0.012	726.3	1.052	0.012	826.2	1.155	0.026
656.1	1.092	0.015	727.8	1.047	0.013	828.3	1.143	0.018
657.2	1.034	0.015	729.2	1.037	0.013	830.3	1.138	0.019
658.3	1.040	0.011	730.7	1.036	0.010	832.4	1.149	0.017
659.3	1.038	0.014	732.1	1.048	0.011	834.5	1.155	0.022
660.4	1.040	0.014	733.6	1.058	0.011	836.6	1.150	0.025
661.5	1.041	0.017	735.1	1.049	0.015	838.7	1.169	0.021
662.6	1.038	0.013	736.6	1.060	0.011	840.9	1.172	0.027
663.7	1.042	0.010	738.0	1.072	0.014	843.0	1.190	0.023
664.8	1.043	0.010	739.5	1.081	0.010			
665.9	1.035	0.011	741.1	1.073	0.013			

Notes. The columns headed λ_0 give the channel's central wavelength, and the two following columns the flux ratio ρ and its uncertainty σ_ρ , respectively.

wavelength range at the $\leq 2\sigma$ level. Furthermore, our spectrally dispersed observations reveal an overall slope that is consistent with data over a broader range and confirm that the cool

component of the system is increasingly brighter at longer visible wavelengths. We find that the flux ratio reversal occurs at a wavelength of $0.64 \pm 0.01 \mu\text{m}$. In addition to its general slope,

E. Huby et al.: Spectroscopy of the Capella binary system at the diffraction limit

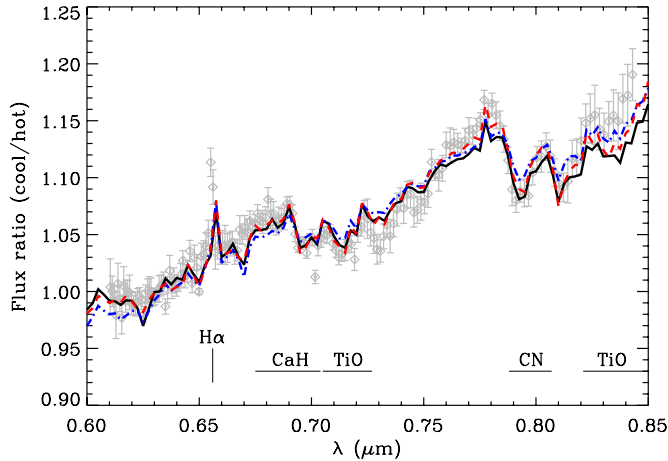


Fig. 6. Flux ratio for the Capella binary as a function of wavelength as measured with FIRST (gray diamonds). All curves represent predicted flux ratio spectra based on the PHOENIX grid of models and the set of solar abundances from Asplund et al. (2009). The blue dot-dashed curve shows the predicted flux ratio spectrum for the stellar parameters inferred by Torres et al. (2009), while the solid black curve represents the formal best fit (in the χ^2 sense) to the flux ratio spectrum from the solar metallicity model grid. The red dashed curve shows the best fit for the model grid for a metallicity of $[m/H] = +0.5$. Stellar parameters for all three models are listed in Table 5. The main atomic and molecular features that drive the model fitting are identified.

the FIRST flux ratio spectrum reveals finer structures, such as a sharp peak at $0.655 \mu\text{m}$ and two broad dips around $0.69\text{--}0.75 \mu\text{m}$ and $0.78\text{--}0.84 \mu\text{m}$. Both can be traced to the difference in effective temperature between the two stars, which leads to photospheric features of different depths: the first is $\text{H}\alpha$ (the slight mismatch in wavelength results from a mild inaccuracy in our wavelength solution) while the last two are molecular bands (most notably TiO and CN) that are characteristic of cool photospheres. These spectral features are a direct confirmation that the infrared-bright component is cooler than the visible-bright one.

To quantify the constraint on stellar properties provided by the FIRST flux ratio spectrum, we use the most recent BT-Settl models¹ partially published in a review by (Allard et al. 2012a) and described by Allard et al. (2012b). These model atmospheres are computed with the PHOENIX multipurpose atmosphere code version 15.5 (Allard et al. 2001) solving the radiative transfer in 1D spherical symmetry, with the classical assumptions: hydrostatic equilibrium, convection using the mixing length theory, chemical equilibrium, and a sampling treatment of the opacities. The models use a mixing length as derived by the radiation hydrodynamic simulations of Ludwig et al. (2002, 2006) and Freytag et al. (2010, 2012) and a radius as determined by the Baraffe et al. (1998) interior models as a function of the atmospheric parameters (T_{eff} , $\log g$, $[m/H]$). The reference solar elemental abundances used in this version of the BT-Settl models are those defined by Asplund et al. (2009). For solar metallicity and higher, no α element enhancement is required.

The PHOENIX library includes stellar spectra with a 100 K and 0.5 sampling in T_{eff} and $\log g$, respectively. We explored the parameter space as follows: each model consisted of two pairs of stellar parameters (T_{eff} and $\log g$ for each component). The model flux ratio was computed using the same sampling and resolution as the FIRST data and normalized so as to match the observed median flux ratio. Since the PHOENIX emission spectra are given per unit surface area, this normalization is equivalent to setting the ratio of stellar radii to match the median flux ratio best in our spectral bandpass. In principle, our analysis could consider this ratio as a free parameter in the fit instead. However,

since the FIRST flux ratios are in good agreement with previous flux ratio estimates of the binary, we do not expect to gain additional insight into the ratio of stellar radii. We therefore decided to remove one free parameter from our fit by using this a priori normalization to ensure that the model fitting was primarily attempting to reproduce the global slope and finer spectral features, which only depend on the stellar effective temperatures and surface gravities. We believe that our data are more apt to constrain the latter. Nonetheless, we note that our normalization for the best fit models is consistent at the 1σ level with the stellar radii ratio of 0.737 ± 0.044 estimated by Torres et al. (2009).

We have thus created a grid of flux ratio spectra that depends on four parameters, the effective temperature and surface gravity of both components, while approximately maintaining the average stellar luminosity ratio in the FIRST bandpass. By performing a wide grid search around the stellar parameters derived by Torres et al. (2009), the best fitting model has the following parameters: $T_{\text{eff}}^{\text{hot}} = 5300 \text{ K}$, $T_{\text{eff}}^{\text{cool}} = 4700 \text{ K}$, and $\log g^{\text{hot}} = \log g^{\text{cool}} = 2.0$. This combination of stellar parameters yields a reasonably good match to the observed flux ratio spectrum (reduced $\chi^2 = 2.89$, see Fig. 6 and Table 5). We note that there is another peak appearing in the likelihood distribution, which corresponds to a model with $T_{\text{eff}}^{\text{hot}} = 5500 \text{ K}$, $T_{\text{eff}}^{\text{cool}} = 4800 \text{ K}$ and leads to a marginally poorer χ^2 , providing a sense for the uncertainties on the derived stellar effective temperatures.

The stellar parameters derived here are significantly different from those estimated by Torres et al. (2009), although the effective temperatures are only 4–7% lower than their nominal values. As shown in Fig. 6, the higher effective temperatures proposed by Torres et al. (2009) also result in detectable molecular features in the flux ratio spectrum, although they are less marked than in our data (especially for the $0.78\text{--}0.84 \mu\text{m}$ feature). This issue can be partially alleviated by using synthetic stellar spectra that correspond to lower surface gravity strengths. However, the overall quality of the fit is much poorer (see Table 5).

One solution for improving the fit consists in assuming a metal-rich composition. Using the series of PHOENIX models computed for $[m/H] = +0.5$ (where elemental abundances are

¹ <http://phoenix.ens-lyon.fr/fallard/>

Table 5. Stellar parameters of the PHOENIX atmospheric models used in this analysis from Allard et al. (2012b) assuming the set of solar abundances from Asplund et al. (2009).

Parameter	[m/H] = 0		[m/H] = +0.5
	Nominal ¹	Best fit	Best fit
$T_{\text{eff}}^{\text{hot}}$	5700	5300	5600
$T_{\text{eff}}^{\text{cool}}$	4900	4700	4900
$\log g^{\text{hot}}$	3.0	2.0	2.5
$\log g^{\text{cool}}$	2.5	2.0	2.5
χ_{red}^2	4.37	2.89	2.31
$R^{\text{cool}}/R^{\text{hot}}$	0.703	0.723	0.726

Notes. The first two models are at solar metallicity, while the third assumes super-solar metallicity. All three models are shown in Fig. 6. The parameters adopted to mimic those from Torres et al. (2009) are slightly different from those given in their paper because of the discrete sampling of the PHOENIX model grid. The last line of the table gives the ratio of stellar radii derived from the scaling factor used to normalize the spectra as a first step of the modeling.

References. ¹ Torres et al. (2009).

increased uniformly from the set of solar abundances), we find that the FIRST data are best fit with effective temperatures of 5600 and 4900 K and surface gravities of $\log g^{\text{hot}} = 2.5$ and $\log g^{\text{cool}} = 2.5$. This model is significantly better (reduced $\chi^2 = 2.31$, see Fig. 6) than the best fit model at solar metallicity, and it has stellar properties in good agreement with Torres et al. (2009). However, the super-solar metallicity is at odds with all estimates for the components of the system. We thus conclude that the observed flux ratio spectrum of the Capella binary does not conform perfectly to the prediction of stellar atmosphere models.

Breaking down the information provided by the FIRST flux ratio spectrum, it appears that the overall slope across the 0.6–0.85 μm is reasonably well fit with both the nominal effective temperatures and the lower values preferred by the model fitting above, so long as the difference in effective temperatures between the two components is about 10–12%. Thus it appears that the spectral features, specifically the depth of the molecular bands, represent the main culprit in forcing the fit away from the nominal stellar parameters. As mentioned in the previous section, we cannot exclude with certainty that a subtle bias in our data analysis is affecting the resulting flux ratio spectrum, possibly because the system is close to a flux ratio of one. However, we find it extremely unlikely that this bias could affect the wavelengths where molecular features are present, but not the adjacent continuum. Indeed, such biases are expected to be present where the closure phases undergo a large shift (from $\pm\pi$ to 0 for instance), as explained in Sect. 3.1. This is therefore expected to be independent of spectral features, since the occurrence of these shifts only depends on the spatial frequencies ($\propto B/\lambda$, B corresponding to the baseline) involved in the closure triangle. We thus believe that the mismatch between observations and models is instead an astrophysical effect.

Cooler effective temperatures, lower surface gravities, and/or higher metallicity are all factors that result in deeper molecular bands in each component and in an increased difference in their strength, in turn resulting in deeper features in the flux ratio spectrum as well. Since the stellar parameters of the Capella binary have been precisely determined, our FIRST flux ratio spectrum thus demonstrates that the molecular absorption bands in the spectra of each component are deeper than predicted

by the models. One possible explanation for this shortcoming of the models is that the molecular opacities are underestimated in the models, because of incomplete line lists being used and/or underestimated oscillator strengths. Departures from local thermal equilibrium in stellar atmospheres can induce substantial effects for A-type stars but are negligible in the range of effective temperatures relevant to the Capella system. The two molecules that account for most of the opacity in the spectral features observed with FIRST are TiO and CN. For the former molecule, the version of the PHOENIX models used here are based on the line lists and oscillator strengths from Plez (1998). The CN line list and oscillator strengths were adopted from the SCAN database (Jorgensen & Larsson 1990). The TiO molecule, whose features are frequent in a broad range of cool stars, is much better calibrated, so we conclude that the reason for the underprediction of these features by current atmospheric features most likely stems from the treatment of the CN molecule, either through the incompleteness of its line list or as a result of oscillator strengths that are too low.

4. Summary of findings and conclusion

To demonstrate the capabilities of a fibered aperture masking instrument like FIRST to provide valuable spectrally-dispersed information on binary systems whose separation is close to the diffraction limit, the results presented in this paper focused on the binary star Capella. Its separation is indeed comparable to the diffraction limit and its flux ratio close to unity at visible wavelengths. Capella was observed at three different epochs between 2011 and 2012 with FIRST-18 mounted on the 3 m Shane telescope of Lick Observatory (using its adaptive optics system as a fringe tracker). The secondary component was detected at or slightly below the diffraction limit of the telescope at visible wavelengths with an accuracy well below a tenth of the diffraction limit. This first achievement illustrates the high angular resolution capability of the instrument.

Using FIRST, we also *directly* measured, for the first time, the flux ratio of the binary system at a spectral resolution of $R \sim 300$ between 600 and 850 nm. This spectral range gives access to spectral features ($H\alpha$ line, TiO, and CN bands) that are quite influential when comparing the observed flux ratio spectrum with predictions based on the PHOENIX library of synthetic spectra. The effective temperatures derived from this analysis are slightly offset (by 5–7%) from those estimated by Torres et al. (2009) based on the extensive literature on this system. While we cannot exclude a subtle bias affecting our flux ratio measurements arising from the fact that the flux ratio is close to unity, this discrepancy probably indicates that the photospheric models used to predict the synthetic spectra are based on incomplete line lists and/or underestimated oscillator strengths for molecules commonly found in G- and K-type giants (most likely CN). This conclusion illustrates the power of FIRST to provide valuable spectral information to characterize binary systems.

Acknowledgements. The authors would like to thank the staff at the Lick Observatory who provided an efficient and friendly support, especially for mounting the FIRST instrument and during the observing nights: Keith Baker, Bob Owen, Erik Kovacs, Kostas Chloros, Donnie Redel, Wayne Earthman, Paul Lynam and Pavl Zachary. They are also grateful to Dr. Bolte, Director of the University of California Observatories, for his commitment to the project and generous telescope time allocation. They also thank the students from U.C. Berkeley who helped during the observing runs, S. Goeble and K. J. Burns, or helped improve the data reduction software, B. Bordwell. Dr. Helmbrecht, the President and Founder of Iris AO, is also deeply thanked for his precious support concerning the segmented mirror. E. Huby would like to thank Alain Delboulb e for his valuable experience and recommendation concerning the optical bench dedicated to equalizing the fiber lengths. Finally, we acknowledge

E. Huby et al.: Spectroscopy of the Capella binary system at the diffraction limit

financial support from the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) of the CNRS/INSU, France, and from a Small Research Grant of the American Astronomical Society. F. Marchis's contribution to this work was supported by NASA Grant NNX11AD62G and by the National Science Foundation under Award Number AAG-0807468.

References

- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2012a, *Roy. Soc. London Philos. Trans. Ser. A*, 370, 2765
- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., & Sharp, C. M. 2012b, in *EAS Publ. Ser.* 57, eds. C. Reyl e, C. Charbonnel, & M. Schultheis, 3
- Anderson, J. A. 1920, *ApJ*, 51, 263
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Baldwin, J. E., & Haniff, C. A. 2002, *Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, 360, 969
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Barlow, D. J., Fekel, F. C., & Scarfe, C. D. 1993, *PASP*, 105, 476
- Baron, F., Monnier, J. D., Pedretti, E., et al. 2012, *ApJ*, 752, 20
- Blasius, T. D., Monnier, J. D., Tuthill, P. G., Danchi, W. C., & Anderson, M. 2012, *MNRAS*, 426, 2652
- Campbell, W. W. 1899, *ApJ*, 10, 177
- Chang, M. P., & Buscher, D. F. 1998, in *SPIE Conf. Ser.* 3350, ed. R. D. Reasenberg, 2
- Cieza, L. A., Lacour, S., Schreiber, M. R., et al. 2013, *ApJ*, 762, L12
- Evans, T. M., Ireland, M. J., Kraus, A. L., et al. 2012, *ApJ*, 744, 120
- Freytag, B., Allard, F., Ludwig, H.-G., Homeier, D., & Steffen, M. 2010, *A&A*, 513, A19
- Freytag, B., Steffen, M., Ludwig, H.-G., et al. 2012, *J. Comput. Phys.*, 231, 919
- Grady, C. A., Muto, T., Hashimoto, J., et al. 2013, *ApJ*, 762, 48
- Haniff, C. A., Mackay, C. D., Titterton, D. J., et al. 1987, *Nature*, 328, 694
- Hanuschik, R. W. 2003, *A&A*, 407, 1157
- Hinkley, S., Carpenter, J. M., Ireland, M., & Kraus, A. L. 2011, *ApJ*, 730, L21
- Huby, E., Perrin, G., Marchis, F., et al. 2012, *A&A*, 541, A55
- Hummel, C. A., Armstrong, J. T., Quirrenbach, A., et al. 1994, *AJ*, 107, 1859
- Jorgensen, U. G., & Larsson, M. 1990, *A&A*, 238, 424
- Lacour, S., Thi ebaut, E., & Perrin, G. 2007, *MNRAS*, 374, 832
- Lacour, S., Tuthill, P., Amico, P., et al. 2011, *A&A*, 532, A72
- Lagrange, A.-M., Milli, J., Boccaletti, A., et al. 2012, *A&A*, 546, A38
- Le Bouquin, J.-B., & Absil, O. 2012, *A&A*, 541, A89
- Ludwig, H.-G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002, *A&A*, 395, 99
- Ludwig, H.-G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2006, *A&A*, 459, 599
- Merrill, P. W. 1922, *ApJ*, 56, 40
- Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A. E., et al. 2004, in *SPIE Conf. Ser.* 5491, ed. W. A. Traub, 1222
- Newall, H. F. 1899, *MNRAS*, 60, 2
- Perrin, G., Lacour, S., Woillez, J., & Thi ebaut, E. 2006, *MNRAS*, 373, 747
- Plez, B. 1998, *A&A*, 337, 495
- Sanchez-Bermudez, J., Sch odel, R., Alberdi, A., & Pott, J. U. 2012, *J. Phys. Conf. Ser.*, 372, 012025
- Torres, G., Claret, A., & Young, P. A. 2009, *ApJ*, 700, 1349
- Weber, M., & Strassmeier, K. G. 2011, *A&A*, 531, A89
- Wirmitzer, B. 1985, *J. Opt. Soc. Am. A*, 2, 14
- Woillez, J., & Lacour, S. 2013, *ApJ*, 764, 109

Bibliographie

- The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission. 1200, 1997. [142](#)
- F. Abe, D. P. Bennett, I. A. Bond, S. Eguchi, Y. Furuta, J. B. Hearnshaw, K. Kamiya, P. M. Kilmartin, Y. Kurata, K. Masuda, Y. Matsubara, Y. Muraki, S. Noda, K. Okajima, A. Rakich, N. J. Rattenbury, T. Sako, T. Sekiguchi, D. J. Sullivan, T. Sumi, P. J. Tristram, T. Yanagisawa, P. C. M. Yock, A. Gal-Yam, Y. Lipkin, D. Maoz, E. O. Ofek, A. Udalski, O. Szewczyk, K. Żebruń, I. Soszyński, M. K. Szymański, M. Kubiak, G. Pietrzyński, et L. Wyrzykowski. Search for Low-Mass Exoplanets by Gravitational Microlensing at High Magnification. *Science*, 305 :1264–1267, août 2004. [2](#)
- O. Absil, J.-B. Le Bouquin, J. Lebreton, J.-C. Augereau, M. Benisty, G. Chauvin, C. Hannot, A. Mérand, et G. Montagnier. Deep near-infrared interferometric search for low-mass companions around β Pictoris. *Astronomy and Astrophysics*, 520 :L2, septembre 2010. [122](#)
- O. Absil, J.-B. Le Bouquin, J.-P. Berger, A.-M. Lagrange, G. Chauvin, B. Lazareff, G. Zins, P. Haguenaer, L. Jocou, P. Kern, R. Millan-Gabet, S. Rochat, et W. Traub. Searching for faint companions with VLTI/PIONIER. I. Method and first results. *Astronomy and Astrophysics*, 535 :A68, novembre 2011. [6](#), [122](#)
- F. Allard, P. H. Hauschildt, D. R. Alexander, A. Tamanai, et A. Schweitzer. The Limiting Effects of Dust in Brown Dwarf Model Atmospheres. *Astrophysical Journal*, 556 :357–372, juillet 2001. [158](#)
- F. Allard, D. Homeier, et B. Freytag. Models of very-low-mass stars, brown dwarfs and exoplanets. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 370 :2765–2777, juin 2012a. [158](#)
- F. Allard, D. Homeier, B. Freytag, et C. M. Sharp. Atmospheres From Very Low-Mass Stars to Extrasolar Planets. Dans C. Reylé, C. Charbonnel, et M. Schultheis, éditeurs, *EAS Publications Series*, volume 57 de *EAS Publications Series*, pages 3–43, novembre 2012b. [158](#), [160](#)
- P. R. Allen. Star Formation via the Little Guy : A Bayesian Study of Ultracool Dwarf Imaging Surveys for Companions. *Astrophysical Journal*, 668 :492–506, octobre 2007. [133](#)
- J. M. Almenara, F. Bouchy, P. Gaulme, M. Deleuil, M. Havel, D. Gandolfi, H. J. Deeg, G. Wuchterl, T. Guillot, B. Gardes, T. Pasternacki, S. Aigrain, R. Alonso, M. Auvergne, A. Baglin, A. S. Bonomo, P. Bordé, J. Cabrera, S. Carpano, W. D. Cochran,

- S. Csizmadia, C. Damiani, R. F. Diaz, R. Dvorak, M. Endl, A. Erikson, S. Ferraz-Mello, M. Fridlund, G. Hébrard, M. Gillon, E. Guenther, A. Hatzes, A. Léger, H. Lammer, P. J. MacQueen, T. Mazeh, C. Moutou, M. Ollivier, A. Ofir, M. Pätzold, H. Parviainen, D. Queloz, H. Rauer, D. Rouan, A. Santerne, B. Samuel, J. Schneider, L. Tal-Or, B. Tingley, et J. Weingrill. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XXIV. CoRoT-25b and CoRoT-26b : two low-density giant planets. *Astronomy and Astrophysics*, 555 :A118, juillet 2013. [3](#)
- A. Alzner et R. W. Argyle. The Orbital Elements of a Visual Binary Star. page 71, 2012. [135](#)
- J. A. Anderson. Application of Michelson's interferometer method to the measurement of close double stars. *Astrophysical Journal*, 51 :263–275, juin 1920. [141](#)
- J. T. Armstrong, D. Mozurkewich, L. J. Rickard, D. J. Hutter, J. A. Benson, P. F. Bowers, N. M. Elias, II, C. A. Hummel, K. J. Johnston, D. F. Buscher, J. H. Clark, III, L. Ha, L.-C. Ling, N. M. White, et R. S. Simon. The Navy Prototype Optical Interferometer. *Astrophysical Journal*, 496 :550, mars 1998. [162](#)
- M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, et P. Scott. The Chemical Composition of the Sun. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47 :481–522, septembre 2009. [158](#), [160](#)
- A. Baglin, M. Auvergne, L. Boissard, T. Lam-Trong, P. Barge, C. Catala, M. Deleuil, E. Michel, et W. Weiss. CoRoT : a high precision photometer for stellar evolution and exoplanet finding. [36](#) :3749, 2006. [3](#)
- G. Bakos, R. W. Noyes, G. Kovács, K. Z. Stanek, D. D. Sasselov, et I. Domsa. Wide-Field Millimagnitude Photometry with the HAT : A Tool for Extrasolar Planet Detection. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116 :266–277, mars 2004. [3](#)
- G. Á. Bakos, Z. Csubry, K. Penev, D. Bayliss, A. Jordán, C. Afonso, J. D. Hartman, T. Henning, G. Kovács, R. W. Noyes, B. Béky, V. Suc, B. Csák, M. Rabus, J. Lázár, I. Papp, P. Sári, P. Conroy, G. Zhou, P. D. Sackett, B. Schmidt, L. Mancini, D. D. Sasselov, et K. Ueltzhoeffer. HATSouth : A Global Network of Fully Automated Identical Wide-Field Telescopes. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125 : 154–182, février 2013. [3](#)
- J. E. Baldwin et C. A. Haniff. The application of interferometry to optical astronomical imaging. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 360 :969, mai 2002. [23](#), [48](#)
- J. E. Baldwin, C. A. Haniff, C. D. Mackay, et P. J. Warner. Closure phase in high-resolution optical imaging. *Nature*, 320 :595–597, avril 1986. [14](#), [20](#)
- J. E. Baldwin, M. G. Beckett, R. C. Boysen, D. Burns, D. F. Buscher, G. C. Cox, C. A. Haniff, C. D. Mackay, N. S. Nightingale, J. Rogers, P. A. G. Scheuer, T. R. Scott, P. G. Tuthill, P. J. Warner, D. M. A. Wilson, et R. W. Wilson. The first images from an optical aperture synthesis array : mapping of Capella with COAST at two epochs. *Astronomy and Astrophysics*, 306 :L13, février 1996. [142](#)

- A. Baranne, D. Queloz, M. Mayor, G. Adrianszyk, G. Knispel, D. Kohler, D. Lacroix, J.-P. Meunier, G. Rimbaud, et A. Vin. ELODIE : A spectrograph for accurate radial velocity measurements. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 119 :373–390, octobre 1996. [2](#)
- D. J. Barlow, F. C. Fekel, et C. D. Scarfe. A three-dimensional solution for the orbit of Capella. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 105 :476–486, mai 1993. [141](#)
- F. Baron, J. D. Monnier, E. Pedretti, M. Zhao, G. Schaefer, R. Parks, X. Che, N. Thureau, T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, S. T. Ridgway, C. Farrington, J. Sturmman, L. Sturmman, et N. Turner. Imaging the Algol Triple System in the H Band with the CHARA Interferometer. *Astrophysical Journal*, 752 :20, juin 2012. [154](#)
- M. R. Bate. Stellar, brown dwarf and multiple star properties from a radiation hydrodynamical simulation of star cluster formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419 :3115–3146, février 2012. [134](#)
- J.-P. Beaulieu, D. P. Bennett, P. Fouqué, A. Williams, M. Dominik, U. G. Jørgensen, D. Kubas, A. Cassan, C. Coutures, J. Greenhill, K. Hill, J. Menzies, P. D. Sackett, M. Albrow, S. Brilliant, J. A. R. Caldwell, J. J. Calitz, K. H. Cook, E. Corrales, M. Desort, S. Dieters, D. Dominis, J. Donatowicz, M. Hoffman, S. Kane, J.-B. Marquette, R. Martin, P. Meintjes, K. Pollard, K. Sahu, C. Vinter, J. Wambsganss, K. Woller, K. Horne, I. Steele, D. M. Bramich, M. Burgdorf, C. Snodgrass, M. Bode, A. Udalski, M. K. Szymański, M. Kubiak, T. Więckowski, G. Pietrzyński, I. Soszyński, O. Szewczyk, Ł. Wyrzykowski, B. Paczyński, F. Abe, I. A. Bond, T. R. Britton, A. C. Gilmore, J. B. Hearnshaw, Y. Itow, K. Kamiya, P. M. Kilmartin, A. V. Korpela, K. Masuda, Y. Matsubara, M. Motomura, Y. Muraki, S. Nakamura, C. Okada, K. Ohnishi, N. J. Rattenbury, T. Sako, S. Sato, M. Sasaki, T. Sekiguchi, D. J. Sullivan, P. J. Tristram, P. C. M. Yock, et T. Yoshioka. Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, 439 :437–440, janvier 2006. [2](#)
- D. P. Bennett, I. A. Bond, A. Udalski, T. Sumi, F. Abe, A. Fukui, K. Furusawa, J. B. Hearnshaw, S. Holderness, Y. Itow, K. Kamiya, A. V. Korpela, P. M. Kilmartin, W. Lin, C. H. Ling, K. Masuda, Y. Matsubara, N. Miyake, Y. Muraki, M. Nagaya, T. Okumura, K. Ohnishi, Y. C. Perrott, N. J. Rattenbury, T. Sako, T. Saito, S. Sato, L. Skuljan, D. J. Sullivan, W. L. Sweatman, P. J. Tristram, P. C. M. Yock, M. Kubiak, M. K. Szymański, G. Pietrzyński, I. Soszyński, O. Szewczyk, Ł. Wyrzykowski, K. Ulaczyk, V. Batista, J. P. Beaulieu, S. Brilliant, A. Cassan, P. Fouqué, P. Kervella, D. Kubas, et J. B. Marquette. A Low-Mass Planet with a Possible Sub-Stellar-Mass Host in Microlensing Event MOA-2007-BLG-192. *Astrophysical Journal*, 684 :663–683, septembre 2008. [2](#)
- J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, F. Wildi, L. Abe, J. Antichi, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Boccaletti, M. Carbillet, J. Charton, R. Claudi, M. Downing, C. Fabron, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, J.-L. Gach, R. Gratton, T. Henning, N. Hubin, F. Joos, M. Kasper, M. Langlois, R. Lenzen, C. Moutou, A. Pavlov, C. Petit, J. Pragt, P. Rabou, F. Rigal, R. Roelfsema, G. Rousset, M. Saisse, H.-M. Schmid, E. Stadler, C. Thalmann, M. Turatto, S. Udry, F. Vakili, et R. Waters. SPHERE : a planet finder instrument for the VLT. 7014 :701418, août 2008. [5](#), [171](#)

- D. E. Blackwell, A. D. Petford, S. Arribas, D. J. Haddock, et M. J. Selby. Determination of temperatures and angular diameters of 114 F-M stars using the infrared flux method (IRFM). *Astronomy and Astrophysics*, 232 :396–410, juin 1990. 162
- D. E. Blackwell, A. E. Lynas-Gray, et A. D. Petford. Effect of improved H(-) opacity on the infrared flux method temperature scale and derived angular diameters - Use of a self-consistent calibration. *Astronomy and Astrophysics*, 245 :567–574, mai 1991. 162, 164
- T. D. Blasius, J. D. Monnier, P. G. Tuthill, W. C. Danchi, et M. Anderson. The Keck Aperture Masking Experiment : dust-enshrouded red giants. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426 :2652–2667, novembre 2012. 14
- A. Boccaletti, P. Baudoz, J. Baudrand, J. M. Reess, et D. Rouan. Imaging exoplanets with the coronagraph of JWST/MIRI. *Advances in Space Research*, 36 :1099–1106, 2005. 5
- X. Bonfils, G. Lo Curto, A. C. M. Correia, J. Laskar, S. Udry, X. Delfosse, T. Forveille, N. Astudillo-Defru, W. Benz, F. Bouchy, M. Gillon, G. Hébrard, C. Lovis, M. Mayor, C. Moutou, D. Naef, V. Neves, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, N. C. Santos, et D. Ségransan. The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXIV. A planetary system around the nearby M dwarf <ASTROBJ>GJ 163</ASTROBJ>, with a super-Earth possibly in the habitable zone. *Astronomy and Astrophysics*, 556 :A110, août 2013. 2
- I. Bonnell, H. Martel, P. Bastien, J.-P. Arcoragi, et W. Benz. Fragmentation of elongated cylindrical clouds. III - Formation of binary and multiple systems. *Astrophysical Journal*, 377 :553–558, août 1991. 134
- I. A. Bonnell. A New Binary Formation Mechanism. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 269 :837–848, août 1994. 134
- W. J. Borucki, D. Koch, G. Basri, N. Batalha, T. Brown, D. Caldwell, J. Caldwell, J. Christensen-Dalsgaard, W. D. Cochran, E. DeVore, E. W. Dunham, A. K. Dupree, T. N. Gautier, J. C. Geary, R. Gilliland, A. Gould, S. B. Howell, J. M. Jenkins, Y. Kondo, D. W. Latham, G. W. Marcy, S. Meibom, H. Kjeldsen, J. J. Lissauer, D. G. Monet, D. Morrison, D. Sasselov, J. Tarter, A. Boss, D. Brownlee, T. Owen, D. Buzasi, D. Charbonneau, L. Doyle, J. Fortney, E. B. Ford, M. J. Holman, S. Seager, J. H. Steffen, W. F. Welsh, J. Rowe, H. Anderson, L. Buchhave, D. Ciardi, L. Walkowicz, W. Sherry, E. Horch, H. Isaacson, M. E. Everett, D. Fischer, G. Torres, J. A. Johnson, M. Endl, P. MacQueen, S. T. Bryson, J. Dotson, M. Haas, J. Kolodziejczak, J. Van Cleve, H. Chandrasekaran, J. D. Twicken, E. V. Quintana, B. D. Clarke, C. Allen, J. Li, H. Wu, P. Tenenbaum, E. Verner, F. Bruhweiler, J. Barnes, et A. Prsa. Kepler Planet-Detection Mission : Introduction and First Results. *Science*, 327 :977–, février 2010. 4
- T. S. Boyajian, K. von Braun, G. van Belle, H. A. McAlister, T. A. ten Brummelaar, S. R. Kane, P. S. Muirhead, J. Jones, R. White, G. Schaefer, D. Ciardi, T. Henry, M. López-Morales, S. Ridgway, D. Gies, W.-C. Jao, B. Rojas-Ayala, J. R. Parks, L. Sturmann, J. Sturmann, N. H. Turner, C. Farrington, P. J. Goldfinger, et D. H. Berger. Stellar Diameters and Temperatures. II. Main-sequence K- and M-stars. *Astrophysical Journal*, 757 :112, octobre 2012. 138

- C. Broeg, A. Fortier, D. Ehrenreich, Y. Alibert, W. Baumjohann, W. Benz, M. Deleuil, M. Gillon, A. Ivanov, R. Liseau, M. Meyer, G. Oloffson, I. Pagano, G. Piotto, D. Pollacco, D. Queloz, R. Ragazzoni, E. Renotte, M. Steller, et N. Thomas. CHEOPS : A transit photometry mission for ESA's small mission programme. 47 :03005, avril 2013. [4](#)
- T. M. Brown. Expected Detection and False Alarm Rates for Transiting Jovian Planets. *Astrophysical Journal, Letters*, 593 :L125–L128, août 2003. [4](#)
- H. Bruntt, P. Kervella, A. Mérand, I. M. Brandão, T. R. Bedding, T. A. ten Brummelaar, V. Coudé du Foresto, M. S. Cunha, C. Farrington, P. J. Goldfinger, L. L. Kiss, H. A. McAlister, S. T. Ridgway, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Turner, et P. G. Tuthill. The radius and effective temperature of the binary Ap star β CrB from CHARA/FLUOR and VLT/NACO observations. *Astronomy and Astrophysics*, 512 :A55, mars 2010. [165](#)
- W. W. Campbell. The variable velocity of eta Pegasi in the line of sight. *Astrophysical Journal*, 8 :159, octobre 1898. [162](#)
- W. W. Campbell. The spectroscopic binary Capella. *Astrophysical Journal*, 10 :177, octobre 1899. [141](#)
- J. Carson, C. Thalmann, M. Janson, T. Kozakis, M. Bonnefoy, B. Biller, J. Schlieder, T. Currie, M. McElwain, M. Goto, T. Henning, W. Brandner, M. Feldt, R. Kandori, M. Kuzuhara, L. Stevens, P. Wong, K. Gainey, M. Fukagawa, Y. Kuwada, T. Brandt, J. Kwon, L. Abe, S. Egner, C. Grady, O. Guyon, J. Hashimoto, Y. Hayano, M. Hayashi, S. Hayashi, K. Hodapp, M. Ishii, M. Iye, G. Knapp, T. Kudo, N. Kusakabe, T. Matsuo, S. Miyama, J. Morino, A. Moro-Martin, T. Nishimura, T. Pyo, E. Serabyn, H. Suto, R. Suzuki, M. Takami, N. Takato, H. Terada, D. Tomono, E. Turner, M. Watanabe, J. Wisniewski, T. Yamada, H. Takami, T. Usuda, et M. Tamura. Direct Imaging Discovery of a "Super-Jupiter" around the Late B-type Star κ And. *Astrophysical Journal, Letters*, 763 :L32, février 2013. [5](#)
- C. Catala. PLATO : PLANetary Transits and Oscillations of stars. *Experimental Astronomy*, 23 :329–356, mars 2009. [4](#)
- M. P. Chang et D. F. Buscher. Monomode fiber interferometer for single telescopes. Dans R. D. Reasenberg, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 3350, pages 2–13, juillet 1998. [15](#)
- D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, et M. Mayor. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *Astrophysical Journal, Letters*, 529 :L45–L48, janvier 2000. [3](#)
- G. Chauvin, A.-M. Lagrange, C. Dumas, B. Zuckerman, D. Mouillet, I. Song, J.-L. Beuzit, et P. Lowrance. A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. *Astronomy and Astrophysics*, 425 :L29–L32, octobre 2004. [4](#)
- X. Che, J. D. Monnier, et S. Webster. High precision interferometer : MIRC with photometric channels. Dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7734 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, juillet 2010. [70](#)

- A. Chelli et J. M. Mariotti. Visibility and phase analysis for image and pupil plane interferometry at optical wavelengths. *Astronomy and Astrophysics*, 157 :372–382, mars 1986. 106
- A. Chelli, O. H. Utrera, et G. Duvert. Optimised data reduction for the AMBER/VLTI instrument. *Astronomy and Astrophysics*, 502 :705–709, août 2009. 107
- L. A. Cieza, S. Lacour, M. R. Schreiber, S. Casassus, A. Jordán, G. S. Mathews, H. Cánovas, F. Ménard, A. L. Kraus, S. Pérez, P. Tuthill, et M. J. Ireland. Sparse Aperture Masking Observations of the FL Cha Pre-transitional Disk. *Astrophysical Journal, Letters*, 762 :L12, janvier 2013. 14
- C. Clergeon, O. Guyon, F. Martinache, J. Veran, C. Correia, V. Garrel, et N. Jovanovic. The Subaru Coronagraphic Extreme AO High Speed and High Sensitivity Wavefront Sensors. 221 :305.04, janvier 2013. 172
- R. Cosentino, C. Lovis, F. Pepe, A. Collier Cameron, D. W. Latham, E. Molinari, S. Udry, N. Bezawada, M. Black, A. Born, N. Buchschacher, D. Charbonneau, P. Figueira, M. Fleury, A. Galli, A. Gallie, X. Gao, A. Ghedina, C. Gonzalez, M. Gonzalez, J. Guerra, D. Henry, K. Horne, I. Hughes, D. Kelly, M. Lodi, D. Lunney, C. Maire, M. Mayor, G. Micela, M. P. Ordway, J. Peacock, D. Phillips, G. Piotto, D. Pollacco, D. Queloz, K. Rice, C. Riverol, L. Riverol, J. San Juan, D. Sasselov, D. Segransan, A. Sozzetti, D. Sosnowska, B. Stobie, A. Szentgyorgyi, A. Vick, et L. Weber. Harps-N : the new planet hunter at TNG. 8446 :84461V, septembre 2012. 2
- Coudé du Foresto, G. Perrin, et M. Boccas. Minimization of fiber dispersion effects in double fourier stellar interferometers. *A&A*, 293 :278–286, 1995. 86
- Coudé du Foresto, S. Ridgway, et J.-M. Mariotti. Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer. *A&A*, 121 :379–392, 1997. 106
- V. Coudé du Foresto, G. Perrin, C. Ruilier, B. P. Mennesson, W. A. Traub, et M. G. Lacasse. FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer. 3350 :856–863, juillet 1998. 15, 16
- V. Coudé du Foresto, M. Faucherre, N. Hubin, et P. Gitton. Using single-mode fibers to monitor fast Strehl ratio fluctuations. Application to a 3.6 m telescope corrected by adaptive optics. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 145 :305–310, août 2000. 50
- X. Delfosse, X. Bonfils, T. Forveille, S. Udry, M. Mayor, F. Bouchy, M. Gillon, C. Lovis, V. Neves, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, N. C. Santos, et D. Ségransan. The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXIII. Super-Earths around the M-dwarf neighbors Gl 433 and Gl 667C. *Astronomy and Astrophysics*, 553 :A8, mai 2013. 2
- Donal J. Denvir et Emer Conroy. Electron-multiplying ccd : the new iccd. *Proceedings of the SPIE*, 4796 :164, 2003. 33
- G. Duchêne et A. Kraus. Stellar Multiplicity. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51 :269–310, août 2013. 133

- G. Duchêne, H. Beust, F. Adjali, Q. M. Konopacky, et A. M. Ghez. Accurate stellar masses in the multiple system T Tauri. *Astronomy and Astrophysics*, 457 :L9–L12, octobre 2006. [136](#)
- X. Dumusque, F. Pepe, C. Lovis, D. Ségransan, J. Sahlmann, W. Benz, F. Bouchy, M. Mayor, D. Queloz, N. Santos, et S. Udry. An Earth-mass planet orbiting α Centauri B. *Nature*, 491 :207–211, novembre 2012. [2](#)
- S. D. Dyer et D. A. Christensen. Dispersion effects in fiber optic interferometry. *Optical Engineering*, 36(9) :2440–2447, 1997. [87](#)
- K. Enya, T. Kotani, K. Haze, K. Aono, T. Nakagawa, H. Matsuhara, H. Kataza, T. Wada, M. Kawada, K. Fujiwara, M. Mita, S. Takeuchi, K. Komatsu, S. Sakai, H. Uchida, S. Mitani, T. Yamawaki, T. Miyata, S. Sako, T. Nakamura, K. Asano, T. Yamashita, N. Narita, T. Matsuo, M. Tamura, J. Nishikawa, E. Kokubo, Y. Hayano, S. Oya, M. Fukagawa, H. Shibai, N. Baba, N. Murakami, Y. Itoh, M. Honda, B. Okamoto, S. Ida, M. Takami, L. Abe, O. Guyon, P. Bierden, et T. Yamamuro. The SPICA coronagraphic instrument (SCI) for the study of exoplanets. *Advances in Space Research*, 48 :323–333, juillet 2011. [5](#)
- C. D. Farrington, T. A. ten Brummelaar, B. D. Mason, W. I. Hartkopf, H. A. McAlister, D. Raghavan, N. H. Turner, L. Sturmann, J. Sturmann, et S. T. Ridgway. Separated Fringe Packet Observations with the CHARA Array. 42 :419.14, janvier 2010. [167](#)
- G. Foo, D. M. Palacios, et G. A. Swartzlander, Jr. Optical vortex coronagraph. *Optics Letters*, 30 :3308–3310, décembre 2005. [4](#)
- F. Fressin, G. Torres, D. Charbonneau, S. T. Bryson, J. Christiansen, C. D. Dressing, J. M. Jenkins, L. M. Walkowicz, et N. M. Batalha. The False Positive Rate of Kepler and the Occurrence of Planets. *Astrophysical Journal*, 766 :81, avril 2013. [4](#)
- K. Fuhrmann. A Model Atmosphere Analysis of Alpha Aurigae A. *Astrophysical Journal*, 742 :42, novembre 2011. [141](#)
- W.A. Gambling, H. Matsumura, et C.M. Ragdale. Zero total dispersion in graded-index single-mode fibres. *Electronics Letters*, 15(15) :474–476, 1979a. ISSN 0013-5194. [86](#)
- W.A. Gambling, H. Matsumura, et C.M. Ragdale. Mode dispersion, material dispersion and profile dispersion in graded-index single-mode fibres. *IEE Journal on Microwaves, Optics and Acoustics*, 3 :239–246(7), novembre 1979b. ISSN 0308-6976. [85](#)
- D. Gloge. Dispersion in weakly guiding fibers. *Applied Optics*, 10 :2442 – 2445, 1971. [85](#)
- J.W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, 1996. [9](#)
- S. P. Goodwin et P. Kroupa. Limits on the primordial stellar multiplicity. *Astronomy and Astrophysics*, 439 :565–569, août 2005. [134](#)
- J. A. Gordon et D. F. Buscher. Detection noise bias and variance in the power spectrum and bispectrum in optical interferometry. *Astronomy and Astrophysics*, 541 :A46, mai 2012. [116](#), [118](#)
- O. Guyon. Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging. *Astronomy and Astrophysics*, 404 :379–387, juin 2003. [171](#)

- O. Guyon, F. Martinache, R. Belikov, et R. Soummer. High Performance PIAA Coronagraphy with Complex Amplitude Focal Plane Masks. *Astrophysical Journal, Supplement*, 190 :220–232, octobre 2010. **6, 23**
- O. Guyon, B. Kern, R. Belikov, S. Shaklan, A. Kuhnert, A. Give'on, et F. Martinache. Phase induced amplitude apodization (PIAA) coronagraphy : recent results and future prospects. 8442 :84424V, septembre 2012. **6**
- P. Haguenaer et E. Serabyn. Deep nulling of laser light with a single-mode-fiber beam combiner. *Applied Optics*, 45 :2749–2754, avril 2006. **5**
- C. A. Haniff, C. D. Mackay, D. J. Titterton, D. Sivia, J. E. Baldwin, et P. J. Warner. The first images from optical aperture synthesis. *Nature*, 328 :694–696, 1987. **14, 20, 106**
- G. W. Henry, G. W. Marcy, R. P. Butler, et S. S. Vogt. A Transiting “51 Peg-like” Planet. *Astrophysical Journal, Letters*, 529 :L41–L44, janvier 2000. **3**
- J. L. Hershey et L. G. Taff. Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor Astrometry of the Low-Mass Binary L722-22. *Astronomical Journal*, 116 :1440–1446, septembre 1998. **136**
- S. Hinkley, B. R. Oppenheimer, R. Soummer, D. Brenner, J. R. Graham, M. D. Perrin, A. Sivaramakrishnan, J. P. Lloyd, L. C. Roberts, Jr., et J. Kuhn. Speckle Suppression Through Dual Imaging Polarimetry, and a Ground-based Image of the HR 4796A Circumstellar Disk. *Astrophysical Journal*, 701 :804, août 2009. **5**
- S. Hinkley, J. M. Carpenter, M. Ireland, et A. L. Kraus. Non-redundant aperture masking constraints on massive companions within 12 au of the hr 8799 system. *The Astrophysical Journal*, 730 :L21, 2011. **5**
- E. P. Horch, W. F. van Altena, W. M. Cyr, Jr., L. Kinsman-Smith, A. Srivastava, et J. Zhou. Charge-Coupled Device Speckle Observations of Binary Stars with the WIYN Telescope. V. Measures During 2001-2006. *Astronomical Journal*, 136 :312, juillet 2008. **168**
- K. Horne. Status and Prospects of Planetary Transit Searches : Hot Jupiters Galore. 294 :361–370, 2003. **3**
- E. Huby, G. Perrin, F. Marchis, S. Lacour, T. Kotani, G. Duchêne, E. Choquet, E. L. Gates, J. M. Woillez, O. Lai, P. Fédou, C. Collin, F. Chapron, V. Arslanyan, et K. J. Burns. FIRST, a fibered aperture masking instrument. I. First on-sky test results. *Astronomy and Astrophysics*, 541 :A55, mai 2012. **58, 185**
- E. Huby, G. Duchêne, F. Marchis, S. Lacour, G. Perrin, T. Kotani, É. Choquet, E. L. Gates, O. Lai, et F. Allard. FIRST, a fibered aperture masking instrument. II. Spectroscopy of the Capella binary system at the diffraction limit. *Astronomy and Astrophysics*, 560 : A113, décembre 2013. **169, 186**
- N. Huélamo, S. Lacour, P. Tuthill, M. Ireland, A. Kraus, et G. Chauvin. A companion candidate in the gap of the T Chamaeleontis transitional disk. *Astronomy and Astrophysics*, 528 :L7, avril 2011. **5, 14**

- C. A. Hummel et J. T. Armstrong. Binary Orbits from Interferometric Data. 32 :552, 1992. [162](#)
- C. A. Hummel, J. T. Armstrong, A. Quirrenbach, D. F. Buscher, D. Mozurkewich, N. M. Elias, II, et R. E. Wilson. Very high precision orbit of Capella by long baseline interferometry. *Astronomical Journal*, 107 :1859–1867, mai 1994. [142](#)
- C. A. Hummel, D. Mozurkewich, J. T. Armstrong, A. R. Hajian, N. M. Elias, II, et D. J. Hutter. Navy Prototype Optical Interferometer Observations of the Double Stars Mizar A and Matar. *Astronomical Journal*, 116 :2536–2548, novembre 1998. [140](#), [162](#), [163](#), [164](#), [178](#), [179](#)
- M. Janson, J. C. Carson, D. Lafrenière, D. S. Spiegel, J. R. Bent, et P. Wong. Infrared Non-detection of Fomalhaut b : Implications for the Planet Interpretation. *Astrophysical Journal*, 747 :116, mars 2012. [6](#)
- R. C. Jennison. A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 118 :276, 1958. [20](#), [106](#)
- U. G. Jorgensen. Effects of TiO in stellar atmospheres. *Astronomy and Astrophysics*, 284 :179–186, avril 1994. [161](#)
- N. Jovanovic, P. G. Tuthill, B. Norris, S. Gross, P. Stewart, N. Charles, S. Lacour, M. Ams, J. S. Lawrence, A. Lehmann, C. Niel, J. G. Robertson, G. D. Marshall, M. Ireland, A. Fuerbach, et M. J. Withford. Starlight demonstration of the Dragonfly instrument : an integrated photonic pupil-remapping interferometer for high-contrast imaging. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427 :806–815, novembre 2012. [17](#)
- N. Jovanovic, O. Guyon, F. martinache, C. Clergeon, G. Singh, S. Vievard, T. Kudo, V. Garrel, B. Norris, P. Tuthill, P. Stewart, E. huby, G. Perrin, et S. Lacour. SCEXAO as a precursor to an ELT exoplanet direct imaging instrument. *ArXiv e-prints*, octobre 2013. [172](#)
- P. Kalas, J. R. Graham, E. Chiang, M. P. Fitzgerald, M. Clampin, E. S. Kite, K. Stapelfeldt, C. Marois, et J. Krist. Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. *Science*, 322 :1345–, novembre 2008. [5](#)
- M. A. Kenworthy, E. E. Mamajek, P. M. Hinz, M. R. Meyer, A. N. Heinze, D. L. Miller, S. Sivanandam, et M. Freed. MMT/AO 5 μm Imaging Constraints on the Existence of Giant Planets Orbiting Fomalhaut at $\sim 13\text{--}40$ AU. *Astrophysical Journal*, 697 :1928–1933, juin 2009. [6](#)
- M. A. Kenworthy, T. Meshkat, S. P. Quanz, J. H. Girard, M. R. Meyer, et M. Kasper. Coronagraphic Observations of Fomalhaut at Solar System Scales. *Astrophysical Journal*, 764 :7, février 2013. [6](#)
- P. Kern, F. Malbet, I. Schanen-Duport, et P. Benech. Integrated optics single-mode interferometric beam combiner for near infrared astronomy. page 195, 1997. [17](#)
- K. T. Knox et B. J. Thompson. Recovery of images from atmospherically degraded short-exposure photographs. *Astrophysical Journal, Letters*, 193 :L45–L48, octobre 1974. [106](#)

- O. Kochukhov et S. Bagnulo. Evolutionary state of magnetic chemically peculiar stars. *Astronomy and Astrophysics*, 450 :763–775, mai 2006. [165](#)
- M. Konacki, M. W. Muterspaugh, S. R. Kulkarni, et K. G. Helminiak. High-precision Orbital and Physical Parameters of Double-lined Spectroscopic Binary Stars – HD78418, HD123999, HD160922, HD200077, and HD210027. *Astrophysical Journal*, 719 :1293–1314, août 2010. [137](#), [138](#)
- N. Konjevic, A. Lesage, J. R. Fuhr, et W. L. Wiese. Experimental stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms (a critical review of selected data for the period 1989 through 2000). *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 31(3) : 819–927, 2002. [102](#)
- T. Kotani, G. Perrin, S. Vergnole, J. Woillez, et J. Guerin. Characterization of fluoride fibers for the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy project. *Applied Optics*, 44 :5029–5035, août 2005. [86](#)
- T. Kotani, S. Lacour, G. Perrin, G. Robertson, et P. Tuthill. Pupil remapping for high contrast astronomy : results from an optical testbed. *Optics Express*, 17 :1925–1934, 2009. [25](#), [26](#), [30](#)
- A. L. Kraus et M. J. Ireland. LkCa 15 : A Young Exoplanet Caught at Formation? *Astrophysical Journal*, 745 :5, janvier 2012. [5](#), [14](#)
- S. Kraus, F. P. Schloerb, W. A. Traub, N. P. Carleton, M. Lacasse, M. Pearlman, J. D. Monnier, R. Millan-Gabet, J.-P. Berger, P. Haguenuer, K. Perraut, P. Kern, F. Malbet, et P. Labeye. Infrared Imaging of Capella with the IOTA Closure Phase Interferometer. *Astronomical Journal*, 130 :246–255, juillet 2005. [142](#)
- S. Kraus, G. Weigelt, Y. Y. Balega, J. A. Docobo, K.-H. Hofmann, T. Preibisch, D. Schertl, V. S. Tamazian, T. Driebe, K. Ohnaka, R. Petrov, M. Schöller, et M. Smith. Tracing the young massive high-eccentricity binary system θ^1 Orionis C through periastron passage. *Astronomy and Astrophysics*, 497 :195–207, avril 2009. [122](#)
- M. Kuzuhara, M. Tamura, T. Kudo, M. Janson, R. Kandori, T. D. Brandt, C. Thalmann, D. Spiegel, B. Biller, J. Carson, Y. Hori, R. Suzuki, A. Burrows, T. Henning, E. L. Turner, M. W. McElwain, A. Moro-Martín, T. Suenaga, Y. H. Takahashi, J. Kwon, P. Lucas, L. Abe, W. Brandner, S. Egner, M. Feldt, H. Fujiwara, M. Goto, C. A. Grady, O. Guyon, J. Hashimoto, Y. Hayano, M. Hayashi, S. S. Hayashi, K. W. Hodapp, M. Ishii, M. Iye, G. R. Knapp, T. Matsuo, S. Mayama, S. Miyama, J.-I. Morino, J. Nishikawa, T. Nishimura, T. Kotani, N. Kusakabe, T.-S. Pyo, E. Serabyn, H. Suto, M. Takami, N. Takato, H. Terada, D. Tomono, M. Watanabe, J. P. Wisniewski, T. Yamada, H. Takami, et T. Usuda. Direct Imaging of a Cold Jovian Exoplanet in Orbit around the Sun-like Star GJ 504. *Astrophysical Journal*, 774 :11, septembre 2013. [5](#)
- A. Labeyrie. Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *Astronomy and Astrophysics*, 6 :85, mai 1970. [11](#), [21](#)
- A. Labeyrie, D. Bonneau, R. V. Stachnik, et D. Y. Gezari. Speckle Interferometry. III. High-Resolution Measurements of Twelve Close Binary Systems. *Astrophysical Journal, Letters*, 194 :L147, décembre 1974. [142](#)

- S. Lacour. *Imagerie des étoiles évoluées par interférométrie*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 2007. [16](#), [24](#), [32](#)
- S. Lacour, E. Thiébaud, et G. Perrin. High dynamic range imaging with a single mode pupil remapping system : a self calibration algorithm for redundant interferometric arrays. *MNRAS*, 374 :832–846, 2007. [16](#), [22](#), [24](#), [70](#), [186](#)
- S. Lacour, P. Tuthill, P. Amico, M. Ireland, D. Ehrenreich, N. Huelamo, et A.-M. Lagrange. Sparse aperture masking at the vlt. *A&A*, 532, 2011. [14](#), [23](#), [24](#), [48](#), [122](#)
- S. Lacour, P. Tuthill, J. D. Monnier, T. Kotani, L. Gauchet, et P. Labeye. A new interferometer architecture combining nulling with phase closure measurements. *ArXiv e-prints*, juin 2013. [187](#)
- D. Lafrenière, C. Marois, R. Doyon, D. Nadeau, et É. Artigau. A New Algorithm for Point-Spread Function Subtraction in High-Contrast Imaging : A Demonstration with Angular Differential Imaging. *Astrophysical Journal*, 660 :770–780, mai 2007. [5](#)
- A.-M. Lagrange, M. Bonnefoy, G. Chauvin, D. Apai, D. Ehrenreich, A. Boccaletti, D. Gratadour, D. Rouan, D Mouillet, S. Lacour, et M. Kasper. A giant planet imaged in the disk of the young star β pictoris. *Science*, 327 no. 5987 :57–59, 2010. [5](#)
- J.-B. Le Bouquin et O. Absil. On the sensitivity of closure phases to faint companions in optical long baseline interferometry. *Astronomy and Astrophysics*, 541 :A89, mai 2012. [23](#), [48](#), [121](#), [122](#)
- J.-B. Le Bouquin, S. Lacour, S. Renard, E. Thiébaud, A. Merand, et T. Verhoelst. Pre-maximum spectro-imaging of the Mira star T Leporis with AMBER/VLTI. *Astronomy and Astrophysics*, 496 :L1–L4, mars 2009. [122](#)
- J.-B. Le Bouquin, J.-P. Berger, B. Lazareff, G. Zins, P. Haguenauer, L. Jocou, P. Kern, R. Millan-Gabet, W. Traub, O. Absil, J.-C. Augereau, M. Benisty, N. Blind, X. Bonfils, P. Bourget, A. Delboulbe, P. Feautrier, M. Germain, P. Gitton, D. Gillier, M. Kieckebusch, J. Kluska, J. Knudstrup, P. Labeye, J.-L. Lizon, J.-L. Monin, Y. Magnard, F. Malbet, D. Maurel, F. Ménard, M. Micallef, L. Michaud, G. Montagnier, S. Morel, T. Moulin, K. Perraut, D. Popovic, P. Rabou, S. Rochat, C. Rojas, F. Roussel, A. Roux, E. Stadler, S. Steff, E. Tatulli, et N. Ventura. PIONIER : a 4-telescope visitor instrument at VLTI. *Astronomy and Astrophysics*, 535 :A67, novembre 2011. [6](#), [88](#), [106](#)
- J.-B. Le Bouquin et E. Tatulli. Pupil plane optimization for single-mode multi-axial optical interferometry with a large number of telescopes. *MNRAS*, 372 :639–645, 2006. [107](#)
- A. Léger, D. Rouan, J. Schneider, P. Barge, M. Fridlund, B. Samuel, M. Ollivier, E. Guenther, M. Deleuil, H. J. Deeg, M. Auvergne, R. Alonso, S. Aigrain, A. Alapini, J. M. Almenara, A. Baglin, M. Barbieri, H. Bruntt, P. Bordé, F. Bouchy, J. Cabrera, C. Catala, L. Carone, S. Carpano, S. Csizmadia, R. Dvorak, A. Erikson, S. Ferraz-Mello, B. Foing, F. Fressin, D. Gandolfi, M. Gillon, P. Gondoin, O. Grasset, T. Guillot, A. Hatzes, G. Hébrard, L. Jorda, H. Lammer, A. Llebaria, B. Loeillet, M. Mayor, T. Mazeh, C. Moutou, M. Pätzold, F. Pont, D. Queloz, H. Rauer, S. Renner, R. Samadi, A. Shporer, C. Sotin, B. Tingley, G. Wuchterl, M. Adda, P. Agogu, T. Appourchaux, H. Ballans, P. Baron, T. Beaufort, R. Bellenger, R. Berlin, P. Bernardi, D. Blouin, F. Baudin, P. Bodin, L. Boissard, L. Boit, F. Bonneau, S. Borzeix, R. Briet, J.-T. Buey, B. Butler, D. Cailleau,

- R. Cautain, P.-Y. Chabaud, S. Chaintreuil, F. Chiavassa, V. Costes, V. Cuna Parrho, F. de Oliveira Fialho, M. Decaudin, J.-M. Defise, S. Djalal, G. Epstein, G.-E. Exil, C. Fauré, T. Fenouillet, A. Gaboriaud, A. Gallic, P. Gamet, P. Gavalda, E. Grolleau, R. Gruneisen, L. Gueguen, V. Guis, V. Guivarc'h, P. Guterman, D. Hallouard, J. Hasiba, F. Heuripeau, G. Huntzinger, H. Hustaix, C. Imad, C. Imbert, B. Johlander, M. Jouret, P. Journoud, F. Karioty, L. Kerjean, V. Lafaille, L. Lafond, T. Lam-Trong, P. Landiech, V. Lapeyrere, T. Larqué, P. Laudet, N. Lautier, H. Lecann, L. Lefevre, B. Leruyet, P. Levacher, A. Magnan, E. Mazy, F. Mertens, J.-M. Mesnager, J.-C. Meunier, J.-P. Michel, W. Monjoin, D. Naudet, K. Nguyen-Kim, J.-L. Orcesi, H. Ottacher, R. Perez, G. Peter, P. Plasson, J.-Y. Plessier, B. Pontet, A. Pradines, C. Quentin, J.-L. Reynaud, G. Rolland, F. Rollenhagen, R. Romagnan, N. Russ, R. Schmidt, N. Schwartz, I. Sebbag, G. Sedes, H. Smit, M. B. Steller, W. Sunter, C. Surace, M. Tello, D. Tiphène, P. Toulouse, B. Ulmer, O. Vandermarcq, E. Vergnault, A. Vuillemin, et P. Zanatta. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius. *Astronomy and Astrophysics*, 506 :287–302, octobre 2009. **3**
- R. Ligi, D. Mourard, A. M. Lagrange, K. Perraut, T. Boyajian, P. Bériot, N. Nardetto, I. Tallon-Bosc, H. McAlister, T. ten Brummelaar, S. Ridgway, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Turner, C. Farrington, et P. J. Goldfinger. A new interferometric study of four exoplanet host stars : θ Cygni, 14 Andromedae, ν Andromedae and 42 Draconis. *Astronomy and Astrophysics*, 545 :A5, septembre 2012. **138**
- A. W. Lohmann, G. Weigelt, et B. Wirtzner. Speckle masking in astronomy - Triple correlation theory and applications. *Applied Optics*, 22 :4028–4037, décembre 1983. **21, 106, 115**
- B. Lopez, R. G. Petrov, et M. Vannier. Direct detection of hot extrasolar planets with the VLTI using differential interferometry. 4006 :407–411, juillet 2000. **20**
- B. Lyot. The study of the solar corona and prominences without eclipses (George Darwin Lecture, 1939). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 99 :580, juin 1939. **4**
- B. Macintosh, J. R. Graham, D. W. Palmer, R. Doyon, J. Dunn, D. T. Gavel, J. Larkin, B. Oppenheimer, L. Saddlemyer, A. Sivaramakrishnan, W. Kent, B. Bauman, D. A. Erickson, C. Marois, L. A. Poyneer, et R. Soummer. The gemini planet imager : from science to design to construction. *Proceedings of the SPIE*, 7015, 2008. **5, 171**
- F. Malbet, P. Kern, I. Schanen-Duport, J.-P. Berger, K. Rousset-Perraut, et P. Benech. Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 138 :135–145, juillet 1999. **17**
- G. W. Marcy et R. P. Butler. The Planet around 51 Pegasi. 27 :1379, décembre 1995. **2**
- G. W. Marcy et R. P. Butler. Planets Orbiting Other Suns. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112 :137–140, février 2000. **139**
- G. W. Marcy, W. D. Cochran, et M. Mayor. Extrasolar Planets around Main-Sequence Stars. *Protostars and Planets IV*, page 1285, mai 2000. **138**
- C. Marois, R. Doyon, R. Racine, et D. Nadeau. Efficient Speckle Noise Attenuation in Faint Companion Imaging. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112 : 91–96, janvier 2000. **5**

- C. Marois, D. Lafrenière, R. Doyon, B. Macintosh, et D. Nadeau. Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique. *Astrophysical Journal*, 641 : 556–564, avril 2006. [5](#)
- C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, B. Zuckerman, I. Song, J. Patience, et Lafrenière. Direct imaging of multiple planets orbiting the star hr 8799. *Science*, 322 no. 5906 : 1348–1352, 2008. [5](#)
- F. Martinache et O. Guyon. The Subaru Coronagraphic Extreme-AO Project. 7440 : 74400O, août 2009. [5](#)
- R. D. Mathieu. Pre-Main-Sequence Binary Stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 32 :465–530, 1994. [133](#)
- M. Mayor et D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 : 355–359, novembre 1995. [2](#)
- M. Mayor, F. Pepe, D. Queloz, F. Bouchy, G. Rupprecht, G. Lo Curto, G. Avila, W. Benz, J.-L. Bertaux, X. Bonfils, T. Dall, H. Dekker, B. Delabre, W. Eckert, M. Fleury, A. Gillette, D. Gojak, J. C. Guzman, D. Kohler, J.-L. Lizon, A. Longinotti, C. Lovis, D. Megevand, L. Pasquini, J. Reyes, J.-P. Sivan, D. Sosnowska, R. Soto, S. Udry, A. van Kesteren, L. Weber, et U. Weilenmann. Setting New Standards with HARPS. *The Messenger*, 114 :20–24, décembre 2003. [2](#)
- C. McCarthy et B. Zuckerman. The Brown Dwarf Desert at 75-1200 AU. *Astronomical Journal*, 127 :2871–2884, mai 2004. [138](#)
- P. W. Merrill. Interferometer observations of double stars. *Astrophysical Journal*, 56 : 40–52, juillet 1922. [141](#)
- S. A. Metchev et L. A. Hillenbrand. The Palomar/Keck Adaptive Optics Survey of Young Solar Analogs : Evidence for a Universal Companion Mass Function. *Astrophysical Journal, Supplement*, 181 :62–109, mars 2009. [138](#), [139](#)
- F. Millour. Interférométrie différentielle avec AMBER. 2006. [20](#)
- F. Millour, E. Tatulli, A. E. Chelli, G. Duvert, G. Zins, B. Acke, et F. Malbet. Data reduction for the AMBER instrument. Dans W. A. Traub, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 5491, page 1222, octobre 2004. [109](#)
- F. Millour, R. G. Petrov, M. Vannier, et S. Kraus. AMBER closure and differential phases : accuracy and calibration with a beam commutation. 7013 :70131G, juillet 2008. [121](#)
- J. D. Monnier. Optical interferometry in astronomy. *Reports on Progress in Physics*, 66 : 789–857, mai 2003. [22](#)
- J. D. Monnier. Phases in interferometry. *New Astronomy Reviews*, 51 :604–616, octobre 2007. [21](#)
- J. D. Monnier, J.-P. Berger, R. Millan-Gabet, et T. A. ten Brummelaar. The Michigan Infrared Combiner (MIRC) : IR imaging with the CHARA Array. Dans W. A. Traub, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*,

- volume 5491 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1370, 2004a. 70
- J. D. Monnier, W. A. Traub, F. P. Schloerb, R. Millan-Gabet, J.-P. Berger, E. Pedretti, N. P. Carleton, S. Kraus, M. G. Lacasse, M. Brewer, S. Ragland, A. Ahearn, C. Coldwell, P. Haguenaer, P. Kern, P. Labeye, L. Lagny, F. Malbet, D. Malin, P. Maymounkov, S. Morel, C. Papaliolios, K. Perraut, M. Pearlman, I. L. Porro, I. Schanen, K. Souccar, G. Torres, et G. Wallace. First Results with the IOTA3 Imaging Interferometer : The Spectroscopic Binaries λ Virginis and WR 140. *Astrophysical Journal, Letters*, 602 : L57–L60, février 2004b. 106
- J. D. Monnier, M. Zhao, E. Pedretti, N. Thureau, M. Ireland, P. Muirhead, J.-P. Berger, R. Millan-Gabet, G. Van Belle, T. ten Brummelaar, H. McAlister, S. Ridgway, N. Turner, L. Sturmann, J. Sturmann, et D. Berger. Imaging the Surface of Altair. *Science*, 317 :342–, juillet 2007. 106
- J. D. Monnier, M. Anderson, F. Baron, D. H. Berger, X. Che, T. Eckhause, S. Kraus, E. Pedretti, N. Thureau, R. Millan-Gabet, T. ten Brummelaar, P. Irwin, et M. Zhao. MI-6 : Michigan interferometry with six telescopes. Dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7734 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 2010. 70
- T. D. Morton et J. A. Johnson. On the Low False Positive Probabilities of Kepler Planet Candidates. *Astrophysical Journal*, 738 :170, septembre 2011. 4
- D. Mourard, I. Tallon-Bosc, F. Rigal, F. Vakili, D. Bonneau, F. Morand, et P. Stee. Estimation of visibility amplitude by optical long-baseline Michelson interferometry with large apertures. *Astronomy and Astrophysics*, 288 :675–682, août 1994. 106
- D. Mourard, J.M. Clause, A. Marcotto, K. Perraut, I. Tallon-Bosc, P. Bério, et A. Blazit. Vega : Visible spectrograph and polarimeter for the chara array : principle and performance. *A&A*, 508 :1073–1083, 2009. 106
- A. T. Myers, C. F. McKee, A. J. Cunningham, R. I. Klein, et M. R. Krumholz. The Fragmentation of Magnetized, Massive Star-forming Cores with Radiative Feedback. *Astrophysical Journal*, 766 :97, avril 2013. 134
- T. Nakagawa. The next-generation space infrared astronomy mission SPICA. 7731 : 77310O, juillet 2010. 5
- M. Netopil, E. Paunzen, H. M. Maitzen, P. North, et S. Hubrig. Chemically peculiar stars and their temperature calibration. *Astronomy and Astrophysics*, 491 :545–554, novembre 2008. 165
- H. F. Newall. The binary system of Capella. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 60 :2, novembre 1899. 141
- R. J. Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 66 :207–211, mars 1976. 54
- B. R. M. Norris, P. G. Tuthill, M. J. Ireland, S. Lacour, A. A. Zijlstra, F. Lykou, T. M. Evans, P. Stewart, T. R. Bedding, O. Guyon, et F. Martinache. Probing dusty circumstellar environments with polarimetric aperture-masking interferometry. 8445 :844503, juillet 2012. 173

- F. Pepe, M. Mayor, B. Delabre, D. Kohler, D. Lacroix, D. Queloz, S. Udry, W. Benz, J.-L. Bertaux, et J.-P. Sivan. HARPS : a new high-resolution spectrograph for the search of extrasolar planets. *4008* :582–592, août 2000. [2](#)
- G. Perrin. Subtracting the photon noise bias from single-mode optical interferometer visibilities. *A&A*, *398* :385–390, 2003. [106](#)
- G. Perrin, S. Lacour, J. Woillez, et E. Thiébaud. High dynamic range imaging by pupil single-mode filtering and remapping. *MNRAS*, *373* :747–751, 2006. [12](#), [13](#), [16](#), [24](#)
- R. G. Petrov, F. Malbet, A. Richichi, K.-H. Hofmann, D. Mourard, K. Agabi, P. Antonelli, E. Aristidi, C. Baffa, U. Beckmann, P. Berio, Y. Bresson, et F. Cassaing. AMBER : the near-infrared focal instrument for the Very Large Telescope Interferometer. Dans P. Léna et A. Quirrenbach, éditeurs, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4006 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 68–79, 2000. [70](#), [88](#)
- D. Pickel, D. Pelat, D. Rouan, J.-M. Reess, F. Chemla, M. Cohen, et O. Dupuis. The achromatic chessboard, a new concept of a phase shifter for nulling interferometry. V. Experimental demonstration and performance. *Astronomy and Astrophysics*, *558* :A21, octobre 2013. [6](#)
- A. J. Pickles. A stellar spectral flux library : 1150-25000 Å. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, *110* :863–878, juillet 1998. [55](#)
- D. L. Pollacco, I. Skillen, A. Collier Cameron, D. J. Christian, C. Hellier, J. Irwin, T. A. Lister, R. A. Street, R. G. West, D. R. Anderson, W. I. Clarkson, H. Deeg, B. Enoch, A. Evans, A. Fitzsimmons, C. A. Haswell, S. Hodgkin, K. Horne, S. R. Kane, F. P. Keenan, P. F. L. Maxted, A. J. Norton, J. Osborne, N. R. Parley, R. S. I. Ryans, B. Smalley, P. J. Wheatley, et D. M. Wilson. The WASP Project and the SuperWASP Cameras. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, *118* :1407–1418, octobre 2006. [3](#)
- D. Pourbaix. Resolved double-lined spectroscopic binaries : A neglected source of hypothesis-free parallaxes and stellar masses. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, *145* :215–222, août 2000. [166](#), [167](#)
- D. Raghavan, H. A. McAlister, T. J. Henry, D. W. Latham, G. W. Marcy, B. D. Mason, D. R. Gies, R. J. White, et T. A. ten Brummelaar. A Survey of Stellar Families : Multiplicity of Solar-type Stars. *Astrophysical Journal, Supplement*, *190* :1–42, septembre 2010. [133](#)
- A. C. S. Readhead, T. S. Nakajima, T. J. Pearson, G. Neugebauer, J. B. Oke, et W. L. W. Sargent. Diffraction-limited imaging with ground-based optical telescopes. *Astronomical Journal*, *95* :1278–1296, avril 1988. [22](#)
- S. Robbe-Dubois, S. Lagarde, R. G. Petrov, F. Lisi, U. Beckmann, P. Antonelli, Y. Bresson, G. Martinot-Lagarde, A. Roussel, P. Salinari, M. Vannier, A. Chelli, M. Dugué, G. Duvert, S. Gennari, L. Glück, P. Kern, E. Le Coarer, F. Malbet, F. Millour, K. Perraut, P. Puget, F. Rantakyro, E. Tatulli, G. Weigelt, G. Zins, M. Accardo, B. Acke, K. Agabi, E. Altariba, B. Arezki, E. Aristidi, C. Baffa, J. Behrend, T. Blöcker, S. Bonhomme, S. Busoni, F. Cassaing, J.-M. Clausse, J. Colin, C. Connot, L. Delage, A. Delboulbé, A. Domiciano de Souza, T. Driebe, P. Feautrier, D. Ferruzzi, T. Forveille, E. Fossat,

- R. Foy, D. Fraix-Burnet, A. Gallardo, E. Giani, C. Gil, A. Glentzlin, M. Heiden, M. Heining, O. Hernandez Utrera, K.-H. Hofmann, D. Kamm, M. Kiekebusch, S. Kraus, D. Le Contel, J.-M. Le Contel, T. Lesourd, B. Lopez, M. Lopez, Y. Magnard, A. Marconi, G. Mars, P. Mathias, P. Mège, J.-L. Monin, D. Mouillet, D. Mourard, E. Nussbaum, K. Ohnaka, J. Pacheco, C. Perrier, Y. Rabbia, S. Rebattu, F. Reynaud, A. Richichi, A. Robini, M. Sacchettini, D. Schertl, M. Schöller, W. Solscheid, A. Spang, P. Stee, P. Stefanini, M. Tallon, I. Tallon-Bosc, D. Tasso, L. Testi, F. Vakili, O. von der Lühe, J.-C. Valtier, et N. Ventura. Optical configuration and analysis of the AMBER/VLTI instrument. *Astronomy and Astrophysics*, 464 :13–27, mars 2007. [113](#)
- F. Roddier et P. Lena. Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths. II - Interferometry at infrared wavelengths. *Journal of Optics*, 15 :363–374, décembre 1984. [106](#)
- F. Roddier et C. Roddier. Stellar Coronagraph with Phase Mask. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 109 :815–820, juillet 1997. [4](#)
- D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet, et A. Labeyrie. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112 :1479–1486, novembre 2000. [4](#)
- G. Rousset, P. Y. Madec, et D. Rabaud. Adaptive optics partial correction simulations for two telescope interferometry. *NASA STI/Recon Technical Report A*, 92 :26373, 1991. [4](#), [54](#)
- C. Ruilier et F. Cassaing. Coupling of large telescopes and single-mode waveguides : application to stellar interferometry. *Journal of the Optical Society of America A*, 18 : 143–149, janvier 2001. [54](#)
- M. R. Sanad. New face in the spectral behavior of Capella in the UV. *Astrophysics and Space Science*, 344 :389–404, avril 2013. [142](#)
- A. Santerne, F. Fressin, R. F. Díaz, P. Figueira, J.-M. Almenara, et N. C. Santos. The contribution of secondary eclipses as astrophysical false positives to exoplanet transit surveys. *Astronomy and Astrophysics*, 557 :A139, septembre 2013. [4](#)
- E. Serabyn, D. Mawet, et R. Burruss. An image of an exoplanet separated by two diffraction beamwidths from a star. *Nature*, 464 :1018–1020, 2010. [6](#)
- S Shaklan et F Roddier. Coupling starlight into single-mode fiber optics. *Applied Optics*, 27 :2334–2338, 1988. [50](#), [164](#)
- M. Shao, M. M. Colavita, B. E. Hines, D. H. Staelin, D. J. Hutter, K. J. Johnston, D. Mozurkewich, R. S. Simon, J. L. Hershey, J. A. Hughes, et G. H. Kaplan. The Mark III stellar interferometer. *Astronomy and Astrophysics*, 193 :357–371, mars 1988. [162](#)
- F. H. Shu, F. C. Adams, et S. Lizano. Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25 :23–81, 1987. [133](#)
- M. Spite. Étude de l'étoile χ Draconis. *Annales d'Astrophysique*, 30 :211, février 1967. [167](#)

- K. G. Strassmeier, D. S. Hall, F. C. Fekel, et M. Scheck. A catalog of chromospherically active binary stars (second edition). *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 100 : 173–225, juillet 1993. [141](#)
- E. Tatulli et J.-B. LeBouquin. Comparison of Fourier and model-based estimators in single-mode multi-axial interferometry. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368 :1159–1168, mai 2006. [107](#)
- E. Tatulli, F. Millour, A. Chelli, G. Duvert, et B. Acke. Interferometric data reduction with amber/vlti. principle, estimators, and illustration. *A&A*, 464 :29–42, 2007. [107](#), [109](#)
- E. Thiébaud. MIRA : an effective imaging algorithm for optical interferometry. 7013 : 70131I, juillet 2008. [25](#)
- G. Tinetti, J. P. Beaulieu, T. Henning, M. Meyer, G. Micela, I. Ribas, D. Stam, M. Swain, O. Krause, M. Ollivier, E. Pace, B. Swinyard, A. Aylward, R. van Boekel, A. Coradini, T. Encrenaz, I. Snellen, M. R. Zapatero-Osorio, J. Bouwman, J. Y.-K. Cho, V. Coudé de Foresto, T. Guillot, M. Lopez-Morales, I. Mueller-Wodarg, E. Palle, F. Selsis, A. Sozzetti, P. A. R. Ade, N. Achilleos, A. Adriani, C. B. Agnor, C. Afonso, C. Allende Prieto, G. Bakos, R. J. Barber, M. Barlow, V. Batista, P. Bernath, B. Bézard, P. Bordé, L. R. Brown, A. Cassan, C. Cavarroc, A. Ciaravella, C. Cockell, A. Coustenis, C. Danielski, L. Decin, R. De Kok, O. Demangeon, P. Deroo, P. Doel, P. Drossart, L. N. Fletcher, M. Focardi, F. Forget, S. Fossey, P. Fouqué, J. Frith, M. Galand, P. Gaulme, J. I. G. Hernández, O. Grasset, D. Grassi, J. L. Grenfell, M. J. Griffin, C. A. Griffith, U. Grözinger, M. Guedel, P. Guio, O. Hainaut, R. Hargreaves, P. H. Hauschildt, K. Heng, D. Heyrovsky, R. Hueso, P. Irwin, L. Kaltenegger, P. Kervella, D. Kipping, T. T. Koskinen, G. Kovács, A. La Barbera, H. Lammer, E. Lellouch, G. Leto, M. Lopez Morales, M. A. Lopez Valverde, M. Lopez-Puertas, C. Lovis, A. Maggio, J. P. Maillard, J. Maldonado Prado, J. B. Marquette, F. J. Martin-Torres, P. Maxted, S. Miller, S. Molinari, D. Montes, A. Moro-Martin, J. I. Moses, O. Mousis, N. Nguyen Tuong, R. Nelson, G. S. Orton, E. Pantin, E. Pascale, S. Pezzuto, D. Pinfield, E. Poretti, R. Prinja, L. Prisinzano, J. M. Rees, A. Reiners, B. Samuel, A. Sánchez-Lavega, J. S. Forcada, D. Sasselov, G. Savini, B. Sicardy, A. Smith, L. Stixrude, G. Strazzulla, J. Tennyson, M. Tessenyi, G. Vasisht, S. Vinatier, S. Viti, I. Waldmann, G. J. White, T. Widemann, R. Wordsworth, R. Yelle, Y. Yung, et S. N. Yurchenko. EChO. Exoplanet characterisation observatory. *Experimental Astronomy*, 34 :311–353, octobre 2012. [4](#)
- J. E. Tohline. The Origin of Binary Stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 40 :349–385, 2002. [134](#)
- J. Tomkin, H. A. McAlister, W. I. Hartkopf, et F. C. Fekel. The orbit of the speckle and double-lined spectroscopic binary CHI Draconis. *Astronomical Journal*, 93 :1236–1244, mai 1987. [166](#)
- G. Torres, A. Claret, et P. A. Young. Binary orbit, physical properties, and evolutionary state of capella (α aurigae). *Astrophysical Journal*, 700 :1349–1381, août 2009. [141](#), [142](#), [155](#), [156](#), [158](#), [159](#), [160](#)
- Haruhiko Tsuchiya et Nobuyuki Imoto. Dispersion-free single-mode fibre in 1.5 μm wavelength region. *Electronics Letters*, 15(15) :476–478, 1979. ISSN 0013-5194. [86](#)

- P. Tuthill, N. Jovanovic, S. Lacour, A. Lehmann, M. Ams, M. Graham, J. Lawrence, M. Withford, G. Robertson, M. Ireland, B. Pope, et P. Stewart. Photonic technologies for a pupil remapping interferometer. *Proceedings of the SPIE*, 7734, 2010. [17](#)
- P. Tuthill, S. Lacour, P. Amico, M. Ireland, B. Norris, P. Stewart, T. Evans, A. Kraus, C. Lidman, E. Pompei, et N. Kornweibel. Sparse aperture masking (SAM) at NAOS/CONICA on the VLT. *Proceedings of the SPIE*, 7735 :77351O, juillet 2010. [14](#)
- P. G. Tuthill, J. D. Monnier, W. C. Danchi, E. H. Wishnow, et C. A. Haniff. Michelson Interferometry with the Keck I Telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112 :555–565, avril 2000. [14](#), [106](#)
- M. Vannier, R. G. Petrov, et F. Millour. High-precision closure phase for low spectral resolution optical interferometry. 8445 :84451Z, juillet 2012. [122](#)
- O. Wallner, J. M. Perdigues Armengol, et A. L. Karlsson. Multiaxial single-mode beam combiner. 5491 :798, octobre 2004. [5](#)
- M. Weber et K. G. Strassmeier. The spectroscopic orbit of Capella revisited. *Astronomy and Astrophysics*, 531 :A89, juillet 2011. [142](#)
- G. P. Weigelt. Modified astronomical speckle interferometry 'speckle masking'. *Optics Communications*, 21 :55–59, avril 1977. [21](#), [106](#), [115](#)
- R. J. White, A. M. Ghez, I. N. Reid, et G. Schultz. A Test of Pre-Main-Sequence Evolutionary Models across the Stellar/Substellar Boundary Based on Spectra of the Young Quadruple GG Tauri. *Astrophysical Journal*, 520 :811–821, août 1999. [134](#)
- B. Wirtitzer. Bispectral analysis at low light levels and astronomical speckle masking. *Journal of the Optical Society of America A*, 2 :14–21, janvier 1985. [115](#), [116](#)
- G. Woan et P. J. Duffett-Smith. Determination of Closure Phase in Noisy Conditions. *Astronomy and Astrophysics*, 198 :375, juin 1988. [119](#)
- J. Woillez et S. Lacour. Wide-angle, Narrow-angle, and Imaging Baselines of Optical Long-baseline Interferometers. *Astrophysical Journal*, 764 :109, février 2013. [152](#)
- M. Zhao, J. D. Monnier, T. ten Brummelaar, E. Pedretti, et N. D. Thureau. Exoplanet studies with CHARA-MIRC. 7013 :70131K, juillet 2008. [122](#)
- M. Zhao, J. D. Monnier, X. Che, E. Pedretti, N. Thureau, G. Schaefer, T. Brummelaar, A. Mérand, S. Ridgway, H. McAlister, N. Turner, L. Sturmann, P. J. Goldfinger, et C. Farrington. Toward direct detection of hot jupiters with precision closure phase : Calibration studies and first results from the chara array. *PASP*, 123 :964–975, 2011. [122](#), [125](#), [126](#)

Abstract

My work has been carried out in the context of imaging at high angular resolution and high dynamic range, and in particular on the development of the instrument called FIRST, *Fibered Imager foR a Single Telescope*. Its principle relies on the novel technique of pupil remapping, combining aperture masking and spatial filtering of the wavefront thanks to single-mode fibers. The purpose of my thesis was to mount FIRST on a telescope, improve its performances and develop a pipeline for data reduction and analysis.

First light of the instrument has been obtained in July 2010 on the 3-m Shane telescope at Lick Observatory. Afterwards, I have been working on different aspects of the optical and mechanical design, in order to improve its performances during observations. We have then conducted an observation campaign spread out over several runs between July 2011 and December 2012. Primary targets were binary systems, which are ideal objects to assess the resolving power and the dynamic range of the instrument. For that purpose, I have developed a data reduction pipeline, allowing to derive interferometric observables from the fringe images and performing a fit of a binary model.

I have thus reduced part of the large amount of data acquired at Lick Observatory, and in particular the data taken on the binary system Capella. The results show that the companion is detected, which lies at a separation on the order of the diffraction limit of the telescope. Moreover, our data provide an unprecedented measurement of the spectral flux ratio at visible wavelengths. Stellar atmospheric models have been fitted to this spectrum and demonstrate that such data provide valuable information to characterize a binary system, and in particular to constrain the effective temperatures of the two components.

Finally, the success of the observations conducted at Lick Observatory has led us to initiate a collaboration with the SCEXAO team from the Subaru telescope. FIRST has therefore been integrated to their optical bench and first light on the Subaru telescope has been achieved on July 25, 2013.

To conclude, the results I have obtained validate the concept of pupil remapping on-sky and demonstrate that this technique allows to restore the capabilities of a telescope at the diffraction limit and at visible wavelengths. Although the sensitivity of FIRST is still limited, these results are highly promising regarding observations to come at the Subaru telescope and more generally regarding future developments based on this technique, in particular in the context of exoplanet detection and characterization.

Résumé

Mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre de l'imagerie à haute résolution angulaire et à haute dynamique et a porté plus particulièrement sur le développement de l'instrument FIRST, *Fibred Imager foR a Single Telescope*. Celui-ci repose sur la technique novatrice du réarrangement de pupille, combinant masquage de pupille et filtrage spatial du front d'onde par fibres optiques monomodes. L'objectif de ma thèse était de porter cet instrument sur le ciel, d'améliorer ses performances et de développer un programme de traitement et d'analyse des données.

Après l'obtention de la première lumière de FIRST en juillet 2010 sur le télescope de 3 m de l'observatoire Lick, je me suis dans un premier temps attachée à améliorer certains aspects du montage optique et mécanique, en vue d'accroître ses performances lors des observations. La qualité des données nous a ensuite permis de mener une campagne d'observations répartie sur de nombreuses nuits entre juillet 2011 et décembre 2012. Le programme d'observation a été centré sur les systèmes binaires, cibles idéales pour évaluer dynamique et pouvoir de résolution de l'instrument. Dans ce but, j'ai donc développé un programme de réduction des images d'interférences permettant d'estimer les observables interférométriques et de les ajuster par un modèle binaire.

J'ai ainsi traité une partie de la grande quantité de données acquises à l'observatoire Lick, et en particulier les données prises sur le système binaire Capella. Les résultats montrent que le compagnon est détecté, à une séparation de l'ordre de la limite de diffraction du télescope. De plus, nos données fournissent une mesure directe du rapport de flux spectral aux longueurs d'onde visibles, ce qui constitue une donnée totalement nouvelle pour ce système par ailleurs très bien connu. L'analyse que nous avons menée de ce spectre, par un ajustement de modèles d'atmosphères stellaires démontre que les données FIRST apportent des informations précieuses pour caractériser un système binaire et notamment contraindre les températures effectives des deux composantes.

Enfin, le succès des observations conduites à l'observatoire Lick nous a permis d'initier une collaboration avec l'équipe SCEXAO du télescope Subaru et nous avons ainsi eu l'opportunité d'y intégrer FIRST. La première lumière de FIRST sur le télescope Subaru a été obtenue le 25 juillet 2013.

En conclusion, j'ai pu montrer la viabilité du projet FIRST sur le ciel et obtenir de premiers résultats originaux, démontrant la capacité de cette technique à restaurer la limite de diffraction aux longueurs d'onde visibles. Bien que la sensibilité de l'instrument soit encore limitée à ce jour, ces résultats sont prometteurs quant à son exploitation à venir sur le télescope Subaru et aux développements futurs de cette technique, notamment dans le contexte de la détection et caractérisation de systèmes exoplanétaires.