



HAL
open science

Les noyaux actifs de galaxies en interférométrie optique à très longue base - Projet 'OHANA

Julien Woillez

► **To cite this version:**

Julien Woillez. Les noyaux actifs de galaxies en interférométrie optique à très longue base - Projet 'OHANA. Planète et Univers [physics]. Université Paris XI - Orsay, 2003. Français. NNT: . tel-01084792

HAL Id: tel-01084792

<https://theses.hal.science/tel-01084792>

Submitted on 20 Nov 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.

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS XI ORSAY
Spécialité : ASTROPHYSIQUE ET MÉTHODES ASSOCIÉES

par

JULIEN WOILLEZ

Les Noyaux Actifs de Galaxies
en interférométrie optique à très longue base
Projet 'OHANA

Soutenue le 16 décembre 2003 devant le jury composé de :

Brigitte ROCCA	Présidente
Pierre LÉNA	Examineur
François REYNAUD	Examineur
Denis MOURARD	Rapporteur
Martin WARD	Rapporteur
Olivier LAI	Invité
Hélène SOL	Directrice de thèse
Guy PERRIN	Directeur de thèse



Table des matières

Introduction	1
I ‘OHANA	5
1 Projet ‘OHANA	7
1.1 ‘OHANA	7
1.2 Historique	8
1.2.1 Des racines à l’article fondateur	8
1.2.2 Les premiers pas	9
1.3 Le Mauna Kea	9
1.3.1 Le sommet	9
1.3.2 Les télescopes	11
1.3.3 Les lignes de base	11
1.4 Performances générales	14
1.4.1 Longueurs d’onde	14
1.4.2 Résolution angulaire	14
1.4.3 Couverture de plan (u,v)	14
1.4.4 Sensibilité	15
1.5 Phasage du projet	18
1.5.1 Phase I : Injection	18
1.5.2 Phase II : Démonstrations interférométriques	18
1.5.3 Phase III : Observations régulières	18
1.6 Organisation	18
1.6.1 Partenaires	18
1.6.2 Memorendum of Understanding	18
1.7 Difficultés instrumentales	19
2 Éléments du cas scientifique	21
2.1 Céphéides	21
2.2 Objets jeunes	22
2.3 Naines brunes	24
2.4 Microlentilles gravitationnelles	24
2.5 Noyaux Actifs de Galaxies	27
II Noyaux Actifs en interférométrie optique	29
3 Modélisation des Noyaux Actifs pour l’interférométrie optique	31
3.1 Modèle unifié des noyaux actifs de galaxies	31
3.2 Une boîte à outils pour les NAG	32
3.2.1 Fonctionnement	32
3.2.2 Géométrie	35
3.2.3 Dynamique	36
3.3 Nature des rayonnements	37

3.3.1	Rayonnement de corps noir	37
3.3.2	Rayonnement synchrotron	37
4	NGC1068 / MIDI	41
4.1	Premiers pas de l'interférométrie extragalactique	41
4.1.1	NGC4151 par l'interféromètre du KECK	42
4.1.2	NGC1068 par l'instrument MIDI du VLTI	42
4.2	Techniques de réduction des données MIDI	43
4.2.1	Objectif : mesurer une visibilité	43
4.2.2	Observations et présentation des données	43
4.2.3	Le fond thermique	44
4.2.4	Estimation de la photométrie	44
4.2.5	Estimation du facteur de cohérence	48
4.2.6	Estimation de la visibilité	51
4.3	Interprétation des données NGC1068-MIDI	53
4.3.1	L'hypothèse des silicates différenciés	53
4.3.2	L'hypothèse des molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques	53
4.3.3	Comment tester les deux modèles ?	57
5	Réverbération et Interférométrie : Tomographie des AGN	59
5.1	Sondage de la région des raies larges	60
5.1.1	La région des raies larges	60
5.1.2	Cartographie par réverbération	60
5.1.3	Interférométrie	64
5.1.4	Comparaison réverbération - interférométrie	64
5.2	Dynamique de la région des raies larges	66
5.2.1	Effet Doppler	66
5.2.2	Technique de modélisation	66
5.2.3	Résultats	66
5.2.4	Comparaison des deux méthodes	67
5.2.5	Un mot sur les techniques astrométriques	67
5.3	Tomographie par modélisation physique	70
5.3.1	Quelques modèles	71
5.3.2	Limites des méthodes par modélisation physique	71
5.4	Réverbération interférométrique	71
5.4.1	Cartographie par haute résolution angulaire	72
5.4.2	Potentiel des techniques tomographiques	72
5.4.3	Le problème des corrélations	72
5.4.4	Réverbération interférométrique	74
5.4.5	SN1987a : un précurseur ?	75
5.5	Application cosmologique	77
5.5.1	Parallaxe extragalactique	77
5.5.2	Parallaxe extragalactique par interférométrie différentielle	78
5.5.3	L'influence de la géométrie	79
5.5.4	Paramètres cosmologiques	79
III	Instrumentation pour le projet 'OHANA	81
6	Phase I : couplage fibre monomode - optique adaptative	83
6.1	Théorie du couplage	84
6.1.1	Fibres monomodes	84
6.1.2	Couplage fibre - télescope	85
6.1.3	Influence de la turbulence	87
6.1.4	Correction partielle par optique adaptative	89
6.1.5	Atteindre un taux d'injection théorique de 100%	90

6.2	Développements instrumentaux	94
6.2.1	Module d'injection	94
6.2.2	Caméra infrarouge	99
6.2.3	Logiciel phase I	102
6.3	Tests d'injection	102
6.3.1	Objectifs des missions	103
6.3.2	Méthodologie des mesures	103
6.3.3	Déroulement des missions Phase I	103
6.3.4	Balayage du champ	108
6.3.5	Mesures du taux d'injection moyen	110
6.3.6	Injection instantanée	115
6.3.7	Densité spectrale de puissance moyenne	117
6.4	PUEO NUI	122
6.4.1	Une nouvelle optique adaptative pour le CFHT	122
6.4.2	Simuler une optique adaptative (très) simplement	122
6.4.3	Résultats de simulation	123
6.4.4	Impact sur 'OHANA	124
6.5	Bilan	127
7	Phase II : Recombinateur 'OHANA	129
7.1	Principe du recombineur multi-coaxial	130
7.1.1	Intensité détectée	130
7.1.2	Traitement du signal	131
7.1.3	Dispersion spectrale	133
7.1.4	Rapport signal à bruit	133
7.2	Démonstrateur de laboratoire	135
7.2.1	Concept	135
7.2.2	Validation et limite du démonstrateur	135
7.3	Développement de la version astrophysique	136
7.3.1	Concept optique	136
7.3.2	Fonctionnalités et réglages	136
7.3.3	Contrôle-commande : synchronisation piézo-détecteur	138
7.4	Première lumière du recombineur	139
7.4.1	Installation en parallèle avec IONIC	139
7.4.2	Mesure et stabilité de la différence de marche interne	140
7.4.3	Démonstration du traitement du signal	141
7.4.4	Limites de la mission technique	145
7.5	Bilan	146
8	Phase II : Vers une démonstration interférométrique	149
8.1	Bases de démonstration	149
8.1.1	KECK I - KECK II	149
8.1.2	GEMINI - CFHT	151
8.2	Métrologie des télescopes et lignes de base	152
8.2.1	Connaissance des lignes de base	152
8.2.2	Optiques actives - optiques adaptatives	153
8.2.3	Autocollimation	153
8.3	Transport cohérent par fibres monomodes	154
8.3.1	Les fibres et la dispersion	154
8.3.2	Installation 'OHANA	157
8.4	Ligne à retard en faisceaux gaussiens	158
8.4.1	Présentation du concept	158
8.4.2	Caractéristiques et performances	160
8.4.3	Faisceaux gaussiens et lignes à retard	162
8.5	Contrôle-commande phase II	164
8.5.1	Modules d'injection	164

8.5.2 Lignes à retard	165
8.6 Bilan	165
Perspectives	169
Bibliographie	173
Glossaire	177
Annexes	181
A - Densité spectrale de puissance	183
B - Article Noyaux Actifs et haute résolution angulaire	187
C - Article MIDI	195
D - Article Phase I	199



'OHANA c'est "Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy"

'OHANA c'est le mot "famille" en hawaïen

Introduction

Les interféromètres du Keck et du VLT constituent la deuxième génération d'interféromètres optiques. Ils se distinguent de la génération précédente par une sensibilité jamais atteinte en interférométrie grâce à l'utilisation de grands télescopes corrigés par optiques adaptatives. Cette sensibilité sans précédents permet à la technique interférométrique d'élargir son champ d'application en considérant des domaines qui ne sont plus par la force des choses associés à la physique stellaire des objets brillants.

En s'inspirant du terme "interféromètre stellaire", utilisé à juste titre pour la première génération d'interféromètres, la deuxième génération pourrait devenir celle des "interféromètres extragalactiques". En effet, la thématique des Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) fait partie des nouveaux grands bénéficiaires. Elle nécessite une grande sensibilité puisque les NAG les plus brillants ont des magnitudes de l'ordre de $K \sim 12$, bien éloignées des magnitudes limites de l'ordre de $K \sim 8$ des interféromètres stellaires. Les mesures récentes obtenues à $2 \mu\text{m}$ par l'interféromètre du Keck sur le noyau actif NGC4151 et par l'instrument MIDI du VLTI à $10 \mu\text{m}$ sur le noyau actif NGC1068 viennent marquer cette entrée dans une nouvelle ère.

Pourtant, avant les premières observations interférométriques de noyaux actifs par ces observatoires, il était déjà évident que la résolution offerte ne suffirait pas à percer nombres des mystères des Noyaux Actifs de Galaxies. Autant le tore de poussière envisagé par le modèle unifié faisait figure d'objectif central et raisonnable, autant des constituants plus internes comme la région des raies larges seraient difficilement observables. L'observation récente de NGC4151 vient tout juste de confirmer ce point.

Le projet 'OHANA (Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy) de recombinaison interférométrique des grands télescopes du Mauna Kea présente tous les atouts pour devenir l'instrument sensible et résolvant qui apportera le complément d'information nécessaire et attendu dans le domaine des Noyaux Actifs de Galaxies.

La première partie de ma thèse fait office d'introduction générale en deux temps au projet 'OHANA, avec une présentation du projet et du cas scientifique associé.

Projet 'OHANA

Un premier chapitre présente les grandes lignes du projet telles qu'elles sont envisagées depuis le début de ma thèse. Elles constituent le point de départ de ma contribution et donnent du relief au chemin instrumental parcouru en trois années de thèse, présenté en troisième partie.

Cas scientifique

Un second chapitre présente un panorama des possibilités astrophysiques nouvelles proposées par l'instrument 'OHANA. Je passe en revue toute une série de cas scientifiques couvrant les domaines variés des céphéides, des objets jeunes, des naines brunes et des microlentilles gravitationnelles. Ce chapitre me donne l'occasion d'insister sur le fait que le domaine des noyaux actifs de galaxies, qui n'est pas développé dans ce chapitre mais dans l'ensemble de la deuxième partie, n'est pas le seul à bénéficier de la résolution angulaire supplémentaire apportée par 'OHANA.

La seconde partie de ma thèse porte sur la problématique des Noyaux Actifs de Galaxies en interférométrie optique à très longue base. Elle fait office de cas scientifique pour le projet 'OHANA en particulier et pour les interféromètres de troisième génération en général. Elle prépare également les observations de Noyaux Actifs par les interféromètres de deuxième génération (Keck et VLTI). Pour ce faire, je présente les noyaux actifs comme une problématique générale envisagée sous trois angles différents : modélisation, observation et technique observationnelle.

Modélisation

Malgré la simplification, proposée par le modèle unifié, de la phénoménologie des Noyaux Actifs, ceux-ci restent toujours des objets particulièrement complexes. Cette complexité est à mettre en regard du nombre particulièrement réduit de points de mesures disponibles dans les premiers temps de l'interférométrie extragalactique. Selon toute vraisemblance le point de visibilité à $2\ \mu\text{m}$ sur NGC4151 à une unique fréquence spatiale et le spectre interférométrique à $10\ \mu\text{m}$ sur NGC1068 seront complétés par d'autres mesures mais en quantité certainement insuffisante au regard de la complexité de ces objets. Mon premier chapitre a donc pour objectif de définir un processus de modélisation prenant en compte ce nombre limité d'observation en proposant une méthode de simplification orientée vers la géométrie. Je concrétise cette méthode en produisant une véritable boîte à outils pour l'observation interférométrique des noyaux actifs de galaxies. Dans son fonctionnement, je montre qu'elle est très proche de la prescription du modèle unifié. J'illustre enfin son fonctionnement sur deux aspects des noyaux actifs. Un premier aspect concerne le tore de poussière et l'influence de son orientation sur les courbes de visibilité. Un deuxième aspect concerne la contre-partie optique des jets observés en interférométrie radio qui devrait permettre d'étudier finement l'état de la matière émettrice.

Observation

Cette thèse coïncide avec les premières observations interférométriques de noyaux actifs de galaxies : celle du noyau de Seyfert 1 NGC4151 à $2\ \mu\text{m}$ par une équipe du Keck, puis celle du noyau de Seyfert 2 NGC1068 à $10\ \mu\text{m}$ par l'équipe du temps de démonstration (SDT) MIDI au VLTI. L'accès aux données SDT me permet de contribuer d'une part à la technique de réduction des données de ce nouveau type d'instrument, d'autre part à l'interprétation des observations du noyau actif NGC1068. Celui-ci est clairement résolu par MIDI à $10\ \mu\text{m}$ sur la base de $\sim 80\ \text{m}$ du VLTI et plusieurs interprétations de ces observations sont possibles. Il pourrait s'agir d'une différenciation de la distribution de deux types de poussières dans le tore et/ou de la présence d'une émission compacte, moins résolue, pouvant être associée à des hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH).

Technique observationnelle

Je consacre le dernier chapitre de cette partie sur les Noyaux Actifs à une analyse comparée de deux méthodes d'observation de la région des raies larges (BLR) : la cartographie par réverbération, dont les premiers grands succès datent de la fin des années 1980, et l'interférométrie, qui pourraient fournir des premiers résultats sur la BLR dans les prochaines années. En synthèse de cette analyse, je présente une méthode observationnelle complètement originale, se situant à la croisée de ces deux techniques : la réverbération interférométrique. Je montre comment elle permet de faire la tomographie de cette région des raies larges, avec des avantages clairs sur des techniques concurrentes utilisant des modélisations physiques du milieu émetteur. Je montre également comment cette technique est un cas particulier d'une classe de technique couplant la réverbération à toute technique à haute résolution angulaire, dans l'idéal à l'imagerie. Je conclus ce chapitre par une ouverture cosmologique, sur une application des techniques présentées à la mesure de distance.

Dans une troisième partie, je présenterai les travaux instrumentaux que j'ai réalisés dans le cadre du projet 'OHANA. Contrairement à la présentation du projet du premier chapitre, il s'agit là de mon entière contribution instrumentale.

Fibre optiques monomodes et optiques adaptatives

Ce chapitre concerne l'ensemble de la phase I du projet 'OHANA, au cours de laquelle ont été réalisés les tests préparatoires de la phase II de démonstration interférométrique. L'objectif de ces tests a été d'étudier et maîtriser le couplage entre fibres monomodes infrarouges et optiques adaptatives dans les bandes astronomiques J, H et K. Ces tests se sont déroulés sur les télescopes CFHT, Keck et Gemini. Je débute ce chapitre en rappelant les bases de la théorie du couplage entre fibres monomodes et optiques adaptatives. Je présente ensuite les développements instrumentaux réalisés dans le cadre de la phase I du projet puis les résultats des tests d'injection conduits sur les trois télescopes. Je montre également comment ces tests permettent de proposer aux observatoires un diagnostic particulièrement intéressant sur le comportement temporel de leurs systèmes d'optique adaptative. Ces tests d'injection permettent enfin de comparer entre eux les comportements de plusieurs systèmes installés sur des télescopes aux technologies différentes.

Recombineur interférométrique

Également en préparation de la phase de démonstration interférométrique du projet, j'ai participé au développement du recombineur 'OHANA. Il s'agit d'un recombineur au concept novateur : il utilise deux modes de recombinaison en série pour obtenir une sortie unique, où le mode coaxial code temporellement la cohérence et le mode multiaxial code spatialement la photométrie. Couplé à un spectrographe, ce recombineur se situe dans la lignée des instrument MIDI et AMBER : il combine à la fois résolution angulaire et résolution spectrale. Dans le cas présent, il permet d'étudier l'évolution des quantités interférométriques dans chacune des bandes astronomiques J, H et K. Je présente les différentes étapes qui ont mené à la réalisation de l'instrument astrophysique associé à ce concept, du démonstrateur de laboratoire, en passant par les spécifications du modèle astrophysique, jusqu'aux tests sur le ciel. La mission technique menée sur l'interféromètre IOTA en Juin 2003 me permet de valider le concept et les solutions technique retenues. Elle me permet enfin de présenter les premiers résultats sur le ciel du recombineur ainsi qu'une procédure préliminaire de traitement des données.

Interféromètre 'OHANA

Mon dernier chapitre instrumental concerne la phase interférométrique du projet 'OHANA. Je présente les objectifs à atteindre pour les premières bases de démonstration : la maîtrise des lignes de bases et des télescopes tous différents les constituant, le transport cohérent par fibres monomodes de la lumière astronomique sur de longues distances, le développement d'une ligne à retard 'OHANA adaptée aux lignes de bases considérées, la mise en place d'un système instrumental éclaté entre plusieurs observatoires.

Un chapitre final me permet de placer l'ensemble de mes travaux dans une perspective à long terme. L'utilisation de fibres aux propriétés particulières devrait permettre de mettre en place les interféromètres de troisième génération idéaux pour la cartographie des régions internes des Noyaux Actifs de Galaxies.

Première partie

‘OHANA

Chapitre 1

Projet ‘OHANA

Sommaire

1.1	‘OHANA	7
1.2	Historique	8
1.2.1	Des racines à l'article fondateur	8
1.2.2	Les premiers pas	9
1.3	Le Mauna Kea	9
1.3.1	Le sommet	9
1.3.2	Les télescopes	11
1.3.3	Les lignes de base	11
1.4	Performances générales	14
1.4.1	Longueurs d'onde	14
1.4.2	Résolution angulaire	14
1.4.3	Couverture de plan (u,v)	14
1.4.4	Sensibilité	15
1.5	Phasage du projet	18
1.5.1	Phase I : Injection	18
1.5.2	Phase II : Démonstrations interférométriques	18
1.5.3	Phase III : Observations régulières	18
1.6	Organisation	18
1.6.1	Partenaires	18
1.6.2	Memorandum of Understanding	18
1.7	Difficultés instrumentales	19

Dans ce chapitre introductif, je présente le projet d'interféromètre à fibres ‘OHANA d'un point de vue général. Le lecteur y trouvera des informations sur la motivation du projet, ses performances attendues, son mode d'organisation, son histoire...

1.1 ‘OHANA

L'objectif de ‘OHANA (Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy) est de mettre en place sur le sommet du Mauna Kea à Hawaii un interféromètre optique¹ à très longue base et de grande sensibilité, utilisant les télescopes déjà présents. La réalisation de cet instrument repose sur deux avancées technologiques :

¹Par le terme optique, on entendra l'ensemble des longueurs d'onde allant du visible au proche infrarouge.

- **L'optique adaptative**

Elle permet de corriger les fronts d'onde incidents des défauts induits par la turbulence. L'interféromètre peut alors utiliser pleinement les grandes pupilles disponibles (4 à 10 mètres pour les télescopes optiques actuellement au sommet).

- **Les fibres optiques monomodes**

Le transport cohérent de la lumière des télescopes à un laboratoire de recombinaison peut désormais être fait en utilisant des fibres monomodes. La mise en place d'infrastructures lourdes pour accueillir des trains de miroirs optiques classiques pour le transport des faisceaux n'est plus nécessaire. Elle pourrait également s'avérer une alternative valable du point de vue de la sensibilité globale de l'interféromètre.

L'instrument se situe dans la catégorie des très grands interféromètres optiques sensibles avec celui du Keck et celui du VLT. Avec une résolution supérieure, 'OHANA complète parfaitement les performances de ces deux observatoires.

Sur un horizon de vingt ans, 'OHANA n'a pas de concurrent. Il est le seul projet permettant d'espérer atteindre une résolution d'une fraction de milliseconde d'angle aux longueurs d'onde optiques. L'arrivée des télescopes de 30-50-100 mètres ne remettra pas en cause la viabilité et l'unicité du projet. Au contraire, les interféromètres type Keck et VLTI seront directement concurrencés par un 100 mètres. 'OHANA permet d'atteindre des résolutions inaccessibles à ces très grands télescopes. A titre de comparaison, 'OHANA permet d'étudier les contreparties optiques de phénomènes déjà observés à des résolutions spatiales comparables par interférométrie radio (VLBI).

1.2 Historique

Le projet 'OHANA s'inscrit dans la continuité logique de toute une série de développements instrumentaux. L'utilisation des fibres optiques monomodes en interférométrie en est le fil conducteur. Le cheminement, résumé sous la forme d'un arbre généalogique en figure 1.1, est présenté dans les paragraphes suivants.

1.2.1 Des racines à l'article fondateur

La première réalisation concrète est un instrument focal de recombinaison utilisant un coupleur triple : FLUOR. Cet instrument a obtenu ses premières franges de transit en Septembre 1991 à l'observatoire de Kitt Peak (Arizona, USA) entre les deux sidérostats auxiliaires du Mac Math [Coudé du Foresto, 1994]. Cet instrument utilise les fibres monomodes pour réaliser le filtrage spatial et la recombinaison. L'obtention des franges a rapidement débouché sur l'expérience Grand FLUOR débutée l'année suivante en Juillet 1992. Plus ambitieux l'instrument utilise cette fois les fibres monomodes pour réaliser le transport des faisceaux entre les foyers des télescopes et le laboratoire interférométrique. L'expérience se termine un an plus tard, en Septembre 1993, sur un constat d'échec. Il s'accompagne d'une part de la prise de conscience que la correction de l'effet de la dispersion chromatique nécessite plus que l'égalisation de la longueurs des fibres dans les deux bras de l'interféromètre [Coude Du Foresto et al., 1995] et d'autre part qu'un système trop simple ne permet pas de faire un instrument, fut-il à fibres.

Après l'abandon de Grand FLUOR, le recombineur FLUOR est déménagé sur l'interféromètre IOTA pour débiter une longue carrière scientifique et la démonstration de l'étalonnage des visibilités et de l'apport du filtrage monomode [Perrin, 1996]. Il connaît par la suite de profondes améliorations avec le remplacement des photomètres d'origine par un détecteur NICMOS3 en Mai 1998 permettant un gain en sensibilité avec une magnitude limite désormais de $K = 5$ puis avec l'ajout d'un modulateur de différence de marche piézoélectrique en Mars 1999 qui conduit à une augmentation de la cadence d'acquisition [Ruilier, 1999]. Une extension aux bandes L et M appelée TISIS voit également le jour en Octobre 1998 [Mennesson et al., 1999]. La carrière de FLUOR sur IOTA se poursuit jusqu'en Juillet 2002 où il est déménagé sur l'interféromètre CHARA.

L'équipe FLUOR fera en Septembre 1998 la proposition à l'ESO d'un instrument focal pour le VLTI reposant sur le principe de FLUOR et qui deviendra VINCI. Son objectif sera

de mettre rapidement en place une solution simple pour permettre de préparer le terrain aux instruments de première génération du VLTI.

L'abandon de Grand FLUOR en Août 1993 avait mis en lumière l'effet de la dispersion chromatique. Une parade est trouvée en Juillet 1994 avec l'entreprise le Verre Fluoré produisant les fibres infrarouges : l'équilibrage en dispersion entre les deux bras d'un interféromètre. Il permet d'obtenir un bon contraste en bande large sur des longueurs de fibres conséquentes.

Peu de temps après, alors que le mode interférométrique du Very Large Telescope européen connaît des difficultés de financement, l'équipe meudonaise fait la proposition d'un VLTI "pas cher" en reprenant le concept original de Grand FLUOR : utiliser des fibres optiques monomodes pour réaliser le transport des faisceaux lumineux entre les foyers des télescopes et le laboratoire de recombinaison. Avec la démonstration qu'il est possible de contourner le problème de la dispersion chromatique des fibres une telle solution paraissait désormais viable. Plutôt que de jeter aux oubliettes l'idée alors que la situation du VLTI s'améliore, une transposition au site du Mauna Kea à Hawaï se matérialise en Avril 1996 sous la forme d'un article : "Interferometric connections of large ground base telescopes" [Mariotti et al., 1996]. Cet article fait office d'acte fondateur du projet 'OHANA. Et présente déjà le développement de l'optique adaptative sur les grands télescopes et l'utilisation des fibres monomodes pour le transport cohérent de la lumière comme les deux avancées technologiques clés.

1.2.2 Les premiers pas

Il faut ensuite attendre un peu plus de trois ans ², pour que le projet commence à prendre consistance. Au printemps 2000, après une première réunion en Mars 2000, l'octroi d'un financement par le CNRS (Action Thématique Innovante) fait office d'élément déclencheur. Il permet d'officialiser les contacts informels déjà existant entre l'Observatoire de Paris et la communauté du Mauna Kea en faisant des propositions concrètes au cours des deux réunions de Mars et de Décembre 2000 à Hawaï. L'Observatoire se charge de développer l'instrumentation pour le démonstrateur 'OHANA, tandis que les télescopes participent en versant quelques nuits au deux premières phases du projet. Tous s'accordent sur les objectifs primordiaux du démonstrateur : une démonstration technique de faisabilité d'un grand instrument interférométrique et une démonstration astrophysique originale.

La deuxième réunion 'OHANA de Décembre 2000 coïncide avec mon début de thèse. Mon implication dans le projet commence réellement avec les premières réalisations techniques ayant lieu à l'Observatoire.

1.3 Le Mauna Kea

Après l'abandon de la proposition du VLTI pas cher, le site du Mauna Kea devient un objectif de choix pour ce projet de recombinaison par fibres de grands télescopes. Ce choix tient au sommet lui-même, aux télescopes et aux lignes de bases qu'il peuvent former.

1.3.1 Le sommet

L'implantation du CFHT au sommet a marqué l'entrée du Mauna Kea dans l'aire des grands télescopes optiques, reconnu pour la qualité de son site. Avec un sommet culminant à 4200 mètres, les fenêtres atmosphériques particulièrement larges permettent des observations de qualité dans l'infrarouge. Situées en plein milieu de l'océan pacifique, les vents balayent les îles d'Hawaï sans rencontrer le moindre obstacle permettant d'obtenir une atmosphère stable. Le site a pour cette raison été un lieu d'expérimentation très apprécié pour l'optique adaptative. Dans la lignée du CFHT, de nombreux observatoires ont vu le jour sur la montagne. Aujourd'hui on compte 3 télescopes optiques de classe 4 mètres, 2 de classe 8 mètres et 2 de classe 10 mètres. Deux télescopes sub millimétriques sont présents sur le sommet et un réseau interférométrique est en cours d'installation.

²et les postes des porteurs du projet actuel : Olivier Lai et Guy Perrin

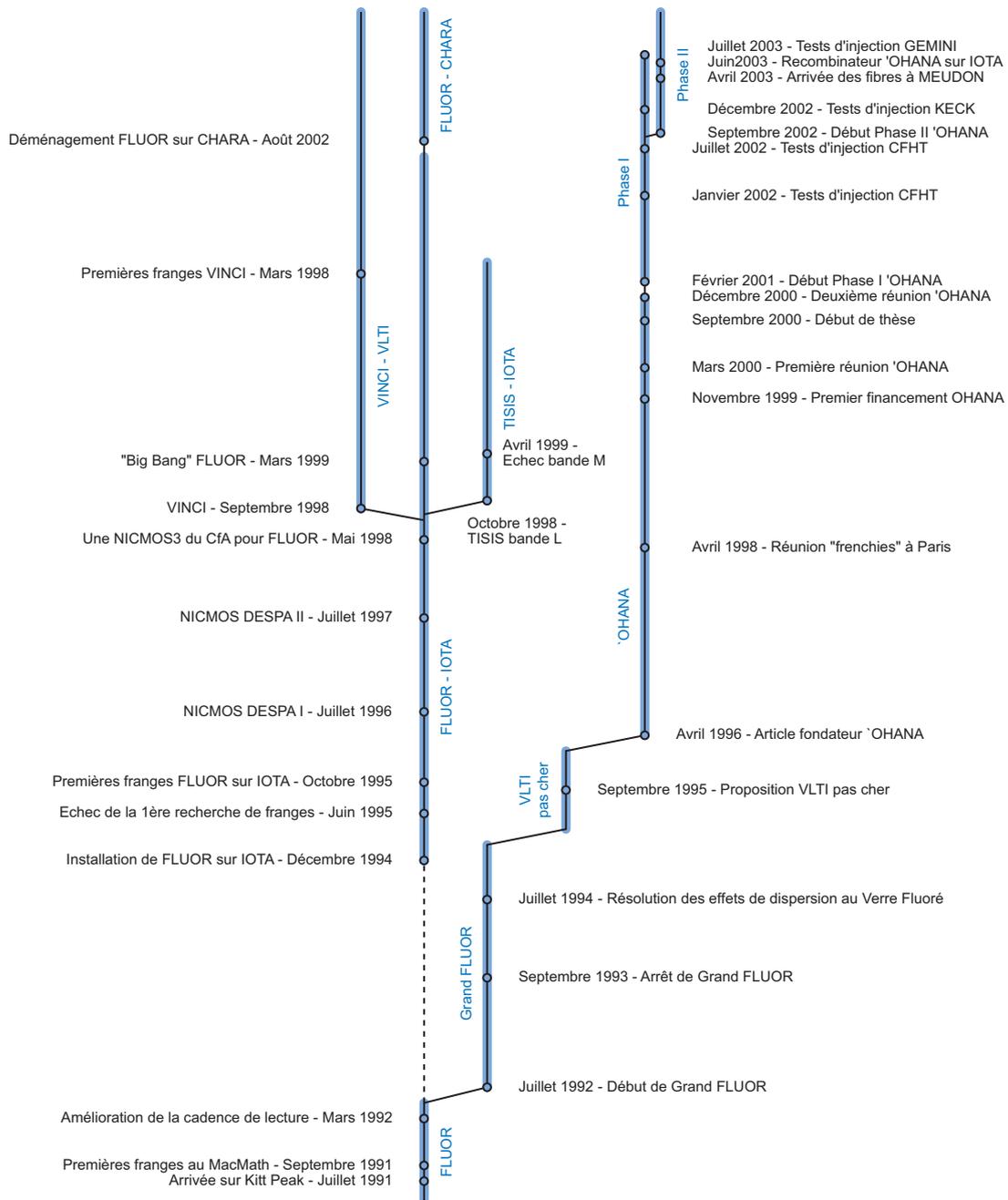


FIG. 1.1 – Arbre généalogique du projet 'OHANA. La chronologie débute avec les années 90 en bas de la figure.

Télescope	Latitude	Longitude	Élévation (mètres)
	Nord	Ouest	
CFHT	19°49'30,90648	155°28'07,95258	4204,0
UKIRT	19°49'20,75334	155°28'13,17630	4198,5
Keck I	19°49'33,40757	155°28'28,98665	4159,6
Keck II	19°49'35,61788	155°28'27,24268	4159,6
Subaru	19°49'31,81425	155°28'33,66719	4163,0
Gemini	19°49'25,68521	155°28'08,56831	4213,4

TAB. 1.1 – Coordonnées des télescopes du Mauna Kea concernés par le projet ‘OHANA. Latitude, longitude et élévation ont été obtenues suite à un relevé aérien daté du 25 septembre 1996. Les coordonnées sont données en NAD83 équivalent au GRS80 (a=6378137m, b=6356752m). Le rayon terrestre local est de r=6376863m. Source : Site internet University of Hawaii

Les télescopes pouvant dans ce domaine contribuer au projet ‘OHANA se situent en arc sur les crêtes Nord et Sud-Est de l’ancien cratère. Comme illustré par la carte du sommet présentée en Figure 1.2, ils couvrent un rectangle de 800 mètres et 300 mètres de côté. Les lignes de bases disponibles sont donc de cet ordre de grandeur. Elles devraient parfaitement compléter celles disponibles dans des infrastructures interférométriques comparables, à savoir l’interféromètre du VLT et du Keck, en offrant une amélioration d’un facteur 10 de la résolution angulaire pour le Keck et 5 pour le VLTI. A titre de comparaison on trouvera en encart de la carte du Mauna Kea (Fig. 1.2) un plan du VLTI à la même échelle (la comparaison avec l’interféromètre du Keck présent sur la montagne étant directement possible).

Les possibilités de développement sur le site du Mauna Kea sont dictées par le Mauna Kea Science Reserve Master Plan. Il est en l’état impossible d’imaginer la mise ne place sur le sommet d’une infrastructure qui accueillerait des trains optiques servant au transport des faisceaux des télescope jusqu’au laboratoire de recombinaison. L’utilisation de fibres optiques monomodes prend un intérêt particulier. Pouvant facilement prendre leur place au côté des réseaux électriques téléphonique et internet, elles conviennent parfaitement à un site où toute modification (principalement agrandissement) des infrastructure existantes est particulièrement difficile à réaliser.

1.3.2 Les télescopes

Sept télescopes pourraient à terme faire parti du projet ‘OHANA. Actuellement le facteur limitant est certainement l’absence d’optique adaptative ouverte à la communauté. Les deux Keck, Gemini, le CFHT et Subaru ont une optique adaptative disponible et nous verrons que les trois premiers observatoires ont déjà été visités par le module d’injection ‘OHANA. Le tour de Subaru viendra certainement en 2004. En ce qui concerne IRTF, l’optique adaptative est toujours en phase de développement. La venue du module d’injection n’est pour l’instant pas programmée. Enfin, il y a eu quelques tentatives restées infructueuses de projets d’optiques adaptatives pour UKIRT.

Tous les détails sur ces télescopes sont résumés dans des fiches signalétiques présentées en figure 1.3.

1.3.3 Les lignes de base

En considérant l’ensemble des 7 télescopes présentés, on distingue trois groupes de lignes de bases possibles. Un premier groupe situé sur la crête Est du sommet et comprenant les télescopes CFHT, Gemini et UKIRT forme le groupe des bases Nord-Sud. Un second groupe situé sur la crête Nord et comprenant les télescopes Subaru, Keck I et II et IRTF forme le groupe des bases Est-Ouest. Un troisième groupe appelé groupe des bases transverses regroupe des bases souvent plus longues qui joignent un télescope de la crête Est et un télescope de la crête Nord. La base la plus longue entre Gemini et Subaru fait ainsi partie de ce troisième groupe.

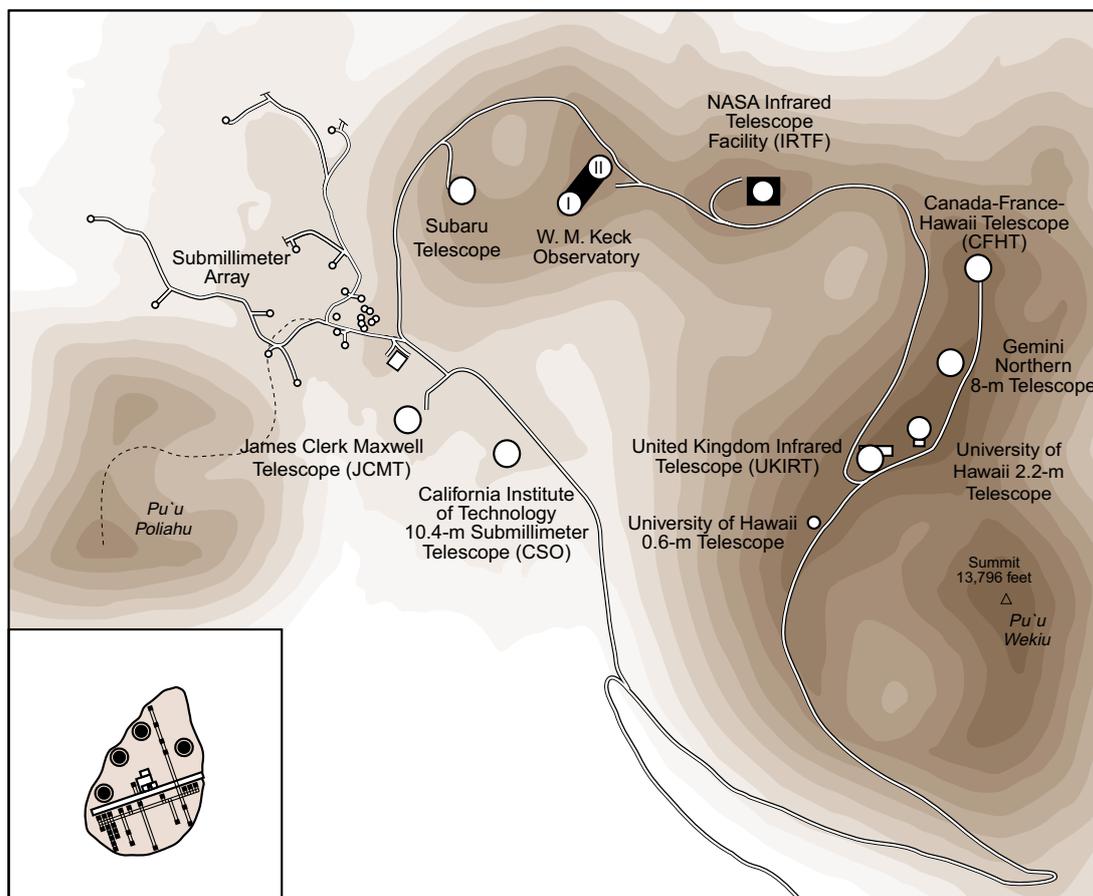


FIG. 1.2 – Plan du site du Mauna Kea sur l'île de Hawaï surmontée d'une photographie aérienne du sommet prise en direction de l'ouest. Sept télescopes optiques de la classe des 4 mètres et plus pourraient contribuer aux lignes de base de 'OHANA : Subaru, Keck I, Keck II, IRTF, CFHT, Gemini et UKIRT. En encart, un plan à la même échelle du VLTI présenté à titre de comparaison.

**KECK - W. M. Keck Observatory**Diamètre : 2×10 mètres**KeckAO** - février 1999 / décembre 2000

Nombre d'actionneurs : 349

Analyseur de surface d'onde : Shack-Hartmann

**GEMINI - The Gemini North 8-m Observatory**

Diamètre : 8,2 mètres

ALTAIR - juin 2003

Nombre d'actionneurs : 177

Analyseur de surface d'onde : Shack-Hartmann

**SUBARU - National Astronomical Observatory of Japan**

Diamètre : 8,2 mètres

AO - décembre 2000

Nombre d'actionneurs : 36

Analyseur de surface d'onde : Courbure

**CFHT - Canada-France-Hawaii Telescope**

Diamètre : 3,6 mètres

PUEO - septembre 1996

Nombre d'actionneurs : 19

Analyseur de surface d'onde : Courbure

**IRTF - NASA InfraRed Telescope Facility**

Diamètre : 3 mètres

AO - avril 2003

Nombre d'actionneurs : 36

Analyseur de surface d'onde : Courbure

**UKIRT - United Kingdom Infra-Red Telescope**

Diamètre : 3,8 mètres

Optique adaptative au stade de projet

FIG. 1.3 – Fiches signalétiques des télescopes potentiellement concernés par le projet 'OHANA présentant les caractéristiques du télescope et de leurs optiques adaptatives.

	CFHT	IRTF	UKIRT	KECK I	KECK II	SUBARU	GEMINI
CFHT							
IRTF	346						
UKIRT	349	457					
KECK I	618	286	605				
KECK II	581	237	616	85			
SUBARU	750	428	688	145	221		
GEMINI	163	412	204	642	626	756	

TAB. 1.2 – Longueur en mètres des lignes de base formées par les 7 télescopes du projet 'OHANA, calculées à partir des données de la table 1.1

Les deux premier groupes font l'objet de la première phase interférométrique du projet tandis que le troisième groupe technique plus difficile est réservé à une phase ultérieure (voir "Phasage du projet", section 1.5).

1.4 Performances générales

La relecture du site du Mauna Kea conduit aux performances générales suivantes.

1.4.1 Longueurs d'onde

Trois bandes astronomiques sont envisagées pour le fonctionnement de l'interféromètre : les bandes J, H et K. Elle correspondent à un compromis entre de nombreuses contraintes portant sur :

- **la qualité de correction des optiques adaptatives**
souvent mauvaise dans le visible mais s'améliorant avec la longueur d'onde
- **l'existence de fibres monomodes**
disponibles en silice dans le visible et en verre fluoré dans l'infrarouge proche mais pas disponibles après la bande L, sur des longueurs kilométriques
- **le besoin de haute résolution**
plus la longueur d'onde est courte et plus la résolution est élevée
- **la présence de signatures spectrales intéressantes**
le visible et le proche infrarouge sont en général plus riches en signatures spectrales que l'infrarouge thermique

1.4.2 Résolution angulaire

L'atout principal de 'OHANA se trouve dans la gamme de résolution angulaire offerte. La plus petite nouvelle base (on ne compte pas la base entre Keck I et Keck II exploitée par l'interféromètre du Keck) entre Gemini et CFHT d'environ 160 mètres est déjà supérieure aux bases fournies par les deux autres installations de même catégorie, le Keck et le VLTI. 'OHANA se positionne comme une extension nécessaire de ces deux installations.

1.4.3 Couverture de plan (u,v)

L'emplacement des télescopes sur le sommet a l'avantage de produire une excellente couverture du plan (u,v). Les bases jusqu'à 400 mètres sont particulièrement bien représentées au sein de deux groupes de télescopes complémentaires orientés selon deux axes perpendiculaires. Un premier groupe situé sur la crête Est du site est orienté selon un axe Nord-Sud et comprend les télescopes CFHT, Gemini et UKIRT. Un second groupe sur la face Nord du sommet s'oriente selon un axe Est-Ouest et comprend les télescopes Subaru, Keck I & II et IRTF. Des bases de plus grandes longueurs sont obtenues avec une orientation principalement Est-Ouest entre ces deux groupes, avec une base maximale culminant entre les télescopes Gemini et Subaru.

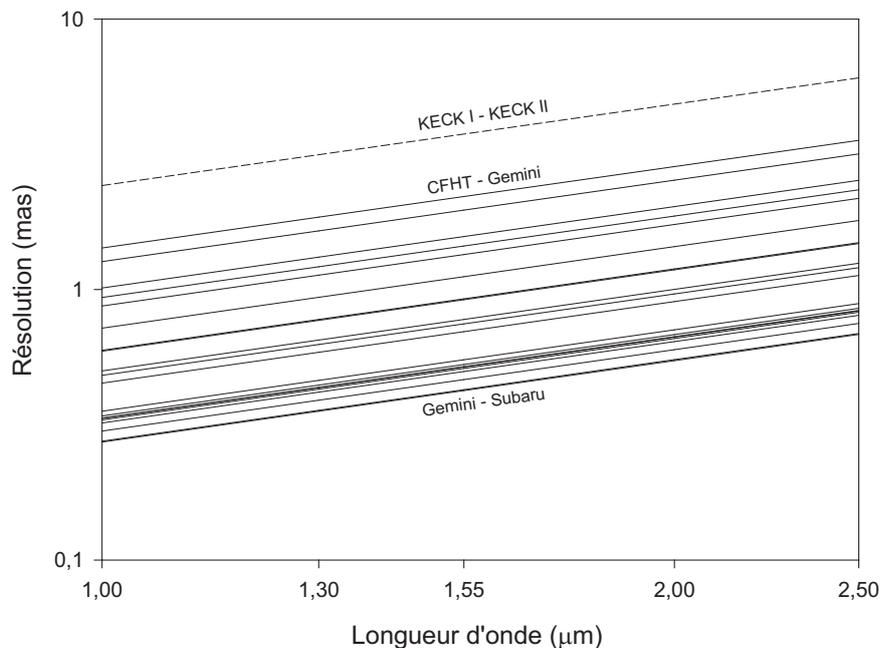


FIG. 1.4 – Résolutions fournies par ‘OHANA dans les trois bandes astronomiques J, H et K. En ne tenant pas compte de la base Keck I - Keck II, la base la plus courte se situe entre CFHT et Gemini. La base la plus longue se trouve entre Gemini et Subaru ; elle permet d’atteindre une résolution de 0,35 mas en J et 0,55 mas en K.

La couverture du plan (u,v) obtenue pour l’ensemble du groupe est présentée en figure 1.5 en tenant compte de l’effet de super synthèse induit par la rotation terrestre.

1.4.4 Sensibilité

Les calculs de sensibilité sont largement inspirés de Perrin et al. [2000] et de Lai [2001]. L’expression conduisant au rapport signal sur bruit par lecture de la caméra est la suivante :

$$SNR = \frac{\gamma \times |\rho|^2 \times T \times QE}{F_s \times \sigma_{e^-}} \quad (1.1)$$

où γ est le nombre de photons incidents par seconde, $|\rho|^2$ le taux d’injection dans les fibres monomodes, T la transmission générale de l’instrument, QE le rendement quantique du détecteur, F_s sa vitesse de lecture et σ_{e^-} son bruit de lecture.

La magnitude limite peut alors être estimée, moyennant quelques hypothèses sur ces paramètres. En supposant un taux de couplage moyen de $|\rho|^2 = 20\%$ (ce qui sera confirmé au Chapitre 6) pour un télescope de 8 mètres (Gemini ou Subaru), et un rendement quantique du détecteur de 50% :

$$SNR = \frac{1,3 \times 10^{10} \times 10^{-0,4K} \times T}{F_s \times \sigma_{e^-}} \quad (1.2)$$

En supposant que le signal puisse être détecté avec un rapport signal sur bruit de 5, la magnitude limite prend l’expression suivante :

$$K_{lim} = 23,5 + 2,5 \log \left(\frac{T}{F_s \times \sigma_{e^-}} \right) \quad (1.3)$$

Cette expression est illustrée en Figure 1.6 pour les cas de figure où le détecteur a un bruit de lecture de $1e^-$ et de $25e^-$.

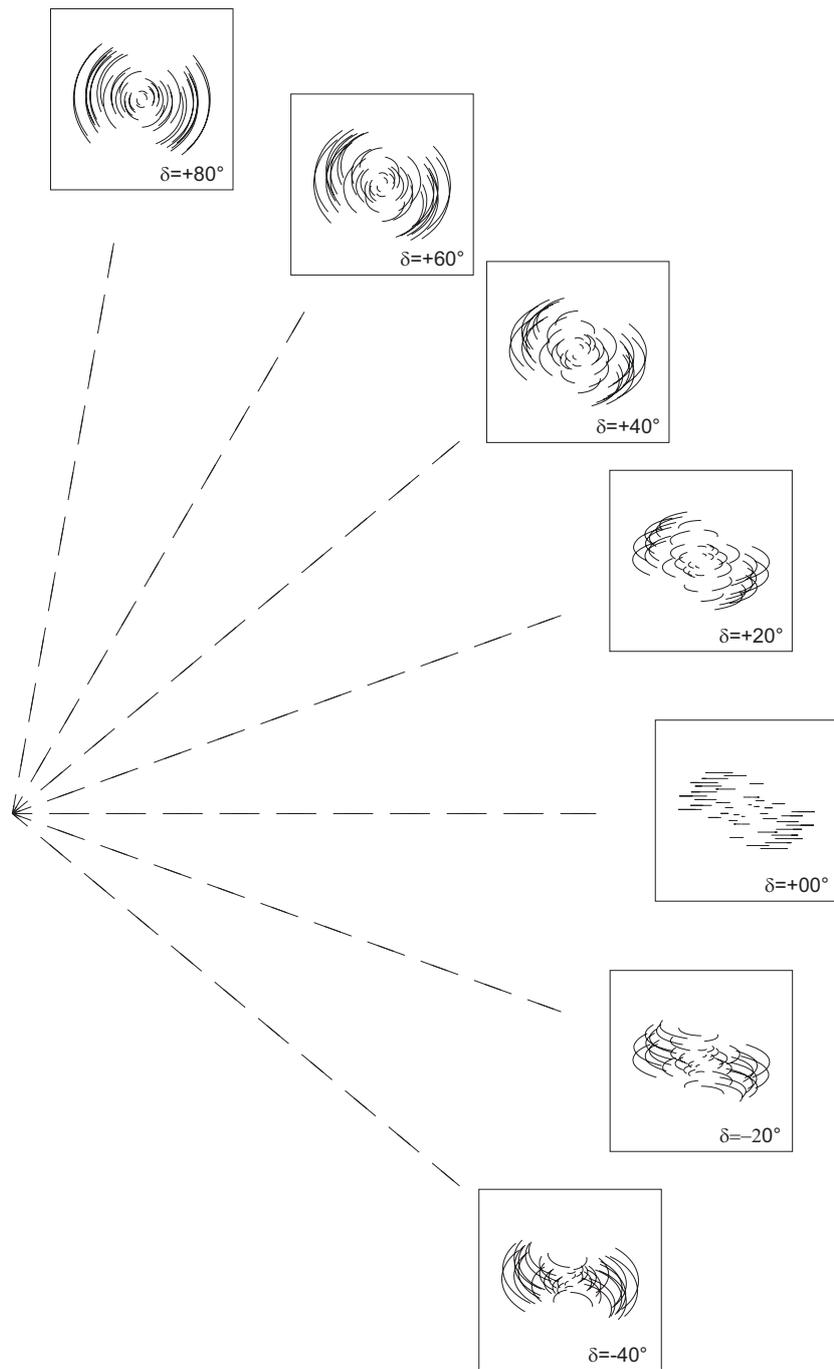


FIG. 1.5 – Couverture du plan (u,v) par le réseau 'OHANA pour différentes déclinaisons. La figure centrale correspondrait à la couverture obtenue pour un objet passant près du zénith. L'angle horaire est compris entre $-3H$ et $+3H$ pour toutes les déclinaisons. Ces couvertures sont idéales et ne tiennent pas compte des limitations des différents télescopes et des lignes retard utilisées. Pour celles imposées par la ligne à retard 'OHANA à la base Gemini-CFHT on se reportera à la figure 8.6, page 161.

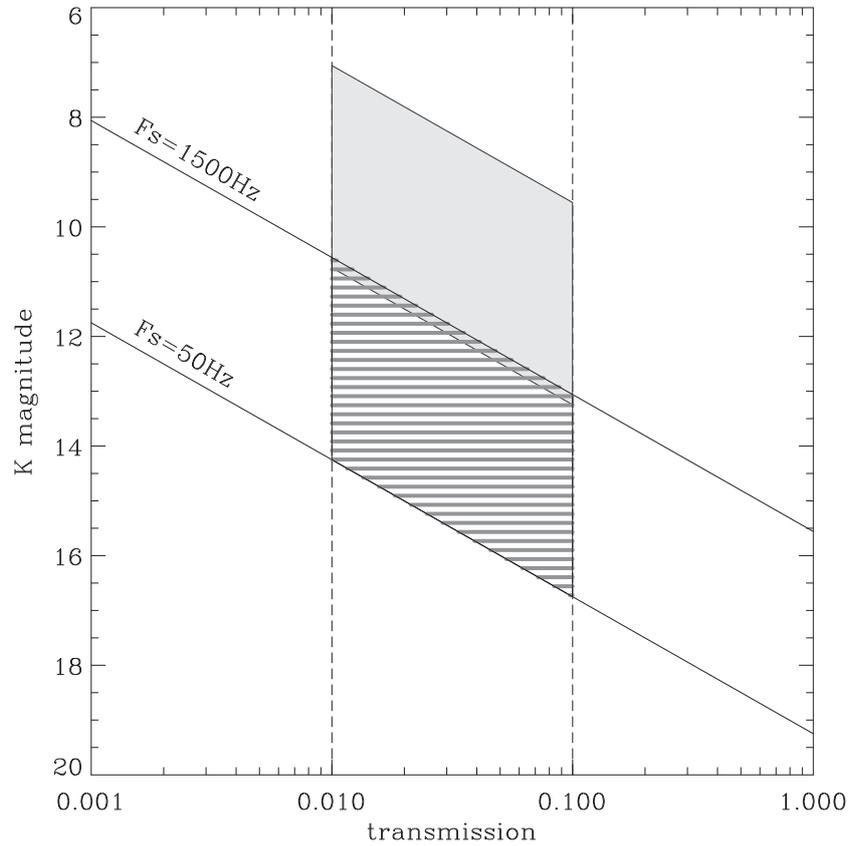


FIG. 1.6 – Les hachures représentent la plage de sensibilité de l'instrument 'OHANA en fonction de la vitesse de lecture et de la transmission de l'interféromètre pour un détecteur à $1e^-$ de bruit de lecture. Le cas le plus défavorable est obtenu pour une vitesse de lecture rapide de 1500Hz et une transmission de 1% correspondant à une magnitude limite de 10,5 tandis que le cas plus favorable est obtenu pour une vitesse de lecture lente de 50Hz et à une transmission de 10% correspondant à une magnitude limite de 16,5. Le cas, bien sûr moins favorable, où le bruit de lecture passe à $25e^-$ est représenté par le parallélogramme en gris. Il correspond à une perte de 3,5 magnitudes.

1.5 Phasage du projet

Dès 1999, la nécessité de présenter le projet de façon structurée apparaît clairement. Il est en effet peu réaliste de présenter directement 'OHANA et son objectif final d'interféromètre de 800 mètres de base sur un site pas du tout prévu pour ce genre d'expérience ainsi qu'à des partenaires a priori extérieurs au projet et soumis aux exigences de leurs propres communautés. Le projet est donc scindé en trois grandes phases : phase I, phase II et phase III. Plus qu'une partition arbitraire, chaque phase a un objectif clairement défini qui doit être atteint avant de pouvoir passer à l'étape suivante.

1.5.1 Phase I : Injection

Dans cette première phase, il s'agit de réaliser et de qualifier le couplage entre les faisceaux corrigés par optique adaptative des différents télescopes et les fibres optiques monomodes. Pour atteindre cet objectif nous avons développé un système opto-mécanique, le module d'injection, permettant d'interfacer les fibres optiques monomodes aux foyers corrigés par optique adaptative des différents télescopes. Cette phase, décisive sur le plan technique, fait également office de prise de contact entre l'équipe meudonnaise et les différents télescopes. Elle permet dans le cadre du projet de mettre en place les liens "humains" qu'il nécessite.

1.5.2 Phase II : Démonstrations interférométriques

Une fois l'injection maîtrisée, le projet va de l'avant avec pour objectif de démontrer qu'il est possible de faire de l'interférométrie sur des bases allant jusqu'à 300 mètres et de conduire des observations scientifiques de qualité. Cette étape nécessite trois nouveaux types de développement : des fibres optiques monomodes pour les bandes J, H et K permettant d'atteindre des bases allant jusqu'à 450 mètres (entre Subaru et IRTF, une ligne à retard simple pour les bases du côté Sud-Est où elles sont orientées selon un axe Nord-Sud (les bases côté Nord, plus difficiles car orientées Est-Ouest, peuvent bénéficier des lignes à retard de l'interféromètre du Keck) et enfin un instrument focal pour compléter l'interféromètre.

1.5.3 Phase III : Observations régulières

La phase III correspond à un instrument nouveau tant dans ses capacités d'observation que dans son mode de fonctionnement incluant l'ensemble des télescopes au réseau 'OHANA. Des extensions à des longueurs d'onde plus courtes sont envisageables avec ou sans évolution identique des optiques adaptatives. Un double champ impliquant une double injection voir un recombineur à 7 télescopes pourrait voir le jour. L'exploitation de l'instrument Phase III nécessitera un projet international.

1.6 Organisation

1.6.1 Partenaires

Dès les premières réunions 'OHANA de Mars et Décembre 2000, les participants se sont regroupés sous la forme d'un comité informel servant de lieu de discussions. Ce comité est composé de représentants des 6 observatoires hawaïens, de l'Observatoire de Paris ainsi que de personnes intéressées provenant d'autres institutions. L'Observatoire de Paris et le CFHT en tant que maîtres d'œuvre du projet se sont chargés d'organiser ce groupe.

1.6.2 Memorandum of Understanding

Avec l'avancement des développements techniques, est apparu le besoin d'assurer le bon déroulement des tests sur le ciel couvrant les phases I et II du projet. C'est de cette façon que le *Memorandum of Understanding* 'OHANA est né. Il rend officiel l'accord de principe entre

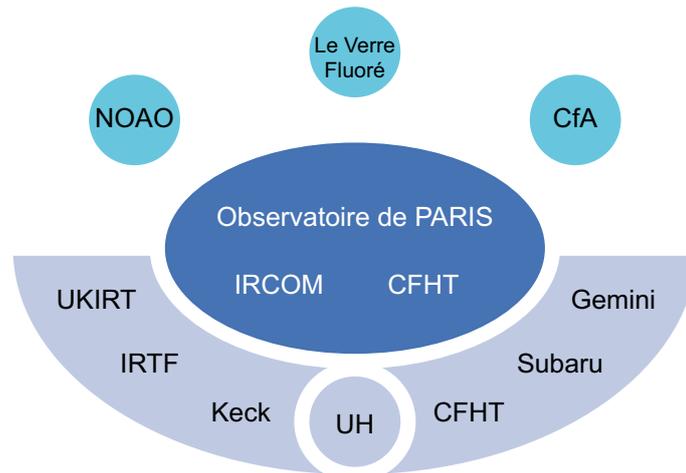


FIG. 1.7 – Le groupe ‘OHANA s’organise autour du groupe projet composé des acteurs du développement de l’instrument : l’Observatoire de Paris, l’Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes et le télescope Canada-France-Hawaii. Les différents observatoires contribuant aux nuits d’observation et aux infrastructures sont des partenaires privilégiés. L’Université d’Hawaï (UH) jouera dans le futur du projet un rôle particulier puisqu’elle détient du temps d’observation dans chacun des observatoires. Des partenaires institutionnels comme le NOAO et le CfA contribuent également au projet sous forme de contribution scientifique et technique. Le Verre Fluoré est enfin un partenaire industriel capital au niveau de la technologie des fibres monomodes en bande K.

l’équipe technique ‘OHANA et les différents télescopes de consacrer quelques nuits pour les tests d’injection et les démonstrations interférométriques.

1.7 Difficultés instrumentales

Le projet ‘OHANA a pour première vocation la démonstration de nouveaux concepts en interférométrie optique à très longue base. Cette démonstration s’accompagne de plusieurs défis instrumentaux.

L’utilisation des fibres optiques monomodes en remplacement des trains optiques classique est le premier de ces défis. Autant les propriétés de filtrages et de recombinaison de l’optique guidée ont déjà été démontrées, autant le transport cohérent de la lumière stellaire sur de longues distances doit être validé. La biréfringence, la dispersion chromatique, l’influence de la température, des déplacements des fibres aux foyers des télescopes, font partie des effets qui devront être pris en compte pour mener à bien cette démonstration. La transmission des fibres par rapport à celle d’un train de miroirs constitue un autre point important : une meilleure transmission des fibres constituerait un point capital en faveur de l’adoption de cette technologie. Les implications d’une telle démonstration dépassent le cadre du projet : les futurs grand interféromètres qui ne manqueront pas de voir le jour pourraient en bénéficier directement.

L’utilisation de télescopes très différents représente un véritable défi. Alors que traditionnellement les interféromètres sont conçus pour présenter des bras les plus identiques possible, de façon à réduire au maximum les effets (polarisation, dispersion chromatique, défauts de phase) diminuant la qualité des observations, ‘OHANA devra s’accommoder des télescopes déjà présents. Il n’y a pas non plus de connaissance précise de la métrologie des lignes de bases. Un tel défi est très spécifique à ‘OHANA et reste d’un intérêt limité pour le développement de nouvelles infrastructures : le champ d’application reste limité à la conversion d’infrastructures existantes en interféromètre. La démonstration faite par ‘OHANA encouragera certainement des projets comme celui d’une liaison interférométrique entre les UT du VLT et le télescope

VISTA séparés d'un peu plus de 1,5 km.

Pour des bases de plus en plus longue, les contraintes sur les lignes à retard à utiliser sont de plus en plus sévères. Si les choix faits pour le Keck et le VLTI doivent être adaptés à 'OHANA, ils engendreront un coût hors de portée d'un démonstrateur. Le défi pour 'OHANA est donc de mettre au point un concept qui, au prix de quelques sacrifices sur les performances générales, permet de réaliser la compensation de la différence de marche pour des bases hectométriques.

Chapitre 2

Éléments du cas scientifique

Sommaire

2.1	Céphéides	21
2.2	Objets jeunes	22
2.3	Naines brunes	24
2.4	Microlentilles gravitationnelles	24
2.5	Noyaux Actifs de Galaxies	27

Ce chapitre présente une liste certainement non exhaustive de cas scientifiques pour le projet ‘OHANA. Les tenants et aboutissants de chacun des sujets sont passés en revue en insistant sur la faisabilité et en mettant en lumière la valeur ajoutée produite par ‘OHANA sur d’autres observatoires interférométriques comme ceux du VLT et du Keck.

Le cas scientifique sur l’observation des Noyaux Actifs de Galaxies sera naturellement développé plus amplement dans la seconde partie de cette thèse.

Ce chapitre est largement inspiré du cas scientifique ‘OHANA édité par Olivier LAI [Lai, 2001] auquel ont contribué de nombreux partenaires scientifiques du projet.

2.1 Céphéides

Les céphéides sont des étoiles pulsantes qui ont la particularité d’avoir une relation entre leur période de pulsation et leur luminosité. Ces étoiles sont utilisées pour la mesure des échelles de distance. Elles jouent un rôle particulièrement important au sein de l’échelle de distance en permettant de faire le lien entre les distances mesurées par parallaxe au sein de la galaxie et les galaxies proches (Galaxie d’Andromède par exemple).

En pratique pour une relation période-luminosité supposée bien étalonnée, une mesure de la période permet d’obtenir une luminosité absolue. Une mesure de la luminosité apparente permet d’obtenir une estimation de la distance :

$$P = f(L_{absolue}) \tag{2.1}$$

$$d = \sqrt{\frac{L_{absolue}}{L_{apparente}}} \tag{2.2}$$

L’aléa de la technique se situe dans la relation période-luminosité. Une mauvaise connaissance des paramètres de la relation induit forcément des erreurs dans la mesure de distance. C’est dans l’amélioration des paramètres de cette relation que l’interférométrie a son rôle à jouer.

Deux techniques permettent de réaliser cet étalonnage :

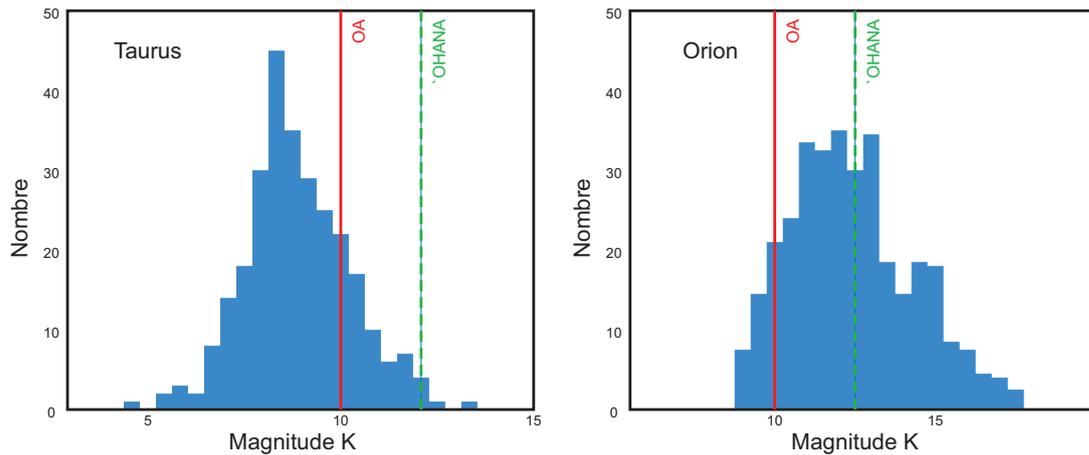


FIG. 2.1 – Distribution d’objets jeunes en fonction de la magnitude K pour le Taureau et Orion. Les pointillés rouges représentent la limite du senseur de front d’onde en supposant que la plupart des objets observés ont un V-K de 4; les pointillés verts la magnitude limite de ‘OHANA.

- Une technique indirecte. Le diamètre angulaire est mesuré alors que le diamètre linéaire est estimé à partir de modèles, permettant de mesurer la distance de l’étoile et par la même occasion de calibrer la relation période-luminosité.
- Une technique directe. Le diamètre angulaire est mesuré alors que le diamètre linéaire est estimé à partir de l’intégration du champ de vitesse de la photosphère de l’étoile. Cette technique est indépendante de tout modèle, si ce n’est du facteur de projection.

Le nombre de sources pouvant être observé par ‘OHANA avoisine la centaine pour la technique indirecte et la soixantaine pour la technique directe. On pourra regretter que les petits et grands nuages de Magellan se situent trop au sud pour être observés depuis le site du Mauna Kea. Cependant, la taille de l’échantillon observable en technique directe par ‘OHANA améliore significativement l’échantillon de 17 sources observables depuis le VLTI.

‘OHANA devrait également permettre d’étudier les atmosphères de ces étoiles qui sont une source supplémentaire d’incertitudes dans la relation période-luminosité, et déterminer ainsi le facteur de projection.

2.2 Objets jeunes

La résolution angulaire offerte par ‘OHANA devrait permettre d’étudier la zone où le disque d’accrétion commence à interagir avec l’étoile.

Sources

Les objets jeunes situés dans le Taureau (140pc) et dans Orion (450pc) sont des candidats tout indiqués pour ‘OHANA. Le champ de vue de l’interféromètre, voisin de 50 mas soit 5 AU pour le Taureau est particulièrement adapté à l’étude des régions internes du disque et donc du mécanisme d’accrétion. Si la sensibilité de ‘OHANA est suffisante pour ces objets dont la magnitude K moyenne est autour de 12, celle de l’optique adaptative est le facteur limitant pour des objets particulièrement rouges, au V-K moyen voisin de 4 pour le Taureau.

Modèles

Des modèles d’objets jeunes ont déjà été utilisés avec succès pour rendre compte d’observations interférométriques [Malbet et al., 1998]. Dans Malbet & Bertout [1995], des modèles géométriques reproduisant la distribution d’énergie spectrale des disques d’objets classiques T

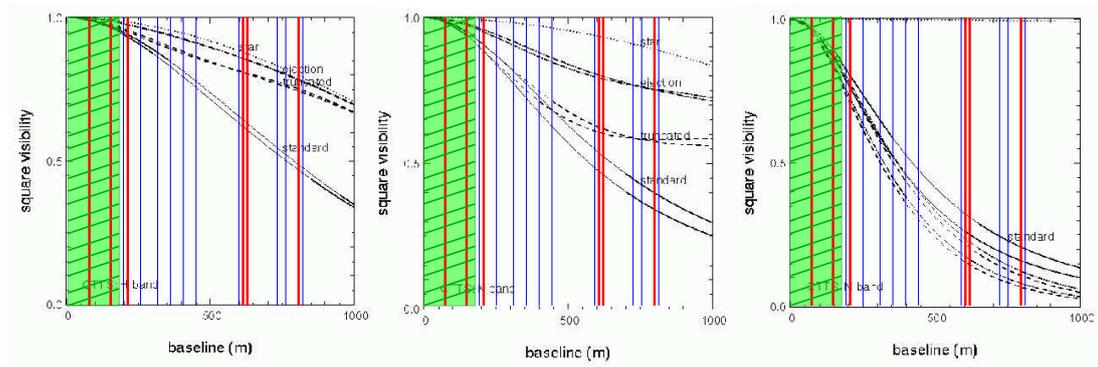


FIG. 2.2 – Courbes de visibilité en bandes H, K et N pour les modèles standard, tronqués et à éjection. La ligne en pointillé représente la visibilité de l'étoile. La bande K présente la plus grande variation de visibilité entre les modèles. A cette longueur d'onde-là, le disque est vu directement et non à travers sa lumière diffusée, et à une résolution optimale. Les zones hachurées en vert représentent les lignes de base atteintes par le Keck et le VLTI. Les lignes épaisses rouges correspondent aux lignes de base où les deux télescopes ont des diamètres supérieurs à 8 mètres, les lignes fines vertes lorsque l'un des télescopes a un diamètre inférieur à 4 mètres.

Tauri et d'objets plus extrêmes comme Fu Orionis sont présentés. Les courbes de visibilité associées à ces modèles ont une grande variété de profils et quelques mesures de visibilité devraient permettre de faire la part entre ces modèles.

La démonstration en a été faite avec des données PTI sur Fu Orionis où la mesure d'un seul point de visibilité a déjà permis de choisir entre plusieurs modèles.

Pour les objets de type T Tauri, plusieurs modèles sont envisagés :

- **Le modèle classique**

L'étoile centrale a une masse de $0,5M_{\odot}$, un taux d'accrétion de $10^{-7}M_{\odot}an^{-1}$ et un disque dont le rayon intérieur est proche de l'étoile soit environ 1,1 fois le rayon de l'étoile tandis que le rayon extérieur fait $50UA$.

- **Le modèle tronqué**

Identique au modèle précédent mais avec un rayon intérieur plus éloigné, voisin de $0,05UA$.

- **Le modèle à éjection**

Au voisinage de l'étoile, la matière magnétisée du disque d'accrétion tombe sur l'étoile en suivant les lignes de champ. Plus à l'extérieur, le disque redevient standard.

Accrétion / éjection

L'origine de l'émission $Br\gamma$ dont le flux est corrélé au taux d'accrétion (soit la luminosité) n'est pas claire. Elle pourrait trouver sa source soit dans une colonne d'accrétion entre le disque et l'étoile, ou au pied de celui-ci au point d'impact avec l'atmosphère de l'étoile, soit à la base du vent du disque où la pression peut devenir suffisamment importante et produire une ionisation intense.

Des modélisations identiques ont été réalisées en traduisant des hypothèses physiques en contraintes géométriques. Pour un disque vu de face, à 140pc de distance et pour une largeur équivalente de $Br\gamma$ de 10\AA :

- **Modèle magnétosphérique**

L'émission $Br\gamma$ trouve sa source dans un disque de brillance uniforme situé entre 1 et 5 rayons stellaires.

- **Vent de disque**

L'émission $Br\gamma$ est modélisée sous forme d'un disque à partir de $5R_{\odot}$ avec une brillance de surface en loi de puissance $r^{-2,2}$.

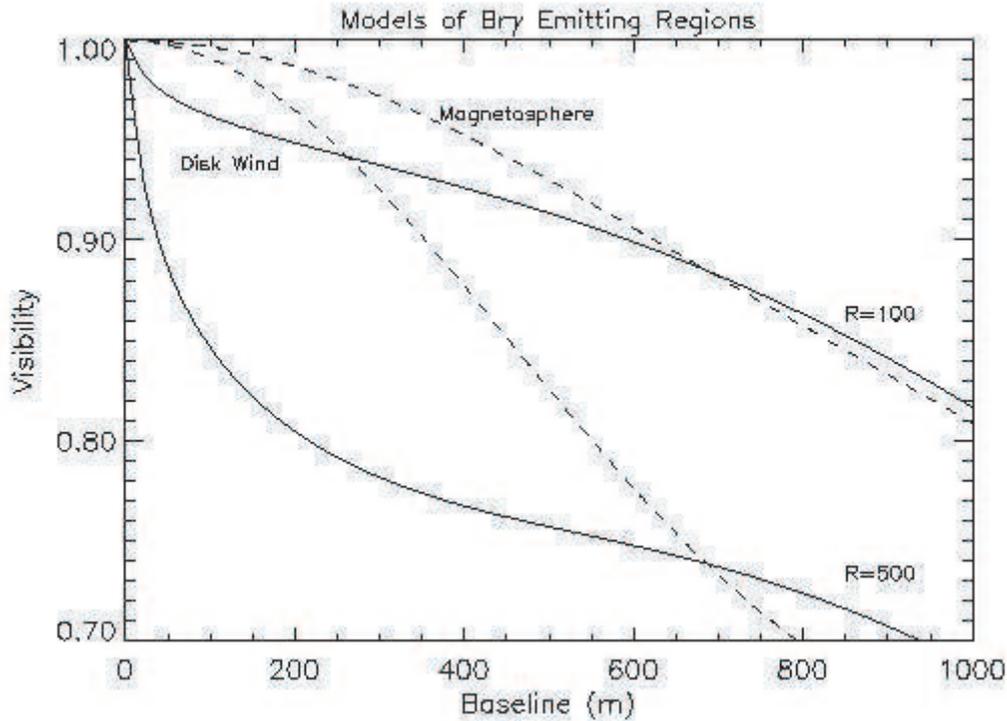


FIG. 2.3 – Courbes de visibilité pour des modèles d’émission $Br\gamma$ à magnétosphère (ligne en pointillés) et à vent de disque (ligne continue) pour des résolutions spectrales de 100 et de 500. La distinction entre les modèles se fait bien même pour des résolutions spatiales limitées et des bases intermédiaires de l’ordre de 300 mètres.

Il est possible de différencier ces modèles, présentés en figure 2.3, en utilisant des lignes de base modérées même avec des télescopes de petite ouverture du moment que la résolution spectrale de l’instrument est suffisante.

2.3 Naines brunes

Les cartographies infrarouges (2MASS, SLOAN, DENIS) ont montré que le nombre de naines brunes ayant une magnitude suffisante ($K < 12$) à une distance inférieure à 10 parsec était limité à une dizaine. Leur taille supposée voisine de celle de Jupiter devrait donner des diamètres angulaires voisins de $100\mu\text{as}$ à cette distance. Pour une base de 800 mètres, ce diamètre se traduit par une visibilité de 95% nécessitant donc une très bonne résolution. Compte tenu de la faiblesse de ces objets, il se pourrait que seules les plus grandes ouvertures (base Subaru-Gemini par exemple) puissent assurer la sensibilité nécessaire aux observations. La mesure précise du diamètre d’une naine brune pourrait être envisagée pour la troisième phase de ‘OHANA et devrait permettre, moyennant la connaissance de sa température, de contraindre l’équation d’état et le modèle de refroidissement. Par la suite, ceci pourrait permettre de prédire la luminosité des planètes extrasolaires.

2.4 Microlentilles gravitationnelles

Plusieurs événements de microlentille ont été détectés en direction du bulbe galactique par différents groupes (OGLE, MACHO, DUO, EROS). Ces phénomènes permettent d’étudier la distribution en masse du disque galactique et du bulbe lui-même. Contrairement à l’amplitude

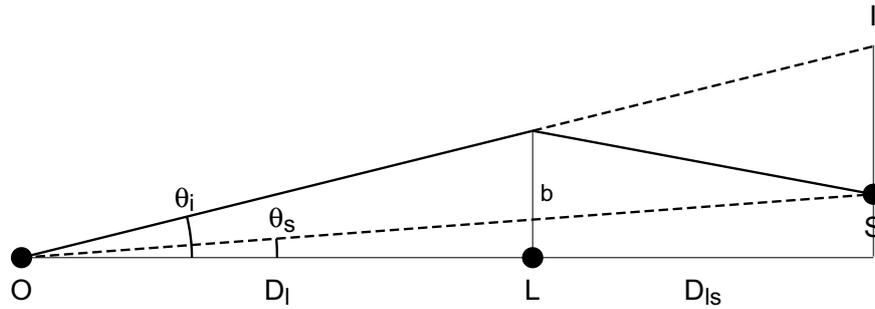


FIG. 2.4 – Géométrie d'un événement de lentille gravitationnelle.

de l'amplification, l'échelle de temps du phénomène est reliée aux paramètres physiques à savoir la vitesse de la lentille, sa distance et le rayon d'Einstein (lui-même dépendant de la masse de la lentille et de sa distance). La surveillance de l'amplification seule ne permet donc pas d'étudier la population de lentilles. Parmi les techniques proposées (mesures de parallaxe, études statistiques de courbes de lumière et hypothèses sur les étoiles subissant le passage de la lentille), l'interférométrie semble avoir de nombreux avantages. Son emploi a été étudié par différents auteurs [Delplancke et al., 2001, Gould, 1996].

La technique

Pour un événement simple de microlentille, où une étoile à une distance D_s subit l'effet d'une lentille située à une distance D_l , la relativité générale prédit une déflexion de la lumière d'un angle α :

$$\alpha = \frac{4GM}{bc^2} \quad (2.3)$$

où b est supposé être le paramètre d'impact et où l'on suppose que b est très petit devant les distances à la source D_s et à la lentille D_l . Si l'alignement entre étoile et lentille est parfait, l'image de l'étoile amplifiée gravitationnellement prend la forme d'un anneau dont le rayon θ_e s'exprime :

$$\theta_e = \sqrt{\alpha \frac{bD_{ls}}{D_l D_s}} \quad (2.4)$$

où D_{ls} est la distance lentille - source.

Lorsque le paramètre d'impact n'est pas nul, la source est scindée en deux images repérées par leur angle θ_I par rapport à la lentille :

$$\theta_{I,2} = \left[\theta_S \pm \sqrt{\theta_S^2 + 4\theta_e^2} \right] / 2 \quad (2.5)$$

où l'angle θ_S repère la position de la source par rapport à la lentille.

Le paramètre d'amplification est directement relié à la surface des images de la source soit :

$$A_{1,2} = \left| \frac{d\theta_{I,2}^2}{d\theta_S^2} \right| = \left| \frac{\theta_{I,2}^4}{\theta_{I,2}^4 - \theta_e^4} \right| \quad (2.6)$$

En combinant les deux facteurs, on obtient l'amplification combinée :

$$A = A_1 + A_2 = \frac{(\theta_S/\theta_e)^2 + 2}{(\theta_S/\theta_e)\sqrt{(\theta_S/\theta_e)^2 + 4}} \quad (2.7)$$

Les contributions au flux total apportées par d'autres objets, par la partie non amplifiée de la source ou par un compagnon empêchent d'en déduire la courbe d'amplification. Pour ces raisons, on observe traditionnellement les courbes de lumière qui suivent la relation :

$$\theta_S/\theta_e = \sqrt{\frac{v^2(t-t_0)^2 + b^2}{\theta_e^2 D_l}} \quad (2.8)$$

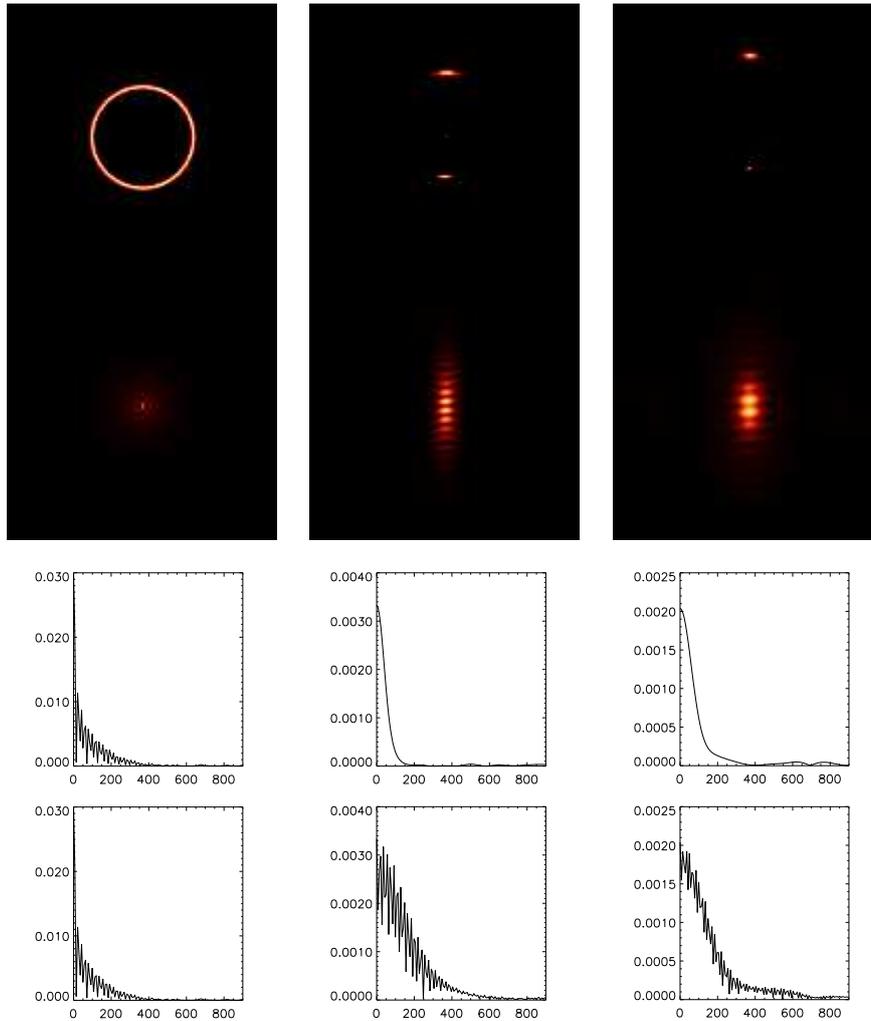


FIG. 2.5 – Modèles de lentilles gravitationnelles de $0,3M_{\odot}$ à $400pc$ pour différents paramètres d'impact $[0,0; 0,25; 0,5; 0,75; 1,0; 1,5]$. Le rayon d'Einstein est de $2,5$ mas. La première ligne correspond aux modèles eux-mêmes, la seconde aux cartes de visibilité, la troisième aux coupes selon l'axe x des cartes de visibilité et la quatrième aux coupes selon l'axe y .

où v est la vitesse de la lentille et t_0 l'instant du paramètre d'impact minimal. Il y a donc une indétermination entre cette vitesse v de la lentille, sa distance D_l et son rayon d'Einstein θ_e (équivalent à sa masse).

Valeur ajoutée des mesures interférométriques

L'interférométrie, en supposant qu'elle arrive à résoudre le phénomène, permettrait d'atteindre le flux relatif entre les deux images (d'où le paramètre d'impact) et le rayon d'Einstein. La masse de la lentille pourrait ainsi être estimée.

Lorsque la résolution est limitée, un mode astrométrique peut être utilisé pour étudier le déplacement du photocentre. Cette technique ne permet cependant pas l'obtention du paramètre d'impact de façon unique. Seul un suivi du phénomène dans toute sa durée permet une détermination complète.

'OHANA devrait avoir une résolution suffisante pour résoudre l'anneau d'Einstein d'événements au sein de la galaxie et serait capable de déterminer à la fois le rayon d'Einstein et le paramètre d'impact en une unique observation. D'un point de vue pratique, le problème observationnel est très proche de celui d'une étoile binaire. Il faut pouvoir estimer l'évolution

des positions relatives des deux images en plus de leur rapport de flux.

En pratique, il y a quelques précautions à prendre pour mesurer le phénomène :

- Les événements de lentilles en direction du bulbe sont fréquents mais pour que les deux images soient détectées et donc qu’elles aient une magnitude voisine, le paramètre d’impact doit être relativement faible. Cet impératif réduit considérablement le nombre d’événements.
- Sauf dans le cas où l’image a une symétrie circulaire (soit un paramètre d’impact nul), des lignes de bases de différentes orientations sont nécessaires pour résoudre sans ambiguïté la géométrie du système. En théorie, deux lignes de base orthogonales devraient suffire.
- L’observation des lentilles gravitationnelles se fait sur un mode d’alerte (*Target of Opportunity*) puisque les événements ne sont pas prévisibles. Ce type d’observation demanderait une certaine souplesse dans l’organisation des observations qui nécessitera un effort de mise en œuvre pour pouvoir être réalisé avec ‘OHANA. Pourtant, en n’étudiant qu’une fraction de ces événements, il serait possible d’obtenir des informations capitales sur la distribution de masse dans le disque galactique.

2.5 Noyaux Actifs de Galaxies

Jusqu’à présent, en raison de leur faible luminosité, les objets extragalactiques ne pouvaient bénéficier de la résolution angulaire apportée par les techniques de synthèse d’ouverture. Grâce à un gain en sensibilité important, des installations comme le Keck et le VLTI comblent cette lacune pour une classe particulière d’objets extragalactiques : les noyaux actifs de galaxies. Ils sont en effet les seuls à présenter les caractéristiques idéales pour des observations interférométriques : une émission intense et compacte.

J’invite le lecteur à tourner la page pour entrer dans le vif du sujet.

Deuxième partie

Noyaux Actifs en interférométrie
optique

Chapitre 3

Modélisation des Noyaux Actifs pour l'interférométrie optique

Sommaire

3.1	Modèle unifié des noyaux actifs de galaxies	31
3.2	Une boîte à outils pour les NAG	32
3.2.1	Fonctionnement	32
3.2.2	Géométrie	35
3.2.3	Dynamique	36
3.3	Nature des rayonnements	37
3.3.1	Rayonnement de corps noir	37
3.3.2	Rayonnement synchrotron	37

Si l'arrivée d'un nouveau type d'observations sur les NAG ne fait maintenant aucun doute, le problème de l'interprétation des observations reste en suspens. La grande complexité de ces objets au regard du nombre dans un premier temps limité d'observations interférométriques pose un problème d'interprétation. Pour faire le lien entre ces premières données et notre perception complexe des NAG, il est nécessaire de mettre en place un cadre simplifié pouvant représenter ces objets. Les modèles déjà développés pour interpréter et prédire d'autres types d'observations (modèles du tore de poussière pour la spectro-photométrie) auront en effet tendance à présenter beaucoup trop de paramètres libres face aux quelques données interférométriques. Mon objectif est donc de produire un schéma de modélisation permettant d'interpréter simplement les données interférométriques sur les NAG et éventuellement de prédire et d'interpréter les futures données : une boîte à outils pour les noyaux actifs de galaxies.

Le **modèle unifié des noyaux actifs de galaxies** fait office de point de départ idéal pour la mise en place de cette **boîte à outils pour les NAG**. Il regroupe une grande partie de la phénoménologie des NAG en un seul schéma faisant intervenir un nombre limité de paramètres. Je montrerai que cette boîte à outil, dont le fonctionnement est intimement lié aux problèmes de géométrie, peut être raffinée en prenant en compte la nature du rayonnement des différents constituants des noyaux actifs.

3.1 Modèle unifié des noyaux actifs de galaxies

A l'origine il y a cette constatation d'une densité d'énergie particulièrement élevée. Certaines galaxies présentent dans leur région centrale une émission très intense qui, pour certains objets, domine largement l'émission de la galaxie et qui émane d'une région particulièrement petite. Pour expliquer une telle densité d'énergie, on a communément recours à l'hypothèse d'un

trou noir accrétant la matière environnante sous forme d'un disque et convertissant l'énergie gravitationnelle disponible en rayonnement. Ce mécanisme de conversion est l'un des plus rentable et permet alors d'expliquer la densité d'énergie observée. D'un point de vue théorique, c'est peut-être ainsi que l'on définit le plus souvent un noyau actif de galaxie.

D'un point de vue observationnel cette explication n'a rien d'évident. A l'origine, la phénoménologie des Noyaux Actifs est particulièrement riche et ce n'est que petit à petit que des objets très différents on fini par être considéré comme l'expression d'un seul et même phénomène. On regroupe ces processus sous le nom de théories d'unification.

Un premier élément d'unification est obtenu par la présence d'un tore obscurcissant l'objet central en fonction de l'angle sous lequel on observe l'objet. Ce point d'unification fonctionne pour les objets non radio entre Seyfert 1 et Seyfert 2 : les noyaux de Seyfert 1 présentent les raies larges d'une région interne qui disparaissent pour les noyaux de Seyfert 2 lorsqu'on les observe à travers le tore poussièrre. Le fait que cette région soit masquée mais présente dans les Seyfert 2 a été montré par des observation de ces raies larges dans la lumière diffusée (effet miroir) par les électrons du jet situés au dessus du tore. Ce point fonctionne également pour les objets radio entre les *Broad Line Radio Galaxies* (BLRG) qui présentent des raies larges et les *Narrow Line Radio Galaxies* (NLRG) où des raies larges ont également été observées par effet miroir.

Un deuxième point d'unification réside dans la luminosité de l'objet central qu'il présente ou pas d'émission radio. Lorsque celle-ci est très élevée, elle domine largement la galaxie hôte et donne lieu aux Quasars (Q). L'idée du tore obscurcissant est renforcée lorsque l'on constate qu'il n'y a pas l'équivalent brillant aux Seyfert 2 et *Narrow Line Radio Galaxies* (NLRG) qui devraient être des Quasars sans raies larges.

Un troisième point d'unification fait correspondre les versions radio des NAG avec leur version non-radio. Ainsi les NLRG font écho aux Seyfert 2 et les BLRG aux Seyfert 1. Cette émission radio a lieu sous la forme d'un jet relativiste qui lorsqu'il est aligné avec la direction d'observation provoque une amplification relativiste et conduit à des objets comme les BL Lac.

La figure 3.1 illustre cette démarche d'unification.

3.2 Une boîte à outils pour les NAG

Mon objectif général pour cette boîte à outil est de s'inspirer des éléments d'unification des noyaux actifs de galaxies. J'ai donc décomposé ces objets en plusieurs constituants (objet central, tore, jet...) qui permettent en fonction de leur orientation ou de leur présence permet de reproduire les différents phénomènes. Les quelques paramètres généraux du modèle peuvent permettre d'associer certains aspects des observations aux caractéristiques fondamentales des noyaux actifs.

Masse du trou noir central	\iff	Taille
Taux d'accrétion	\iff	Luminosité
Moment angulaire	\iff	Intensité relative de la composante jet
Orientation	\iff	Élongation des composantes tore et jet

3.2.1 Fonctionnement

Une partie de la boîte à outils est commune à l'ensemble des modélisations. Il s'agit des 5 étapes suivantes.

1 ► Coordonnées

L'espace de simulation est une grille cartésienne à trois dimensions de taille (n_x, n_y, n_z) (Voir figure 3.2). Deux des axes, x et y sont associés au plan du ciel, le troisième z correspond à la direction d'observation. Le point de départ de la simulation est la génération des cubes associés aux coordonnées cartésiennes 3D (x, y, z) et en fonction des besoins, aux coordonnées cylindriques (r, θ, z) ou sphériques (r, θ, ϕ) .

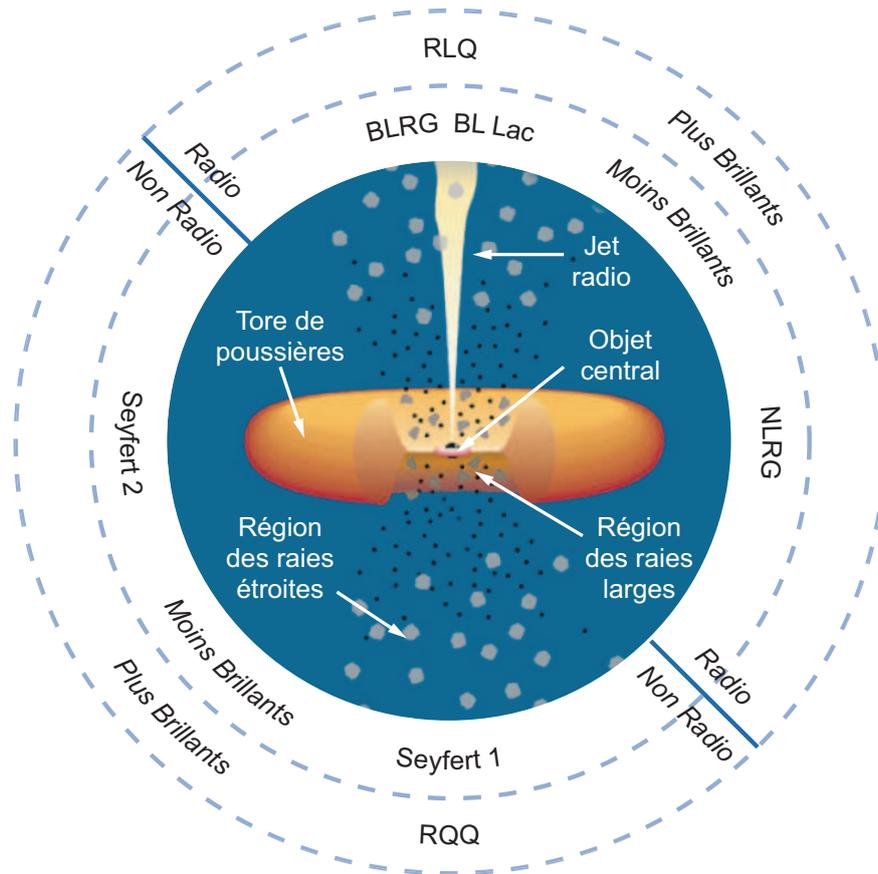


FIG. 3.1 – Réconciliation de la phénoménologie des NAG au moyen du modèle unifié. Les différents phénomènes correspondent à différentes orientations. Seyfert 2 et NLRG (*Narrow Line Radio Galaxy*) correspondent à un NAG vu par la tranche. RLQ (*Radio Loud Quasar*), RQQ (*Radio Quiet Quasar*), Seyfert 1, BLRG (*Broad Line Radio Galaxy*), BL Lac correspondent à un NAG vu de face. La partie supérieure droite correspond aux objets à forte activité radio (RL). La partie inférieure gauche aux objets à faible activité radio (RQ). Le cercle intérieur correspond aux objets dont la luminosité du noyau est plus faible ; la galaxie hôte des radio galaxies (RG) est visible. Le cercle extérieur correspond aux objets dont la luminosité est plus élevée ; le noyau central des quasars (Q) domine par rapport à la galaxie hôte. Le dessin schématisique du NAG est adapté de Urry & Padovani [1995].

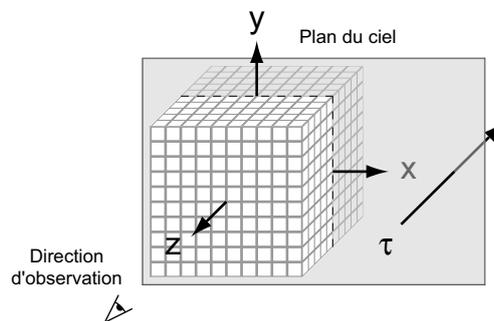


FIG. 3.2 – Représentation de la grille cartésienne servant d'étape 1 aux simulations par la boîte à outils. Le plan (x, y) correspond au plan du ciel. L'axe z est aligné avec la direction d'observation. C'est également la direction d'intégration de l'étape 4. On a également représenté la direction des profondeurs optiques τ croissantes.

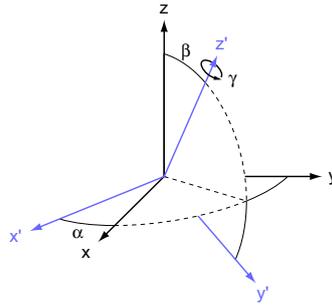


FIG. 3.3 – Rotation triple des coordonnées cartésiennes utilisée pour la gestion des effets d'orientation par l'étape 2 ► de la boîte à outils.

2 ► Orientation

Les coordonnées subissent ensuite une rotation dans l'espace de façon à gérer dans la modélisation les effets d'orientation. La rotation est définie par les trois angles présentés en figure 3.3.

$$(x', y', z') = \mathcal{R}_{(\alpha, \beta, \gamma)} [(x, y, z)] \quad (3.1)$$

On conserve pour les coordonnées la même structure de grille à trois dimensions de taille (n_x, n_y, n_z) mais les coordonnées cartésiennes par exemple ne sont plus alignées avec les axes du cube.

3 ► Fonction source et opacité

Pour produire les cartes d'intensité, la boîte à outils a besoin de passer par la production de distributions de fonctions source et d'opacité. Cette approche permet de mélanger plusieurs composants modélisés indépendamment. La fonction source totale et l'opacité totale, uniques quantités intéressantes pour la suite, sont obtenues en effectuant la somme des contributions individuelles :

$$\begin{aligned} S &= \sum_i S_i \\ \kappa &= \sum_i \kappa_i \end{aligned} \quad (3.2)$$

La modélisation à proprement parler se situe donc au niveau de la génération des distributions de la fonction source et de l'opacité. Les distributions font une utilisation intensive de fonctions mathématiques appliquées aux coordonnées. Cette étape sera illustrée dans la section suivante sur la géométrie (Voir section suivante sur la géométrie).

4 ► Carte d'intensité

A partir des distributions 3D de fonction source totale S et d'opacité totale κ , la carte d'intensité sur le ciel I est obtenue à l'aide du simple transfert de rayonnement suivant :

$$\begin{aligned} \frac{d\tau}{dz} &= -\kappa \\ \frac{dI}{d\tau} &= I - S \end{aligned} \quad (3.3)$$

où τ représente la profondeur optique du moment que z est orienté de l'observateur vers la source. La forme intégrale correspondante est la suivante :

$$\begin{aligned} \tau(z) &= \int_z^{+\infty} \kappa dz \\ I &= \int_0^{+\infty} S(\tau) e^{-\tau} d\tau \end{aligned} \quad (3.4)$$

L'intégrale sur la fonction source a été exprimée pour une profondeur optique nulle, c'est à dire pour l'intensité totale sortant du modèle en direction de l'observateur.

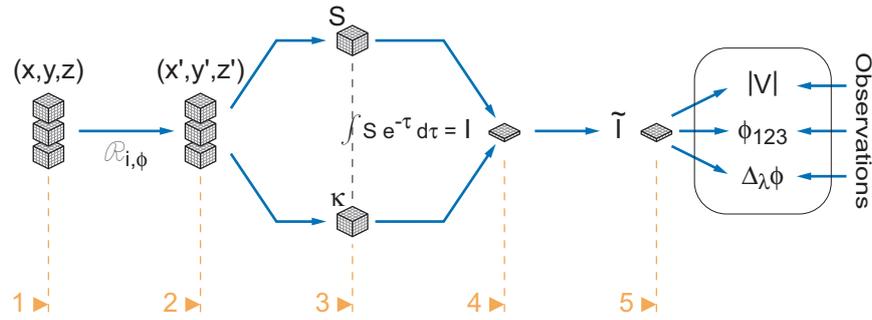


FIG. 3.4 – Schéma de fonctionnement des 5 grandes étapes de la boîte à outils.

5 ► Cartes de visibilité

La carte de visibilité complexe associée au modèle est obtenue par transformée de Fourier de la carte d'intensité. Cette carte de visibilité est à la base de l'ensemble des mesures interférométriques. Elle permet de former les différentes quantités mesurées par un interféromètre :

- **le module de la visibilité $|V|$**

C'est une quantité obtenue à partir de l'amplitude des franges d'interférence. Elle représente la fraction d'énergie, contenue dans l'objet observé, se trouvant à la fréquence spatiale B/λ .

- **la clôture de phase ϕ_{123}**

La phase de la visibilité est associée à la position sur le ciel. En pratique, il n'est pas possible d'obtenir une mesure absolue de cette phase. On a donc recours à des techniques de référencement de la phase. La clôture de phase est une de ces techniques qui consistent à former une quantité ne dépendant que l'objet : la somme des trois phases mesurées sur les trois bases formées par trois télescopes.

- **la phase différentielle $\Delta_\lambda \phi$**

Une autre façon de référencer la phase est de former les différences de phase des visibilités obtenues à des longueurs d'onde différentes.

Il ne s'agit ici que de quelques exemples d'observables interférométriques.

3.2.2 Géométrie

Le cadre global présenté jusqu'à présent ne fait pas le modèle. Il manque en effet la partie la plus importante, celle qui consiste à générer la fonction source et l'opacité. J'ai fait le choix de générer ces deux distributions en utilisant des fonctions mathématiques sur les coordonnées. Plusieurs exemples de géométries sont présentés dans l'objectif de faire sentir le fonctionnement de la boîte à outils.

Disque

Pour modéliser un disque, il est nécessaire de concentrer les distributions dans le plan équatorial. Ceci est rendu possible en utilisant l'altitude z des coordonnées cylindriques. Il est par exemple possible d'employer une fonction gaussienne pour définir un disque dont l'épaisseur est alors reliée à la largeur z_0 de la gaussienne. Ainsi fonction source et opacité s'exprime sous la forme :

$$S \text{ et } \kappa \propto f\left(e^{-z^2/z_0^2}\right) \quad (3.5)$$

Si à la limite l'épaisseur du disque n'a pas d'importance pour la simulation, fonction source et opacité peuvent être représentés par un Dirac :

$$S \text{ et } \kappa \propto f(\delta_z) \quad (3.6)$$

Tore

Pour cette illustration, l'objectif est également de présenter une distribution localisée dans un plan équatorial mais avec cette fois une lacune centrale. L'utilisation des coordonnées cylindriques (r, θ, z) s'impose naturellement. On peut imaginer un tore dont la distribution est directement basée sur l'équation d'un tore (au sens mathématique) de rayon R , avec :

$$S \text{ et } \kappa \propto f\left(\sqrt{z^2 + (r - R)^2}\right) \quad (3.7)$$

La concentration de la distribution a bien lieu dans le plan équatorial, on peut en revanche déplorer l'absence de décroissance de la distribution avec la distance au centre.

On peut préférer une modélisation en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) , où la localisation dans le plan équatorial se fait en utilisant l'angle d'élévation θ et la décroissance avec la distance au centre par une loi de puissance sur le rayon r à partir d'un rayon interne r_0 :

$$S \text{ et } \kappa = f\left(\cos(2\theta), (r/r_0)^{-\alpha}\right), \quad r > r_0 \quad (3.8)$$

Jet

Pour concentrer la distribution du jet dans une direction, on préférera utiliser les coordonnées cylindriques. On obtiendra ainsi un jet à section gaussienne avec :

$$S \text{ et } \kappa = f\left(e^{-r/r_0}\right) \quad (3.9)$$

la paramètre r_0 représente le rayon d'une section du jet.

Il peut parfois être nécessaire d'avoir une décroissance des distributions avec la distance à l'objet central. On peut alors appliquer des prescriptions identiques à celles pour le disque ou le tore, en introduisant une dépendance gaussienne ou en loi de puissance pour l'altitude z , soit :

$$S \text{ et } \kappa = f\left(e^{-r/r_0}, e^{-z/z_0}\right) \quad (3.10)$$

3.2.3 Dynamique

Dans cette partie nous ne nous intéresserons pas aux évolutions des modèles avec le temps mais aux effets que peuvent avoir des champs de vitesse sur les observations.

Effet Doppler

La façon la plus simple de détecter un champ de vitesse est encore d'utiliser l'effet Doppler sur une raie d'émission. Lorsque l'émetteur d'une raie à la longueur d'onde λ_0 se déplace par rapport à l'observateur, la raie est perçue par l'observateur à une longueur d'onde λ décalée : c'est l'effet Doppler. Pour des vitesses non relativistes, le décalage s'exprime de la façon suivante :

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \quad (3.11)$$

où v_z est la projection de la vitesse de l'émetteur dans la direction de l'observateur orientée de l'observateur vers la source. Ainsi, pour un émetteur s'éloignant de l'observateur, la vitesse a une projection positive sur l'axe z et sa longueur d'onde augmente. Pour étudier la dynamique des NAG par cette voie là il devient impératif de travailler sur plusieurs longueurs d'onde, de préférence avec une bonne résolution spectrale.

Champs de vitesse

Pour la prise en compte des champs de vitesse par la boîte à outils, on utilisera pour la fonction source un profil de raie effectif Φ décalé par effet Doppler. On suivra alors la prescription suivante :

$$S = \Phi \left[\lambda - \lambda_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \right] \quad (3.12)$$

3.3 Nature des rayonnements

On peut certes utiliser des arguments physiques pour expliquer les différents aspects géométriques. La masse du trou noir central impose des distributions décroissantes avec la distance à l'objet central. La présence d'un moment cinétique d'ensemble impose un confinement dans un plan équatorial. Il est pourtant possible de raffiner la génération des distributions de la fonction source et de l'opacité en faisant intervenir des modèles physiques sur la nature du rayonnement du milieu considéré.

J'envisagerai deux grandes classes de rayonnement : rayonnement du corps noir et rayonnement synchrotron. Ces deux types de rayonnement seront appliqués aux constituant appropriés.

3.3.1 Rayonnement de corps noir

Par rapport à une approche purement géométrique, il est possible de préciser la fonction source associée aux poussières du tore. En supposant que le tore émet localement comme un corps noir à la température des poussières, il n'est désormais besoin que de choisir un profil de température. Cette hypothèse ne résout pas le problème de l'opacité qui doit toujours être fixée en gardant à l'esprit qu'elle reste associée à la distribution de la matière.

Pour un tore à rayonnement de corps noir, la modélisation peut prendre la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} T &= T_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3} \\ S &= B_\lambda[T] \\ \kappa &= \kappa_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3} e^{-(\theta/\theta_0)^2} \end{aligned} \right\} r > r_0 \quad (3.13)$$

où r_0 représente le rayon interne du tore. Il est alors naturel de prendre pour la température interne du tore la température de sublimation des poussières entre 1500K et 2000K. Les indices des lois de puissance ont été choisis arbitrairement. La distribution d'opacité suit également une loi de puissance avec la distance au centre et est maximale au voisinage du plan équatorial à travers une gaussienne sur l'angle d'élévation. La matière est ainsi localisée au voisinage du plan équatorial.

Un exemple de modèle produit les résultats présentés en figure 3.5, avec les résultats obtenus pour différentes orientations du tore. On remarquera que les orientations extrêmes (Seyfert 1.0 et Seyfert 2.0) conduisent à des cartes de visibilité bien particulières.

- **Seyfert 1.0** : Les anneaux particulièrement marqués sont associés à la lacune centrale du tore de poussière. La taille de la lacune correspond au rayon de sublimation des poussières est mesurable. On notera que la simulation présentée ne prend pas en compte la présence d'un objet central dont l'effet va être d'introduire des hautes fréquences spatiales et ainsi faire remonter la visibilité.
- **Seyfert 2.0** : Le fait de regarder le tore de poussière par la tranche conduit à l'apparition de deux maxima d'émission parfaitement équilibrés de part et d'autre du tore. Il s'agit des deux parois intérieures chaudes, à une altitude où l'opacité de la poussière devient suffisamment faible pour qu'elles deviennent visibles. La carte de visibilité associée présente ainsi une oscillation périodique qui rappelle celle obtenue dans le cadre d'étoiles binaires. Des paramètres, comme l'écartement entre les deux maxima et éventuellement leur rapport de flux dans le cas où il y aurait une légère dissymétrie (dans la géométrie ou dans la distribution de poussière), sont facilement mesurables.

3.3.2 Rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron à l'origine de l'émission radio des noyaux actifs peut sous certaines conditions participer à l'émission dans le proche infrarouge. L'avantage de ce rayonnement issu du jet est qu'il est observé à des résolutions angulaires comparables à celles de la nouvelle génération d'interféromètres optiques, à l'aide de la VLBI. Les simulations de jet se font de façon identique pour les deux gammes de longueur d'onde. Il est ainsi possible, à partir des cartes radio observées, d'anticiper les observations dans le proche infrarouge.

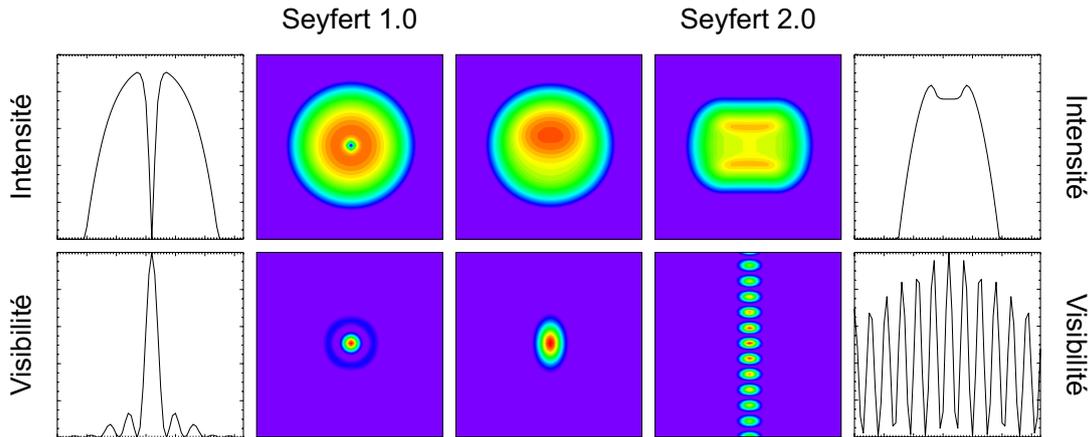


FIG. 3.5 – Modélisation d'un tore de poussière émettant un rayonnement de corps noir local. Les trois orientations présentées dans la partie supérieure de la figure peuvent être associées aux différents noyaux des Seyfert : Seyfert 1.0 pour un tore vu de face jusqu'à Seyfert 2.0 pour un tore vu par la tranche. Les cartes de visibilité correspondantes sont présentées dans la partie inférieure de la figure. On notera une grande diversité dans les cartes de visibilités entre les états Seyfert 1.0 et Seyfert 2.0.

Après une présentation d'un modèle de rayonnement synchrotron, je présenterai une application au jet radio de l'objet prototype BL Lac.

Modèle de rayonnement Synchrotron

Le modèle de rayonnement Synchrotron est inspiré et adapté de Katarzyński et al. [2001]. Le point de départ est une distribution d'énergie des électrons en loi de puissance :

$$N_e(\gamma) = K\gamma^{-n}, \quad \gamma \in [\gamma_{min}, \gamma_{cut}] \quad (3.14)$$

où l'on a $\gamma = E/mc^2$ est le facteur de Lorentz.

L'émissivité et l'opacité du rayonnement synchrotron associé à cette distribution s'écrivent en fonction de l'émissivité moyenne par électron $P_e(\nu', \gamma)$:

$$j'(\nu') = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{cut}} N_e(\gamma) P_e(\nu', \gamma) d\gamma \quad (3.15)$$

$$k'(\nu') = \frac{-1}{8\pi m_e \nu'^2} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{cut}} \gamma^2 \frac{d}{d\gamma} \left[\frac{N_e(\gamma)}{\gamma^2} \right] P_e(\nu', \gamma) d\gamma \quad (3.16)$$

Pour les détails sur l'approximation de l'émissivité moyenne par électron conduisant à une expression analytique de l'émissivité et de l'opacité, on se reportera à Katarzyński et al. [2001]. Les seuls paramètres du modèle sont les limites γ_{min} et γ_{cut} de la distribution d'énergie en loi de puissance ainsi que son indice n , la densité d'électrons K et l'intensité B du champ magnétique. Après une hypothèse d'équipartition entre énergie des électrons et énergie du champ magnétique, le modèle ne dépend plus que des caractéristiques de la distribution d'électrons. L'ensemble des paramètres précédents est donné dans le repère associé au jet au repos ; des corrections relativistes s'appliquent et font intervenir le facteur Doppler δ et le décalage vers le rouge z .

Enfin, pour se rapprocher du formalisme utilisé pour la boîte à outils, on utilisera l'expression suivante de la fonction source :

$$S = \frac{j}{k} \quad (3.17)$$

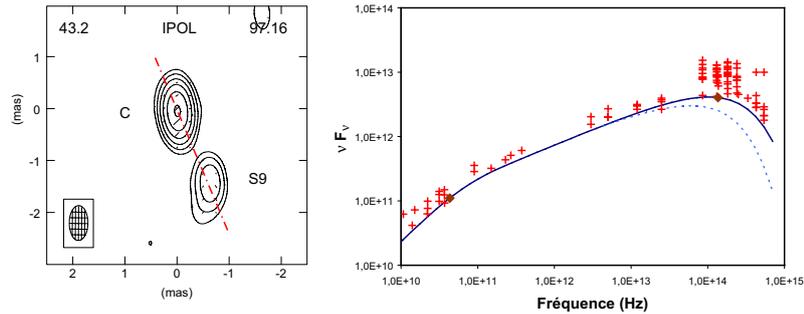


FIG. 3.6 – Contre-partie infrarouge du jet radio de l’objet BL Lac. A gauche : Carte radio de BL Lac. A droite : L’ajustement d’un modèle de rayonnement synchrotron au spectre de BL Lac. La courbe en pointillés correspond à un modèle où l’énergie maximale des électrons γ_{cut} est plus faible et où, par conséquent, le flux infrarouge est moins important.

Extrapolation de BL Lac au proche infrarouge

L’extrapolation au proche infrarouge de BL Lac à partir de cartes radio se fait en utilisant le modèle précédent de rayonnement synchrotron.

La première étape consiste à adapter le modèle à la distribution spectrale d’énergie de l’objet. Les données spectrales ont été obtenues par l’intermédiaire de la base de donnée NED¹. L’ajustement des paramètres du modèle au spectre conduit au résultat présenté en figure 3.6 et permet d’extrapoler le spectre radio vers l’infrarouge.

La seconde étape consiste à définir la morphologie de l’objet en infrarouge. Selon toute vraisemblance, elle devrait pouvoir être en partie extrapolée à partir de la morphologie radio. A titre d’exemple (BL Lac est un objet à grande variabilité), la morphologie de référence utilisée est celle d’une carte radio présentée par Denn et al. [2000] où apparaissent deux maxima d’émission : l’un d’eux doit correspondre à la base du jet l’autre à un éjecta d’électrons énergétiques. La morphologie de cette image rappelle le cas de figure des étoiles binaires, du moment que l’on néglige le fait que les deux composantes puissent être en partie résolues. Certains paramètres comme la distance entre les deux composantes et le rapport de flux sont facilement mesurable dans le proche infrarouge par interférométrie.

Le carré de la visibilité associée à cette distribution suit la relation suivante :

$$|V|^2 = \frac{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos(2\pi\theta B/\lambda)}{(1 + \alpha)^2} \quad (3.18)$$

Une mesure au premier minimum de visibilité permet d’estimer directement le rapport de flux entre les deux composantes (figure 3.7). Ainsi, si le rapport de flux reste constant en passant de la radio à l’infrarouge, on devrait conserver un rapport $\alpha = 5$. En revanche, une évolution de cette visibilité impliquerait un déséquilibre photométrique entre le noyau et l’éjecta. Un tel phénomène pourrait être provoqué par la baisse de l’énergie maximale γ_{cut} de la distribution d’électron dans l’éjecta dont l’effet sur le spectre est illustré en figure 3.6. Le cas de figure où l’énergie de l’éjecta est plus faible semble plus vraisemblable que l’inverse puisque le noyau est sensé être précurseur de l’éjecta.

Bilan

La boîte à outils dont j’ai présenté la mise au point en début de chapitre, insiste particulièrement sur les effets de géométrie dans les NAG. Elle rejoint sur ce point le concept de modèle

¹NASA/IPAC Extragalactic Database

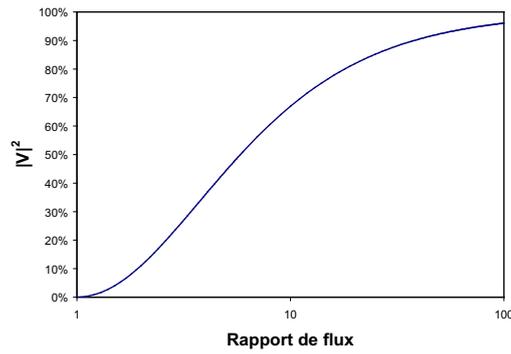


FIG. 3.7 – Évolution de la visibilité au premier minimum en fonction du rapport de flux entre les deux composantes.

unifié des NAG. Elle devrait également permettre d'interpréter rapidement les premières données interférométriques sur les NAG, à mesure qu'elles seront disponibles.

Les premiers résultats de l'interférométrie optique sur des noyaux actifs de galaxies, faisant l'objet du chapitre suivant, devraient se prêter parfaitement à l'utilisation de la boîte à outils. Cependant, un seul et unique point de visibilité a été obtenu sur NGC4151 par l'équipe du Keck [Swain et al., 2003], et je n'aurai à ma disposition qu'un seul spectre interférométrique pour une seule ligne de base dans le cas de NGC1068 par MIDI. L'utilisation de la boîte à outils n'est pour l'instant pas possible, mais le sera vraisemblablement lorsque de nouvelles observations seront faites. La boîte à outils devrait être un outil idéal pour interpréter des données sur NGC1068 obtenues par MIDI dès les observations du second SDT, où des bases différentes sont envisagées.

Chapitre 4

NGC1068 / MIDI

Sommaire

4.1 Premiers pas de l'interférométrie extragalactique	41
4.1.1 NGC4151 par l'interféromètre du KECK	42
4.1.2 NGC1068 par l'instrument MIDI du VLTI	42
4.2 Techniques de réduction des données MIDI	43
4.2.1 Objectif : mesurer une visibilité	43
4.2.2 Observations et présentation des données	43
4.2.3 Le fond thermique	44
4.2.4 Estimation de la photométrie	44
4.2.5 Estimation du facteur de cohérence	48
4.2.6 Estimation de la visibilité	51
4.3 Interprétation des données NGC1068-MIDI	53
4.3.1 L'hypothèse des silicates différenciés	53
4.3.2 L'hypothèse des molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques	53
4.3.3 Comment tester les deux modèles ?	57

La fin de ces trois années de thèse a été marquée par les deux premières observations de noyaux actifs de galaxies par interférométrie optique. Il s'agit de l'observation du noyau de Seyfert 1 NGC4151 à 2 μm par une équipe du Keck [Swain et al., 2003] et de celle du noyau de Seyfert 2 NGC1068, au moyen de l'instrument 10 μm MIDI, par une équipe du VLTI. Ma participation dans ces premiers pas concerne le deuxième objet, par l'intermédiaire du temps de démonstration scientifique du VLTI.

Je consacrerai ainsi le début de ce chapitre à la présentation de ma participation aux **premiers pas de l'interférométrie extragalactique** avec les résultats sur les noyaux actifs NGC4151 par l'interféromètre du Keck en bande K et NGC1068 par celui du VLT en bande N. Je poursuivrai par une présentation des **techniques de réduction des données MIDI** que j'ai mis au point pour l'exploitation des données NGC1068 du *Science Demonstration Time* de l'instrument MIDI. Je terminerai par la présentation d'un début d'**interprétation des données NGC1068-MIDI** avec deux versions pouvant se révéler complémentaires : une différenciation de la poussière et/ou une présence compacte de molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH).

4.1 Premiers pas de l'interférométrie extragalactique

Le printemps 2003 a vu l'avènement des premières observations interférométriques de noyaux actifs de galaxies. Elles marquent l'entrée de l'interférométrie optique dans une nouvelle

ère. Elle ne sera plus seulement stellaire mais aussi extragalactique. Cette petite révolution profitera à la fois à la communauté étudiant les Noyaux Actifs de Galaxies, qui trouvera un nouvel outil pour observer ces objets en optique à très haute résolution angulaire, et aux interférométristes qui pourront désormais se défendre de ne travailler que sur une technique uniquement développée pour la physique stellaire.

4.1.1 NGC4151 par l'interféromètre du KECK

Les 20 et 21 mai 2003, Swain et al. [2003] ont mesuré sur le noyau actif NGC4151 une visibilité $V = 0,84 \pm 0,06$ en bande K, pour une base projetée moyenne de 82,7 m. Cette mesure est interprétée par la présence d'une composante compacte de taille projetée sur le ciel inférieure à 0,05pc (58 jours-lumière).

Les auteurs passent en revue plusieurs mécanismes de rayonnement pour tenter d'expliquer cette observation.

- **Base de jet synchrotron**

Les observations radio à des résolutions comparables mettent en évidence un faible jet radio. Son spectre mesuré relativement plat fait que l'extrapolation à la bande K se trouve en dessous du flux mesuré. La base d'un jet synchrotron ne peut donc expliquer la composante compacte mesurée.

- **Population stellaire compacte**

Une densité d'étoiles jeunes $\sim 10^5$ fois supérieure à celle observée dans le centre galactique serait nécessaire pour expliquer la densité d'énergie mesurée. Cette composante compacte ne peut donc pas être associée à une population stellaire.

- **Tore de poussière**

Même si les poussières chaudes (~ 1900 K) d'un tore de rayon de sublimation de 0,05pc permettent de rendre compte des données, un tel modèle est incompatible avec d'autres observations.

Les auteurs favorisent donc un modèle où le rayonnement compact trouverait son origine dans l'émission d'un **disque d'accrétion**.

Contrairement à ce que laissent entendre Swain et al. [2003], cette observation ne remet pas en cause le fait que le modèle unifié soit applicable au cas de NGC4151. Il est vraisemblable que compte tenu des observations l'émission compacte provienne du disque d'accrétion ou de la région des raies larges avoisinante. Cependant, rien n'empêche qu'un tore de poussière chaud optiquement épais ne soit également présent. NGC4151, avec son inclinaison $i = 21^\circ$, est un noyau de Seyfert 1 : il présente directement à la vue de l'observateur un objet central beaucoup plus lumineux que l'émission avoisinante du tore de poussières. Le phénomène est comparable à la non observation de la galaxie hôte pour les quasars.

Cette mesure met en évidence un besoin supplémentaire en résolution angulaire pour étudier les parties internes des NAG. Autant le tore de poussière est le constituant qui sera étudié de façon privilégiée par les installations du Keck et du VLTI, autant les parties internes auront besoin de la résolution que pourra apporter un instrument comme 'OHANA. Cette mesure d'une visibilité élevée sur NGC4151 deviendrait pratiquement la meilleure des justifications du cas scientifique sur les NAG du projet 'OHANA.

4.1.2 NGC1068 par l'instrument MIDI du VLTI

Contrairement à NGC4151, NGC1068 est un noyau de Seyfert de type 2. En suivant la prescription du modèle unifié l'objet central est profondément masqué par un tore de poussière. Ce fait a été en partie confirmé par des observations en optique adaptative dans le proche infrarouge. Le léger gain en résolution angulaire apporté par MIDI, l'instrument bande N (10 μm) du VLTI, et le fait qu'à cette longueur d'onde les observations seront plus sensibles aux émissions étendues des poussières plus froides du tore, font que l'on s'attend à observer une visibilité faible pour cet objet résolu.

4.2 Techniques de réduction des données MIDI

MIDI est le premier instrument interférométrique à fonctionner à $10\mu\text{m}$ [Leinert et al., 2003] en présentant de la dispersion spectrale. Les données d'observation que j'ai exploitées sont les premières du genre et ont été obtenues au tout début de la vie scientifique de l'instrument. Pour cette raison, la procédure de réduction des données est loin d'être parfaite et donne l'occasion de présenter les mesures à prendre pour en améliorer la qualité. Les résultats obtenus permettent cependant d'obtenir un comportement général de la visibilité et de tirer des conclusions préliminaires, dans le cas qui m'intéresse, sur le tore de poussière du noyau actif de galaxies NGC1068.

4.2.1 Objectif : mesurer une visibilité

En modulant la différence de marche avec une vitesse v dans l'un des bras de l'interféromètre, on obtient le signal de modulation suivant, où la contribution du fond thermique est prise en compte :

$$I(t) = R^2[P_A(t) + F_A(t)] + T^2[P_B(t) + F_B(t)] + 2\sqrt{R^2T^2P_A(t)P_B(t)} |\mu| \cos(2\pi\sigma vt + \phi) \quad (4.1)$$

où le facteur de cohérence complexe $|\mu|e^{i\phi}$ est associé à la visibilité V de l'objet observé et à la fonction de transfert complexe T tenant compte des effets atmosphériques instrumentaux.

La densité spectrale de puissance de ce signal permet de séparer les contributions photométriques de la partie modulée associée aux franges d'interférence, du moment que les fréquences de variations caractéristiques de ces parties sont distinctes. La densité spectrale de puissance de la partie modulée monochromatique s'exprime de la façon suivante :

$$DSP_I(\nu) = R^2T^2P_AP_B|\mu|^2[\delta(\nu - \sigma v) + \delta(\nu + \sigma v)] \quad (4.2)$$

En normalisant la densité spectrale de puissance par la photométrie, on détermine le facteur de cohérence de l'objet observé. L'estimation de la visibilité n'est alors qu'une question d'estimation de la fonction de transfert de l'instrument. Cette estimation se fait par la mesure du facteur de cohérence d'un objet non résolu de visibilité 100% ou d'un objet de visibilité connue, en supposant la stabilité de la fonction de transfert entre les deux observations.

Le fond thermique (F_A et F_B) dont le niveau est très supérieur à la photométrie complique la réduction des données.

4.2.2 Observations et présentation des données

Au cours de ces premières observations, MIDI a été utilisé sous une forme non complète, tous les modes de l'instrument n'ayant pas été qualifiés et stabilisés techniquement. L'instrument était disponible sans les sorties photométriques (dans un mode baptisé HIGH SENS), sans filtre spatial avec juste une fente de 2 secondes d'angle, en mode d'acquisition Fourier à ~ 5 points par franges et ~ 10 franges par balayage et avec un prisme permettant une résolution de $R=20$ à travers la bande N.

Données de chopping

Elles se présentent sous la forme de séquences d'acquisition où le détecteur voit alternativement le ciel et l'objet observé. Il y a un fichier de *chopping* par télescope. Ces acquisitions servent à repérer, au milieu du fond thermique dominant, la position de l'objet sur le détecteur et à en estimer la photométrie.

Toutes les acquisitions se présentent sous la forme d'un tableau à quatre dimensions :

- **Dimension** λ : 151 canaux spectraux étalonnés en longueur d'onde. La résolution spectrale obtenue par le prisme est de $R = 20$.
- **Dimension** y : 41 pixels de fente. La fente est orientée perpendiculairement à la direction de dispersion et sélectionne le champ d'observation.
- **Dimension** i : Une succession de trames de la source et du ciel en alternance.
- **Dimension** c : Les deux sorties interférométriques de la séparatrice.

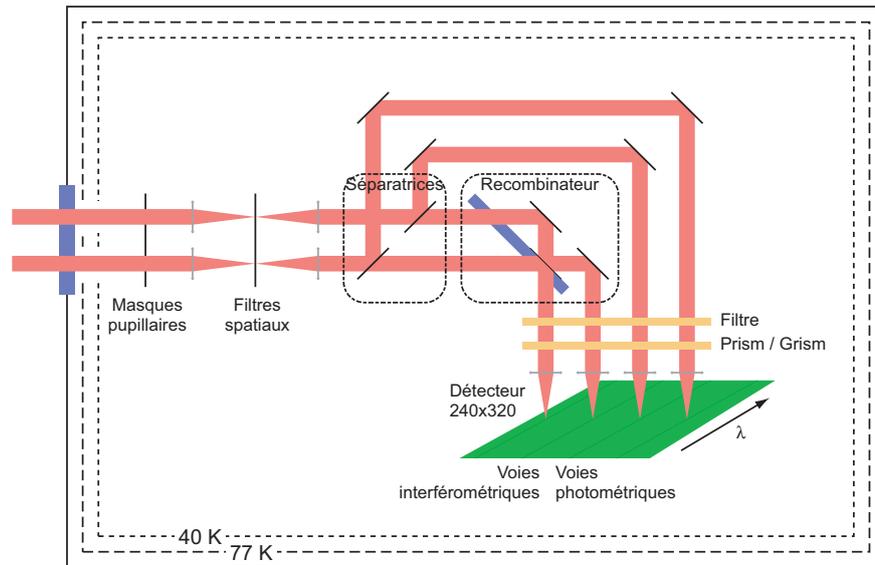


FIG. 4.1 – Schéma fonctionnel de l'instrument MIDI. Les données présentées ont été obtenues sans les sorties photométriques et sans filtrage spatial.

Données interférométriques

Les données interférométriques sont obtenues dans le mode Fourier. Les acquisitions sont faites en balayant la différence de marche sur un peu plus d'une longueur de cohérence calculée en bande large. Seules les sorties interférométriques sont disponibles, il n'y a donc pas de mesure simultanée de la photométrie.

Toutes les acquisitions se présentent sous la forme d'un tableau à cinq dimensions :

- **Dimension** λ : 151 canaux spectraux étalonnés en longueur d'onde.
- **Dimension** y : 41 pixels de fente.
- **Dimension** δ : 40 trames associées à un balayage de la différence de marche correspondant donc à un interférogramme.
- **Dimension** t : Une succession de balayages.
- **Dimension** c : Les deux sorties interférométriques de la séparatrice.

4.2.3 Le fond thermique

A $10\mu\text{m}$, le fond thermique domine largement le signal de la source. Son influence est capitale sur la procédure de réduction des données. La figure 4.2, présentant les niveaux du fond et de la source, met en évidence un rapport d'environ 300 entre les deux contributions.

4.2.4 Estimation de la photométrie

La première étape de l'obtention du facteur de cohérence consiste à estimer la photométrie servant ultérieurement à normaliser l'énergie modulée. Deux approches sont envisageables :

- Une approche où la photométrie est estimée, en simultanée des mesures interférométriques, à partir des sorties photométriques du recombineur. Cette approche est nécessaire en présence de filtrage spatial : il transforme les défauts de phase, source d'une perte de cohérence, en fluctuations photométriques mesurables. Cette approche ne peut être mise en œuvre dans le cas de figure qui nous intéresse puisque ces sorties ne sont pas disponibles.
- En absence de filtrage spatial, la photométrie est sensée être constante et peu donc être mesurée en différé à partir des données de *chopping*. La stabilité de cette photométrie doit pourtant être vérifiée pour que cette méthode soit applicable.

Pour la réduction des données, je suis donc contraint d'appliquer cette deuxième méthode. Je procéderai en quatre étapes.

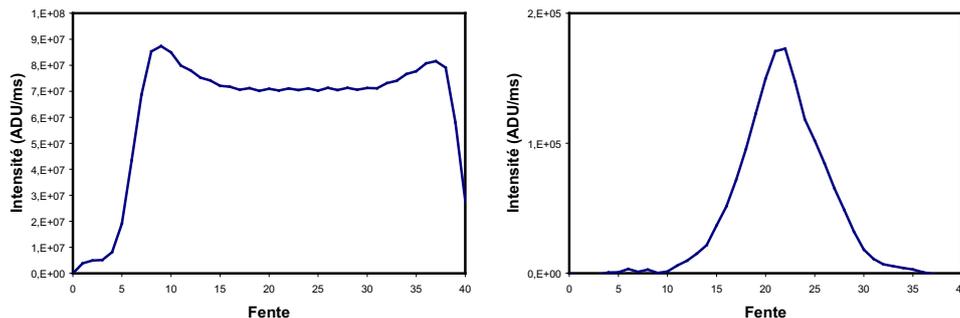


FIG. 4.2 – A gauche : fente médiane en lumière blanche (image focale intégrée dans la direction des longueurs d’onde) du fond. A droite : fente médiane en lumière blanche de la source. Le fond a un niveau 300 fois plus élevé que celui de la source.

1-Traitement des fichiers de *chopping*

Les données de *chopping* sont traitées en calculant d’abord les niveaux moyens $\overline{source}(\lambda, y, c)$ pour la source et $\overline{ciel}(\lambda, y, c)$ pour le ciel. La photométrie est obtenue en formant la différence entre ces niveaux moyens :

$$photo_A(\lambda, y, c) = \overline{source}_A(\lambda, y, c) - \overline{ciel}_A(\lambda, y, c) \quad (4.3)$$

La relation pour l’entrée B est identique.

L’écart-type $\sigma_{ciel_A}(\lambda, y, c)$ des données correspondant au ciel permet de définir une zone d’intégration : les pixels où la photométrie $photo_A(\lambda, y, c)$ dépasse un seuil de χ fois l’écart-type $\sigma_{ciel_A}(\lambda, y, c)$, définissent le masque d’intégration $masque_A(\lambda, y, c)$.

$$masque_A(\lambda, y, c) = photo_A(\lambda, y, c) > \chi \sigma_{ciel_A}(\lambda, y, c) \quad (4.4)$$

Ces calculs sont effectués pour les deux sorties interférométriques, canal 1 et canal 2, et pour les des entrées du recombineur, entrée A et entrée B, soit quatre combinaison qu total.

Le masque final d’intégration est obtenu en combinant les masques pour les entrées A et B :

$$masque(\lambda, y, c) = masque_A(\lambda, y, c) + masque_B(\lambda, y, c) \quad (4.5)$$

Un exemple de résultat est présenté en figure 4.3, pour les quatre combinaisons, avec un seuil de $\chi = 5$, ou n’est représentée que la partie commune associée à *masque*.

2-Stabilité photométrique

En vue d’estimer la stabilité photométrique, j’ai reconstitué la fente en lumière blanche en intégrant dans la direction λ de la dispersion spectrale. Des résultats partiels sont présentés en figure 4.4, pour la partie des données du SDT associée aux observations sur MIDI. Pour la première nuit, on constate une variation d’un facteur deux du flux total pour chacun des télescopes (A et B). Pour la seconde nuit le flux total est conservé, mais on constate une évolution de la tache associée au télescope A.

L’évolution de la photométrie sur la première nuit s’explique par les problèmes de tip/tilt rencontrés lors des observations et suggère de ne pas utiliser les données de cette première nuit. La seconde nuit permet de conclure à une bonne stabilité de la photométrie mais soulève le problème de la répartition du flux sur le détecteur.

Ces quelques résultats devraient être étendus à l’ensemble des objets des trois nuits de SDT pour pouvoir se faire une idée précise sur cette stabilité. De toute façon des variations ne sont pas surprenantes en l’absence de filtrage spatial. Même si le VLTI connaît des problèmes de

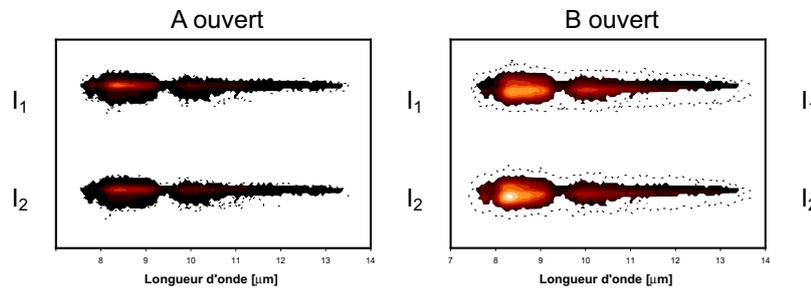


FIG. 4.3 – Exemple de cartes de photométrie $photo_A(\lambda, y, c)$ et $photo_B(\lambda, y, c)$ obtenues à partir des données de *chopping*. Les pointillés encerclent les zones où du flux est détecté au dessus du bruit. Le dégradé représente le niveau de photométrie, uniquement pour les zones communes aux configurations identiques pour A et B.

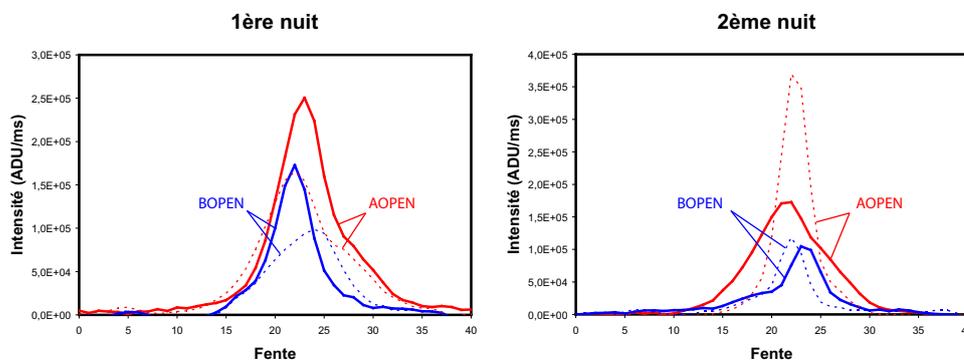


FIG. 4.4 – Présentation de la stabilité de la photométrie, sur 15 minutes environ, pour les deux nuits d'observation. En traits pleins les premières mesures sur A et B, en traits pointillés les mêmes mesures, un peu plus tard. Pour la première nuit, on constate une évolution de la photométrie d'un facteur 2 environ. Pour la seconde nuit, la photométrie est stable mais les courbes mettent en évidence une modification spatiale de la distribution d'intensité : un élargissement pour le télescope A, un décalage de quelques pixels pour le télescope B.

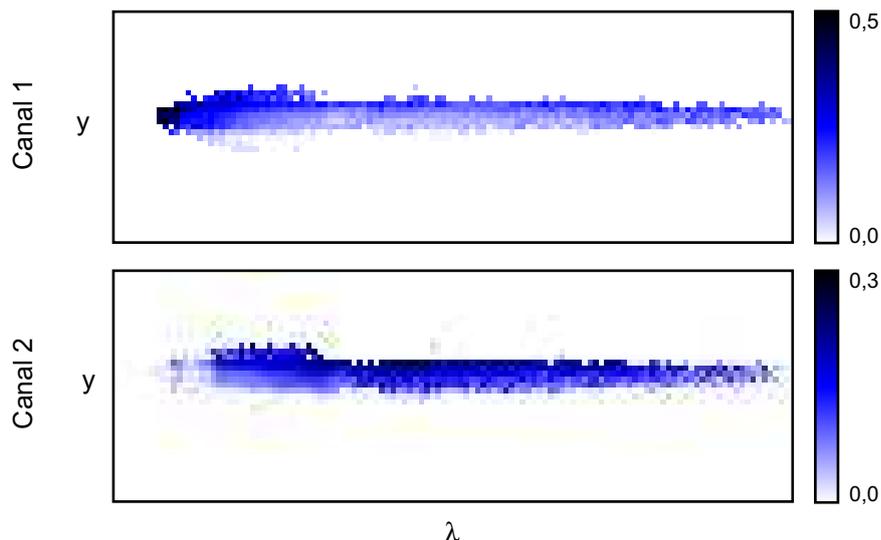


FIG. 4.5 – Cartes de perte de cohérence par déséquilibre photométrique pour chacun des canaux interférométriques.

stabilisation de la tache image en entrée de MIDI, il aurait mieux valu stabiliser l'image sur le détecteur au prix du sacrifice de quelques photons qui contribuent à la perte de cohérence. Je reviendrai sur la conséquence de l'absence de filtrage à l'occasion de l'effet de la turbulence sur le facteur de cohérence en fonction de la longueur d'onde.

3-Perte de cohérence par déséquilibre photométrique

Qu'il y ait filtrage spatial ou pas, le fait de ne pas prendre en compte les évolutions spatiales des rapports photométriques conduit à un biais dans l'estimation du facteur de cohérence. Ce biais peut être estimé en calculant les cartes de perte de cohérence par déséquilibre photométrique $\mu_{desequilibre}$:

$$\mu_{desequilibre}(\lambda, y, c) = \frac{2}{\rho(\lambda, y, c)^{0,5} + \rho(\lambda, y, c)^{-0,5}} \quad (4.6)$$

où le déséquilibre photométrique ρ est obtenu à partir des données de *chopping*.

$$\rho(\lambda, y, c) = \frac{Photo_A(\lambda, y, c)}{Photo_B(\lambda, y, c)} \quad (4.7)$$

Les estimations sur la seconde nuit conduisent à la figure 4.5 où la perte de cohérence par déséquilibre photométrique culmine à 50% dans le canal interférométrique 1. En soi, cette perte de cohérence n'est pas importante puisque le traitement corrige de l'effet. En revanche, les variations dans le temps de la répartition de la photométrie biaisent l'estimation du facteur de cohérence. Cet effet est toujours associé à l'absence de filtrage spatial.

4-Résultats obtenus

Après différentes tentatives, j'ai estimé que le traitement devait se contenter d'une intégration de l'ensemble des quantités dans la direction y de la fente. L'évolution du déséquilibre photométrique produira donc un biais dans l'estimation du facteur de cohérence. Je juge cependant que ce biais est acceptable en l'état du traitement des données. Je ne tiens donc compte que de la perte de cohérence en fonction de la longueur d'onde $\mu_{desequilibre}(\lambda, c)$.

Un exemple de photométrie obtenue la deuxième nuit d'observation sur l'étalon HD10380 et sur le noyau actif NGC1068 est présentée en figure 4.6. L'allure générale de ces courbes est à comparer à la transmission de l'atmosphère dans la bande N qui présente une fenêtre entre

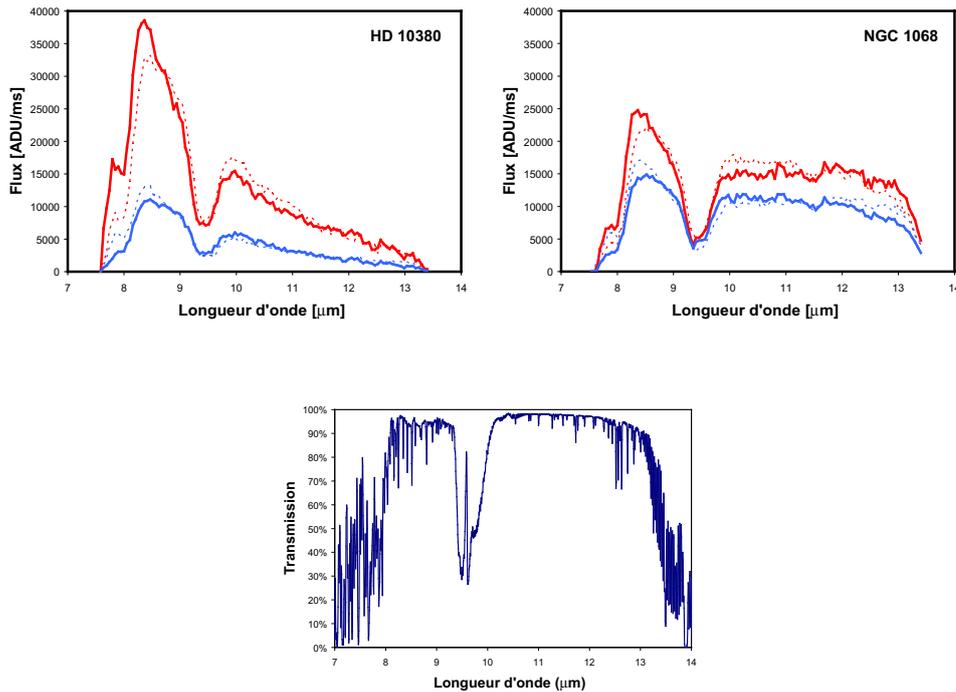


FIG. 4.6 – En haut : photométries de l'étalon HD10380 et de NGC1068 obtenues pour la deuxième nuit d'observation. En bas : à titre de comparaison la transmission atmosphérique en bande N (simulation par le logiciel ATRANS et pour l'observatoire Gemini)

8 μm et 13 μm et un pic d'absorption de l'ozone autour de 9,5 μm. La figure met clairement en évidence la différence de spectre entre l'étalon stellaire HD10380 et le noyau actif NHC1068.

4.2.5 Estimation du facteur de cohérence

La seconde étape, après l'estimation de la photométrie, concerne le calcul de l'énergie modulée permettant d'estimer le facteur de cohérence.

En écho au traitement appliqué aux signaux photométriques, je ne considère que les données interférométriques intégrées dans la direction y de la fente, sur les supports des masques obtenus sur les fichiers de *chopping*. Pour l'estimation du facteur de cohérence je procède ensuite en trois étapes.

1-Calcul de la densité spectrale de puissance

Je commence par appliquer la technique présentée en introduction, qui consiste à calculer la densité spectrale de puissance des interférogrammes.

Un exemple de densité spectrale de puissance moyenne $\overline{DSP_I}(\lambda, \nu, c)$ associée à un ensemble de balayages est présentée en figure 4.7 pour chacun des canaux interférométriques (canal 1 et canal 2). On constate la présence du pic frange attendu dont la position en fréquence évolue naturellement avec la longueur d'onde. On constate également, à toute longueur d'onde, la présence d'un spectre photométrique décroissant avec la fréquence.

2-Correction des fluctuations basses fréquences

Pour pouvoir estimer correctement l'énergie contenue dans le pic frange, il est préférable de corriger de cette contamination basse fréquence. En effet, cette intégration passe par l'esti-

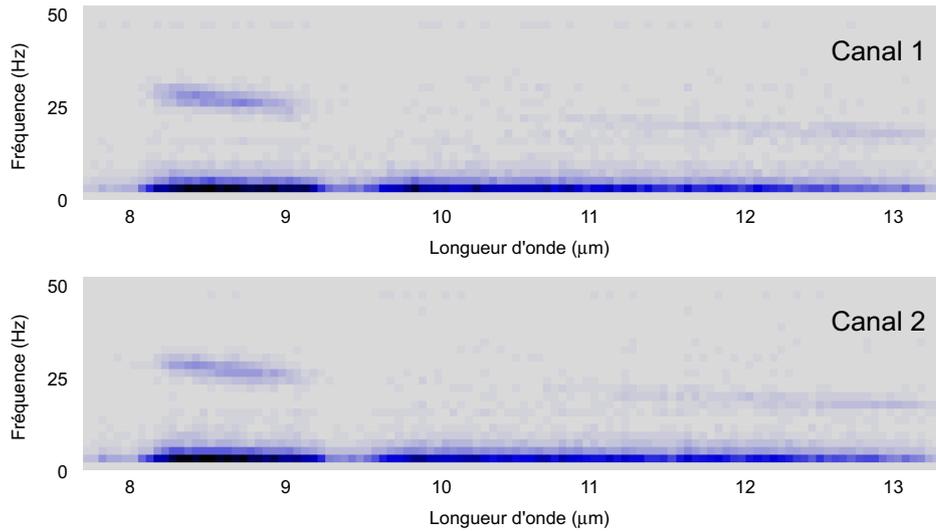


FIG. 4.7 – Densité spectrale de puissance moyenne $\overline{DSP_I}$ obtenue sur 300 balayages sur l'étalon HD10380, représentée en fonction de la longueur d'onde pour les deux sorties interférométrique de la séparatrice (canal 1 et canal 2). La contamination due aux fluctuations photométriques basse fréquence est marquée.

mation du niveau de base au dessus duquel se trouve le pic frange. Cette estimation est très sensible à ce spectre des fluctuations photométriques. Cette correction se justifie d'autant plus que la visibilité de l'objet observé est faible : une erreur sur l'estimation du niveau de base aura une influence d'autant plus importante. La figure 4.7 illustre cette contamination pour l'étalon HD10380 dont la visibilité est voisine de 100%, la figure équivalente pour NGC1068 montrerait le pic frange noyé dans la contamination photométrique.

La technique utilisée pour corriger de ces fluctuations photométriques se base sur l'hypothèse que les variations photométriques de la source et du fond sont corrélées entre les deux canaux interférométriques alors que le signal des franges est anti-corrélé. En formant la différence entre les deux canaux interférométriques on obtient la quantité suivante :

$$I_1 - I_2 = (R^2 - T^2)(P_A + F_A) + (T^2 - R^2)(P_B + F_B) + 4\sqrt{R^2T^2P_AP_B} |\mu|^2 \cos(\phi) \quad (4.8)$$

Le signal modulé des franges est doublé, tandis que les signaux d'origine photométrique sont pratiquement supprimés.

La méthode peut être raffinée en tenant compte d'un facteur de correction α permettant de former la quantité $I_1 - \alpha I_2$ dans le but de satisfaire la relation suivante :

$$(R^2 - \alpha T^2)(P_A + F_A) + (T^2 - \alpha R^2)(P_B + F_B) = 0 \quad (4.9)$$

On obtient donc pour α l'expression suivante

$$\alpha = \frac{R^2(P_A + F_A) + T^2(P_B + F_B)}{T^2(P_A + F_A) + R^2(P_B + F_B)} \quad (4.10)$$

dépendant de la photométrie de l'objet et des coefficients de transmission et réflexion du recombinateur. Lorsque la corrélation est parfaite, on obtient la différence corrigée suivante :

$$I_1 - \alpha I_2 = 2(1 + \alpha)\sqrt{R^2T^2P_AP_B} |\mu|^2 \cos(\phi) \quad (4.11)$$

Les calculs de densité spectrale de puissance des différences corrigées $\overline{DSP_{I_1 - \alpha I_2}}$ sont illustrés en figure 4.8, où le résidu photométrique est plus faible que pour les sorties interférométriques prises individuellement (comparer à la figure 4.7).

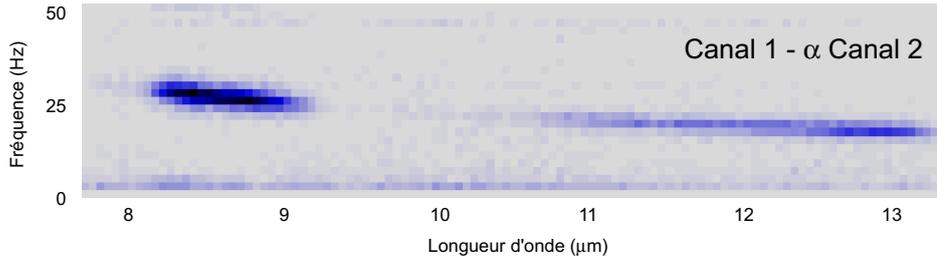


FIG. 4.8 – Densité spectrale de puissance moyenne $\overline{DSP_{I_1 - \alpha I_2}}$ de la différence des sorties interférométriques de la séparatrice, en fonction de la longueur d'onde. Elle a été obtenue à partir de 300 balayages sur l'étalon HD10380. La contamination des fluctuations photométriques basse fréquence est fortement réduite par rapport à la figure 4.7.

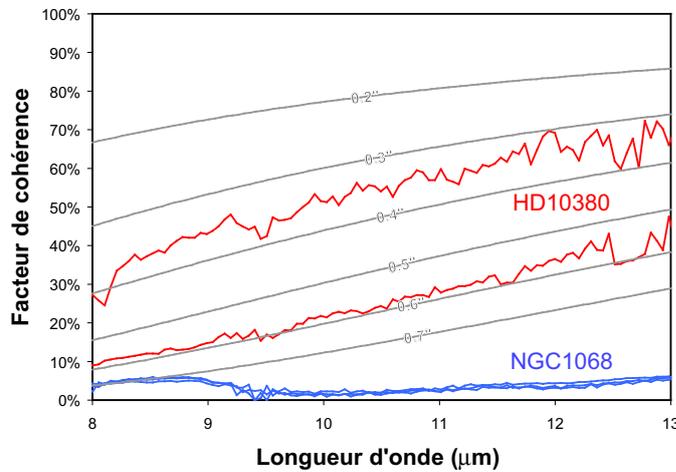


FIG. 4.9 – Facteur de cohérence en fonction de la longueur d'onde pour l'étalon HD10380 en rouge et NGC1068 en bleu, calculé sur la deuxième nuit de SDT. Le faisceau de courbe en gris représente le facteur de perte de cohérence causé par la turbulence pour une gamme de *seeing* (à $0,55\mu\text{m}$) allant de $0,2''$ à $0,7''$.

3-Estimation du facteur de cohérence

L'énergie modulée est enfin obtenue en intégrant le pic frange de la densité spectrale de puissance, après avoir pris soin de soustraire le niveau de base. Le facteur de cohérence est ensuite obtenue en normalisant l'énergie modulée par la photométrie, en tenant compte de la correction α apportée dans le calcul de la différence.

La figure 4.9, présente des résultats sur l'étalon HD10380 et sur NGC1068. Plusieurs remarques s'imposent :

- Le facteur de cohérence moyen de l'étalon est bien supérieur à celui de NGC1068, laissant supposer une visibilité faible pour NGC1068. Conformément aux attentes, NGC1068 semble être résolu.
- La fonction de transfert de l'instrument et de l'atmosphère n'est pas stable au cours du temps. L'évolution du facteur de cohérence de HD10380 en témoigne. Cette évolution n'est pas surprenante compte tenu de l'absence de filtrage spatial.
- Le facteur de cohérence baisse fortement vers les courtes longueurs d'onde.

Évolution du facteur de cohérence avec la turbulence

L'effet de la turbulence apporte une explication possible à la chute du facteur de cohérence vers les courtes longueurs d'onde. L'explication par l'augmentation de la résolution angulaire de l'instrument lorsque la longueur d'onde diminue, n'est de toute façon pas suffisante pour expliquer l'amplitude de l'effet.

En présence de défauts de phase turbulents, le facteur de cohérence diminue selon la loi suivante :

$$|\mu|^2 = e^{-2,06(D/r_0)^{5/3}} \quad (4.12)$$

Le paramètre de Fried r_0 représente le diamètre d'une aire de cohérence de l'atmosphère et dépend de la longueur d'onde selon la loi :

$$r_0 \propto \lambda^{6/5} \quad (4.13)$$

On obtient donc l'évolution suivante du facteur de cohérence en fonction de la longueur d'onde :

$$|\mu|^2 = e^{-2,06\left(\frac{D}{r_{0,10\mu m}}\right)^{5/3}\left(\frac{10\mu m}{\lambda}\right)^2} \quad (4.14)$$

Les courbes pour différentes conditions de *seeing* à 0,55 μm (résolution angulaire associée à un diamètre de r_0) sont ajoutés aux résultats de la figure 4.9 pour permettre une comparaison.

4.2.6 Estimation de la visibilité

La mesure du facteur de cohérence de l'étalon HD10380 alors que l'on connaît sa visibilité en fonction de la longueur d'onde permet d'estimer la fonction de transfert de l'instrument. Cette fonction de transfert est ensuite utilisée pour estimer la visibilité de NGC1068 à partir de la mesure de son facteur de cohérence.

La stabilité de la fonction de transfert au cours d'une même nuit et d'une nuit sur l'autre doit être étudiées plus en détail, suite aux variations constatées et illustrées par la figure 4.9. D'un autre côté les améliorations indispensables que devrait connaître MIDI dans un futur proche rendent cette étude caduque.

L'arrivée des optiques adaptative sur les UT devrait déjà permettre d'augmenter le facteur de cohérence et de mécaniquement diminuer sa dépendance avec la longueur d'onde. D'ici là, je ne saurais trop recommander l'utilisation rapide des filtres spatiaux, qui même en présence (surtout en présence) d'une instabilité des faisceaux d'entrée améliore la qualité des données.

Je conclurai naturellement pas la présentation en figure 4.10 de l'estimation de la visibilité de NGC1068 en fonction de la longueur d'onde. Suite à l'ensemble des avertissements formulés tout au long de la réduction des données, on comprendra aisément pourquoi ce résultat est tout de même à prendre avec quelques précautions. En revanche, l'augmentation de la visibilité en dessous de 9 μm peut être considérée avec une relativement bonne assurance. C'est principalement à ce niveau que portera la discussion de la section suivante.

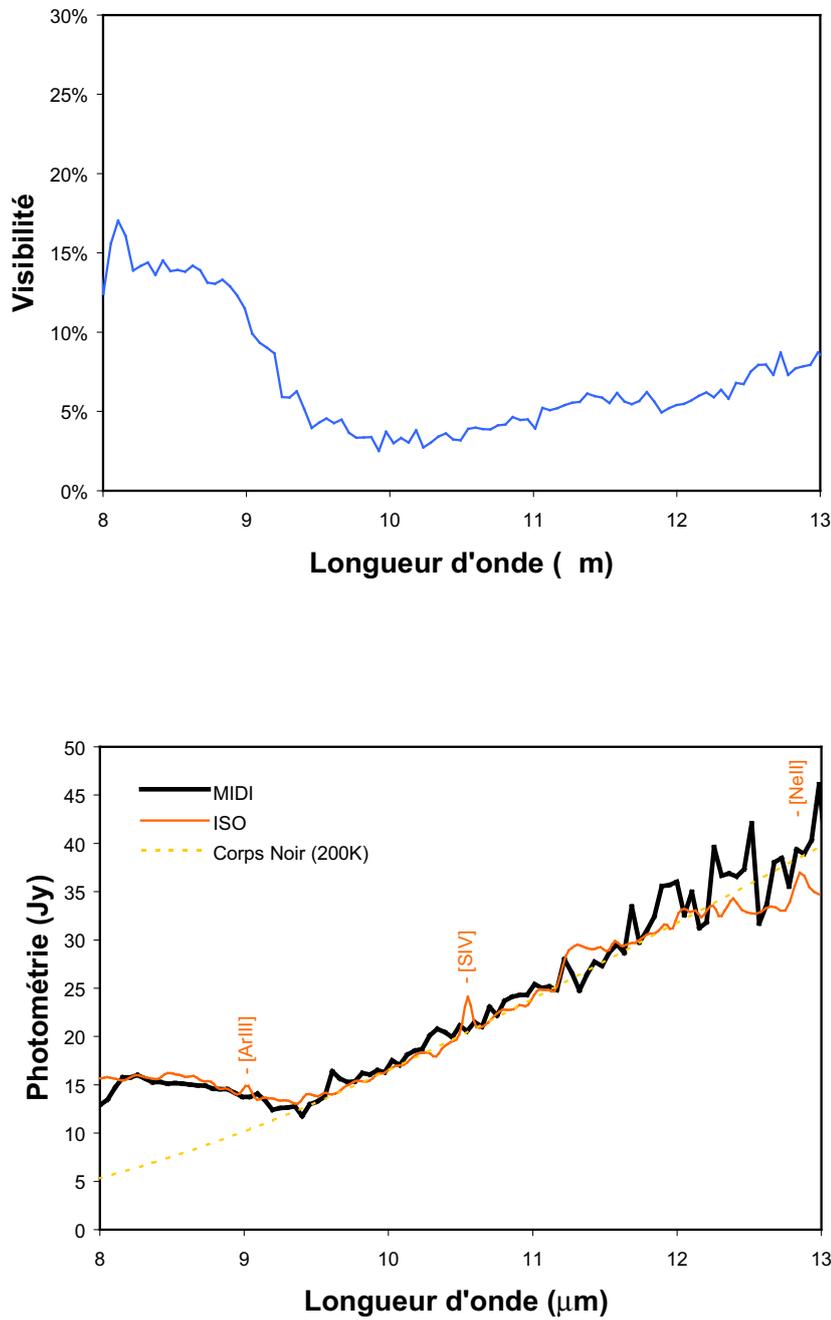


FIG. 4.10 – **Haut** : Visibilité en fonction de la longueur d'onde pour NGC1068 obtenue par l'instrument 10 μm du VLTI, au cours du *Science Demonstration Time* de juin 2003. Les données ont été étalonnées par l'étoile HD10380. **Bas** : Comparaison du spectre bande N de NGC1068 au spectre obtenu par l'observatoire spatial ISO, tirées de Lutz et al. [2000].

4.3 Interprétation des données NGC1068-MIDI

Le spectre obtenu par l'intermédiaire des données photométriques constitue le point de départ de l'interprétation des données MIDI. Ce spectre est présenté en figure 4.10 où il est comparé à celui obtenu par ISO et à celui d'un corps noir à 200 K. A ce sujet, le spectre ISO a été utilisé pour faire l'ajustement de la photométrie absolue du spectre MIDI. Cette manière de procéder est contestable, le champ de vu de MIDI étant bien plus étroit que celui de ISO et l'époque entre les deux mesures étant différente, mais permet au moins de comparer le comportement spectral des deux mesures. On ne constate aucune différence notable à travers la bande N, on retrouve toujours un minimum local d'émission vers $9 - 10 \mu\text{m}$, traditionnellement associé au maximum d'absorption des silicates à $9,7 \mu\text{m}$ [Lutz et al., 2000].

4.3.1 L'hypothèse des silicates différenciés

Le constat d'un minimum identique dans la courbe de visibilité (figure 4.10) conduit à une première tentative d'interprétation qui consiste à utiliser un effet d'opacité pour reproduire simultanément le comportement spectral de la photométrie et de la visibilité.

Autant les spectres d'absorption permettent de reproduire relativement facilement les spectres observés, autant elle ne peut expliquer seule l'évolution de la visibilité avec la longueur d'onde. Jaffe et al. [2003] proposent alors un modèle où la poussière est différenciée entre une composante étendue et une composante compacte. Le spectre de chacune de ces composantes est différent. La majorité du flux observé provient de la composante étendue. La différence de spectre entre les deux composantes produit les variations de visibilités constatées. En pratique, la visibilité élevée en dessous de $9 \mu\text{m}$ est associée à une composante compacte devenant relativement plus brillante que celle étendue, grâce à la différenciation de la poussière.

Pour plus de détails sur la modélisation et les résultats, on se reportera à l'article en annexe.

4.3.2 L'hypothèse des molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques

Je propose également une interprétation alternative aux données photométriques et interférométriques obtenues sur NGC1068. Cette hypothèse repose sur la présence d'une émission compacte associée à des molécules d'hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH).

La confusion silicates - PAH

Clavel et al. [2000] mentionne une confusion possible entre une signature en absorption des silicates à $9,7 \mu\text{m}$ et des signatures en émission des PAH à $8,6 \mu\text{m}$ et $11,3 \mu\text{m}$. Cette confusion apparaît surtout pour des données obtenues par des observatoires terrestres, limitées à la largeur de la bande. Entre signatures en absorption et en émission, il devient difficile d'estimer le niveau du continu. En général cela revient à surestimer l'absorption des silicates et sous estimer l'émission des PAH. L'interprétation des données MIDI par des silicates uniquement souffre peut-être de ce défaut et pourrait tenir compte d'une émission possible par des PAH.

Les propriétés particulières des poussières extragalactiques

Maiolino et al. [2001a,b] utilisent par ailleurs cette absence d'une absorption marquée des silicates dans les noyaux de Seyfert 2 comme une des preuves que la composition des poussières dans les Noyaux Actifs de Galaxies est différente de celle de la galaxie. Une explication possible serait la présence de grains de poussière de taille supérieure. Les caractéristiques de ces poussières font, en plus d'apporter une explication au rougissement E_{B-V}/N_H et à l'extinction A_V/N_H des noyaux actifs de galaxies observé plus faible que pour le centre galactique, que le spectre observé présente en général moins de signatures, donc une signature des silicates plus faible.

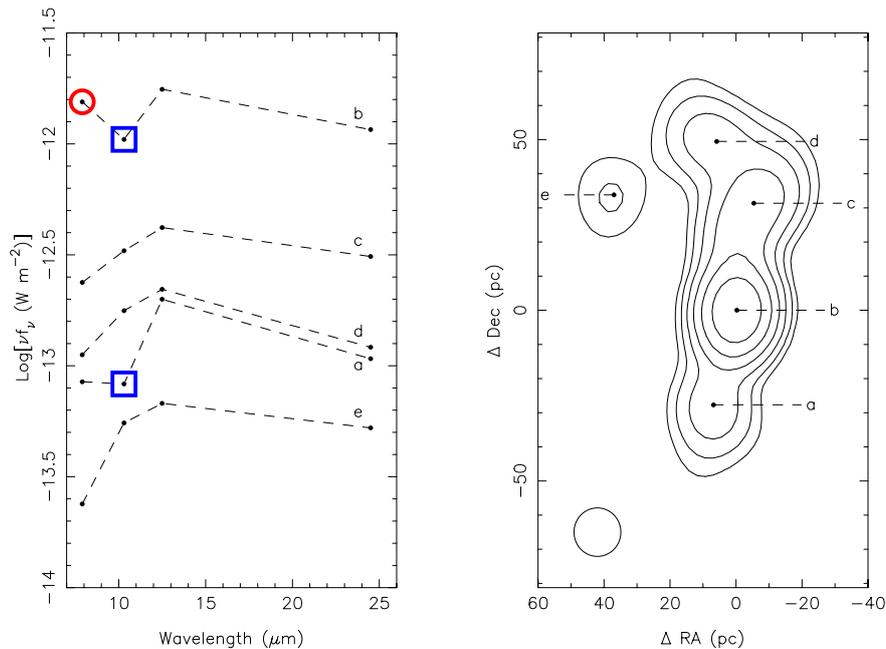


FIG. 4.11 – Spectral energy distribution in artificial beams of diameter $0.2''$ at five places in the $12.5 \mu\text{m}$ deconvolved image is given in the left-hand panel. The locations of the photometry are shown in the right-hand panel superimposed on a contour plot of the $12.5 \mu\text{m}$ deconvolved image smoothed to $0.2''$ resolution. The contour levels are spaced by a multiplicative factor of 2 from the maximum; [...]. Silicate absorption is identified with the $10.5 \mu\text{m}$ data. Les points de mesure à $10, 3 \mu\text{m}$ pour les positions a et b présentent une signature en absorption des silicates; le point de mesure à $7, 9 \mu\text{m}$ pour la position b présente un supplément d'émission qui pourrait être associé aux PAH.

Les indices d'une émission PAH nucléaire

Les observations dans l'infrarouge moyen obtenues par Bock et al. [2000] à $7, 9 \mu\text{m}$, $10, 3 \mu\text{m}$, $12, 5 \mu\text{m}$ et $24, 5 \mu\text{m}$ ont conduit à des cartes d'intensité dans des gammes de longueur d'onde pouvant en partie être associées à l'émission des PAH (pour $7, 9 \mu\text{m}$) et à l'absorption des silicates (pour $10, 3 \mu\text{m}$). Ces résultats sont présentés en figure 4.11 où des distributions spectrales d'énergie sont calculées en des points particuliers de la source. La signature en absorption des silicates (carrés bleus) est visible pour le noyau (position b) et pour la partie inférieure (position a) qui se trouve être dans la direction d'inclinaison du tore. On constate également un supplément d'émission (cercle rouge) au niveau du noyau (position b) à $7, 9 \mu\text{m}$. Cette émission pourrait être interprétée par la présence de PAH au niveau du noyau.

Survie des PAH dans le noyau

Il est communément admis que les PAH sont détruits par le continu ionisant de l'objet central. Si les PAH survivent proches du noyau, il doivent se trouver là où ils sont le mieux protégés. Dans le cas de figure de NGC1068, il ne doit pas s'agir de la ligne de visée puisque dans l'hypothèse d'un tore incliné la zone de protection maximale doit se trouver dans le plan équatorial du tore.

En considérant des poussière avec la même prescription de répartition que celle utilisée par Granato et al. [1996], soit :

$$n = e^{-6 \cos^2 \theta} \quad (4.15)$$

on obtient un rapport de profondeur optique de 3 entre la ligne de visée et le plan équatorial, en supposant que le tore de NGC1068 est incliné de 25° . Ce supplément d'opacité pourrait

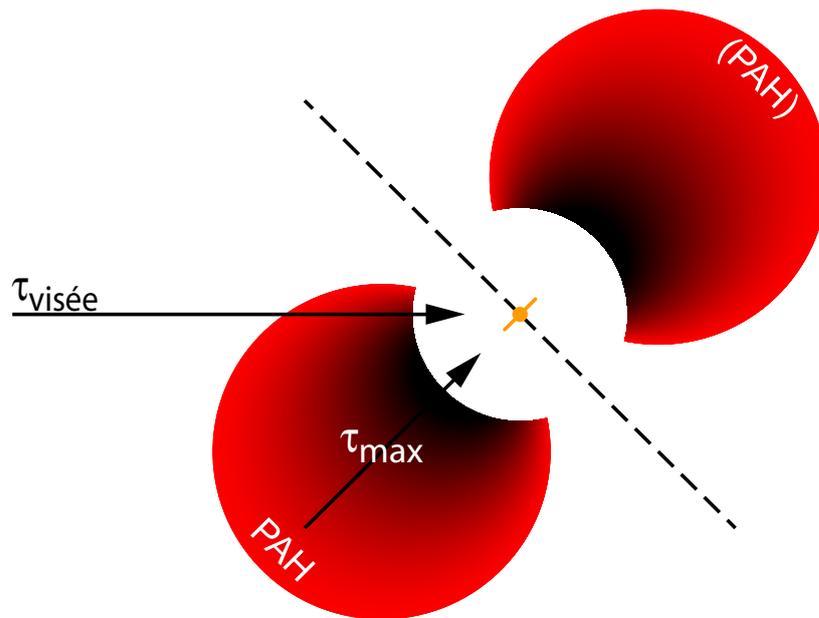


FIG. 4.12 – Hypothèse PAH : les PAH devraient se trouver de préférence dans le plan équatorial du tore, donc pas sur la ligne de visée associée à l’objet central. Le rapport de profondeur optique entre la ligne de visée $\tau_{vis\u00e9e}$ et le plan équatorial τ_{max} correspond alors à un facteur 3 si la distribution de poussière suit la prescription faite par Granato et al. [1996]. Les PAH sur la partie avant du tore en dehors de la poussière et visibles, ceux derrière le tore (PAH) sont invisibles.

suffire à protéger les PAH, mais sur cette question de la survie une étude plus approfondie est nécessaire et en cours.

Modèle proposé

Je propose donc de considérer le modèle présenté en figure 4.12 concernant la localisation des PAH au voisinage du noyau de NGC1068. Les PAH se trouvent ainsi dans le plan équatorial du tore de poussière sur l’axe d’opacité maximale. L’observateur voit donc l’objet central et les PAH qui à cet endroit peuvent ne pas être détruits.

Un tel modèle est alors constitué de deux éléments :

- Une composante étendue associée à la distribution de poussières qui va produire la majorité du flux. Cette composante sera caractérisée par une certaine température de corps noir et une certaine taille.
- Une composante compacte associée à des PAH qui va donc émettre au voisinage de $8,6 \mu\text{m}$. Cette composante conduit à l’augmentation de la visibilité vers ces mêmes longueurs d’onde. Elle est caractérisée par une certaine taille, un profil de raie et une certaine énergie au maximum d’émission.

Résultats

Les résultats des simulations conduisent aux courbes de flux et de visibilité de la figure 4.13. L’accord entre modèle et observations est acceptable. On trouve bien une remontée de la visibilité au niveau du pic d’émission des PAH, associée à la compacité de leur distribution. Le flux en revanche est dominé par l’émission étendue de corps noir légèrement modifiée par l’émission des PAH. Il existe cependant un désaccord au niveau de la pente du continu que l’on peut vraisemblablement associer à l’absence d’une absorption par des poussières qui aurait permis de rougir le continu.

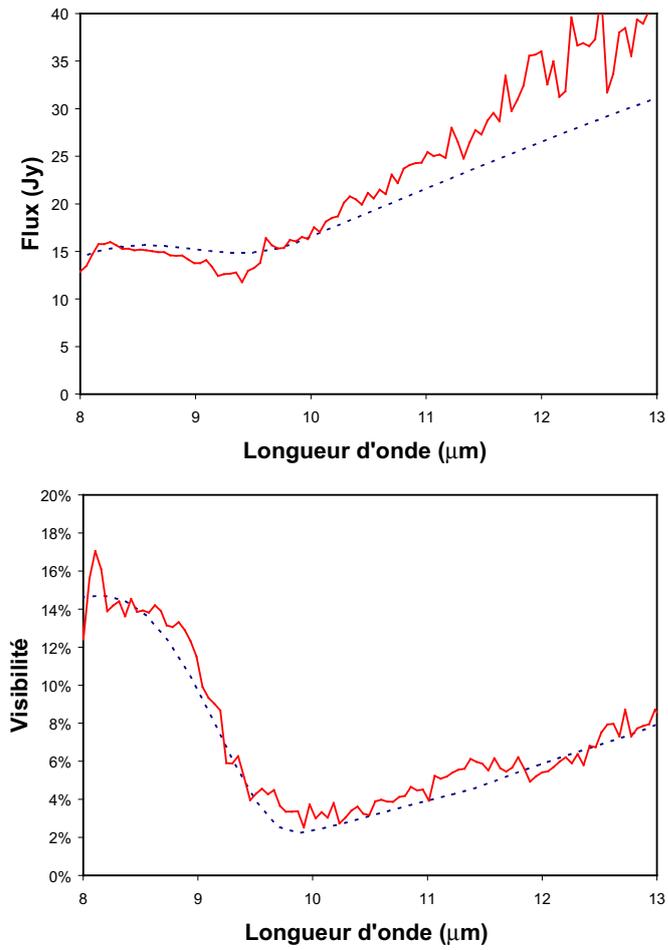


FIG. 4.13 – Modélisation (pointillés bleus) des données (traits noirs) MIDI sur NGC1068. Le modèle est composé d'une émission étendue à 280 K de taille 76 m'' et d'une émission compacte de PAH de taille 15 m''.

Avantages et inconvénients du modèle

Le premier avantage de ce modèle est qu'il permet d'interpréter les données sur NGC1068 avec un plus petit nombre de paramètres que celui des silicates différenciés. Cependant, le modèle avec PAH mériterait de s'inspirer des effets d'absorption par les poussières tels qu'ils sont gérés dans l'autre modèle, de façon à améliorer l'accord avec le flux à grandes longueurs d'onde. La profondeur optique moyenne associée aux noyaux de Seyfert 2, pour la signature des silicates, est estimée par Clavel et al. [2000] à $\tau_{9,6} = 0,6$, en comparaison de $\tau_{9,6} = 6,0$ attendu pour une composition galactique des poussières. La valeur de $\tau_{9,6} = 0,6$ est bien celle proposée par Jaffe et al. [2003]. Une fusion des deux modèles serait la meilleure des solutions.

D'autre part, Clavel et al. [2000] propose une technique d'estimation de l'absorption utilisant la largeur équivalente de l'émission PAH. Pour que cette technique fonctionne les PAH doivent se trouver devant l'absorbant tout en n'étant pas absorbés. C'est bien le cas du modèle proposé où les PAH ne subissent pas l'absorption par le tore comme le subit le noyau.

L'inconvénient majeur de ce modèle est qu'il va à l'encontre de ce qui est communément admis : les PAH proches du noyau doivent être détruits. Pour étayer l'hypothèse de leur présence compacte, des calculs de transfert de rayonnement dans un tore de poussière incorporant des PAH sont en cours. Elles devraient permettre d'estimer les chances de survie de ces molécules associées aux conditions de flux au sein de la poussière.

4.3.3 Comment tester les deux modèles ?

Les deux modèles présentés sont déjà suffisamment raffinés pour qu'ils permettent de faire des prédictions pour des observations futures. Je propose ainsi d'utiliser deux techniques pour tester les hypothèses avancées.

Variabilité de la composante compacte

En étudiant la variabilité de la composante compacte on peut peut-être estimer la corrélation avec le continu du NAG. Pour le modèle à silicates différenciés, si la composante compacte correspond au disque d'accrétion alors la corrélation risque d'être forte et instantanée, si elle est associée au bord interne du tore alors la corrélation va être plus faible et plus retardée. En revanche, dans l'hypothèse des PAH, on s'attend à ne pas observer de corrélations avec le continu puisque la poussière est là pour faire écran.

Signature d'interférométrie différentielle

La présence d'une signature en interférométrie différentielle corrélée à la variation de visibilité n'est pas une information pertinente pour faire la part entre les deux modèles.

Dans l'hypothèse où la composante compacte est associée à des PAH, il doit nécessairement y avoir une évolution de la phase corrélée avec celle de la visibilité. En effet le centre de l'émission des PAH doit nécessairement être différent de celui de la composante de poussière étendue. Les PAH se trouvant dans les parties opaques au rayonnement provenant de l'objet central, les poussières auront plutôt tendance à être froides à cet endroit là : d'où le déplacement du photocentre avec la longueur d'onde, d'où la signature en interférométrie différentielle.

En revanche, il n'y a pas de contrainte aussi claire pour le modèle à silicates différenciés. Il peut très bien y avoir une signature en interférométrie différentielle comparable à celle attendue pour le modèle à PAH.

Finalement, c'est l'absence de signatures qui signifierait que l'hypothèse des PAH ne tient pas. Des résultats préliminaires sur la phase différentielle indiquent qu'il pourrait bien y avoir un effet. Cependant, ces calculs sont particulièrement difficile principalement en raison de la présence de l'absorption par l'ozone atmosphérique entre 9 μm et 10 μm , juste entre l'absorption par les silicates et l'émission des PAH.

Bilan

Ces premières données interférométriques en bande N sur NGC1068, posant plus de question qu'elles n'apportent de réponse, font que les prochaines observations vont s'avérer pleines de surprises. En multipliant en longueur et en orientation le nombre de ligne de base, l'étude des asymétries et des répartitions spatiales de l'énergie pourra commencer. Cet ensemble de mesure donnera alors matière au baptême de la boîte à outils présentée au chapitre précédent. La maturité de l'instrument et l'augmentation du nombre de mesures permettront certainement d'affirmer avec plus de confiance les interprétations actuelles, voir de les contredire complètement. D'autre part, l'arrivée prochaine (2003) de VISIR (*VLT Mid Infrared Spectrometer/Imager*) devrait permettre d'étayer certaines des hypothèses présentées.

Au niveau de l'instrument et de la réduction de données, le plein potentiel du MIDI n'est pas encore atteint. Le jour où cela sera le cas, les performances de l'instrument seront certainement remarquables. La stabilisation des différents modes d'observation est enfin une priorité, puisqu'elle devrait permettre de mettre en place une procédure de réduction de donnée plus complète et de meilleure qualité, permettant de tirer pleinement profit des vertus de l'instrument.

Au delà de l'objet particulier, des données et de l'instrument utilisé, cette observation résolue d'un noyau de Seyfert 2 confrontée à celle du Keck d'un noyau de Seyfert 1 non résolu, semble abonder dans le sens du modèle unifié. Les noyaux de Seyfert 2, observés à travers le tore de poussière, devraient avoir une taille angulaire plus importante que celle des noyaux de Seyfert 1 où l'objet central, de taille angulaire inférieure, est directement exposé à l'observateur. Ces deux premières observations sont conformes aux attentes. Une conclusion évidente est que pour les objets où le noyau est caché par ce tore de poussière (Seyfert 2 et NLRG du modèle unifié, fig. 3.1 la génération des interféromètres constituée par le Keck et le VLTI est parfaitement adaptée. Elle permettra de mener une étude approfondie à haute résolution angulaire des parties internes du tore de poussière. En revanche, pour les objets exposés directement le noyau lumineux, la résolution angulaire proposée par ces deux observatoires risque de ne pas être suffisante pour résoudre la composante compacte qui est alors associée à des constituants du NAG plus internes que le tore de poussière. La poursuite de l'étude à haute résolution angulaire du tore de poussière pour cette classe d'objet est pourtant primordiale. En raison du contraste¹ souvent limité des observations interférométriques, l'entreprise risque d'être difficile et devra peut-être compter sur l'utilisation des futurs modes coronographiques des interféromètres. La troisième génération d'interféromètres, dont 'OHANA fait partie, se situe dans ce créneau où un supplément de résolution angulaire est nécessaire pour commencer l'étude de la région des raies larges par exemple.

¹Il est associé à la précision de mesure des visibilitées.

Chapitre 5

Réverbération et Interférométrie : Tomographie des AGN

Sommaire

5.1	Sondage de la région des raies larges	60
5.1.1	La région des raies larges	60
5.1.2	Cartographie par réverbération	60
5.1.3	Interférométrie	64
5.1.4	Comparaison réverbération - interférométrie	64
5.2	Dynamique de la région des raies larges	66
5.2.1	Effet Doppler	66
5.2.2	Technique de modélisation	66
5.2.3	Résultats	66
5.2.4	Comparaison des deux méthodes	67
5.2.5	Un mot sur les techniques astrométriques	67
5.3	Tomographie par modélisation physique	70
5.3.1	Quelques modèles	71
5.3.2	Limites des méthodes par modélisation physique	71
5.4	Réverbération interférométrique	71
5.4.1	Cartographie par haute résolution angulaire	72
5.4.2	Potentiel des techniques tomographiques	72
5.4.3	Le problème des corrélations	72
5.4.4	Réverbération interférométrique	74
5.4.5	SN1987a : un précurseur ?	75
5.5	Application cosmologique	77
5.5.1	Parallaxe extragalactique	77
5.5.2	Parallaxe extragalactique par interférométrie différentielle	78
5.5.3	L'influence de la géométrie	79
5.5.4	Paramètres cosmologiques	79

Nous savons maintenant que l'étude des parties des noyaux actifs de galaxies plus internes que le tore de poussière passe par l'observation avec une plus grande résolution angulaire que celle de la deuxième génération d'interféromètres (VLTI & Keck). Au cours de ce chapitre, je m'intéresse au constituant suivant dans l'ordre des tailles angulaires décroissantes : la région des raies larges.

Ce chapitre est consacré à la présentation d'une nouvelle technique d'observation tomographique de la région des raies larges des noyaux actifs de galaxies. Cette technique, que j'appellerai **réverbération interférométrique**, s'inspire de deux techniques plus classiques : la cartographie par réverbération et l'interférométrie. Je débute ce chapitre en présentant ces deux techniques observationnelles de **sondage de la région des raies larges** (5.1). Je montrerai qu'elles sont complémentaires et permettent d'étudier des aspects différents de la région des raies larges. Je poursuivrai avec une étude de la **dynamique de la région des raies larges** (5.2) du point de vue de ces deux mêmes techniques. Ces deux premières sections auront pour objectif de justifier la mise en place d'observations interférométriques de cette région des noyaux actifs de galaxies. Je passerai ensuite à une présentation des techniques actuellement envisagées permettant de faire de la tomographie sur la région des raies larges. Ces techniques peuvent être résumées sous l'appellation de **tomographie par modélisation physique** (5.3), en raison des hypothèses physiques nécessaires utilisées pour "fermer" les équations tomographiques. Je présenterai alors une nouvelle technique de tomographie se trouvant à la croisée des chemins de la cartographie par réverbération et de l'interférométrie (ou de toute autre technique de cartographie par imagerie à haute résolution angulaire) : la **réverbération interférométrique** (5.4). Je terminerai par une présentation d'une autre utilisation conjointe des techniques de cartographie par réverbération et d'interférométrie en vue d'une **application cosmologique** (5.5) : la mesure de distance par parallaxe extragalactique.

5.1 Sondage de la région des raies larges

5.1.1 La région des raies larges

Certains noyaux actifs de galaxies présente dans leur spectre des raies larges. L'élargissement attribué à l'effet Doppler témoigne de vitesses souvent de l'ordre de 1000 km/s et pouvant atteindre quelques 10000 km/s. Dans le cadre du modèle unifié, c'est le cas d'une partie des objets où le tore de poussière n'obscurcit pas l'objet central (Syfert 1, *Broad Line Radio Galaxies* et Quasars). Certains objets de type 1 très lumineux ne présentent pas de raies larges. Cette région pourrait pourtant être présente mais avec un contraste trop faible pour pouvoir être observée. Une telle explication ferait de cette région un constituant générique des NAG.

D'un point de vue spectroscopique, cette région est relativement bien connue. Des modèles de photoionisation permettent de reproduire, à partir des conditions physiques de la matière (densité, composition) et du rayonnement ionisant en provenance de l'objet central, les spectres observés. La géométrie et la dynamique de cette région sont une question plus ouverte. La technique de cartographie par réverbération, que je présenterai un peu plus loin, est seule pour l'instant à pouvoir donner des indices sur cette géométrie. Les techniques de haute résolution angulaire et donc l'interférométrie peuvent alors contribuer à l'étude de cette région, du moment que la résolution spectrale de ces instruments est suffisante, au moins pour distinguer les raies du continu, au mieux pour les résoudre spectralement pour en étudier la dynamique.

Certaines des raies larges observées ne peuvent être produites qu'avec une densité élevée de matière photo-ionisée. Associé à un facteur de couverture inférieur à 100%, l'état de nuage est la solution la plus probable. Elle satisfait conjointement à la condition de densité élevée et à celle d'un facteur de couverture inférieur à 100%. Le fait que les raies larges n'aient jamais été résolues en une forêt de raies permet de supposer un très grand nombre de nuages. Ce nombre très élevé de nuages permet de considérer la région des raies larges comme un milieu continu. Ceci justifie l'utilisation de la boîte à outils présentée au chapitre précédent pour simuler cette région. Les simulations de type Monté Carlo présentées et exploitées dans ce chapitre sont également justifiées du moment que le nombre de tirage est élevé.

5.1.2 Cartographie par réverbération

L'idée de la cartographie par réverbération de la région des raies larges est apparue avec l'observation d'une corrélation rapide entre la variabilité de l'intensité des raies larges et celle

du continu. Cette observation indiquait déjà que les émetteurs des raies larges devaient être des nuages optiquement épais au continu ionisant (Lyman), que les variations de ce continu devaient être également couplées à celles dans le visible ($\sim 3100 - 8000\text{\AA}$) et l'ultraviolet ($\sim 1000 - 3100\text{\AA}$) et que le temps de réaction étant court, la région des raies larges devait se trouver dans une région particulièrement compacte. Vers les années 1980, il était évident qu'il devait être possible d'étudier la répartition et la dynamique des émetteurs de la BLR en tirant profit de ces corrélations. Ainsi est née la cartographie par réverbération (ou cartographie par échos).

Je présenterai le principe qui conduit aux corrélations entre continu et raies et qui permet de relier la mesure d'un temps de corrélation à une mesure de distance (problème direct). Puis, je présenterai le problème épineux de l'inversion qui est à la base de la reconstruction des distributions d'émetteurs. Ensuite, j'évoquerai les résultats marquants au crédit de cette technique. Enfin, je présenterai ce que à mon avis sont les avantages et les inconvénients de la technique.

Pour une présentation plus complète de la technique de réverbération et de son application, j'invite le lecteur à se reporter à article de revue de Peterson [1993].

Principe des observations

La cartographie par réverbération est une technique servant à mesurer des distances au sein de l'objet observé. Elle utilise les répercussions de la variabilité de l'émission de l'objet central sur une raie quelconque, émise par des constituants avoisinants. Ces répercussions sont mesurées en repérant la fraction des variations du flux dans la raie qui correspondent avec un certain retard aux variations observées dans le continu. En pratique, fraction et retard sont obtenus en calculant l'inter-corrélation du signal de fluctuation du continu et de celui de la raie. La partie qui nous intéresse, correspondant à une mesure de distance, est celle associée au retard. Ce retard est en pratique repéré par le maximum dans l'inter-corrélation.

Un exemple simulé de l'inter-corrélation de deux signaux fluctuants est présenté en figure 5.1. Une condition indispensable pour mettre en évidence une corrélation de qualité est que chacun des deux signaux, celui du continu et celui dans la raie, soit mesuré avec la plus grande régularité possible et avec une fréquence compatible avec le temps de corrélation attendu. La simulation de la figure 5.1 est par exemple faite pour un échantillonnage parfait de deux signaux : le pic de corrélation définissant le retard moyen est clairement marqué.

Problème direct

Pour poursuivre l'étude et remonter à la distribution d'émetteurs, la mesure du retard moyen n'est pas suffisante. Je présente ici le chemin classique emprunté pour aboutir à la définition du signal retardé des émetteurs en fonction du signal exciteur du continu.

Le problème direct est illustré par la figure 5.2. On a choisi un repère cartésien ayant pour origine un objet central émetteur du continu. Les deux premiers axes x et y repèrent le plan du ciel tandis que l'axe z pointe vers l'observateur. On suppose que les fluctuations du continu se propagent au milieu environnant à la vitesse de la lumière c . Un émetteur de raie va donc subir les fluctuations avec un certain retard lié à sa distance de l'objet central. En supposant que les fluctuations dans cette raie sont associées à la réémission du continu, on explique la corrélation effectivement observée entre les fluctuations du continu et de la raie. On montre alors que le lieu des émetteurs, produisant un même retard τ de fluctuation dans la raie, est un paraboloïde de révolution $\mathcal{P}(\tau)$ autour de l'axe z ayant pour équation en cylindrique et en polaire :

$$\mathcal{P}(\tau) : \left\{ z = \frac{\rho^2 - (c\tau)^2}{2c\tau} \right\}_{(\rho, \theta, z)} \quad (5.1)$$

$$\mathcal{P}(\tau) : \left\{ r = \frac{c\tau}{(1 + \cos \theta)} \right\}_{(r, \theta, \phi)} \quad (5.2)$$

On peut donc définir la fonction de transfert temporelle $\Psi(\tau)$ associée à une distribution quelconque d'émetteurs $\epsilon(\vec{r})$. Considérons les émetteurs dans un élément de volume de l'espace

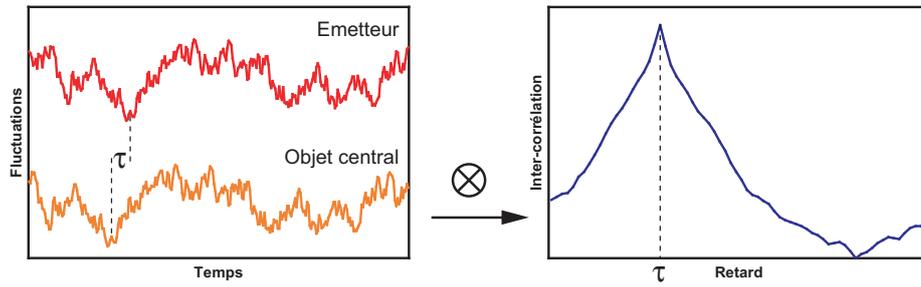


FIG. 5.1 – Inter-corrélation obtenue à partir des deux signaux fluctuants provenant de l'objet central et de l'émetteur. La position du maximum d'inter-corrélation donne une mesure du retard entre les deux signaux. Tous les axes sont en unités arbitraires.

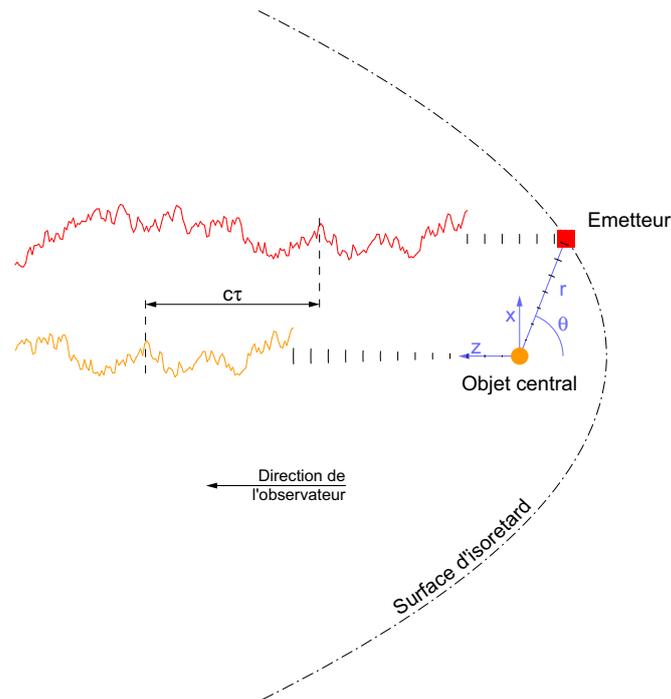


FIG. 5.2 – Cartographie par réverbération. La parabole d'iso-retard est l'ensemble des lieux où les réverbérations des fluctuations de l'objet central sont perçues avec un retard fixe. Ce retard τ est illustré pour un couple objet central (rond orange) et un émetteur (carré rouge). L'observateur est situé à gauche de la figure.

(r, θ, ϕ) et effectuons un changement de variables pour faire intervenir le retard τ :

$$\epsilon(r, \theta, \phi) r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\phi = \epsilon(\tau, \theta, \phi) \left(\frac{c}{1 + \cos \theta} \right)^3 \tau^2 \sin \theta \, d\tau \, d\theta \, d\phi \quad (5.3)$$

Vient alors la définition de la fonction de transfert temporelle $\Psi(\tau)$:

$$\Psi(\tau) = \iint_{(\theta, \phi)} c \epsilon(r, \theta, \phi) r^2 \sin \theta \delta [c\tau - r(1 + \cos \theta)] \, d\theta \, d\phi \quad (5.4)$$

Cette fonction de transfert temporelle Ψ permet d'obtenir la fluctuation dans la raie F_r , à partir de la fluctuation du continu de l'objet central F_c , au moyen de la convolution suivante :

$$F_r(t) = \int_0^\infty F_c(t - \tau) \Psi(\tau) \, d\tau \quad (5.5)$$

On remarquera que la fonction de transfert temporelle est naturellement nulle pour les retards négatifs limitant l'intégrale ci-dessus aux retards positifs.

Problème inverse

A partir des mesures des fluctuations du continu et de la raie, il s'agit maintenant d'obtenir un maximum d'information sur la distribution d'émetteurs.

Une technique possible est de former l'inter-corrélation entre les deux signaux. On peut montrer qu'elle est équivalente à la convolution entre la fonction de transfert et l'auto-corrélation du signal du continu :

$$F_r \otimes F_c = \Psi * (F_c \otimes F_c) \quad (5.6)$$

Même si l'inter-corrélation correspond toujours à une convolution sur la fonction de transfert, l'avantage réside dans le fait que l'inter-corrélation du signal du continu a une forme beaucoup plus piquée que celle du signal du continu présent dans la convolution d'origine. Ainsi l'inter-corrélation entre raie et continu permet pratiquement d'obtenir la fonction de transfert.

On peut donc supposer que le temps τ_{pic} associé au maximum correspond bien au retard moyen de réverbération. Puisque l'on connaît l'auto-corrélation du continu, il est également possible de poursuivre en utilisant des techniques de déconvolution.

En revanche, une fois obtenue la fonction de transfert temporelle, il n'est pas évident d'en déduire la distribution spatiale des émetteurs de la raie. Il s'agit en effet d'inverser l'intégrale 5.4 ce qui est impossible sans information supplémentaire.

Un exemple de résultats marquants

Les résultats obtenus sur NGC5548, résumés par la table 5.1, sont typiques de ce que l'on peut espérer sur les NAG. Ces conclusions ont été généralisées à d'autres objets dans l'article de revue de Peterson [1993].

- Il n'y a pas de retard significatif entre les fluctuations des continus UV et optiques. Les deux gammes de rayonnement proviennent vraisemblablement de la même région.
- Le continu UV varie avec une plus grande amplitude que le continu optique. Ceci laisse entendre que le rayonnement est à l'origine UV avant d'être optique.
- Le retard est relativement faible pour toutes les raies d'émission mais présente une tendance claire d'augmentation du délai pour un niveau d'ionisation décroissant. Illustrant la présence d'une ionisation radiale au sein de la région des raies larges.
- Les raies avec un haut niveau d'ionisation varient avec une amplitude plus grande que celles avec un faible niveau d'ionisation. Ce qui est compatible avec le fait que les raies avec un haut niveau d'ionisation sont émises dans des régions plus internes.

Emission	τ_{pic} [jours]	F_{var}
cont. UV	...	0,32
cont. optique	2	0,13
NV $\lambda 1240$	2	0,40
HeII $\lambda 1640$	2	0,36
"Small bump"	6	0,11
HeII $\lambda 4686$	7	> 0,17
HeI $\lambda 5876$	9	0,08
Ly α $\lambda 1215$	10	0,18
CIV $\lambda 1549$	10	0,14
H γ $\lambda 4340$	13	0,11
H α $\lambda 6563$	17	0,06
H β $\lambda 4861$	20	0,09
CIII] $\lambda 1909$	22	0,15
MgII $\lambda 2798$	34-72	0,07

TAB. 5.1 – Résultats d’inter-corrélation sur NGC 5548 pour une liste mélangeant émissions du continu et raies classées par degré d’ionisation. Deux paramètres sont présentés : le retard au pic de corrélation τ_{pic} et la fraction de variabilité F_{var} . Ce tableau est reproduit de [Peterson, 1993].

5.1.3 Interférométrie

Pour pouvoir espérer étudier la région des raies larges en interférométrie, il est indispensable d’avoir une résolution angulaire suffisante. Le besoin en résolution angulaire peut être déduit des tailles de BLR estimées par la technique de réverbération. Cette taille n’est pas disponible pour un très grand nombre : soit la mesure n’a pas été fructueuse par manque de variabilité de l’objet, soit elle n’a pas été tentée.

J’ai utilisé des mesures compilées par Kaspi et al. [2000] sur un échantillon d’une trentaine de noyaux actifs. Ces mesures de réverbération ont été faites pour des raies du visible plutôt que celles du proche infrarouge comme $Br\gamma$. J’ai fait l’hypothèse que l’élargissement des raies était le résultat de l’effet Doppler induit par une distribution d’émetteurs en mouvement circulaire képlérien. Ceci revient à supposer que le mouvement d’ensemble des émetteurs est principalement gouverné par la masse M de l’objet central.

$$v^2 = \frac{GM}{r} \quad (5.7)$$

Lorsque les largeurs des raies $v_{H\beta}$ et $v_{Br\gamma}$, ici exprimées en vitesse, sont disponibles dans cette raie visible et dans la raie $Br\gamma$, il est alors possible d’estimer la taille $\Theta_{Br\gamma}$ qu’aurait la BLR vue en $Br\gamma$, au moyen de la relation suivante :

$$\Theta_{Br\gamma} = \Theta_{H\alpha} \frac{v_{H\beta}^2}{v_{Br\gamma}^2} \quad (5.8)$$

Les résultats présentés dans la figure 5.3 permettent de situer les tailles typiques des BLR, mesurées par réverbération, vis-à-vis de la résolution des différentes installations interférométriques. Il est probable que des installations comme le Keck et le VLTI ne seront pas capables d’offrir une résolution suffisante. La mesure récente d’une visibilité élevée en bande K par l’interféromètre du Keck, sur une base de 80 mètres, vient renforcer cette hypothèse. En revanche, sur les plus longues bases de ‘OHANA, les régions de raies larges de certains noyaux actifs massifs et proches pourraient être résolues. Dans tous les cas, la présente étude justifie la poursuite des efforts pour atteindre de meilleures résolutions angulaires.

5.1.4 Comparaison réverbération - interférométrie

Un inconvénient majeur de la réverbération est qu’il faut se contenter de la variabilité du continu observé dans un noyau donné. Il est fort possible d’observer un noyau actif, disons une

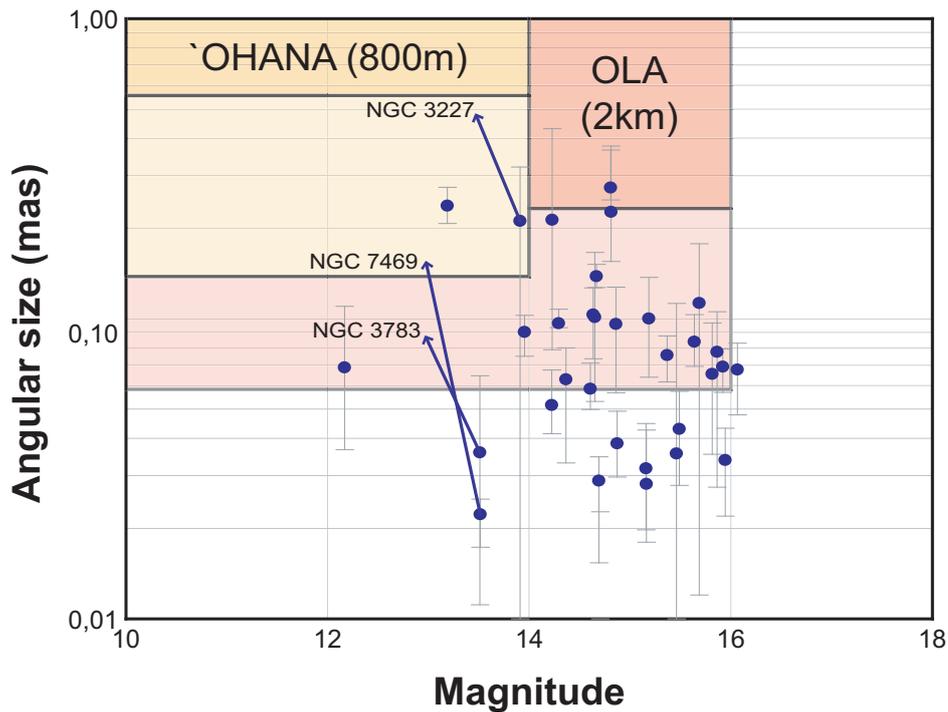


FIG. 5.3 – Estimation de la taille moyenne en $H\beta$ ($0,48 \mu\text{m}$) et de la luminosité de la région des raies large pour plusieurs noyaux actifs de galaxies où des mesures de rayon de taille de réverbération sont disponibles (ce mode de sélection biaise l'échantillon vers les BLR de petite taille). Les données présentées sont tirées de Kaspi et al. [2000]. Les flèches annotées représentent des extrapolations pour la raie $Br\gamma$ ($(2,16 \mu\text{m})$). Les domaines de résolution et sensibilité de plusieurs instruments sont superposés pour la bande K. Il s'agit de 'OHANA et du projet OLA d'interféromètre sur le site de OWL, le projet de télescope de 100 mètre de l'ESO.

Seyfert 1, présentant des raies larges marquées mais ne possédant pas la variabilité suffisante pour qu'elle se répercute (réfléchisse) dans la raie. Nous verrons dans le chapitre suivant que l'interférométrie ne présente pas cet inconvénient.

La cartographie par réverbération est une technique plus répandue que l'interférométrie. Cela tient au fait qu'elle est basée sur une technique plus ancienne et largement diffusée : la spectroscopie.

L'interférométrie ne repose pas sur une caractéristique de l'objet observé au contraire de la cartographie par réverbération qui requiert un noyau un minimum variable pour fonctionner.

La cartographie par réverbération permet de sonder les régions internes de la région des raies larges, d'une part en raison du fait que les raies internes ont une meilleure réponse que les raies externes et d'autre part parce qu'il est plus facile pour des raisons de protocole observationnel de mettre en évidence des faibles corrélations temporelles. En revanche, l'interférométrie explorera plus facilement les régions externes à la taille angulaire plus grande.

5.2 Dynamique de la région des raies larges

5.2.1 Effet Doppler

L'élargissement des raies de la région des raies larges trouve son origine dans l'effet Doppler induit par les mouvements des émetteurs. Cet effet induit une corrélation entre la longueur d'onde d'observation et les mesures que produisent les différentes techniques.

Pour la cartographie par réverbération, les mesures de fluctuations, de fonction de transfert temporelle et finalement les mesures de retard dépendent désormais de la longueur d'onde.

Pour l'interférométrie, les visibilités complexes et donc la distribution sur le plan du ciel correspondante des émetteurs dépendent de la longueur d'onde.

5.2.2 Technique de modélisation

J'ai choisi de suivre la même approche que Welsh & Horne [1991] en effectuant des simulations de type Monte Carlo. La boîte à outils présentée dans le chapitre précédent aurait parfaitement pu être utilisée au détail près que la grille cartésienne utilisée pour les simulations n'est pas du tout adaptée aux surfaces d'iso-retard utilisées pour les calculs de réverbération. Une simulation de type Monte Carlo, permet de se passer d'une grille, ne pouvant être adaptée simultanément à l'interférométrie et à la réverbération, au prix d'une probabilisation du problème.

Les modèles présentés sont en lois de puissance. La vitesse V , le nombre de nuage dN par intervalle de rayon et l'émissivité ϵ par nuage suivent les relations suivantes :

$$V(r) = V_0(r/r_{min})^\alpha \quad (5.9)$$

$$dN(r) = N_0(r/r_{min})^\beta dr \quad (5.10)$$

$$\epsilon(r) = \epsilon_0(r/r_{min})^\gamma \quad (5.11)$$

Pour plus de détails sur le fonctionnement de la simulation on se reportera à Welsh & Horne [1991]. Je me contenterai de rappeler les hypothèses simplificatrices des modèles : (1) le rayonnement est isotrope, (2) il n'y a pas d'opacité, (3) les nuages sont identiques et discrets, (4) la réponse des raies d'émission est instantanée, (5) la structure de la BLR n'évolue pas avec le temps, (6) l'origine de l'excitation est un point central et (7) pas d'effets relativistiques. Il sera fait usage de ces hypothèses tout au long de ce chapitre, même en dehors du cadre des simulations de type Monte Carlo qui suivent.

5.2.3 Résultats

Les résultats des simulations sont présentées dans les figures 5.4 et 5.5 pour des conditions identiques à celles présentées par Welsh & Horne [1991] : raies en chute libre, en flot de Hubble, en mouvement aléatoire képlérien pour des configurations sphériques puis en disque en rotation

képlérienne avec différentes inclinaisons. Le nombre de tirages aléatoires est de 10^6 pour chacune des simulations présentées.

Réverbération

Pour les deux figures (5.4 et 5.5), les simulations de réverbération sont illustrées par des cartes d'écho (fonction de transfert spectrale et temporelle) en fonction de la vitesse radiale et du retard. Le choix s'est porté sur la vitesse radiale plutôt que sur la longueur d'onde pour ne pas dépendre de la longueur d'onde de la raie simulée. Une intégration de ces cartes d'écho selon le retard permet d'obtenir le profil de raie tandis qu'une intégration selon la vitesse radiale permet d'obtenir la fonction de transfert temporelle classique.

Interférométrie

Pour les simulations interférométriques, le choix a été fait de présenter les résultats dans l'espace direct plutôt que de présenter des visibilité ou toute quantité associée. Faire ce choix, c'est insister sur le fait que techniques interférométriques et techniques d'imagerie sont identiques.

Les modèles sphériques de la figure 5.4 ne posent pas de problème en raison de leur symétrie circulaire sur le plan du ciel. Ils sont représentés par le profil d'intensité en fonction de la vitesse radiale.

En revanche, les modèles de disques inclinés présentent une asymétrie sur le plan du ciel justement associée à cette inclinaison. La représentation est donc faite par utilisation de trois couleurs : vert pour les vitesses radiales proches de zéro, rouge et bleu pour les vitesses non nulles en respectant le sens du décalage vers le rouge ou vers le bleu.

5.2.4 Comparaison des deux méthodes

La cartographie par réverbération et l'interférométrie répondent de façon diverse aux différents modèles. Il se dégage pourtant une tendance claire de l'ensemble des simulations. En effet, on voit apparaître une différence de comportement entre les modèles à dynamique d'ensemble radiale comme la chute libre et le flot de Hubble de la figure 5.4, et ceux à dynamique d'ensemble rotationnelle comme les disques aux différentes orientations de la figure 5.5 :

- **Dynamique d'ensemble radiale** \Leftrightarrow **Cartographie par réverbération**

Une corrélation apparaît dans les cartes de réverbération entre le retard et la vitesse. Ceci peut être interprété comme une bonne capacité de la cartographie par réverbération à étudier les mouvements radiaux.

- **Dynamique d'ensemble rotationnelle** \Leftrightarrow **Interférométrie**

Une corrélation apparaît dans l'image du plan du ciel entre la position et la vitesse. De la même manière une interprétation de cette corrélation est une bonne capacité de l'interférométrie à étudier les mouvements de rotation.

Ce comportement est résumé à l'aide du schéma de la figure 5.6. Cette comparaison explique pourquoi l'interférométrie différentielle est traditionnellement associée à l'étude de la rotation des étoiles, des disques proto-planétaires ou de la région des raies larges dans les noyaux actifs.

5.2.5 Un mot sur les techniques astrométriques

Dire que les installations du VLTI et du Keck n'auront pas la possibilité d'étudier la région des raies larges, c'est oublier qu'il existe des techniques astrométriques qui permettent de dépasser cette limite en résolution angulaire théorique.

L'interférométrie différentielle par exemple, doit permettre d'étudier des déplacements du photo-centre d'un objet en fonction de la longueur d'onde qui se traduit par une évolution de la phase des franges avec la longueur d'onde. Cette capacité à dépasser la résolution angulaire s'explique aisément par analogie avec l'imagerie classique. La mesure de la phase des franges s'apparente ainsi à la mesure de la position de la position de l'image d'un objet. On considère

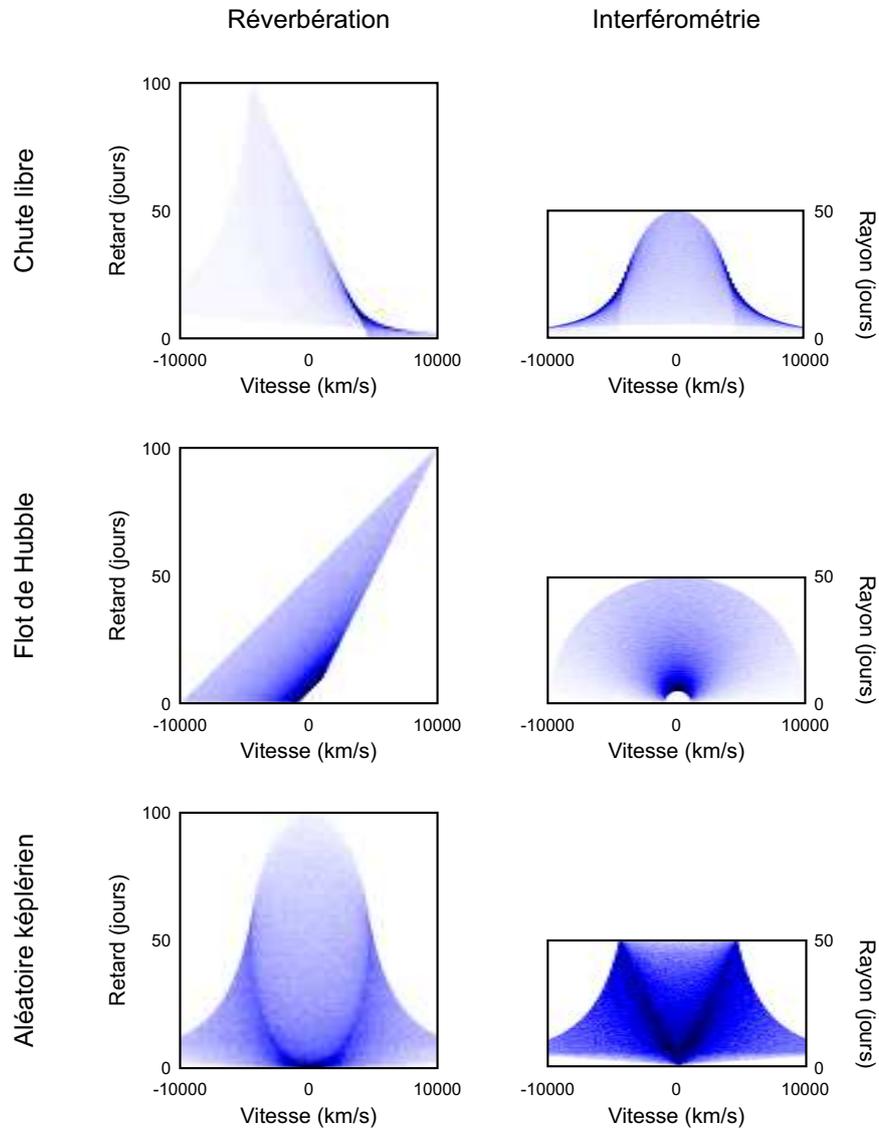


FIG. 5.4 – Modélisation de différentes configurations dynamiques sphériques dans l'optique des techniques de cartographie par réverbération (colonne de gauche) et d'interférométrie (colonne de droite). Pour la cartographie par réverbération, les images de réverbération sont représentées avec la vitesse sur l'axe horizontal et le retard sur l'axe vertical. Pour l'interférométrie, les images sont représentées avec la vitesse sur l'axe horizontal et la distance radiale sur l'axe vertical.

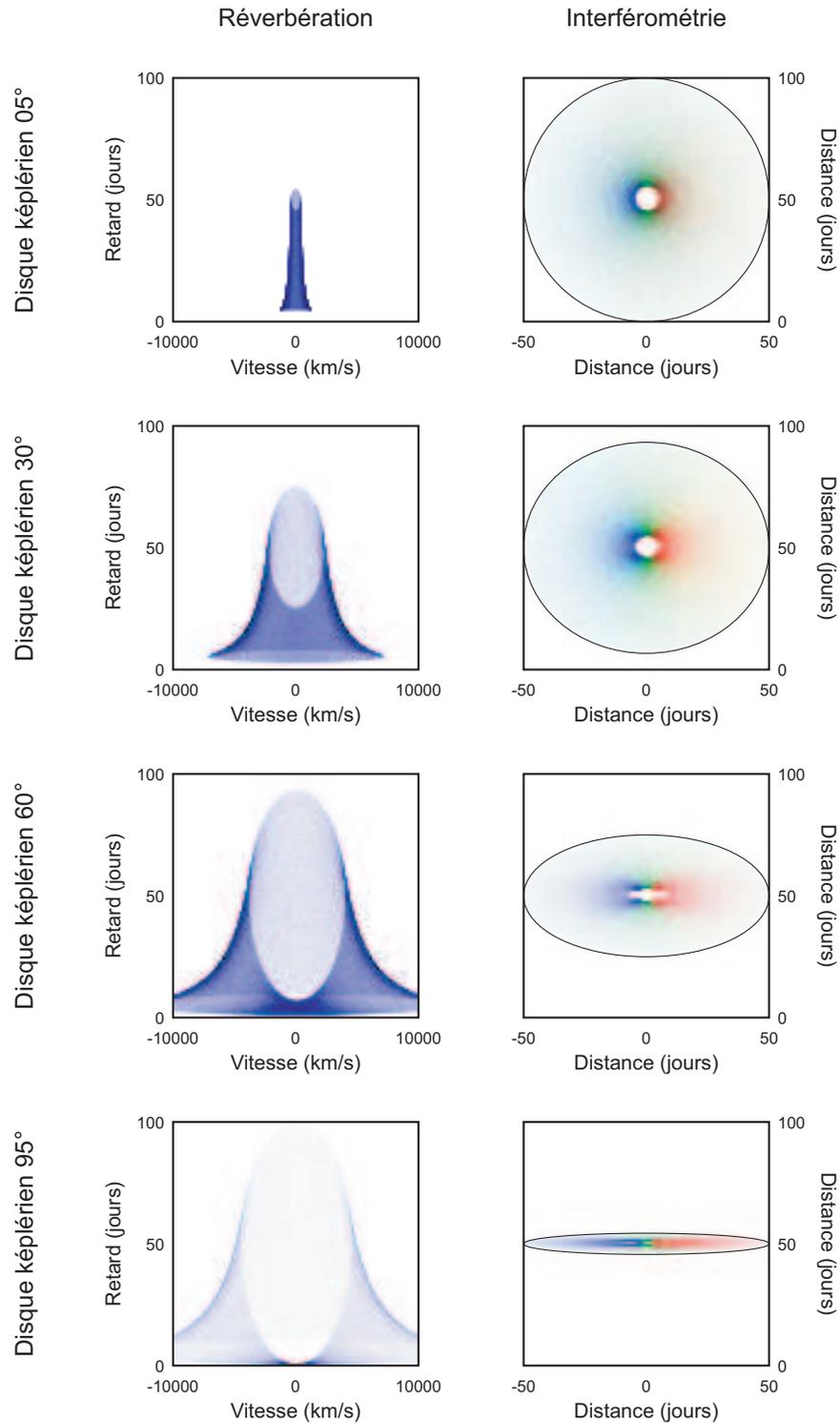


FIG. 5.5 – Modélisation de différents disques képlériens inclinés dans l’optique des techniques de cartographie par réverbération (colonne de gauche) et d’interférométrie (colonne de droite). Pour la cartographie par réverbération, les images de réverbération sont représentées avec la vitesse sur l’axe horizontal et le retard sur l’axe vertical. Pour l’interférométrie, les images sont représentées avec la vitesse sur l’axe horizontal et la distance radiale sur l’axe vertical.

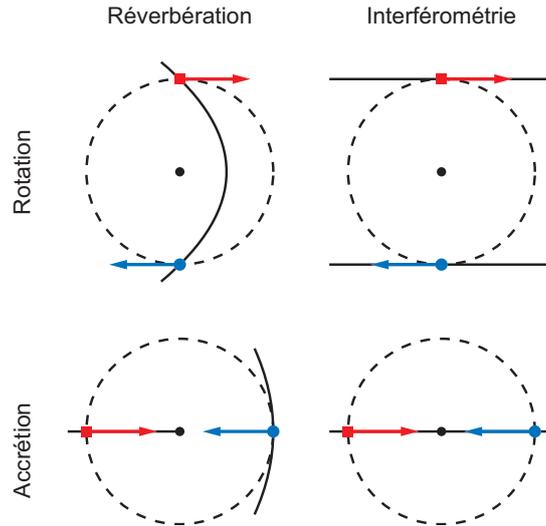


FIG. 5.6 – Schéma illustrant les mérites relatifs de la réverbération et de l'interférométrie sur l'étude des mouvements d'accrétion-éjection d'une part et de rotation d'autre part. Les pointillés représentent un anneau de matière émettant dans une raie. Cet anneau est en mouvement de rotation pour la ligne supérieure et en mouvement d'accrétion pour la ligne inférieure. Les traits pleins représentent les surfaces d'iso-mesure (iso-retard pour la réverbération et iso-position pour l'interférométrie). On constate une corrélation entre les surfaces d'iso-mesure et le sens de l'effet Doppler pour la rotation en interférométrie et pour l'accrétion en réverbération.

qu'il est possible de repérer cette position avec une précision meilleure que la résolution angulaire de l'instrument. En pratique une telle mesure fait partie des objectifs de l'instrument AMBER sur le VLTI.

Ceci étant dit, il faut pourtant ne pas oublier que l'observation en interférométrie différentielle ne permet pas d'étudier la géométrie de cette BLR. Seule la position moyenne du photo-centre associé à la raie par rapport à celle du continu est observable. Il n'est pas possible d'étudier de façon plus précise la distribution des émetteurs.

5.3 Tomographie par modélisation physique

L'idée d'étudier l'organisation spatiale de la région des raies larges au sein des NAG n'est pas nouvelle. À ce sujet, la technique de cartographie par réverbération s'est illustrée depuis la fin des années 1980. Plusieurs campagnes de relevés spectroscopiques ont produit des résultats intéressants sur les parties centrales des noyaux actifs. L'arrivée d'une nouvelle génération d'interféromètres optiques très résolvents laisse supposer que ces régions devraient bientôt être spatialement résolues. Malheureusement, aucune de ces techniques n'a en l'état de réelles capacités tomographiques. Nous avons vu qu'il n'était pas possible de remonter à la distribution spatiale des émetteurs à partir de l'expression 5.4 de la fonction de transfert temporelle. Plusieurs auteurs ont alors proposé d'ajouter des hypothèses physiques sur le milieu émetteur de façon à dépasser cette impossibilité. Ils montrent ainsi qu'il est dans une certaine mesure possible d'obtenir cette distribution spatiale. Chacun de ces modèles physiques peut se résumer à l'utilisation d'une relation entre la longueur d'onde et la localisation de l'émetteur à cette longueur d'onde.

5.3.1 Quelques modèles

Tomographie par modèle de disque

Collier et al. [1999] ont proposé d'utiliser un modèle simple de disque d'accrétion pour obtenir une relation entre la longueur d'onde de réverbération et une distance radiale physique.

Cette technique ne s'applique qu'au continu généré par le disque et n'entre pas exactement dans le cadre de la région des raies larges. Le formalisme reste pourtant inchangé. Et la vitesse de propagation des fluctuations reste celle de la lumière en accord avec l'observation d'un retard peu significatif entre les fluctuations dans l'UV et celles dans le visible (voir section 5.1.2).

La fluctuation chauffe le disque en changeant localement sa température de corps noir. Il existe alors, en tout point du disque, une longueur d'onde λ où la variation du flux local est maximale. Cette longueur d'onde se trouve être le maximum de la dérivée du corps noir par rapport à la température. Elle ne dépend que de la température locale T . Ainsi, pour une longueur d'onde donnée, le retard τ est associé à une certaine température du disque en raison de l'hypothèse précédente. Comme ce retard est aussi associé à une certaine position par rapport à l'objet central par la relation de réverbération, on obtient en mesurant le retard τ en fonction de la longueur d'onde λ , la distribution spatiale de température du disque. A partir de la largeur du pic de retard, il y a également moyen d'estimer l'inclinaison du disque par rapport à l'axe de visée.

Tomographie par modèle de photo-ionisation

Horne et al. [2003] utilisent simultanément des mesures de réverbération et un modèle de photo-ionisation de la BLR pour en faire la tomographie. Le modèle physique ajoute des contraintes supplémentaires à la distribution spatiale des émetteurs de raies. En pratique l'utilisation du modèle de photo-ionisation ajoute la contrainte supplémentaire que les nuages émetteurs dans une raie sont situés à une distance particulière de la source d'ionisation (l'objet central). A cet effet, des hypothèses sont faites pour faire fonctionner le code de transfert de rayonnement utilisé [CLOUDY Ferland et al., 1998] :

- sur le flux ionisant supposé provenir de l'objet central ;
- sur les nuages dont on spécifie la densité en hydrogène et la densité de colonne en hydrogène.

5.3.2 Limites des méthodes par modélisation physique

La première limite de la méthode est l'utilisation d'un modèle pour obtenir cette information manquante. Bien que chacun soit basé sur des hypothèses physiques justifiables, l'ajustement des paramètres de ces modèles n'est pas évident. Le résultat obtenu ne sera de toute façon pas unique.

Dans les cas de figure précédents, il y a de toute façon une indétermination sur l'angle de rotation autour de l'axe de visée. Le problème n'est pas crucial dans le cas du modèle du disque puisque la géométrie est déjà particulièrement contrainte. En revanche ce n'est pas le cas pour le modèle de photo-ionisation où cette indétermination se traduit par l'impossibilité d'inverser l'intégration sur l'angle polaire ϕ dans l'équation 5.4 définissant la fonction de transfert temporelle.

5.4 Réverbération interférométrique

Nous venons de voir que l'ajout d'un modèle physique à la cartographie par réverbération n'était pas la solution idéale pour faire de la tomographie de la région des raies larges de noyaux actifs de galaxie. C'est là que la haute résolution angulaire devient LA solution idéale. Je vais donc présenter une technique tomographique originale, réconciliant cartographie par réverbération et tomographie, que je baptiserai réverbération interférométrique à l'image des deux techniques dont elle hérite.

5.4.1 Cartographie par haute résolution angulaire

La façon la plus évidente de présenter la chose est de considérer l'équivalent, pour les techniques de haute résolution angulaire, des surfaces d'iso-retard associées aux observations par cartographie par réverbération. Une technique de haute résolution angulaire a la capacité d'isoler les différents constituants d'une distribution d'émetteurs sur le plan du ciel. Autrement dit, en supposant une distribution spatiale de matière émettrice de lumière $I(x, y, z)$, les quantités mesurées par la technique de haute résolution angulaire sont :

$$I(x, y) = \int I(x, y, z) dz \quad (5.12)$$

Cette équation est l'équivalent de la fonction de transfert temporelle (équation 5.4) obtenue en cartographie par réverbération. Elle relie la véritable distribution émettrice à l'objet tel qu'il est observé sur le plan du ciel. En s'appuyant sur cette analogie, on peut assimiler les lignes de visées, définies par les positions sur le ciel à x et y constants, aux surfaces de mesure constante de la technique à haute résolution angulaire. De même que l'on parle d'iso-retard en cartographie par réverbération, on pourrait parler pour ces surfaces de surfaces d'iso-position. Il est enfin possible de poursuivre l'analogie jusqu'au bout en baptisant les techniques de haute résolution angulaire : cartographie par imagerie !

5.4.2 Potentiel des techniques tomographiques

Pour juger du potentiel relatif des techniques tomographiques, nous pouvons commencer par comparer les différents cas de figures et les différentes observations sur lesquelles elles reposent. Ces comparaisons sont illustrées par la figure 5.7.

Enfin, ces modélisations physiques permettent de discriminer les différentes strates de la distribution d'émetteurs. La différence entre ces strates se fait par une relation entre la longueur d'onde et la distance radiale à l'objet central. On peut alors définir une sorte d'efficacité tomographique en étudiant les intersections entre les surfaces paraboliques d'iso-retard de la cartographie par réverbération et celles sphériques qui définissent ce que l'on pourrait appeler les surfaces d'iso-condition physique. Ces intersections sont illustrées par la figure 5.7. Mis à part le fait que ces intersections sont des cercles et non des points pour la tomographie par modèle physique, on remarquera que deux familles de courbes deviennent tangentes dans la zone située derrière l'objet central. C'est là principalement que seront commises les erreurs de reconstruction.

5.4.3 Le problème des corrélations

Réaliser une cartographie par réverbération d'un côté, une cartographie par imagerie de l'autre et espérer ainsi faire de la tomographie directe est impossible. Séparer les deux techniques c'est ne pas tenir compte des corrélations entre les deux types de mesures alors qu'elles seules permettent de réaliser le repérage dans l'espace parfait des émetteurs.

Je vais illustrer l'effet de l'absence des corrélations à l'aide d'un exemple simulé. Je considère trois émetteurs dans une raie, distribués dans l'espace autour de l'objet central. Les coordonnées cartésiennes de ces émetteurs sont les suivantes :

$$(x, y, z) \in \{(-1, -2, -2); (0, 2, 0); (2, 1, 2)\} \quad (5.13)$$

Les retards et les positions sur le ciel associés à ces trois émetteurs sont les suivants :

$$c\tau \in \{1; 2; 5\} \quad (5.14)$$

$$(x, y) \in \{(-1, -2); (0, 2); (2, 1)\} \quad (5.15)$$

Pour fixer les idées, on pourrait considérer qu'il s'agit de la BLR d'un NAG dont la taille angulaire est voisine de 4 milliseconde d'angle (les unités de x , y et $c\tau$ seraient donc données dans leur équivalent angulaire). On obtiendrait une taille réelle de la BLR d'environ 50 jours-lumière à 50 mégaparsecs.

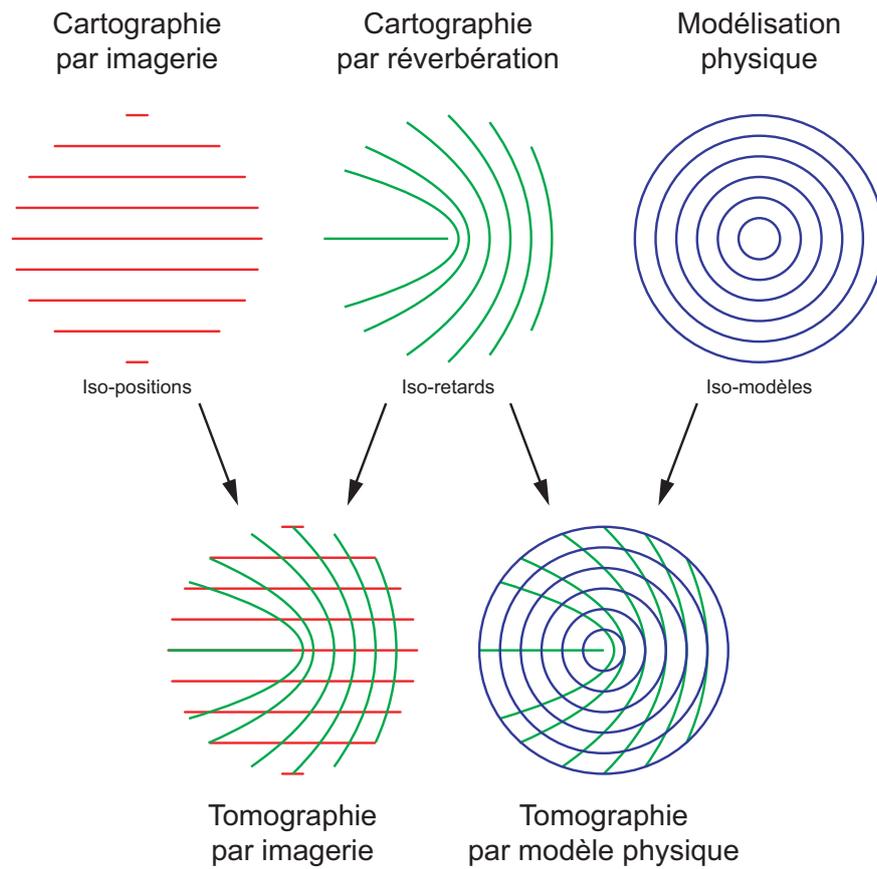


FIG. 5.7 – Illustration de l'efficacité tomographique des techniques à modélisation physique.

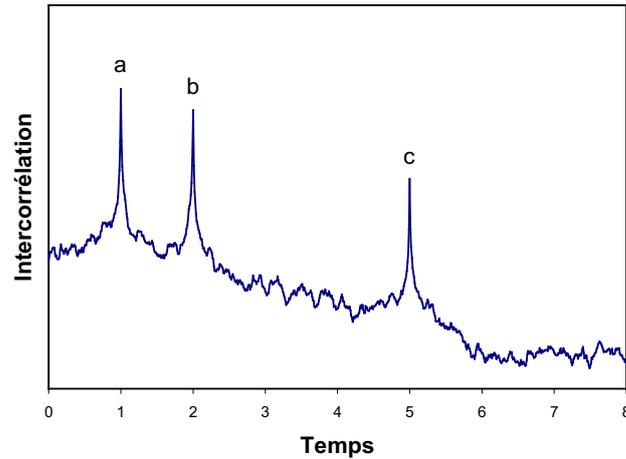


FIG. 5.8 – Simulation d’une inter-corrélation entre les fluctuations du continu et les fluctuations dans une raie. Cette simulation pour trois émetteurs fait bien apparaître trois pics : a, b et c. Le spectre des fluctuations est en loi de puissance avec un coefficient de $-0,5$.

La simulation de l’inter-corrélation de la cartographie par réverbération est présentée en figure 5.8. Elle présente bien les trois maxima aux retards attendus que nous appelons a, b et c dans l’ordre des retards croissants.

La simulation de la cartographie par imagerie est illustrée en figure 5.9. L’image s’obtient en convoluant l’objet observé (les trois émetteurs sur le plan du ciel) par la fonction d’étalement de point associée à la pupille supersynthétisée de ‘OHANA. Je suppose en effet qu’il était possible de faire une recombinaison à 7 télescopes pour que l’illustration puisse se faire à l’aide d’une image reconstruite plutôt qu’à partir des visibilitées. Le résultat présente bien, en plus de l’objet central, trois objets sur le ciel aux positions attendues. Numérotons-les 1, 2 et 3, dans le sens inverse des aiguilles d’une montre à partir de l’objet du haut de la figure.

Nous observons ainsi, dans chacune des méthodes, trois émetteurs. Cependant, nous n’avons à notre disposition aucune information nous indiquant comment associer les différentes observations. A priori, nous avons pour ces associations le choix entre les 6 permutations suivantes :

$$\begin{aligned}
 &(1 \Leftrightarrow a; 2 \Leftrightarrow b; 3 \Leftrightarrow c) \\
 &(1 \Leftrightarrow a; 2 \Leftrightarrow c; 3 \Leftrightarrow b) \\
 &(1 \Leftrightarrow b; 2 \Leftrightarrow a; 3 \Leftrightarrow c) \\
 &(1 \Leftrightarrow b; 2 \Leftrightarrow c; 3 \Leftrightarrow a) \\
 &(1 \Leftrightarrow c; 2 \Leftrightarrow a; 3 \Leftrightarrow b) \\
 &(1 \Leftrightarrow c; 2 \Leftrightarrow b; 3 \Leftrightarrow a)
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

Nous venons ainsi d’illustrer l’importance des corrélations entre les deux techniques d’observation. Pour faire de la tomographie, il ne suffit pas de faire de la cartographie par réverbération d’une part et de la cartographie par imagerie d’autre part.

5.4.4 Réverbération interférométrique

Pour tenir compte des corrélations, il est indispensable que la technique d’observation réalise à la fois la cartographie par réverbération et la cartographie par imagerie. Par ”à la fois”, j’entends plus que ”simultanément”. Il faut que les données de l’imageur fassent également le suivi photométrique à l’origine de la cartographie par réverbération. C’est le but d’une nouvelle technique d’observation que j’appelle réverbération interférométrique.

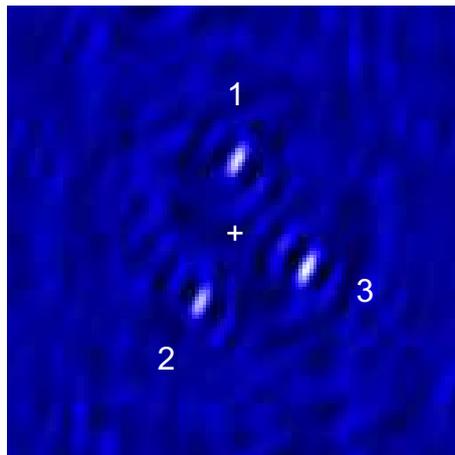


FIG. 5.9 – Simulation de l'image de trois émetteurs 1, 2 et 3 répartis autour d'un objet central. L'image est obtenue à partir de la fonction d'étalement de point du réseau 'OHANA supersynthétisé. Pour plus de clarté, on a pris soin de retirer la contribution de l'objet central se trouvant à l'origine au niveau de la croix blanche.

Je vais maintenant présenter le fonctionnement de cette technique, en reprenant l'exemple précédent aux trois émetteurs. À chaque observation interférométrique, nous observons en plus de l'image de la fraction continue de l'objet central et de la raie, les fluctuations résultant du phénomène de réverbération. Mettons de côté la composante continue et intéressons nous à la fraction fluctuante. A chaque instant, l'image que nous obtenons grâce à l'observation interférométrique est reliée au flux de l'objet central avec un certain retard. L'équation régissant les observations est ainsi une version modifiée de l'équation 5.5 où apparaît désormais la résolution spatiale :

$$F_r(x, y, t) = \int_0^\infty F_c(t - \tau) \Psi(x, y, \tau) d\tau \quad (5.17)$$

La quantité Ψ est maintenant la fonction de transfert spatio-temporelle associée à la distribution d'émetteurs.

Cette description me permet de réaliser une simulation des observations. Je suis parti d'une fluctuation de l'objet central et je l'ai transmise aux émetteurs avec les retards appropriés associés à leurs positions. À chaque instant, j'ai reconstruit une image à partir de la fonction d'étalement de point supersynthétisée de 'OHANA et l'intensité de chacun des émetteur. J'ai ainsi obtenu une carte des émetteurs évoluant avec le temps, en parallèle des évolutions du continu associé à l'objet central.

En extrayant un signal de fluctuation aux positions des émetteurs et en effectuant la corrélation indépendante de ces trois signaux avec celui du continu j'ai mis en évidence les trois retards attendus présentés en figure 5.10. La différence capitale est que, cette fois, les corrélations sont prises en compte : il n'y a pas d'ambiguïté entre la détection par réverbération et par imagerie.

$$(1 \Leftrightarrow b; 2 \Leftrightarrow a; 3 \Leftrightarrow c) \quad (5.18)$$

5.4.5 SN1987a : un précurseur ?

La technique de réverbération tomographique est une technique complètement nouvelle d'observation de la région des raies larges. A priori, rien n'empêche de la transposer à d'autres types d'objets pourvus que les ingrédients nécessaires soient présents. L'observation de l'explosion de la supernova 1987a par Chalabaev et al. [1989] permet d'illustrer le potentiel de la technique. Je considérerai les observations et interprétations présentées par les auteurs sous un angle nouveau.

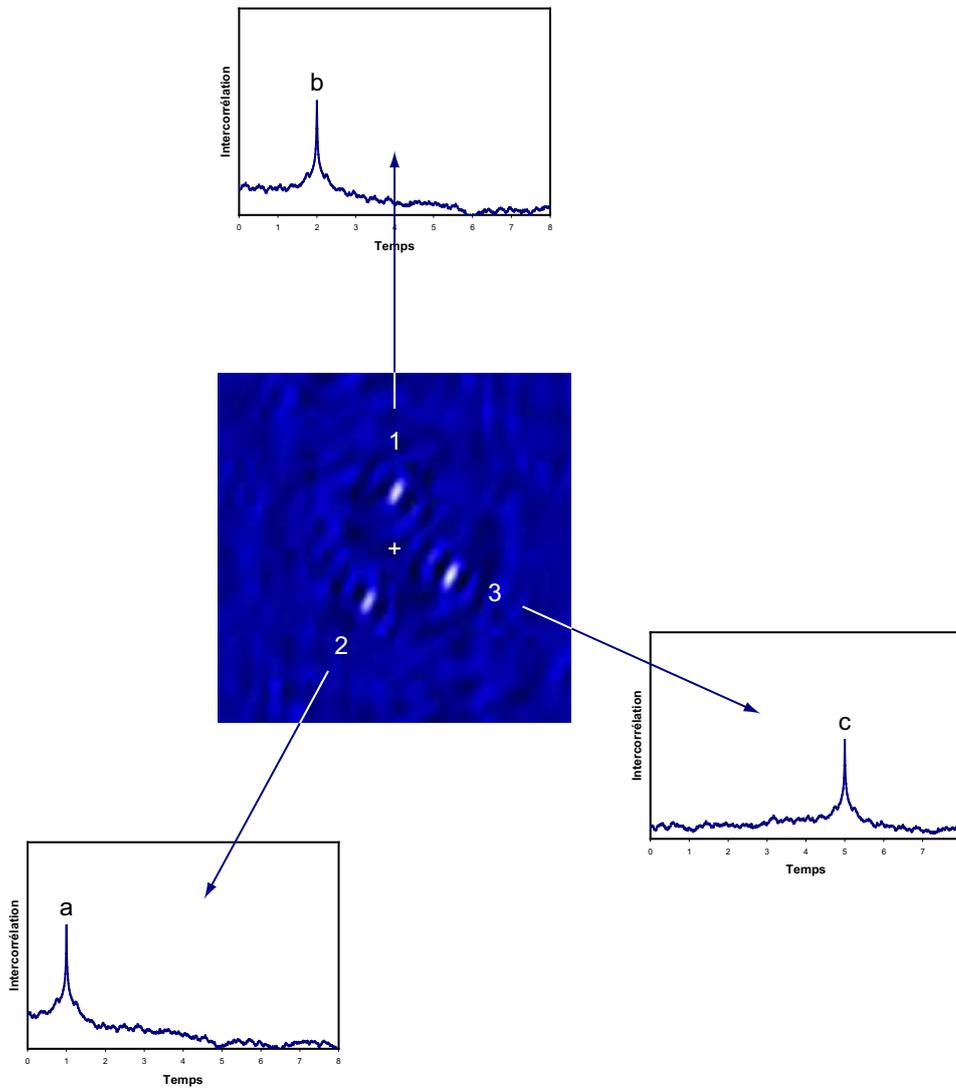


FIG. 5.10 – Figure illustrant l'intérêt du couplage d'une technique à haute résolution angulaire comme l'interférométrie et de la réverbération pour obtenir un positionnement dans l'espace des émetteurs. On obtient une correspondance une à une entre les détections par interférométrie et par réverbération : $1 \Leftrightarrow b$, $2 \Leftrightarrow c$ et $3 \Leftrightarrow a$.

Chalabaev et al. [1989] à partir d'observations par interférométrie des tavelures à plusieurs époques, étudient l'environnement du phénomène SN1987a. Une interprétation des observations est résumée par la figure 5.11. Les observations dans l'infrarouge ont mis en évidence des émissions faibles et transitoires. Elles ont été interprétées comme des échos d'amas de poussières présents dans le voisinage de la supernova. Nous retrouvons donc la présence des mêmes ingrédients que pour la réverbération interférométrique : une technique d'imagerie (il s'agit ici de l'interférométrie des tavelures) et une technique de réverbération. Il s'agit alors d'une nouveauté par rapport aux observations antérieures de supernovae plus lointaines (SN1979c, SN1980k et SN1982e) où seule la réverbération était disponible.

Sur trois époques d'observations, vers 75, 112 et 164 jours après l'explosion de la supernova, des détections ont eu lieu pour les deux dernières avec des distances projetées sur le ciel de 20 jours-lumière et au moins 106 jours-lumière. Ces observations permettent de situer dans l'espace les deux amas de poussière. Illustration en est faite en figure 5.11. La non-détection pour l'époque 75 est interprétée comme la présence d'une lacune centrale dans la poussière de rayon R_1 correspondant à la fin de la période supergéante rouge du progéniteur. Les amas de poussière observés aux époques 114 et 164 sont présentés comme le résultat de l'effet du vent rapide de la phase supergéante bleue sur les restes de poussière du vent de la phase antérieure supergéante rouge. Le rayon R_2 correspondrait à la limite d'influence de la phase supergéante bleue.

La raison pour laquelle la réverbération interférométrique sur les NAG est une technique bien plus évoluée que le raisonnement présenté par Chalabaev et al. [1989] tient à la nature de l'excitation de la réverbération. Le flash lumineux de l'explosion de la supernova ressemble plutôt à une impulsion et fait complètement disparaître le besoin d'inversion 5.6 :

$$F_{IR} \otimes F_{SN} = \Psi * (F_{SN} \otimes F_{SN}) \Rightarrow F_{IR} \otimes \delta = \Psi * (\delta \otimes \delta) \Rightarrow F_{IR} = \Psi \quad (5.19)$$

où le flux dans la raie F_r est remplacé par le flux infrarouge F_{IR} et le flux du continu F_c est remplacé par la courbe de lumière de la supernova F_{SN} assimilée à une impulsion. Pour cette raison la démarche présentée par Chalabaev et al. [1989] n'est apparentée à la réverbération interférométrique que très marginalement. La réinterprétation des observations de SN1987a est ici présentée comme une illustration très élégante de cette nouvelle technique.

5.5 Application cosmologique

5.5.1 Parallaxe extragalactique

Nous avons vu dans la section précédente que la seule hypothèse qui devait être faite pour faire la tomographie de la BLR était celle de la distance. De cette façon, il est possible de transformer les mesures angulaires interférométriques en mesure physique de distance dans l'objet. Cependant, il est possible de faire la démarche inverse. Plutôt que de supposer la distance de l'objet pour en étudier sa géométrie, pourquoi ne pas faire des hypothèses sur la géométrie et déterminer la distance à partir des mesures de tailles physiques ? Cette interrogation se trouve à l'origine de l'idée de parallaxe extragalactique exposée dans l'article de Elvis & Karovska [2002].

La technique est nommée parallaxe extragalactique en raison de sa similitude avec la parallaxe stellaire. La base correspondant au diamètre de l'orbite terrestre est remplacée par la taille physique de la raie de la BLR considérée ; la mesure de l'angle apparent du déplacement de l'étoile sur le fond du ciel est remplacée par la mesure de la taille angulaire de la BLR. D'un point de vue observationnel, la parallaxe part d'une base connue, tandis que la parallaxe extragalactique nécessite de mesurer par réverbération la taille de la BLR à chaque observation d'une nouvelle source. Cette comparaison est illustrée en figure 5.12.

La parallaxe stellaire repose sur une mesure astrométrique. La portée de mesure est directement reliée à la précision sur la mesure d'un angle. Prenons l'exemple de ce que l'on peut espérer de mieux dans un futur proche : la mission d'astrométrie spatiale SIM (lancement prévu en 2009). Cet interféromètre spatial devrait avoir la capacité de mesurer des angles avec une

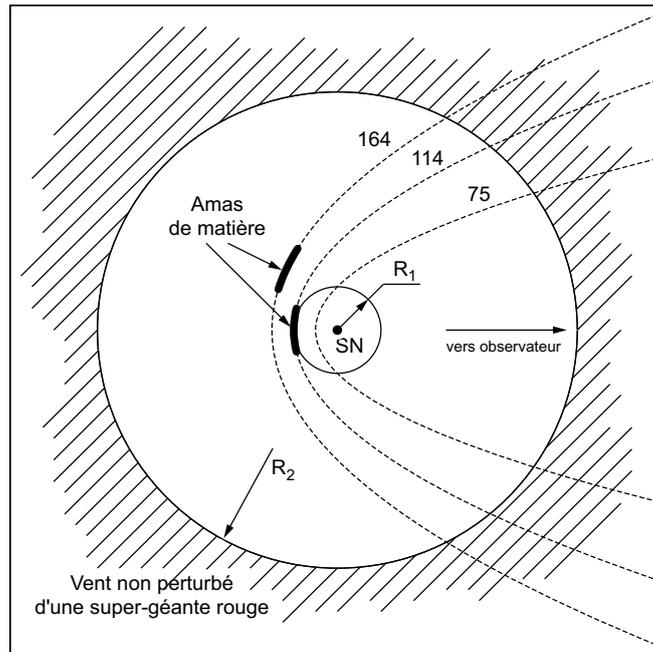


FIG. 5.11 – Reproduction du schéma d’interprétation des observations de SN1987a présenté par Chalabaev et al. [1989]. L’interprétation s’apparente à la technique tomographique présentée dans ce chapitre.

précision $\Delta\theta$ d’une dizaine de micro secondes d’angle. Ce qui conduit à une mesure de distance maximale assimilable à la précision sur la mesure de distance :

$$D \sim \Delta D = \frac{L}{\Delta\theta} = \frac{2 UA}{10 \mu\text{as}} \sim 200 \text{ kpc} \quad (5.20)$$

La parallaxe extragalactique repose sur une mesure de taille angulaire. La distance limite est directement associée à la résolution angulaire accessible. Prenons le cas de ‘OHANA pour la raie $Br\gamma$ ($\tau \sim 50j$) sur la base la plus longue entre Gemini et Subaru. Nous avons une mesure de distance de :

$$D = \frac{2c\tau}{\Delta\theta} = \frac{2c \times 50 j}{0,366 \text{ mas}} \sim 9,4 \text{ Mpc} \quad (5.21)$$

Cette estimation est valable pour les noyaux de Seyfert proches en considérant une taille de la BLR en $Br\gamma$ de 50 jours-lumière. Il est vraisemblable que certains objets plus massifs présentent des tailles de BLR plus importantes permettant des mesures à de plus grandes distances. On se souviendra enfin que les mesures de tailles de BLR ont tendance à être biaisées vers les petites taille; c’est un argument de plus en faveur de mesures de plus grandes distances que celle estimée. Enfin, le résultat obtenu semble indiquer que théoriquement ‘OHANA doit pouvoir mesurer les distances d’objets plus lointains que ceux visés par la mission SIM.

5.5.2 Parallaxe extragalactique par interférométrie différentielle

Supposons que nous observons une BLR inclinée en rotation où nous avons par ailleurs une mesure de taille moyenne par cartographie par réverbération. L’effet Doppler élargissant la raie permet d’utiliser les techniques d’interférométrie différentielle pour repérer la distance entre les parties décalées vers le bleu et celles vers le rouge. Moyennant un modèle de distribution de la matière (qui peut vraisemblablement être déduit d’observations tomographiques par interférométrie et réverbération d’objets plus proches) il est possible de relier la taille par réverbération et celle par effet déplacement de photo-centre Doppler. Dans ce cas de figure, et en supposant que l’interférométrie différentielle et la réverbération mesurent la même distance, la distance maximale mesurable est celle de la parallaxe extragalactique où la résolution

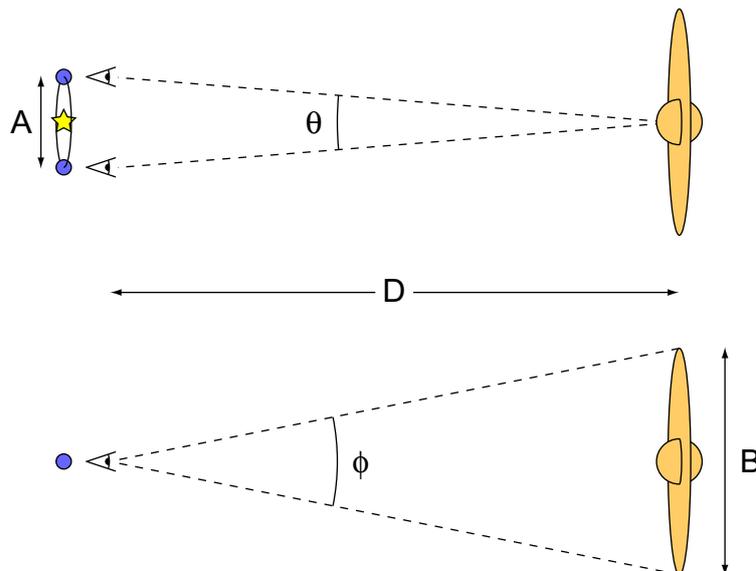


FIG. 5.12 – Analogie entre la parallaxe classique et la parallaxe extragalactique. Il s'agit dans les deux cas de figure de la mesure d'un angle sur le ciel. En Parallaxe classique, la base utilisée est le diamètre A de l'orbite terrestre, tandis qu'en parallaxe extragalactique il s'agit du diamètre B d'une raie de la région des raie large.

angulaire est la résolution angulaire astrométrique. Prenons de nouveau le cas de la mission d'astrométrie spatiale SIM, et de la raie $H\beta$ ($\tau \sim 20j$) :

$$D = \frac{2c\tau}{\Delta\Theta} = \frac{2c \times 20 j}{10 \mu as} \sim 138 Mpc \quad (5.22)$$

5.5.3 L'influence de la géométrie

La mesure de distance par parallax extragalactique devient une application de la tomographie des NAG à cause du rôle de la géométrie dans toutes les estimations des mesures de distances présentées dans cette section. En effet, annoncer que le retard moyen de la cartographie par réverbération et que le diamètre angulaire de l'interférométrie correspondent à une distance unique, c'est faire l'hypothèse d'une géométrie la plus simple possible (typiquement sphérique). Or rien n'indique que ce soit le cas. Nous sommes dans ce cas de figure face à un problème identique à celui que pose par exemple le facteur de projection dans la mesure de distance par les Céphéides. Il faut pouvoir s'assurer de la géométrie de l'objet pour pouvoir faire le lien entre les deux mesures linéaires et angulaires.

5.5.4 Paramètres cosmologiques

Elvis & Karovska [2002] proposent une application cosmologique de la mesure de la parallax extragalactique : plus la distance de l'objet mesuré augmente et plus les effets cosmologiques se font sentir. Dans le cadre d'un univers régi par l'équation de Friedmann, où $\Omega_M = 1$ sans constante cosmologique $\Omega_\lambda = 0$, la taille angulaire est reliée au décalage vers le rouge par la relation :

$$\Theta = \frac{lH_0}{2c} \frac{\Omega_M^2(1+z)^2}{\Omega_M z + (\Omega_M - 2) [(1 + \Omega_M z)^{1/2} - 1]} \quad (5.23)$$

Pour les faibles décalages vers le rouge, cette dépendance peut être linéarisée en la relation classique indépendante de Ω_M :

$$\Theta = \frac{lH_0}{zc}, \quad z \ll 1 \quad (5.24)$$

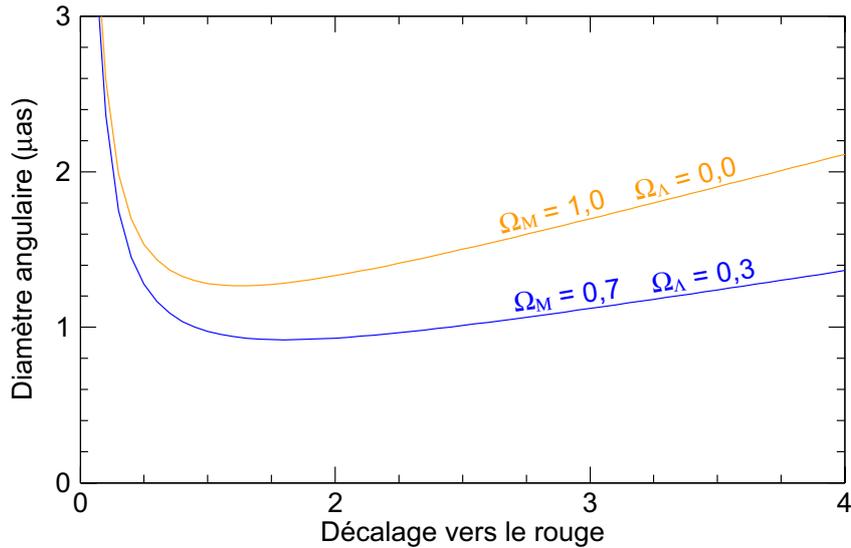


FIG. 5.13 – Simulation de la taille angulaire correspondant à une longueur physique de 10 jours lumière en fonction du décalage vers le rouge pour différentes cosmologies régies par l'équation de Friedmann. La différence entre les cosmologies présentées commence à se faire sentir à partir d'un décalage vers le rouge de 0,5.

Il est ainsi possible, pour des objets proches, de mesurer la constante de Hubble H_0 à partir de la mesure du diamètre angulaire Θ , de celle du décalage vers le rouge z et de la longueur physique l obtenue par cartographie par réverbération.

Pour des objets à fort décalage vers le rouge, le paramètre Ω_M peut être étudié. Il est à l'origine de l'inflexion dans la relation entre la taille angulaire et le décalage vers le rouge illustré par la figure 5.13. Le paramètre Ω_Λ pourrait également être déduit d'observations à fort décalage vers le rouge.

Bilan

Au cours de ce chapitre, j'ai présenté une technique complètement originale d'observation tomographique de la région des raies larges des noyaux actifs de galaxie. Cette technique se distingue des propositions antérieures par une complète indépendance vis à vis d'un quelconque modèle. J'ai montré que cette technique pourrait déjà être appliquée dans le cadre du projet 'OHANA aux objets les plus proches et les plus étendus. Il faudra pourtant attendre des projets d'instruments comme l'interféromètre OLA associé au futur grand télescope de l'ESO pour que la technique puisse être appliquée de façon étendue.

Troisième partie

Instrumentation pour le projet
'OHANA

Chapitre 6

Phase I : couplage fibre monomode - optique adaptative

Sommaire

6.1	Théorie du couplage	84
6.1.1	Fibres monomodes	84
6.1.2	Couplage fibre - télescope	85
6.1.3	Influence de la turbulence	87
6.1.4	Correction partielle par optique adaptative	89
6.1.5	Atteindre un taux d'injection théorique de 100%	90
6.2	Développements instrumentaux	94
6.2.1	Module d'injection	94
6.2.2	Caméra infrarouge	99
6.2.3	Logiciel phase I	102
6.3	Tests d'injection	102
6.3.1	Objectifs des missions	103
6.3.2	Méthodologie des mesures	103
6.3.3	Déroulement des missions Phase I	103
6.3.4	Balayage du champ	108
6.3.5	Mesures du taux d'injection moyen	110
6.3.6	Injection instantanée	115
6.3.7	Densité spectrale de puissance moyenne	117
6.4	PUEO NUI	122
6.4.1	Une nouvelle optique adaptative pour le CFHT	122
6.4.2	Simuler une optique adaptative (très) simplement	122
6.4.3	Résultats de simulation	123
6.4.4	Impact sur 'OHANA	124
6.5	Bilan	127

Dans ce chapitre, je présente l'ensemble des travaux que j'ai menés dans le cadre de la Phase I du projet 'OHANA. Je débute par des précisions sur la **théorie du couplage** entre un front d'onde turbulent corrigé par optique adaptative et une optique guidée. Ces principes servent de fondements théoriques à un ensemble de **développements instrumentaux** que j'ai conduit avec pour objectif principal le développement d'une instrumentation d'analyse du couplage optique adaptative-fibre monomode, qui sont cohérents avec les impératifs de la phase

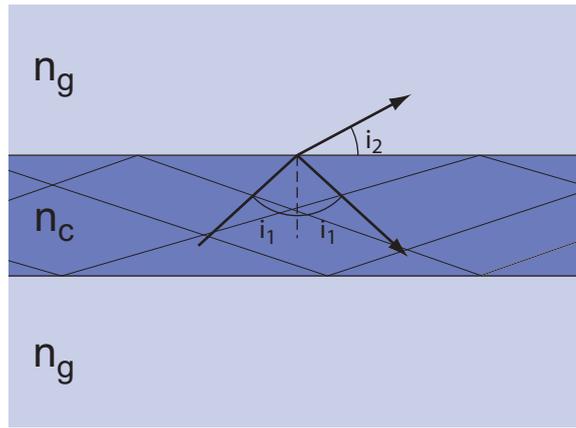


FIG. 6.1 – Réflexion et transmission d'un faisceau lumineux à l'interface coeur/gaine d'une fibre optique. Pour que le guidage ait lieu, les indices de coeur n_c et de gaine n_g doivent satisfaire la relation $n_c > n_g$. Dans une fibre multimode, de nombreux parcours différents de la fibre sont possibles : le chemin optique pas plus que la phase n'est unique.

II du projet. J'ai atteint cet objectif au cours de plusieurs missions de **tests d'injection** sur les télescopes CFHT, Keck et Gemini, où j'ai pu illustrer la pertinence des solutions instrumentales retenues. Je termine ce chapitre en présentant une étude de l'impact sur 'OHANA de la proposition **PUEO NUI** de nouvelle optique adaptative pour le télescope CFHT. Cette étude me permet d'insister une fois de plus sur le rôle fondamental que jouent les optiques adaptatives dans le projet 'OHANA et pour l'interférométrie à grandes pupilles en général.

6.1 Théorie du couplage

Le couplage entre un front d'onde turbulent et une optique guidée a déjà été analysé par de nombreux auteurs [voir par exemple Ruilier, 1999, Shaklan & Roddier, 1988]. Je me contenterai de faire quelques rappels sur les notions et résultats principaux, que j'utiliserai pour mettre en place l'instrumentation du projet.

6.1.1 Fibres monomodes

Fibres optiques

Une fibre optique est constituée de milieux d'indices de réfraction différents. Le guidage de la lumière se fait lorsque les différences d'indices entre les milieux sont telles que le passage de la lumière vers les milieux d'indice faible est impossible. En guise d'illustration (voir Figure 6.1) prenons le cas le plus simple d'une fibre circulaire à saut d'indice composé d'un coeur d'indice n_c et d'une gaine d'indice n_g . Un faisceau lumineux circulant dans le coeur de la fibre fait un angle d'incidence i avec la normale à l'interface coeur - gaine. Il existe un faisceau transmis dans la gaine uniquement pour un angle d'incidence plus faible que l'angle limite i_{lim} satisfaisant la relation :

$$ON \equiv \sin i_{lim} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (6.1)$$

Par définition, le sinus de l'angle limite est appelé ouverture numérique ON de la fibre.

La figure 6.1 met aussi en évidence le fait qu'il n'y a pas pour un rayon lumineux une façon unique de parcourir une longueur de fibre. En conséquence directe se trouve l'impossibilité de définir une relation de phase entre l'entrée et la sortie d'une fibre quelconque.

Notion de modes

Une autre approche est possible pour comprendre le principe du guidage, elle fait intervenir la notion de mode. Cette notion est associée aux solutions discrètes des équations de Maxwell, imposées par les conditions limites à l'interface coeur/gaine. Chaque solution est un mode (sous entendu spatial) de la fibre. En fonction des caractéristiques de la fibre et de la longueur d'onde, certains de ces modes sont guidés, tandis que d'autres sont dissipés. L'approche par les modes est valable pour n'importe quelle fibre optique. Lorsque le nombre de modes guidés est élevé on parle de fibre multimode et l'on peut assimiler ce nombre de modes au grand nombre de façons différentes, mentionnées plus haut, de parcourir la fibre. Cette notion de mode devient essentielle dès lors que la taille du coeur de la fibre se rapproche de la longueur d'onde. Dans ce cas, le nombre de modes effectivement guidé par la fibre diminue. On finit par obtenir des fibres dites faiblement multimodes ou seules quelques modes sont propagés. Ces fibres là ne peuvent plus être décrites par l'optique géométrique.

Si l'on ne sépare pas entre eux les modes restant en sortie de deux fibres monomodes, le facteur de cohérence diminue. Ce phénomène s'explique par le fait que chaque mode spatial a son comportement propre.

Régime monomode - longueur d'onde de coupure

Le nombre de mode propagé est directement relié à la fréquence normalisée V définie ainsi :

$$V = \frac{2\pi aON}{\lambda} \quad (6.2)$$

où a est le rayon de coeur. Une fibre optique devient monomode lorsque la fréquence normalisée atteint un certain seuil $V < 2,405$: le second mode E_{11} n'est plus propagé et seul reste le mode fondamental E_{01} . On définit ainsi une longueur d'onde de coupure associée à la transition entre le régime multimode et le régime monomode :

$$\lambda_c = \frac{2\pi aON}{2,405} \quad (6.3)$$

Le mode fondamental

Pour les fibres circulaires à saut d'indice, il existe une expression analytique du champ transverse du mode fondamental. Il est à symétrie circulaire et son profil s'exprime à l'aide de fonctions de Bessel. On préfère pour la simplicité des calculs supposer que le profil du mode est gaussien :

$$E_{01}(\vec{r}) = \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} e^{-\frac{r^2}{\omega_0^2}} \quad (6.4)$$

Cette approximation est d'autant mieux vérifiée que la longueur d'onde est proche de la longueur d'onde de coupure, dans le cas d'une fibre à saut d'indice.

La taille du mode ω_0 (ou largeur à $1/e$ en amplitude) dépend des caractéristiques de la fibre. Pour les fibres circulaires à saut d'indice, on peut utiliser la formule approchée [Neumann, 1988] suivante :

$$\omega_0 \simeq a \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{1,5}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (6.5)$$

ne dépendant que de la taille du coeur et de la fréquence normalisée.

En interférométrie, l'intérêt d'une fibre monomode se situe dans le fait que le mode fondamental, seul propagé, a un profil imposé et une phase constante dans une section de la fibre. La structure transversale du champ est conservée au cours du transport du faisceau.

6.1.2 Couplage fibre - télescope

Dans cette section, je vais considérer la cas idéal du couplage entre une fibre monomode et un faisceau provenant d'un télescope. Je ne tiendrai pas compte de l'effet de la turbulence avant la section suivante.

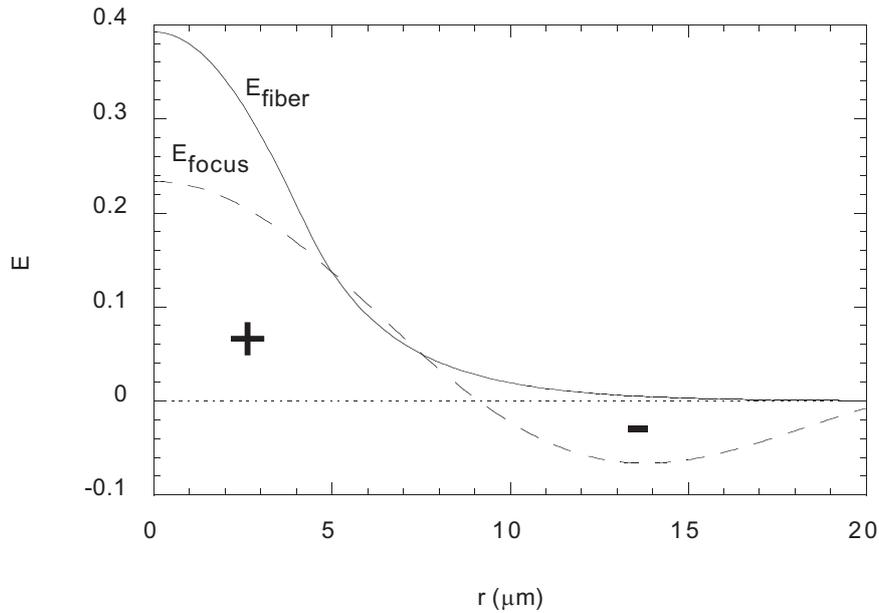


FIG. 6.2 – Comparaison à $2,2\mu\text{m}$ entre le champ du mode fondamental d'une fibre monomode de diamètre de coeur $2a = 8,5\mu\text{m}$ et de longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 1,91\mu\text{m}$ et le champ au foyer d'un télescope d'obstruction centrale de $\alpha = 0,436$ et d'ouverture numérique $f/d = 4$.

Intégrale de recouvrement - Taux d'injection

Lorsque l'on présente un champ électrique E sur la face d'entrée de la fibre, on excite l'ensemble des modes E_{ij} , qu'ils soient guidés ou pas. En négligeant les réflexions à l'interface, le champ sur la face avant est égal à la combinaison de tous les modes excités :

$$E(\vec{r}) = \sum_{(i,j)} a_{ij} E_{ij}(\vec{r}) \quad (6.6)$$

Pour le régime monomode, seul le mode fondamental est propagé. Au bout d'une certaine distance le long de la fibre, tous les autres modes sont dissipés. La seule partie intéressante du champ d'entrée est alors sa projection sur le mode fondamental, c'est-à-dire le coefficient a_{01} . Ce coefficient s'obtient à l'aide de l'intégrale de recouvrement entre le champ incident et le mode fondamental, résultant de la projection orthogonale du champ sur ce mode. Ce coefficient appelé facteur d'injection sera noté ρ .

$$\rho \equiv a_{01} = \int E_{01}(\vec{r}) E(\vec{r})^* d\vec{r} \quad (6.7)$$

A l'image du champ, le facteur d'injection est une quantité complexe. Son module carré est communément appelé le taux d'injection, il représente la fraction propagée d'énergie transmise à la fibre. La phase du facteur d'injection est plus subtile : il s'agit d'un retard due à la dissymétrie du champ injecté. On retrouve finalement dans ce terme deux informations capitales transmises par les fibres monomodes : la photométrie et la phase sur le mode piston.

Couplage au foyer d'un télescope - Pupille apodisée

Pour une pupille de télescope circulaire classique, le champ obtenu au foyer est celui d'une tache d'Airy. Il ne peut donc pas y avoir injection parfaite dans la fibre. La figure 6.2 illustre l'inadéquation entre le champ du mode fondamental de la fibre et le champ de la tache d'Airy. Une grande part de cette inadéquation vient des effets de phases dans le premier lobe de la tache d'Airy. Pour injecter la lumière collectée par un télescope, on place au foyer la face d'entrée de

la fibre. A partir des relations entre le champ sur la pupille P et au foyer E du télescope,

$$\begin{array}{ccc} P(\vec{s}) & \xleftrightarrow{TF} & E(\vec{r}) \\ \downarrow \otimes & & \downarrow ||^2 \\ FTO(\vec{s}) & \xleftrightarrow{TF} & FEP(\vec{r}) \end{array} \quad (6.8)$$

on arrive à exprimer dans le plan pupille, l'intégrale de recouvrement à la base du facteur d'injection, au moyen du théorème de Parseval.

$$\rho = \int E_{01}(\vec{r})E(\vec{r})^* d\vec{r} = \int \widetilde{E}_{01}(\vec{s})P(\vec{s})^* d\vec{s} \quad (6.9)$$

où $\widetilde{E}_{01}(\vec{s})$ est alors le champ du mode exprimé dans le plan pupille. Faire l'hypothèse que le mode fondamental E_{01} a un profil gaussien permet également d'obtenir une expression simple de l'intégrale de recouvrement dans le plan pupille : un mode gaussien également.

Le module carré du facteur d'injection, qui pour nous représentera le taux d'injection, peut alors trouver une expression élégante faisant intervenir la fonction de transfert optique modifiée pour la pupille du télescope apodisée par le mode de la fibre [voir Coudé du Foresto et al., 2000].

$$|\rho|^2 = \left| \int \widetilde{E}_{01}(\vec{s})P(\vec{s})^* d\vec{s} \right|^2 = \int FTO_{\widetilde{E}_{01}P}(\vec{s}) d\vec{s} \quad (6.10)$$

Taux d'injection maximum

Nous avons déjà vu, à travers la figure 6.2 en plan image, qu'il n'était pas possible¹ d'injecter la totalité de l'énergie collectée par la pupille d'un télescope en raison de l'inadéquation entre le mode de la fibre et la tache d'Airy. Cette inadéquation s'exprime également en plan pupille au moyen de l'expression 6.10 du taux d'injection : nous avons une pupille à bord francs transmettant uniformément d'un côté, une gaussienne de l'autre. Il existe donc un taux d'injection maximum associé à chaque pupille. La figure 6.3 présente ce taux maximal pour la classe courante des pupilles circulaires à obstruction centrale.

6.1.3 Influence de la turbulence

Après avoir présenté l'expression du facteur d'injection dans un cas idéal, je vais considérer l'effet de la turbulence atmosphérique aussi bien sur le facteur d'injection instantané que sur le taux d'injection moyen.

Taux d'injection en présence de turbulence

Le passage en plan pupille pour exprimer le facteur de couplage trouve tout son intérêt lorsque l'on tient compte de l'effet de la turbulence. Le front d'onde incident sur la pupille n'est plus plan, un terme de phase Φ_t vient s'ajouter à tout instant à l'expression de ce facteur de couplage instantané :

$$\rho_{\Phi_t} = \int \widetilde{E}_{01}(\vec{s}) \left[P(\vec{s})e^{i\Phi_t(\vec{s})} \right]^* d\vec{s} \quad (6.11)$$

Le taux d'injection s'exprime également comme l'intégrale de la fonction de transfert optique combinée de l'atmosphère instantanée et du télescope apodisé par le mode de la fibre.

$$|\rho_{\Phi_t}|^2 = \int FTO_{\widetilde{E}_{01}Pe^{i\Phi_t}}(\vec{s}) d\vec{s} \quad (6.12)$$

¹aux subtilités près présentées en section 6.1.5

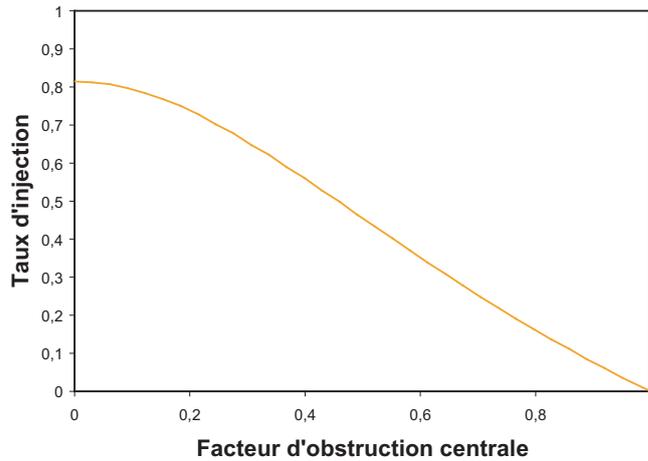


FIG. 6.3 – Évolution du taux d'injection maximum en fonction du facteur d'obstruction centrale en supposant un mode de fibre au profil gaussien.

Relation taux d'injection - rapport de Strehl

Le rapport de Strehl est une quantité qui permet de juger de la qualité d'une image optique. Elle représente le rapport entre la hauteur du pic de la fonction d'étalement de points en présence de défauts et celle dans un cas idéal. La fonction d'étalement de point étant la transformée de Fourier de la fonction de transfert optique, on montre que cette hauteur de la fonction d'étalement de point est aussi égale à l'intégrale de la fonction de transfert optique. Ainsi, pour de l'imagerie classique on définit $\mathcal{S}_P(t)$ le rapport de Strehl instantané comme le rapport des maxima des fonctions d'étalement de points turbulente instantanée et non turbulent, soit :

$$\mathcal{S}_P(t) = \frac{FEP_{Pe^{i\Phi_t}}(\vec{0})}{FEP_P(\vec{0})} = \frac{\int FTO_{Pe^{i\Phi_t}}(\vec{s}) d\vec{s}}{\int FTO_P(\vec{s}) d\vec{s}} \quad (6.13)$$

L'équation 6.12, donnant l'expression du taux d'injection instantané, peut donc être interprétée comme un rapport de Strehl instantané pour une pupille un peu différente, une pupille apodisée par le mode de la fibre [voir Coudé du Foresto et al., 2000]. Nous aurons donc :

$$|\rho_{\Phi_t}|^2 = \mathcal{S}_{\overline{E_{01}P}}(t) |\rho|^2 \quad (6.14)$$

où ρ_{Φ_t} et ρ sont les facteurs de couplage respectivement en présence et en absence de turbulence. Cette relation illustre le fait qu'en présence de turbulence, le taux d'injection diminue d'un facteur égal au Strehl associé à la pupille apodisée par le mode de la fibre. Les mesures de taux d'injection instantané, que je présenterai par la suite, pourront être considérées comme des mesures de Strehl instantanés et servir de diagnostics pour les optiques adaptatives.

Taux d'injection moyen

En supposant connues les propriétés statistiques de la turbulence, il est possible d'étudier le comportement moyen du taux d'injection. Sous hypothèse d'ergodicité, on assimile le comportement moyen et le comportement longue pose.

La fonction de transfert optique longue pose, sans correction par optique adaptative, s'exprime comme le produit de $FTO_{\overline{E_{01}P}}$ la fonction de transfert optique du télescope apodisé, par $\langle FTO_{e^{i\Phi_t}} \rangle$, celle longue pose de l'atmosphère :

$$FTO(\vec{s}) = FTO_{\overline{E_{01}P}}(\vec{s}) \langle FTO_{e^{i\Phi_t}}(\vec{s}) \rangle = FTO_{\overline{E_{01}P}}(\vec{s}) e^{-\frac{1}{2}D_{\phi}(\vec{s})} \quad (6.15)$$

où la fonction de transfert optique longue pose de l'atmosphère a été reliée à D_ϕ la fonction de structure de phase. Dans le cas Kolmogorov purement turbulent, la fonction de structure de la phase s'exprime de la façon suivante :

$$D_\phi(\vec{s}) = 6,88 \left(\frac{s}{r_0} \right)^{5/3} \quad (6.16)$$

Le paramètre de Fried r_0 caractérise l'intensité des fluctuations de phase [Fried, 1966]. Il s'agit de la taille d'un aire de front d'onde où la variance de phase est voisine de 1 rad² [Noll, 1976] :

$$\sigma_\Phi^2 = 1,03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \text{ rad}^2 \quad (6.17)$$

La majorité de la variance se trouve dans le basculement (*tip/tilt*). Corrigé, on gagne pratiquement un facteur 10 :

$$\sigma_\Phi^2 = 0,134 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \text{ rad}^2 \quad (6.18)$$

Comme pour le rapport de Strehl, le taux d'injection a deux régimes.

- Un régime $D/r_0 < 1$, où le rapport de Strehl moyen et donc le taux d'injection moyen sont proportionnels à l'énergie cohérente :

$$|\rho_{\Phi_t}|^2 \propto e^{-\sigma_\Phi^2} \quad (6.19)$$

- Un régime $D/r_0 > 1$, où le rapport de Strehl moyen, et donc le taux d'injection moyen, sont proportionnels à la fraction de la pupille occupée par une aire de cohérence.

$$|\rho_{\Phi_t}|^2 \propto \left(\frac{r_0}{D} \right)^2 \quad (6.20)$$

Le paramètre de Fried r_0 est une grandeur chromatique.

$$r_0 \propto \lambda^{6/5} \quad (6.21)$$

L'effet de la turbulence augmente lorsque la longueur d'onde diminue. En pratique des conditions typiques de turbulence sur le Mauna Kea conduisent aux valeurs de r_0 pour les bandes J, H et K de la figure 6.4. La conséquence immédiate est que le rapport de Strehl, et donc le taux d'injection sont particulièrement faibles pour la classe (4-10 mètres) des télescopes qui nous intéresse, s'il n'y avait une correction du front d'onde par optique adaptative.

6.1.4 Correction partielle par optique adaptative

Pour des télescopes dont le diamètre est supérieure au r_0 à une longueur d'onde donnée, il est impératif de corriger les défauts de phase introduits par la turbulence atmosphérique², sous peine de ne pas pouvoir injecter efficacement l'ensemble de la lumière collectée. C'est à ce niveau qu'entre en jeu l'optique adaptative.

L'optique adaptative - fonctionnement et limites

L'élément actif d'une optique adaptative est un miroir dit déformable. Il permet à l'optique adaptative d'épouser les défauts de phase introduits par la turbulence atmosphérique et donc de les corriger. La commande à appliquer à ce miroir déformable est obtenue par un ordinateur rapide à partir de la mesure en aval des défauts de phase résiduels. Pour fonctionner, le système travail en boucle fermée : le miroir déformable est situé avant l'analyseur de manière que celui-ci ne mesure que les défauts résiduels et que seules des corrections sont appliquées à la forme

²Même pour une configuration où $D/r_0 = 1$, l'énergie cohérente n'est que de 36%. La correction du basculement améliore la chose avec une énergie cohérente de 87%. Que le diamètre du télescope soit proche du r_0 peut ne pas être une condition suffisante pour obtenir une pupille cohérente.

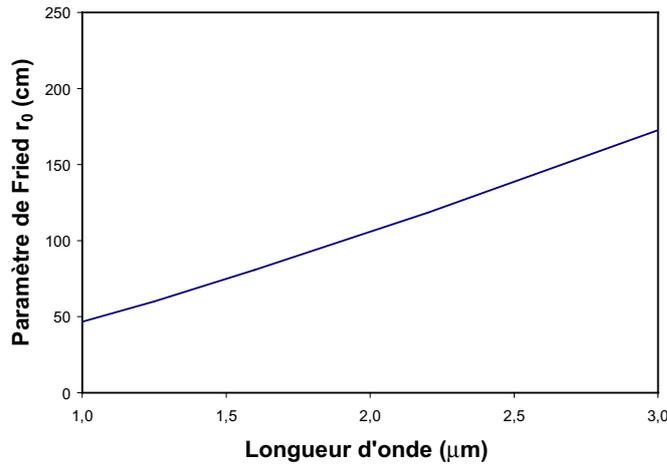


FIG. 6.4 – Évolution du paramètre de Fried r_0 en fonction de la longueur d'onde au travers des bandes J, H et K.

courante du miroir. L'analyseur fonctionne donc autour de la position de front d'onde de référence et "voit" également les corrections produites par le miroir déformable. Un schéma de principe résumant son fonctionnement général est présenté en figure 6.5.

Une optique adaptative ne corrige jamais parfaitement l'intégralité des défauts introduits par l'atmosphère. Que ce soit le bruit de photon dans l'analyseur ou bien son bruit de lecture, une erreur dans la commande appliquée au miroir déformable, l'intégralité des défauts introduits par l'atmosphère ne peut être corrigée. Il reste donc toujours, à des degrés divers, une phase résiduelle après correction. Pour cette raison nous nous situons bien souvent dans un régime intermédiaire, celui de la correction partielle où les défauts atmosphériques bien que fortement atténués sont toujours présents. Pour une étude détaillée sur la formation des images courtes et longue pose en correction partielle on se reportera par exemple à Conan [1994].

Rapport de Strehl - Énergie cohérente

En correction partielle par l'optique adaptative, la fonction de transfert optique de l'atmosphère se scinde en deux parties. La première partie est associée au halo de seeing, la seconde, associée au pic cohérent, dépend de la variance de phase résiduelle $\sigma_{\Phi_r}^2$.

$$e^{-\frac{1}{2}D_{\Phi}(\vec{s})} = FTO_{halo}(\vec{s}) + e^{-\sigma_{\Phi_r}^2} \quad (6.22)$$

De la même façon, le taux d'injection moyen se scinde en deux parties, soit :

$$\langle |\rho|^2 \rangle = \int FTO_{halo}(\vec{s}) FTO_{PE_01}^*(\vec{s}) d\vec{s} + e^{-\sigma_{\Phi_r}^2} \int FTO_{PE_01}^*(\vec{s}) d\vec{s} \quad (6.23)$$

où le premier terme est associé au halo de seeing tandis que le second à l'énergie cohérente. Il faut donc constater que la fraction injectée dans une fibre monomode ne concerne pas seulement l'énergie cohérente, le halo de seeing contribue dans une certaine mesure.

6.1.5 Atteindre un taux d'injection théorique de 100%

Apodisation d'amplitude par effet de phase

L'inadéquation entre le profil de la pupille d'entrée et le mode de la fibre qui semble limiter le taux d'injection à une valeur théorique de 78% peut être contournée. Guyon [2003] a montré

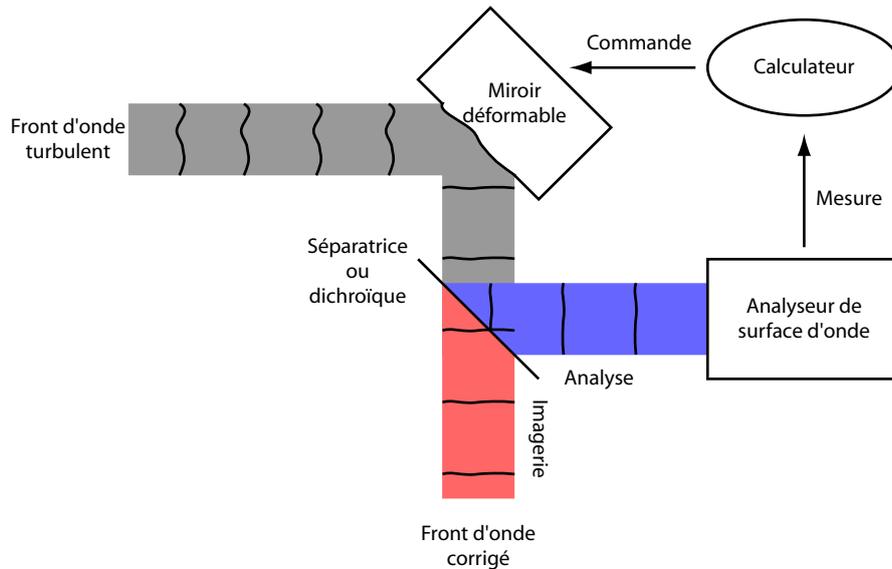


FIG. 6.5 – Schéma de principe d’une optique adaptative. Le front d’onde turbulent incident est corrigé par un miroir déformable. Les défauts résiduels sont mesurés dans la voie analyse par un analyseur de surface d’onde. Les mesures sont interprétées par un ordinateur qui produit une tension de commande sur le miroir déformable. Un front d’onde corrigé est disponible dans la voie imagerie.

qu’il est possible de modifier le profil d’amplitude de la pupille d’entrée, sans en modifier la phase, au moyen d’une technique baptisée ”Apodisation d’amplitude par effet de phase” (PIAA).

Cette technique, bien que présentée dans l’optique de la coronagraphie et de l’imagerie directe de planètes extra-solaires, pourrait parfaitement s’appliquer à ‘OHANA. Elle permettrait d’adapter la pupille d’entrée du télescope au mode fondamental de la fibre, en transformant le profil annulaire en un profil gaussien. Le taux d’injection ne serait ainsi plus limité par l’inadéquation entre la pupille d’origine et le mode de la fibre. Il deviendrait possible d’atteindre un taux d’injection de 100%. Cette modification du profil de la pupille se fait au prix d’une diminution du champ d’isoplanétisme³, mais ce n’a qu’une faible conséquence sur un instrument monomode au champ limité à la résolution d’un télescope unique comme ‘OHANA.

L’utilisation par ‘OHANA d’une telle technique apporterait un gain notable en sensibilité au prix d’une optique plus compliquée et certainement plus coûteuse. Cette technique, faisant l’objet d’une démonstration en laboratoire par l’auteur, n’est pour l’instant pas employée dans phase I et II actuelles du projet ‘OHANA. Elle mérite cependant que l’on s’y intéresse, éventuellement pour une phase II avancée du projet et certainement pour une phase III.

Pour être employée sur des télescopes corrigés par optique adaptative, il semble nécessaire d’étudier l’impact de cette technique sur le couplage en régime de correction partielle. Une première constatation est que les défauts de phase introduits par l’atmosphère sur la pupille déformée ne sont plus invariants par translation.

Les profils de la pupille d’entrée f_1 et de la pupille de sortie f_2 permettent de définir les correspondances entre les rayons s_1 et s_2 :

$$2\pi \int_0^{s_1} s f_1(s) ds = 2\pi \int_0^{s_2} s f_2(s) ds \quad (6.24)$$

on définit ainsi une bijection entre la pupille d’entrée et la pupille de sortie. Elle fait office de changement de coordonnées entre ces deux pupilles. Pour une pupille de sortie au profil gaussien obtenue à partir d’une pupille annulaire d’obstruction centrale α on obtient la transformation

³Les deux miroirs sont en effet conçus pour travailler sur le voisinage de l’axe optique uniquement

analytique suivante :

$$s_2 = \sqrt{\ln \left(\frac{1 - \alpha^2}{1 - s_1^2} \right)} \quad (6.25)$$

où l'on a pris soin de normaliser la taille des pupilles d'entrée et de sortie à 1.

Ces relations permettent de modifier l'expression 6.11 du facteur d'injection en plan pupille et d'obtenir :

$$\rho_{\Phi_t} = \int \widetilde{E}_{01}(\vec{s}_2) \left[\widetilde{E}_{01}(\vec{s}_2) e^{i\Phi_t(\vec{s}_1)} \right]^* d\vec{s}_2 \quad (6.26)$$

où la pupille d'entrée a pris, en tant que pupille de sortie, le profil du mode de la fibre en plan pupille et où la phase reste exprimée dans le système de coordonnées de la pupille d'entrée. Lorsqu'il n'y a pas de défauts de phase, conformément aux attentes, on trouve un facteur d'injection de 1.

Phase résiduelle et taux d'injection

Cette transformation, définie à partir de l'amplitude théorique de la pupille d'entrée, s'applique également aux défauts de phase introduits par l'atmosphère ou aux résidus de correction par optique adaptative ; c'est ce qu'indique le terme de phase de l'équation 6.26. Intuitivement, si l'on considère un élément de surface en coordonnées polaires dans la pupille d'entrée, il subit une transformation différente dans les deux directions. Il se passe la même chose pour un r_0 turbulent. Une illustration de cette modification de la répartition de la phase est présentée en figure 6.6 dans le cas d'une pupille d'entrée circulaire avec obstruction centrale et d'une pupille de sortie gaussienne. On met en évidence un fort champ de déformation au niveau des bords de la pupille initiale (bord externe uniquement pour une pupille pleine, bord interne également pour une pupille à obstruction centrale). Ce taux de déformation peut être exprimé dans les directions radiales et polaires à partir du changement de coordonnées 6.25. La transformation radiale est obtenue par la dérivée du changement de coordonnées, soit :

$$\frac{dr_2}{dr_1} = \frac{e^{r_2^2} \sqrt{1 - (1 - \alpha^2)e^{-r_2^2}}}{(1 - \alpha^2)r_2} \quad (6.27)$$

La transformation polaire est obtenue par le rapport entre les rayons déduit de l'équation 6.25 :

$$\frac{r_2}{r_1} = \frac{r_2}{\sqrt{1 - (1 - \alpha^2)e^{-r_2^2}}} \quad (6.28)$$

Ces deux expressions mettent en évidence d'un part l'anisotropie de la déformation et d'autre part la présence de singularité au centre de la pupille lorsqu'il y a une obstruction centrale et sur les bords externes.

Le fait d'utiliser la technique PIAA modifie l'effet de la phase sur l'injection. Une étude quantitative de cet effet devra certainement être faite pour espérer utiliser la technique aussi bien en coronographie qu'en injection dans les fibres pour 'OHANA.

Enfin, Ruilier [1999] a montré que la correction idéale que doit apporter une optique adaptative pour la problématique de l'injection était légèrement différente que pour une problématique d'imagerie classique. Le gain à faire fonctionner différemment l'OA n'est pourtant pas très élevé. Compte tenu du champ de déformation de la phase introduit par la technique PIAA, sa mise en place derrière une optique adaptative invite à mettre au point une commande appropriée. Le gain de l'opération à toutes les chances d'être élevé.

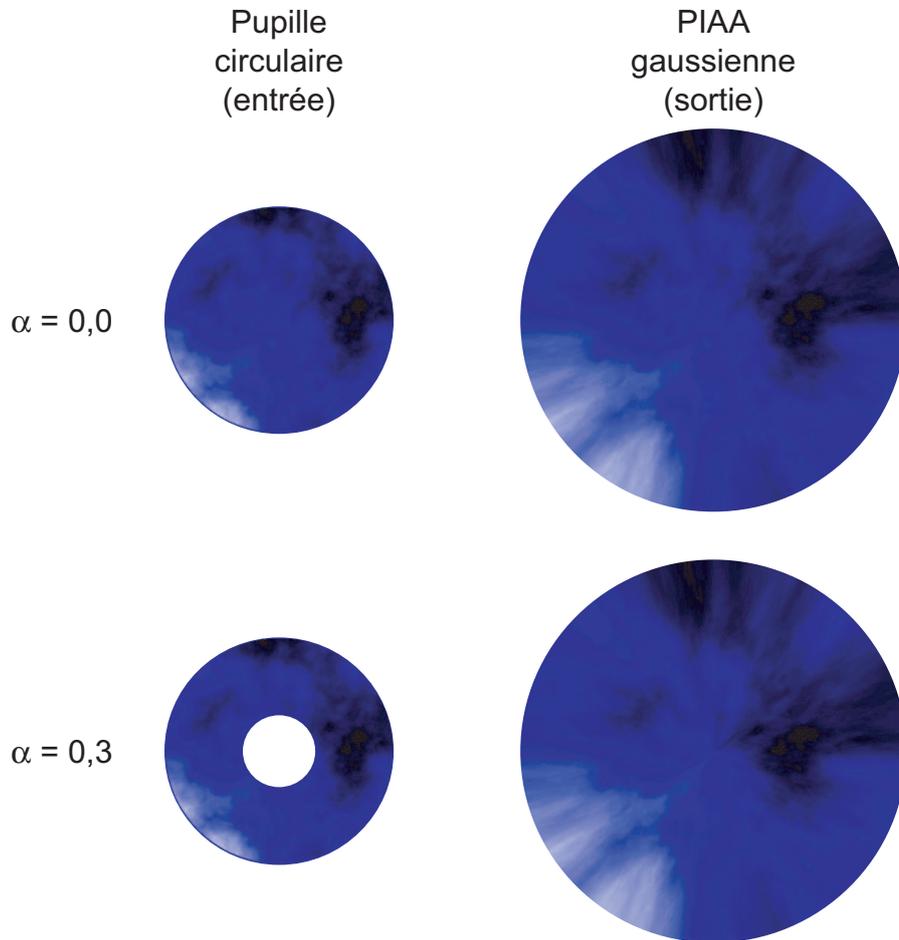


FIG. 6.6 – Effet sur la phase turbulente de l’apodisation d’amplitude par effet de phase. La pupille d’entrée est une pupille circulaire avec un facteur d’obstruction centrale α . La pupille de sortie est supposée être gaussienne et subit donc la transformation régie par l’équation 6.25. La pupille de sortie de taille infinie à été tronqué à partir d’un certain rayon. Pour le cas sans obstruction centrale, la déformation de phase n’a lieu que sur les parties externes de la pupille. Pour le cas avec obstruction centrale, il y a également une déformation de phase sur les parties internes de la pupille, avec une singularité au centre.

6.2 Développements instrumentaux

Les principes du couplage optique adaptative - fibres monomodes exposés, je vais maintenant présenter les développements instrumentaux que j'ai conduit dans le cadre de la phase I du projet 'OHANA. J'ai orienté ma démarche instrumentale autour de deux objectifs principaux :

- L'étude du comportement des optiques adaptatives et du couplage avec les fibres monomodes, en incluant dans les instruments les outils permettant de poser des diagnostics précis.
- Le développement d'une instrumentation polyvalente s'adaptant à l'ensemble des télescopes du Mauna Kea en vue de préparer la phase II du projet.

6.2.1 Module d'injection

Le module d'injection se situe à l'interface entre l'optique adaptative des télescopes et les fibres optiques monomodes. Il se trouve donc en première ligne d'un point de vue technique puisqu'il doit s'adapter à l'ensemble des environnements focaux des télescopes, d'un point de vue opérationnel puisque sans maîtrise de l'injection il n'y a pas de projet 'OHANA et d'un point de vue politique puisqu'il fait office de démonstration des compétences de l'observatoire de Paris et de ses partenaires techniques dans la réalisation de la première étape du projet.

Objectifs techniques et opérationnels

J'ai conduit le développement du module d'injection avec trois objectifs principaux :

- **Mesurer l'injection de la lumière corrigée par optique adaptative dans une fibre monomode**

La mesure du taux de couplage est obtenue en comparant le flux injecté mesuré en sortie de fibre monomode à une fibre multimode de référence pour laquelle on suppose un taux d'injection de 100%. Ces mesures devant être faites pour les trois bandes astronomiques cibles de 'OHANA (J, H, K), des fibres monomodes et multimodes adaptées aux trois bandes seront utilisées. Elles serviront à estimer la sensibilité de l'instrument final.

- **Produire un module d'injection facilement utilisable pour la phase II du projet**

Les développements mécaniques, électroniques, logiciels devront être rentabilisés au cours de la phase II du projet. L'architecture de contrôle-commande doit prévoir que deux ou plus modules d'injection seront utilisés en parallèle au cours de la phase interférométrique. Le logiciel de contrôle doit également être développé de façon modulaire pour permettre une réutilisation simplifiée. La possibilité d'adapter un même module d'injection à différents télescopes doit permettre d'homogénéiser l'ensemble de l'expérience. Enfin, l'expérience acquise sur les modules d'injection au cours de la phase I doit faire en sorte que l'injection ne perturbe pas les opérations interférométriques de la phase II.

- **Apporter des diagnostics aux optiques adaptatives des télescopes visités**

Dépassant le cadre du projet 'OHANA, les modules d'injection doivent également permettre d'étudier la qualité de la correction par les optiques adaptatives. Cette étude doit se faire par l'estimation du rapport de Strehl moyen délivré par ces systèmes et surtout par celle de leur comportement dynamique. Ce dernier point est d'autant plus intéressant que les instruments placés derrière les optiques adaptatives collectent rarement la lumière corrigée à une cadence comparable à la vitesse de fonctionnement de l'optique adaptative. Ces mesures devront donc intéresser les équipes en charge des systèmes d'optique adaptative, indépendamment de la finalité 'OHANA.

Concept optique

Le concept optique du module d'injection doit avant tout se plier à deux exigences : celle imposée par l'ouverture numérique du faisceau délivré par l'optique adaptative de chaque télescope et celle par les fibres optiques monomodes utilisées qui ne permettront d'obtenir un taux de couplage optimal que pour une certaine ouverture numérique.

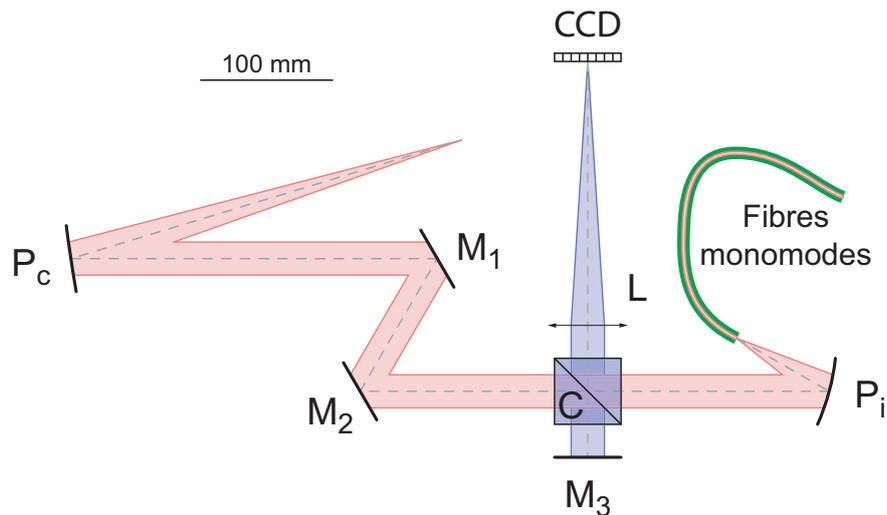


FIG. 6.7 – Schéma optique du module d'injection identique pour les trois télescopes CFHT, Gemini et Keck. P_c : parabole de collimation - P_i : parabole d'injection - $M_1 - M_2$: périscope - M_2 : miroir de champ - C : cube séparateur - L : lunette autocollimatrice - CCD : détecteur visible - M_0 : miroir de repli

A priori, si l'objectif était de produire un modulé d'injection le plus simple d'un point de vue optique, un ellipsoïde devrait suffire pour réaliser l'adaptation entre les deux ouvertures numériques. L'inconvénient d'un tel choix est qu'il ne laisse aucune latitude pour agir sur ou contrôler l'injection. Le choix s'est donc porté sur une solution à deux paraboles hors-axe : une parabole de collimation dont le but est de transformer le faisceau de l'optique adaptative en un faisceau afocal et une parabole d'injection qui, comme son nom l'indique, se charge de faire l'injection dans les fibres monomodes avec la focale appropriée. Avec une telle solution, seule la focale de la parabole d'entrée doit être changée lors du passage du module d'injection d'un télescope à un autre. Avec maintenant un faisceau afocal entre les deux paraboles, il est désormais possible d'ajouter des éléments optiques permettant d'agir sur et d'étudier l'injection.

L'action sur l'injection se fait au moyen de deux miroirs plans intercalés dans le faisceau et fonctionnant comme un périscope. Ils permettent de réaliser la superposition entre le faisceau de l'optique adaptative et le faisceau d'injection. La superposition en position dans le plan de la tête de fibre se fait au dixième d'une tache d'Airy ; la superposition en direction se fait à l'équivalent d'une fraction de diamètre du faisceau afocal. Le miroir plan ayant la précision nécessaire pour réaliser la conjugaison entre la tête de fibre et l'objet observé est baptisé miroir de champ.

Le contrôle de l'injection se fait au moyen d'une lunette autocollimatrice surmontée d'une caméra CCD. Ce système de contrôle fonctionnant en position collimatée peut regarder à la fois dans la direction de la tête de fibre et dans la direction de l'optique adaptative au moyen d'une combinaison cube séparateur - miroir plan venant s'intercaler dans la portion afocale du faisceau.

Le schéma optique complet est présenté en figure 6.7.

Taux d'injection

L'objectif du module est de réaliser une injection optimale. Ceci étant dit, il existe aussi des contraintes techniques et budgétaires qui font que l'injection sera plutôt un compromis.

Une première contrainte vient du fait que nous voulons utiliser trois types de fibres monomodes, une pour chaque bande astronomique. Avec une seule et unique parabole d'injection, il est déjà impossible de satisfaire une injection optimale pour les trois bandes simultanément.

Les courbes d'injection théorique de la figure 6.8 sont représentées en fonction du rayon

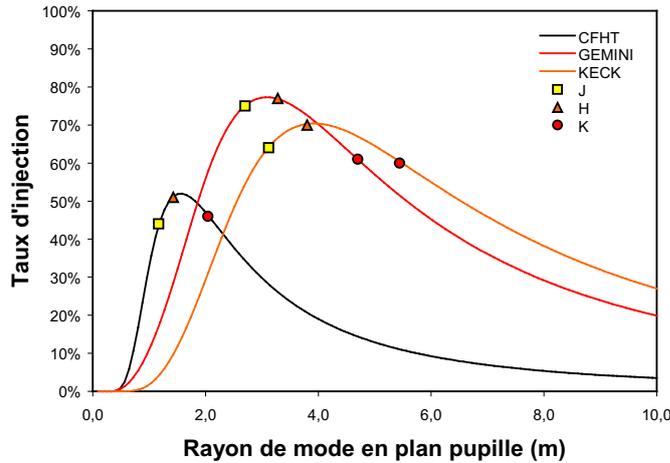


FIG. 6.8 – Évolution du taux d'injection théorique en fonction de la taille du mode de la fibre en plan pupille pour les télescopes CFHT, Gemini et Keck.

de mode (supposé gaussien) de la fibre. Elles dépendent uniquement des caractéristiques des pupilles des télescopes. Les courbes ont été obtenues par calcul numérique de l'intégrale de recouvrement à la base de l'expression du taux d'injection (voir équation 6.10). On remarquera l'impact de l'obstruction centrale qui pour le CFHT par exemple fait chuter le taux d'injection maximal à pratiquement 50%. On trouvera d'autre part une corrélation naturelle entre la taille optimale du mode de la fibre en plan pupille et la taille de la pupille pour chaque télescope.

La calcul du rayon de mode des fibres en plan pupille à partir du rayon de mode ω_0 en plan image se fait en passant par les focales des paraboles hors-axe de collimation f_c et d'injection f_i , par l'ouverture numérique $f\#$ des faisceaux fournis par les optiques adaptatives et par le diamètre de télescope associé.

On calcule déjà la focale effective f de l'injection :

$$f = \frac{2f_i}{1 + \cos\theta_i} \times \frac{1 + \cos\theta_c}{2f_c} \times f\# \times D \quad (6.29)$$

où l'on a pris soin de corriger les focales géométriques⁴ des paraboles hors-axe de l'effet introduit par l'angle d'hors-axe θ_i et θ_c .

Le rayon de mode en plan pupille $\widetilde{\omega}_0$ s'exprime alors en fonction de cette focale effective f et de la longueur d'onde λ :

$$\widetilde{\omega}_0 = \frac{f\lambda}{\pi\omega_0} \quad (6.30)$$

Les fibres monomodes utilisées pour le projet 'OHANA ont leurs caractéristiques consignées dans le tableau 6.1, où l'on a fait figurer la taille du mode à la longueur d'onde centrale de chaque bande photométrique.

L'optimisation du taux d'injection pour les trois bandes a conduit au choix d'une parabole d'injection de focale 3 pouces (76,2mm) et d'une parabole de collimation de focale 500mm pour le CFHT et 400mm pour le Keck et Gemini. Les taux d'injection attendus, représentés en figure 6.8, sont également disponibles sous forme numérique dans le tableau 6.2.

⁴Par focale géométrique, j'entends la focale qui définit la surface géométrique d'une parabole mais qui ne correspond plus à la distance optique-foyer dès que l'on est hors-axe.

Fibre	ON	$2a$ (μm)	λ_c (μm)	$2\omega_0$ (μm)
Monomode J	0,13	5,7	0,969	7,72
Monomode H	0,16	6,6	1,374	8,13
Monomode K	0,23	6,5	1,950	7,81

TAB. 6.1 – Caractéristiques des fibres monomodes. La valeur $2\omega_0$ du diamètre de mode (voir équation 6.5, page 85) est donnée pour le centre de chaque bande photométrique à savoir 1, 25 μm pour J, 1, 6 μm pour H et 2, 2 μm pour K.

	f_c (mm)	θ_c ($^\circ$)	f_i (mm)	θ_i ($^\circ$)	$f\#$	D (m)	$f\#_i$	J 1, 25 μm	H 1, 6 μm	K 2, 2 μm
CFHT	500	12,9	76,2	30	19,6	3,60	3.16	44%	51%	47%
Keck	400	11,4	76,2	30	15,0	10,0	3.03	64%	70%	60%
Gemini	400	11,4	76,2	30	16,0	8,10	3.23	75%	77%	61%

TAB. 6.2 – Caractéristiques (focale de collimation f_c , focale d'injection f_i , ouverture numérique de référence en sortie d'optique adaptative $f\#$, diamètre de faisceau collimaté de référence D) des optiques du module d'injection pour les trois télescopes CFHT, Gemini et Keck. Taux d'injection effectifs calculés aux centres des bandes astronomiques J, H et K pour les mêmes télescopes, en tenant également compte des caractéristiques des fibres monomodes (présentées dans la table 6.1). La répartition de ces taux d'injection est également illustrée en figure 6.8

Système de contrôle - Alignement - Diversité de phase

L'alignement du module d'injection est réalisé au moyen du système de contrôle, en commençant par la position des fibres au foyer de la parabole d'injection. Cet alignement est obtenu en recherchant la meilleure qualité optique en observant, à l'aide du système de contrôle CCD/lunette, une tête de fibre monomode rétroéclairée au foyer de la parabole.

J'ai également envisagé une procédure automatique d'alignement basée sur la technique de diversité de phase [Meynadier, 1997]. Utilisant le réglage motorisé de la focalisation de la lunette, on obtient deux images défocalisées l'une par rapport à l'autre. L'introduction de cette défocalisation connue permet de reconstruire la phase du front d'onde incident. En supposant que ces défauts sont, au premier ordre, des défauts d'alignement, il est possible de leur faire correspondre une position de la tête de fibre par rapport au bon foyer de la parabole au moyen du modèle de ses aberrations de champ. En plus de l'alignement, cette technique permet de quantifier les défauts de phase résiduels éventuellement introduits par cette parabole hors-axe.

Les caractéristiques du système de contrôle sont consignées dans le tableau 6.3.

Positionneur de fibres

L'une des particularités du module d'injection est de pouvoir fonctionner dans les trois bandes astronomiques J, H et K. Un positionneur de fibres motorisé au foyer de la parabole d'injection se charge de réaliser le passage entre les fibres des différentes bandes. Il s'agit d'une monture tri-axe développée pour le module d'injection, et qui sera utilisé dans le recombina-

Focale	f_i	=	300 mm
Objectif	f_o	=	$\times 3$
Taille CCD	$L \times H$	=	765 \times 510
Taille pixels	a	=	9 μm
Échantillonnage			3,6 pix/FWHM

TAB. 6.3 – Principales caractéristiques du système de contrôle (Lunette + caméra CCD).

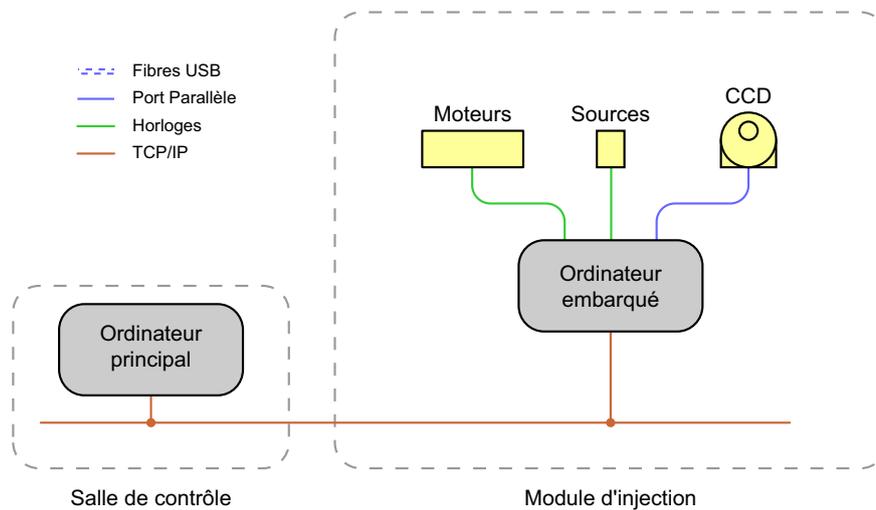


FIG. 6.9 – Première version de l'architecture de contrôle commande du module d'injection. L'ordinateur principal dans la salle de contrôle communique avec l'ordinateur embarqué sur la platine d'injection à travers le réseau Ethernet. L'ordinateur embarqué se charge de piloter les horloges des moteurs de la platine ainsi que les sources lumineuses et la caméra CCD du système de contrôle.

teur, la ligne à retard 'OHANA. Avec un tel système, répliqué autant de fois que nécessaire, l'instrument doit pouvoir passer dans son ensemble d'une bande astronomique à l'autre, en une trentaine de secondes.

Un tel système a permis d'effectuer rapidement l'ensemble des tests d'injection dans les trois bandes. Dans le cadre de la phase I, il supporte également deux fibres multimodes pour les bandes J/H et K qui servent à étalonner les mesures, obtenues sur les fibres monomodes (voir "Méthodologie des mesures", section 6.3.2, page 103).

Architecture de contrôle - commande : 1ère version

En ne considérant que son utilisation dans le cadre de la phase I, le module d'injection est comparable à beaucoup d'instruments astronomiques. Il doit être installé au foyer d'un télescope et pour plus de confort doit être piloté à partir de la salle de contrôle du même télescope. La nature du lien entre l'instrument et la salle de contrôle est alors imposée par les infrastructures disponibles. Le module d'injection a cependant la particularité de devoir être installé au foyer de différents télescopes. Le canal de communication retenu doit donc être disponible dans l'ensemble des télescopes.

En tenant compte des impératifs de la phase II, le choix de l'architecture se complique puisque la salle de contrôle peut se trouver dans un télescope différent de celui où est installé le module d'injection. Par exemple, pour la liaison phase II entre Gemini et Subaru, il est envisagé d'installer la salle de contrôle dans le CFHT où se trouvera déjà la ligne à retard et le recombinateur (voir chapitre 8).

En début de thèse, j'ai envisagée une première solution (voir figure 6.9) basée sur le réseau Ethernet. Il est en effet disponible sur l'ensemble des télescopes, aussi bien au foyer des télescopes que dans leurs salles de contrôle. Il m'a permis d'installer un ordinateur, embarqué sur le module d'injection lui-même, chargé de contrôler à distance les moteurs, les sources lumineuses et la caméra CCD de la platine d'injection. Cette architecture était d'autant plus facile à mettre en oeuvre que LabView, l'environnement de développement utilisé, permet gérer les communications entre deux ordinateurs.

Ce choix a cependant posé quelques problèmes :

- Le contrôle des moteurs directement par l'ordinateur embarqué ne permettait pas d'obtenir une régularité de mouvement suffisante.

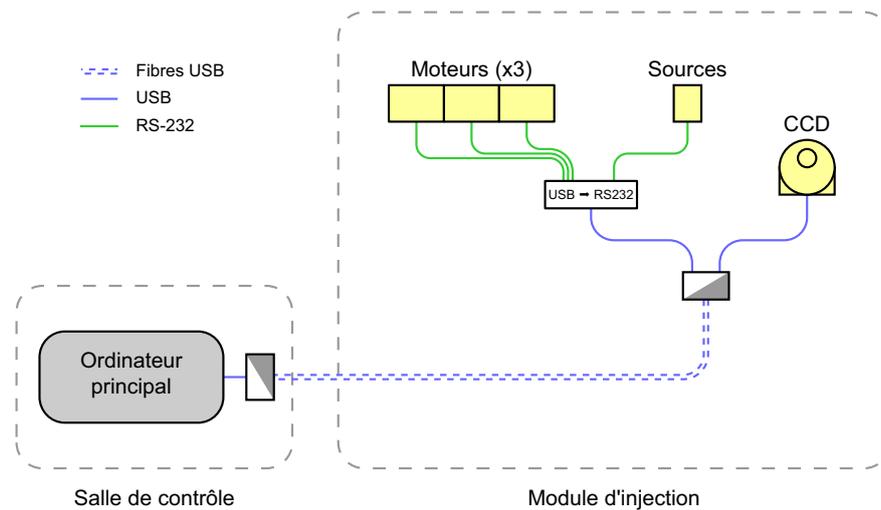


FIG. 6.10 – Version définitive de l'architecture de contrôle commande du module d'injection. Les instruments (moteurs, sources lumineuses et caméra CCD) sont désormais de simples périphériques de l'ordinateur principal.

- La caméra CCD lue à travers le port parallèle était trop lente.
- La propagation des modifications du logiciel de contrôle à l'ordinateur embarqué était une opération fastidieuse.
- L'utilisation du réseau TCP/IP introduisait une trop grande latence à l'exécution des commandes. Cet effet se faisait particulièrement sentir pendant l'étape de balayage du champ, nécessaire après tout changement d'objet ou de fibre.

En phase II, l'utilisation du réseau TCP/IP aurait certainement posé des problèmes organisationnels dans l'ouverture de canaux de communications entre télescopes, et aurait pu subir les effets d'une surcharge éventuelle du réseau. Cette première version a quand même été très utile pour bien spécifier la version définitive.

Architecture de contrôle - commande : 2ème version

J'ai donc décidé de faire développer une seconde version de l'architecture, supprimant l'ordinateur embarqué et utilisant des liens USB par fibres optiques de l'ordinateur principal vers l'ensemble des périphériques. Cette solution est illustrée par le schéma de la figure 6.10.

Une électronique dédiée au pilotage des moteurs a été mise au point. Elle intègre un microcontrôleur permettant de commander, les uns après les autres, 6 moteurs différents. Une électronique, développée sur le même principe permet de piloter un jeu de plusieurs sources lumineuses. La caméra CCD a subi une modification par le constructeur pour passer à une interface USB plus rapide.

Cette nouvelle architecture résout tous les problèmes rencontrés sur la première version. Elle n'a besoin que d'une liaison par fibre entre la salle de contrôle et les différents instruments. Pour le cas de la base entre Gemini et le CFHT, une telle fibre trouverait sa place à côté des fibres scientifiques.

La pertinence de cette architecture a été démontrée au cours des missions recombineur sur l'interféromètre IOTA au mont Hopkins (Arizona, USA).

6.2.2 Caméra infrarouge

La caméra infrarouge 'OHANA a vu le jour grâce à la mise à disposition d'un détecteur NICMOS III et d'un cryostat par l'expérience DENIS. L'objectif, loin d'être évident, était de produire à partir de ces deux éléments le meilleur détecteur possible, pour répondre non

seulement aux besoins d'analyse du flux injecté dans les fibres monomodes dans le cadre de la phase I mais également à ceux d'acquisitions interférométriques de la phase II.

Fonctionnalités

La vitesse de lecture du détecteur est élevée pour pouvoir réaliser des acquisitions plus rapidement que le temps d'évolution de la turbulence. Une fréquence trame de plusieurs centaines de Hertz est obtenue en ne lisant que la partie utile du détecteur. Cette capacité de fenêtrage permet aussi de s'adapter aux différentes situations d'observation : de quelques pixels lus pour les tests de la phase I, jusqu'à 8×50 pour les acquisitions interférométriques au sein du recombineur en phase II. Le mode de lecture non destructif participe aussi à la vitesse de lecture globale. Le projet 'OHANA couvrant les trois bandes astronomiques J, H et K, le détecteur comporte également une roue à filtre motorisée permettant de sélectionner le filtre approprié.

Densité spectrale de puissance

L'observation de la densité spectrale de puissance moyenne d'un balayage permet d'étudier le comportement en fréquence de la caméra. Elle permet de mettre en évidence une contamination éventuelle du signal vidéo par le secteur ou les horloges sous la forme des pics à des fréquences bien particulières.

Mis à part d'éventuels pics en fréquence, la densité spectrale de puissance moyenne a un comportement bien particulier. Elle a souvent, dans un régime où le flux de photons est faible, un comportement croissant avec la fréquence. Ce comportement peut être expliqué au moyen d'une modélisation du mécanisme de lecture qui consiste à former les différences Δx successives des lectures x de la caméra. Les calculs détaillés, présentés en annexe 1, conduisent à la relation suivante :

$$DSP_{\Delta x}(\nu) = \frac{N}{\alpha} \langle \widetilde{\Delta f} \rangle + N^2 \langle \widetilde{\Delta f} \rangle^2 \delta(\nu) + 2N\widetilde{\sigma}_n^2 \left[1 - \frac{N-1}{N} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{N}\right) \right] \quad (6.31)$$

où $\langle \widetilde{\Delta f} \rangle$ représente le flux de photon moyen en ADU, $\widetilde{\sigma}_n^2$ la variance du bruit de lecture en ADU^2 , α le gain en e^-/ADU .

On remarque ainsi, dans la densité spectrale de puissance, le bruit de lecture $\widetilde{\sigma}_n^2$ qui correspond à la partie modulée en cosinus. On prendra enfin garde au fait que cette relation n'est plus valable dès lors que le détecteur fonctionne avec des lectures multiples : la corrélation entre les différences successives proches diminue.

Qualification

La qualification du détecteur a été réalisée en utilisant le modèle de densité spectrale de puissance présenté plus haut. Il est en effet parfaitement possible de déterminer les paramètres du bruit de lecture $\widetilde{\sigma}_n^2$ et du gain α en séparant les différents comportements en fréquence. Les mesures ont été faites pour différentes conditions d'éclairement à l'aide d'un corps noir de façon à également mesurer le rendement global du détecteur (NICMOS III + filtre K + hublot).

Les résultats obtenus pour la bande K sont présentés dans la figure 6.12. Ils mettent en évidence une forte influence du gain (facteur de conversion ADU vers électrons) sur les cartes de bruit et de rendement quantique. La présence à l'époque des mesures d'une contamination lumineuse en dehors du filtre utilisé empêche de présenter des résultats pour les bandes J et H où le biais introduit par cette contamination est trop important.

Bilan et performances

D'un point de vue opérationnel, je considère l'objectif atteint : l'utilisation du détecteur au cours des tests d'injection et des tests du recombineur l'a démontré. Je considère cependant qu'il reste une certaine marge de progression au niveau de la baisse du bruit de lecture. La prise de conscience tardive qu'il y avait un problème peut s'expliquer. D'une part, le rythme soutenu avec lequel se sont enchaînées les différentes missions a considérablement perturbé les tests en

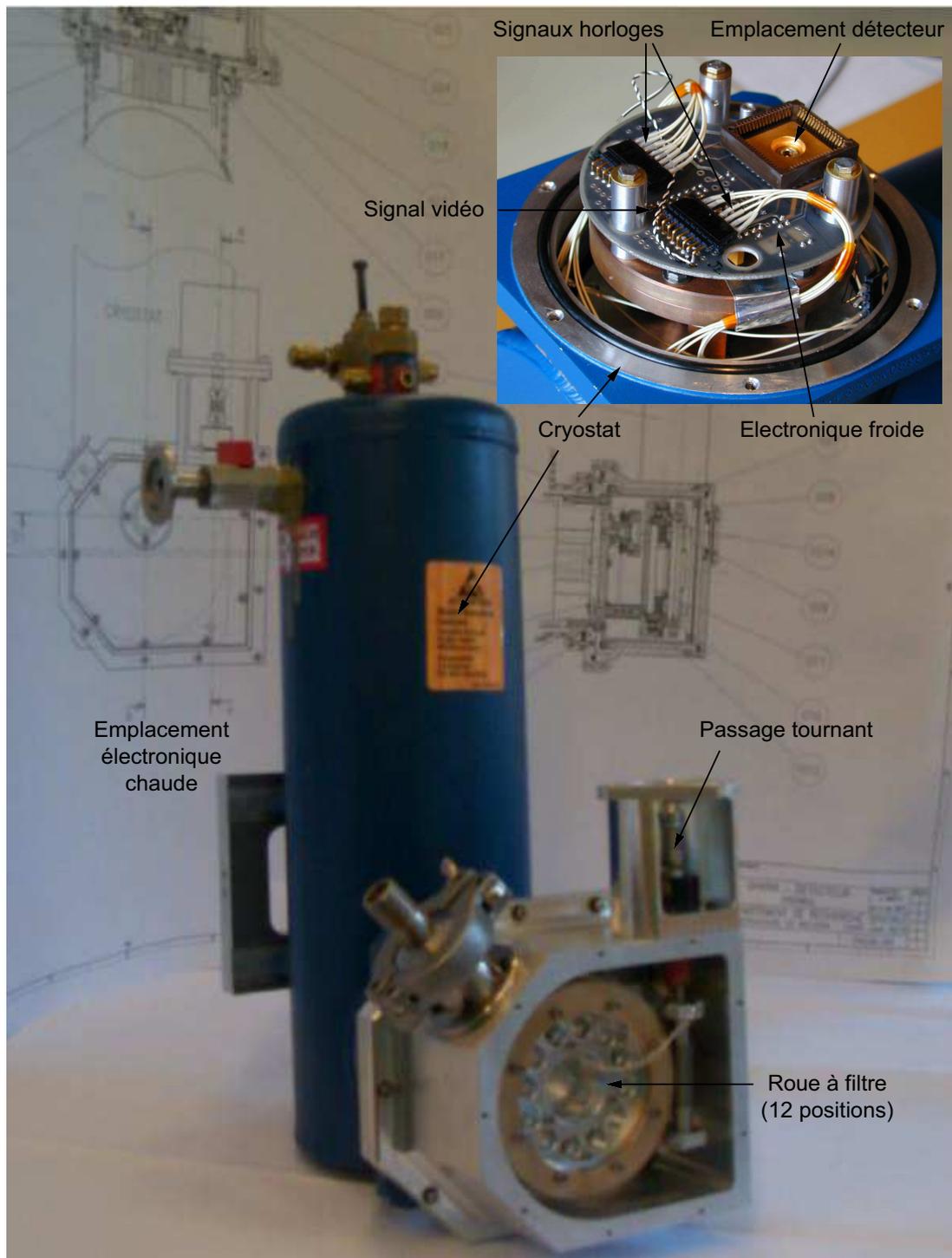


FIG. 6.11 – Photographie du détecteur infrarouge avec en encart l'intérieur de la chambre d'expérience.

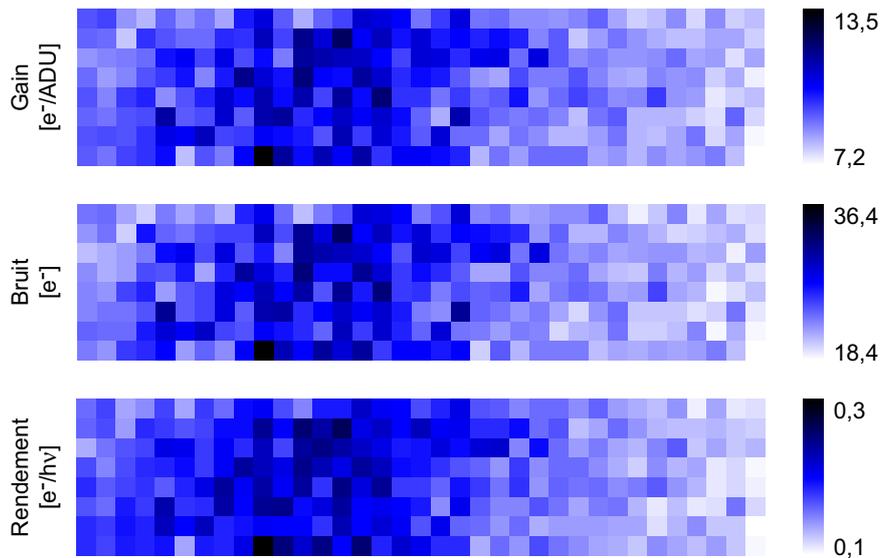


FIG. 6.12 – Résultats de qualification du détecteur CAID.

laboratoire. D'autre part, ce n'est que lors de la mission sur IOTA avec le recombineur, deux ans après sa première utilisation sur le CFHT, que nous avons eu l'occasion de pouvoir comparer ses performances avec celles d'un autre détecteur (NICMOS IOTA - FLUOR, PICNIC IOTA - IONIC), dans des conditions identiques.

Deux mesures devront certainement être prises pour diminuer le bruit du détecteur : améliorer la chaîne d'amplification et mettre en place une technique de lecture multiple. Avec ces mises à jour, 'OHANA pourra vraisemblablement atteindre son objectif de démonstrateur. En revanche, pour une science unique il devient plus que nécessaire de remplacer le détecteur actuel par du matériel plus performant.

6.2.3 Logiciel phase I

L'ensemble du logiciel phase I est développé en LabView, un langage de programmation graphique comportant de nombreux avantages pour son utilisation dans 'OHANA. Ce langage permet de contrôler de nombreuses cartes d'interface, de gérer des échanges entre plusieurs postes de contrôle et surtout de faire efficacement des modifications du logiciel en cours de mission lorsque le besoin s'impose. Le succès des missions d'injection et plus récemment celui des missions recombineur valide le choix qui a été fait.

J'ai développé l'ensemble du logiciel de contrôle des instruments 'OHANA sous la forme de modules spécifiques à chacun des instruments. Ces modules permettent de contrôler les instruments dans le cadre des tests d'injection de la phase I et de ceux du recombineur sur IOTA. Il sont également prévus pour être directement utilisables en phase II du projet. Dans le cadre de la phase I, trois modules ont été développés : un module détecteur infrarouge, un module moteurs et un module caméra de contrôle. L'ensemble de ces modules est regroupé sous la forme d'une interface permettant de conduire les observations de la phase I.

6.3 Tests d'injection

Après avoir énoncé quels étaient les objectifs des tests d'injection, je présenterai les méthodes employées pour les atteindre. Je présenterai ensuite le déroulement des missions sur les télescopes CFHT, Keck et Gemini ainsi que les résultats obtenus dans la perspective du projet 'OHANA, ainsi que dans celle du diagnostic à apporter sur les optiques adaptatives.

6.3.1 Objectifs des missions

Les missions de tests d'injection ont avant tout pour vocation de remplir le contrat de la phase I du projet 'OHANA, qui est finalement de préparer le terrain à la phase II, en atteignant les objectifs suivants :

- **Mesure du taux d'injection moyen**
En mesurant le taux d'injection moyen, on détermine l'un des paramètres régissant la sensibilité de l'instrument final. Les estimations de la sensibilité de l'interféromètre faites au début du projet vont pouvoir être confirmées.
- **Mesure des fluctuations d'injection**
L'objectif est d'estimer la largeur du spectre photométrique. Cette largeur détermine la vitesse à laquelle les franges doivent être échantillonnées et donc la sensibilité finale de l'instrument.
- **Valider les interfaces et procédures** En conduisant des tests d'injection avec les modules utilisés pour la phase suivante, on s'assure que des interfaces mécaniques et des procédures opérationnelles des platines d'injection de façon à pouvoir se consacrer à la partie véritablement interférométrique au cours de la phase II.

Indépendamment du projet, les missions d'injection ont un intérêt pour les équipes en charge des télescopes où ont lieu les mesures. Le taux d'injection moyen et les fluctuations d'injection étant intimement liées au comportement des optiques adaptatives, les mesures faites sur les télescopes peuvent servir de diagnostic sur la qualité de la correction apportée par l'optique adaptative.

6.3.2 Méthodologie des mesures

Pour mesurer le taux d'injection dans une fibre monomode, j'ai fait l'hypothèse que celui dans une fibre multimode au diamètre suffisamment grand était de 100%. J'ai employé des fibres multimodes dont le diamètre de coeur est de 40 μm pour la fibre multimode J/H et de 50 μm pour la fibre multimode K. On notera qu'une seule et même fibre est utilisée pour les bandes J et H, puisque l'unique contrainte est d'utiliser le même matériau que celui employé pour la fibre monomode correspondante.

Il existe donc une contrainte sur la taille du coeur de fibre pour que l'intégralité du flux soit contenue dans son diamètre $2a$. Nous avons vu à l'occasion de la section 6.1.4 sur la correction partielle par optique adaptative que lorsque la correction n'est pas parfaite, un halo de *seeing* résiduel est présent dans la fonction d'étalement de point longue pose. La contrainte, associée au paramètre de Fried r_0 , doit être que la largeur de la tache de seeing soit être inférieure au diamètre du coeur de fibre multimode :

$$2a > \frac{f\lambda}{r_0} \quad (6.32)$$

Pour mesurer les fluctuations d'injection, nous avons procédé aux mêmes types d'acquisitions que celles qui seront conduites en mode interférométrique dans le cadre de la phase II : une centaine de lectures non destructives permettent d'analyser l'évolution temporelle du signal injecté et permettra en phase II d'acquérir un interférogramme modulé temporellement. Ces acquisitions répétées un grand nombre de fois permettent d'estimer le spectre temporel moyen des fluctuations d'injection. Cette estimation est particulièrement intéressante sachant que le calcul du spectre temporel est à la base de la technique double Fourier [Mariotti & Ridgway, 1988] employée en phase II pour l'estimation des visibilités ("Phase II : Recombinateur 'OHANA", chapitre 7, page 129). Elle donne une estimation de la vitesse à laquelle il est nécessaire de moduler les franges pour qu'elles soient suffisamment séparables du spectre des fluctuations photométriques.

6.3.3 Déroulement des missions Phase I

Les développements du module d'injection et du détecteur infrarouge ont débuté au printemps de l'année 2001. Moins d'une année plus tard, ils étaient expédiés sur le Mauna Kea pour la première mission CFHT.

CFHT

Pour des raisons météorologiques, la mission d'injection sur le CFHT s'est transformée en deux missions. La première mission, en Janvier 2002, a uniquement permis de vérifier le fonctionnement de la platine d'injection sur le télescope, mais pas de faire des mesures sur le ciel. La mise en évidence de flexions importantes au sein du module d'injection, constatées lors des tests sur la source interne de l'optique adaptative, à déclenché son retour à l'Observatoire où le module a subi des modifications principalement mécaniques ; la première mission a ainsi quand même été utile de ce point de vue là. Le module d'injection a été réexpédiée à Hawaii en Août 2002, pour une mission de trois nuits d'observations, où les premières résultats de la phase I sur le ciel ont été obtenus. Le bilan de cette mission a été tout à fait positif.

KECK

Le colloque SPIE, organisé à Hawaï la semaine suivant les observations sur le CFHT, a donné l'occasion de présenter à la communauté les premiers pas de 'OHANA. Il a aussi donné lieu à une invitation par l'équipe du Keck à venir entreprendre des tests identiques chez eux, alors que le prochain télescope prévu était Gemini. Il est en effet le télescope complémentaire du CFHT dans ce qui devait être la première base de démonstration.

En quatre mois, le module d'injection a été rapatrié une nouvelle fois sur l'Observatoire pour être adapté à l'environnement du Keck, puis réexpédié pour une mission en Décembre 2002. Les tests du module d'injection se sont étalés sur deux demi nuits partagées avec des séances de phasage des segments du miroir primaire du Keck. L'expérience acquise sur le CFHT a porté ses fruits puisque cette mission a été marquée par une grande efficacité dans l'utilisation du module : nous n'avons eu aucun problème pour réaliser l'injection dans les fibres, le passage d'un objet à un autre se faisait sans perte de l'injection. Cette mission a également mis en évidence un phénomène aussi embêtant pour le Keck que pour 'OHANA : des vibrations basses fréquences vers 30 Hz et 60 Hz, non corrigées par l'optique adaptative.

GEMINI

Attendant l'arrivée d'ALTAIR, la nouvelle optique adaptative de Gemini, le module d'injection est revenu une nouvelle fois sur l'Observatoire pour d'une part profiter d'un changement dans l'architecture de contrôle - commande (voir "Architecture de contrôle - commande : 2ème version", section 6.2.1, page 99) et d'autre part être intégré à l'interface mécanique devant s'adapter au foyer du télescope.

La mission Gemini a eu lieu pendant la période de qualification de l'optique adaptative ALTAIR. Comme pour le Keck, nous avons profité de deux demi-nuits. Cette mission a certainement connu ce qui pouvait arriver de pire. Un incident de climatisation, survenu un dimanche matin, alors que le groupe de secours était en maintenance, a provoqué une condensation exceptionnelle dans la coupole de Gemini. Tous les instruments (pas seulement 'OHANA) ont été inondés d'humidité et les fibres en verre fluoré installées pour les observations ont été détruites. Nous laissant dans l'impossibilité de faire des mesures en bande K. La nouvelle architecture basée sur les fibres USB a souffert d'un problème d'incompatibilité avec celles installées sur Gemini et a provoqué un déménagement de l'ordinateur principal sous la coupole au pied du télescope. Enfin, la météorologie capricieuse, a empêché un étalonnage propre des taux d'injection.

La mission Gemini est quand même un succès, puisque les résultats partiels semblent indiquer que l'injection est de bonne qualité. Elle a confirmé la présence de vibrations provoquées par la cryo-pompe d'un des instruments (NIRI) de Gemini. Elle a également mis en évidence des flexions importantes dans ALTAIR qui ont été compensées par le module d'injection en utilisant les fibres multimodes. Il y a certainement une nouvelle stratégie à mettre au point puisque ces fibres multimodes ne seront plus disponibles au cours de la phase II.

Enfin, la mission a été un succès, en dépit de circonstances adverses, une excellente préparation pour la phase II.

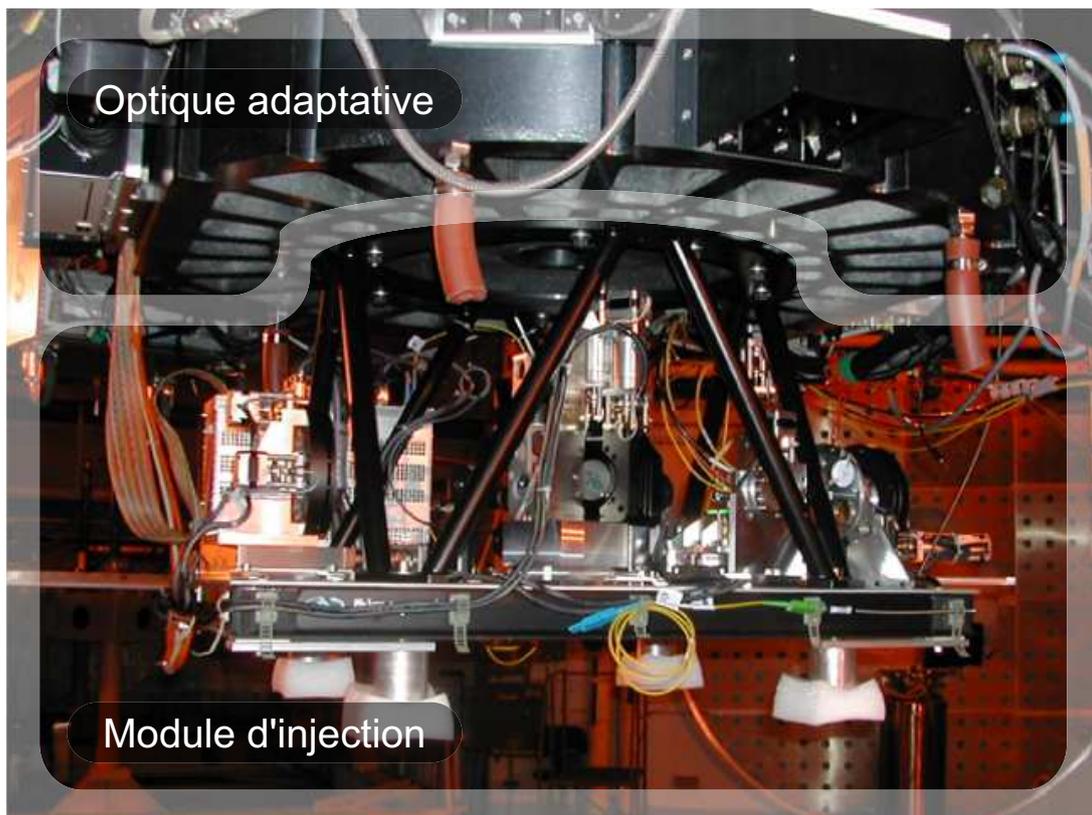


FIG. 6.13 – Photographie présentant le module d'injection 'OHANA monté au foyer Cassegrain du CFHT, derrière son optique adaptative PUEO.

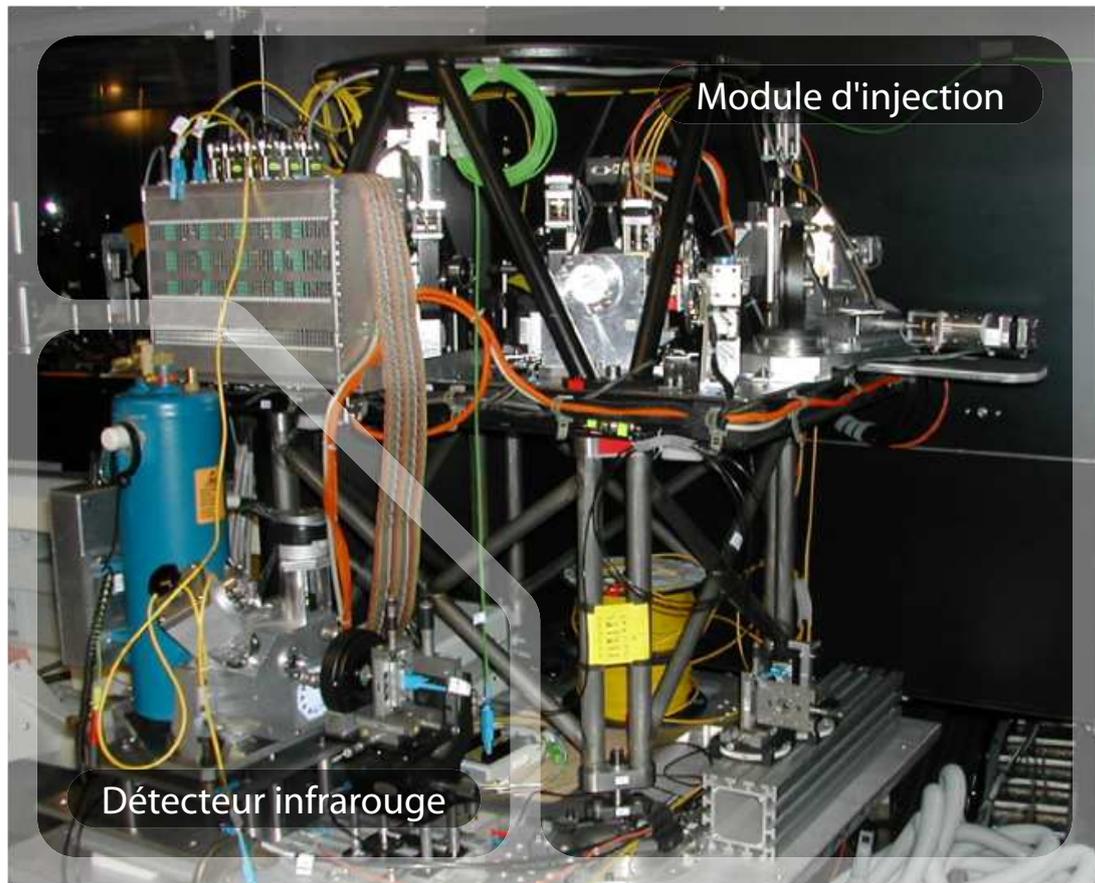


FIG. 6.14 – Photographie présentant le module d'injection 'OHANA monté au foyer Nasmith du Keck, derrière son optique adaptative. L'optique adaptative est cachée par la paroi noire se trouvant derrière le module d'injection. En premier plan, on trouve le détecteur infrarouge et l'optique servant à focaliser la lumière en sortie de fibre sur un pixel du détecteur.

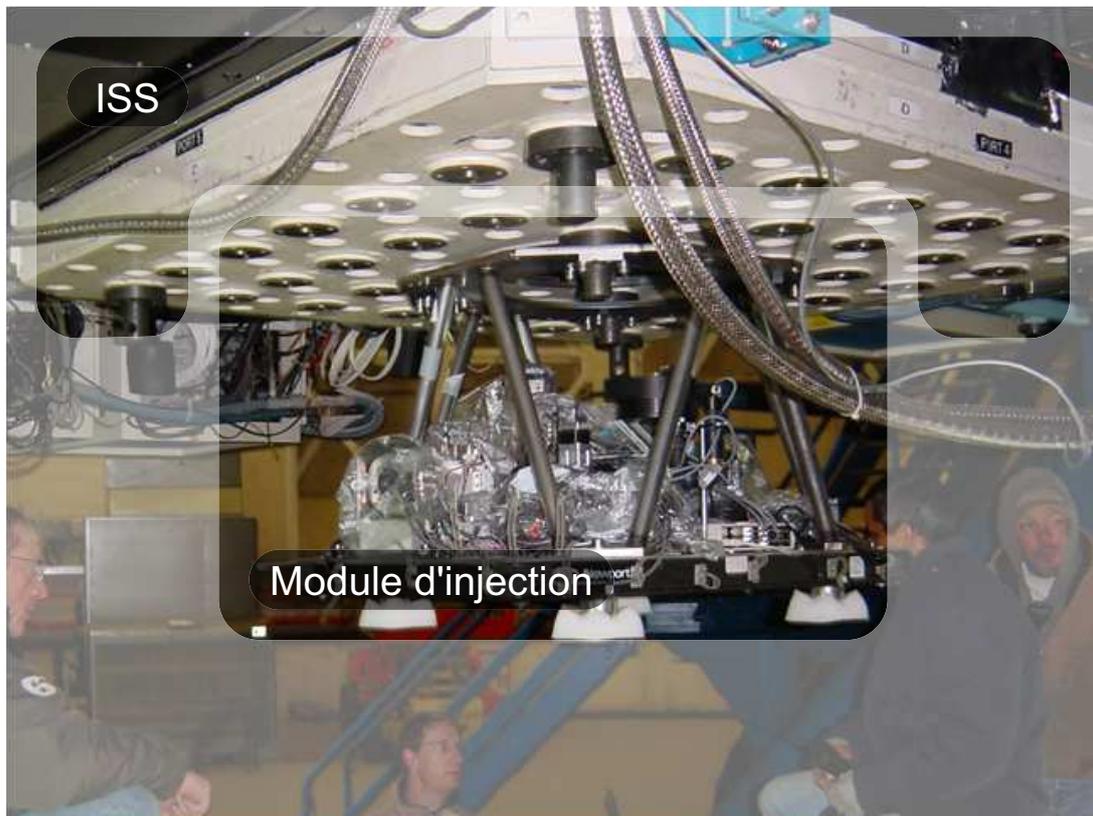


FIG. 6.15 – Photographie présentant le module d'injection 'OHANA monté au foyer Cassegrain de Gemini. Entre le télescope et le module d'injection se trouve un cube appelé ISS dont le rôle est d'aiguiller le faisceaux vers les instruments montés sur les différentes faces. Sur la photographie, le module d'injection est monté sur la face inférieure. Il est également prévu qu'il puisse prendre place sur les côtés de l'ISS, de façon à s'adapter aux contraintes opérationnelles de Gemini.

6.3.4 Balayage du champ

Le balayage du champ est l'étape la plus importante dans l'utilisation du module d'injection. Ce balayage est réalisé au moyen du miroir de champ (voir section 6.2.1) qui sélectionne la région du ciel à injecter dans la fibre monomode. Ce balayage est la première opération effectuée par le module d'injection à chaque changement de fibre et à chaque changement d'objet. Il permet de conjuguer la tête de fibre et la partie de l'objet où l'on désire effectuer les mesures. La figure 6.16 présente le résultat d'un balayage de champ, sur la source interne de l'optique adaptative du CFHT, dans les trois bandes astronomique J, H et K, la figure 6.17 une version sur le ciel au Keck.

La maîtrise de la technique de balayage du champ permettant de réaliser l'injection est passée par une période d'apprentissage sur le CFHT, où l'efficacité n'était pas vraiment au rendez-vous, jusqu'à la maîtrise dès la mission sur le Keck où le temps nécessaire pour réaliser une nouvelle injection était de l'ordre de 5 minutes.

Aberrations statiques

Le balayage du champ sur la source interne et sur le ciel ont mis en évidence sur le télescope CFHT la présence d'une aberration optique qui doit vraisemblablement être une coma triangulaire. Au moment de la mission CFHT, nous pensions pouvoir attribuer cette aberration à l'optique adaptative du CFHT. Il se trouve que nous avons retrouvé ce défaut au cours de la mission Keck (voir figure 6.17). Nous avons dû nous rendre à l'évidence que ce défaut se trouvait de notre côté et que nos paraboles n'étaient pas aussi parfaites qu'espérées. J'ai estimé une borne supérieure à la variance de phase associée à cette aberration de l'ordre de $\sim 0,04 \text{ rad}^2$. La perte en taux d'injection est alors inférieure à 4%

Mosaïques

La précision "cartographique" de ce balayage permet aussi d'envisager à terme d'employer des techniques, déjà répandue en interférométrie radio, de pavage du champ du ciel. C'est à dire que l'on peut envisager de faire des mesures interférométriques sur une série de champs repérés les uns par rapport aux autres. Par exemple, on repère avec le miroir de champ un noyau actif, on fait quelques mesures, puis on va chercher, avec ce même miroir, une zone de flambée d'étoiles, qui nous intéresse également, située à une certaine position par rapport au noyau actif. On obtient ainsi une mosaïque d'observations. A titre de comparaison, cette technique est déjà utilisée en interférométrie radio (VLBI) pour cartographier des champs étendus.

Double champ

En conséquence de la capacité à faire des mosaïques, il devient possible d'envisager l'installation de deux systèmes d'injection par module d'injection. L'objectif serait de mettre en place un double champ pour 'OHANA dans le but d'augmenter la sensibilité (voir "Sensibilité - Suiveur de franges - Double champ", page 170).

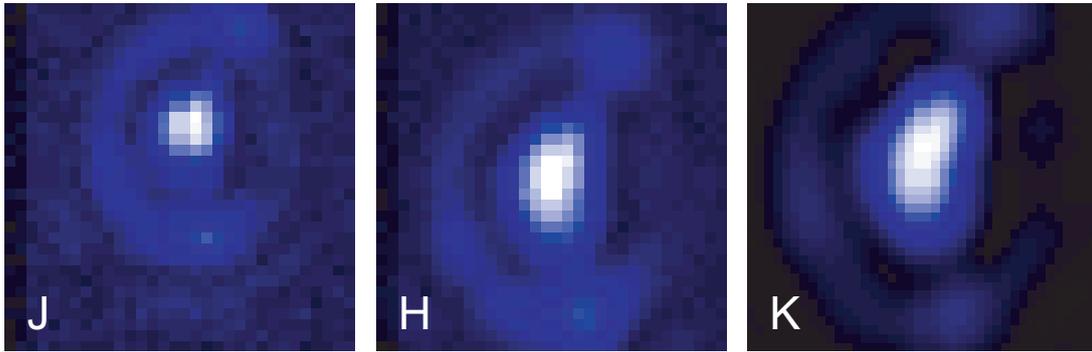


FIG. 6.16 – Balayage du champ injecté obtenu à l'aide du miroir de champ M2 sur la source interne de PUEO l'optique adaptative du CFHT. La forme globalement allongée de l'image est le résultat d'une dissymétrie, non prise en compte au moment des mesures, dans le rapport entre la position des moteurs du miroir de champ, qui définissent les coordonnées des pseudo-images, et la position angulaire sur le ciel.

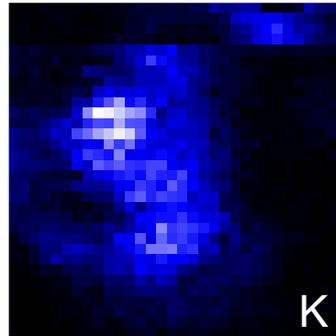


FIG. 6.17 – Balayage du champ injecté obtenu à l'aide du miroir de champ M2 sur une étoile corrigée par l'optique adaptative du Keck. Le décalage visible dans les quatre premières lignes du balayage est la conséquence d'une modification impromptue de l'état de l'optique adaptative par l'opérateur.

6.3.5 Mesures du taux d'injection moyen

A partir des niveaux d'injection observés pour une fibre monomode et une fibre multimode, j'ai estimé le taux d'injection dans les bandes J, H et K (voir "Méthodologie des mesures", section 6.3.2, page 103). Ces résultats pour les télescopes CFHT, Keck et Gemini, sont présentés respectivement dans les figures 6.18, 6.19 et 6.20.

Cependant, lorsqu'il s'agit d'estimer les performances du module d'injection, le taux d'injection moyen n'est pas réellement la quantité à considérer. L'inadéquation pupille - mode de fibre constitue déjà une limite théorique. Les performances de l'optique adaptative constituent une limite pratique supplémentaire. Comme les performances de l'optique adaptative évoluent en fonction de l'état de la turbulence, il n'est pas évident de mesurer les performances propres du module d'injection. Pour cette raison, le taux d'injection moyen doit être comparé à la limite théorique stricte (lignes continues dans les figures présentant les résultats) et mieux à l'estimation des performances sous hypothèse que les optiques adaptatives ont un comportement voisin de celui attendu (ligne discontinue dans les mêmes figures). Les performances attendues, en plus d'être portées sur les trois figures, sont consignées dans le tableau 6.4.

CFHT

Avec deux nuits complètes d'observation, la mission sur le CFHT présente les mesures les plus nombreuses. La qualité des données permet de porter sur les mesures de la figure 6.18, des estimations des erreurs statistiques. Elles tiennent compte des différents bruits de mesure ainsi que des fluctuations d'injection provoquées par la turbulence. Les mesures ont été réalisées dans l'ensemble des trois bandes astronomiques, il n'y a cependant qu'un seul point de mesure en bande J. Sur une même nuit, le taux d'injection dans une même bande astronomique est relativement constant. On constate cependant, qu'entre la première et la seconde nuit, le taux d'injection moyen chute d'un facteur deux environ. Cette évolution est comparable à celle du seeing moyen qui était meilleur la première nuit (inférieur à 0,7 secondes d'angle) que la seconde (supérieur à 1 seconde d'angle).

KECK

Les deux demi nuits d'observation, associées aux vibrations du télescopes, n'ont pas laissé suffisamment de temps pour faire des mesures en bande J. De plus, l'injection moyenne est fortement diminuée par ces vibrations : la figure 6.19 présente des niveaux mesurés éloignés des niveaux attendus. Ces mêmes vibrations font qu'une estimation des barres d'erreurs est difficile et risque de ne pas avoir de sens. J'ai préféré faire l'estimation d'un maximum d'injection à partir des états hauts de la fluctuation (voir la section suivante "Injection instantanée"). Elle est présentée sous la forme de traits verticaux dans la figure 6.19 présentant les résultats. Cette estimation permet de se faire une idée des performances que l'on pourra espérer atteindre lorsque le problème des vibrations sera résolu. On remarque enfin que l'estimation de l'injection à partir des états hauts s'accorde mieux avec les prédictions initiales.

GEMINI

Les résultats Gemini sont à considérer avec beaucoup de précautions puisque le déroulement de la mission a été plus difficile. On constate déjà l'absence de mesures en bande K et en bande J. Celle en bande K est à attribuer à la destruction par l'humidité de la fibre monomode en verre fluoré ; celle en bande J aux conditions météorologiques qui ont réduit les observations à la seule bande H. Ces quelques mesures en bande H ont également souffert de passages de nuages conduisant à un très mauvais étalonnage des taux d'injection. Ceci explique pourquoi la figure 6.20 présente des résultats complètement incohérents, avec des taux d'injection tantôt très bas, tantôt trop élevés, dépassant même la limite théorique d'injection.

	Strehl OA			Taux injection		
	J	H	K	J	H	K
CFHT	~ 12%	~ 27%	~ 50%	~ 06%	~ 14%	~ 24%
Keck	~ 14%	~ 30%	~ 53%	~ 09%	~ 21%	~ 32%
Gemini	~ 21%	~ 38%	~ 60%	~ 16%	~ 29%	~ 37%

TAB. 6.4 – **Strehl OA** : performances annoncées pour les optiques adaptatives dans les bandes J, H et K, pour les télescopes CFHT, Keck et Gemini. **Taux injection** : performances d'injection attendues pour les mêmes bandes et les mêmes télescopes.

CFHT

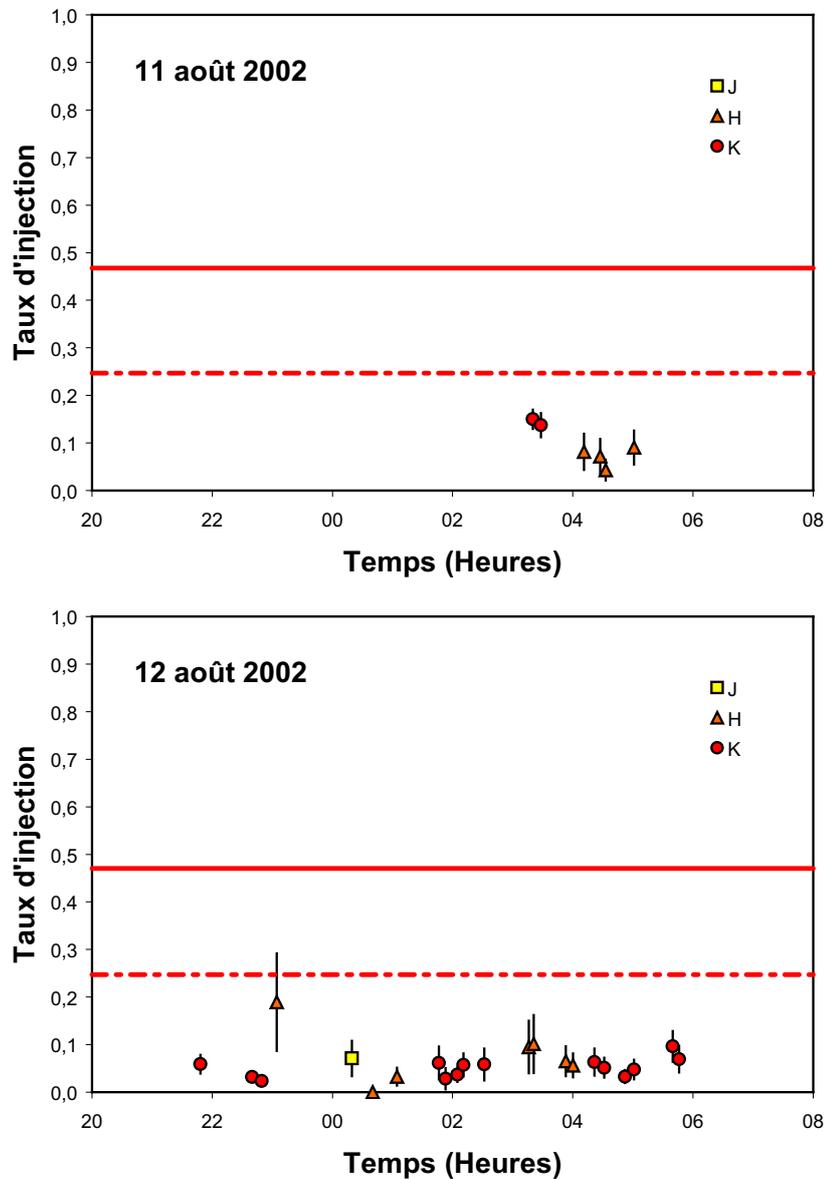


FIG. 6.18 – Taux d'injection moyens obtenus sur le CFHT dans des fibres monomodes pour les bandes J (carré jaune), H (triangle orange) et K (rond rouge), accompagnés des erreurs statistiques sur les mesures. Le trait plein horizontal représente la limite théorique du taux d'injection en bande K résultant de l'inadéquation pupille - mode de la fibre. Le trait en pointillés tient compte des performances attendues de l'optique adaptative; il représente donc le niveau cible à atteindre pour le taux d'injection.

KECK

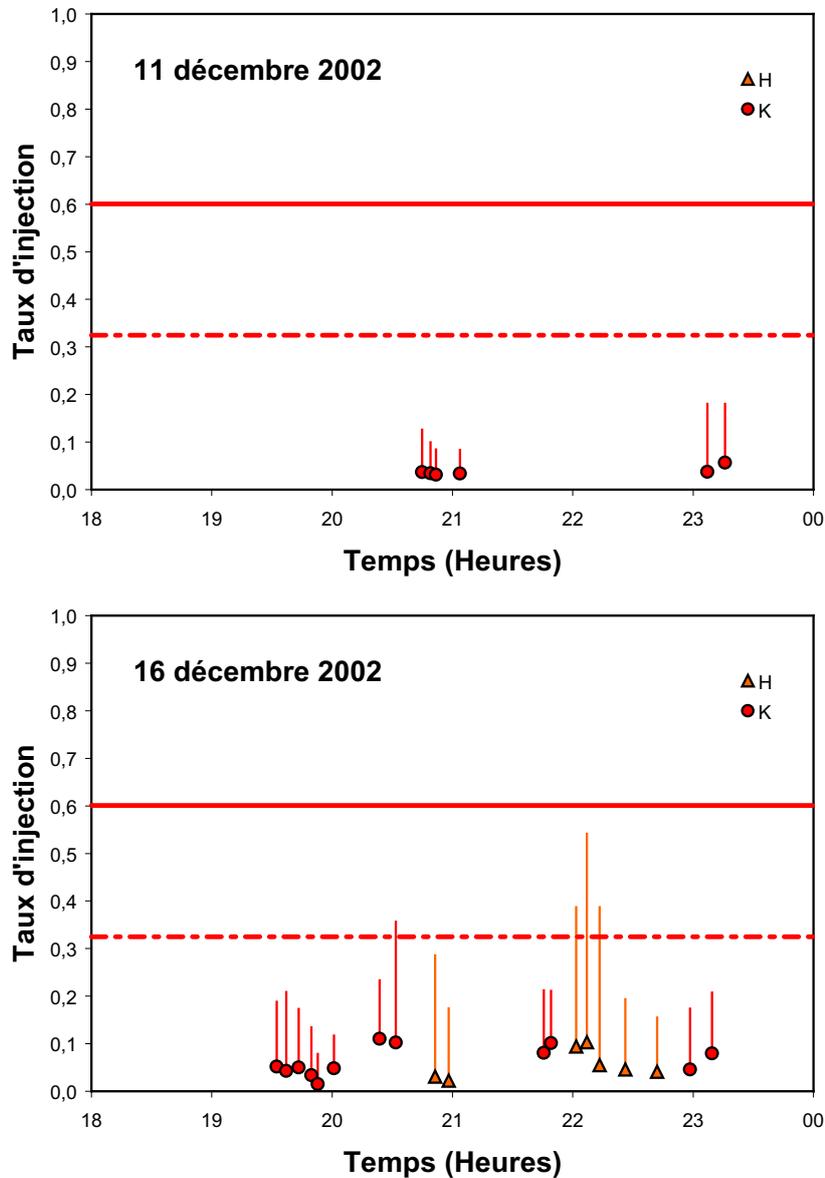


FIG. 6.19 – Taux d'injection moyens obtenus sur le Keck dans des fibres monomodes pour les bandes J (carré jaune), H (triangle orange) et K (rond rouge), accompagnés des taux d'injection correspondant aux états hauts de la vibration constatée sur le télescope (sommets des traits verticaux). Le trait plein horizontal représente la limite théorique du taux d'injection en bande K résultant de l'inadéquation pupille - mode de la fibre. Le trait en pointillés tient compte des performances attendues de l'optique adaptative ; il représente donc le niveau cible à atteindre pour le taux d'injection.

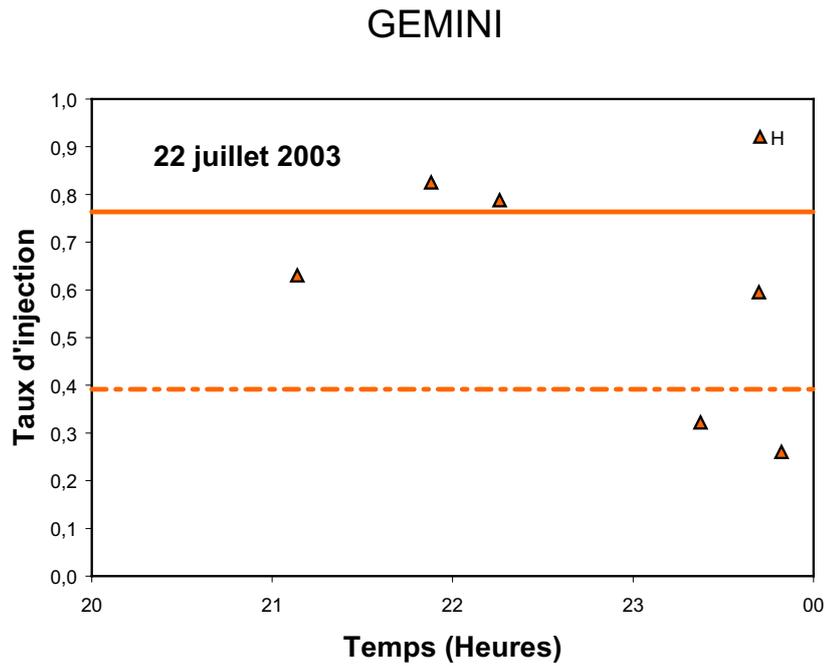


FIG. 6.20 – Taux d'injection obtenus sur Gemini dans des fibres monomodes pour les bandes J (carré jaune), H (triangle orange) et K (rond rouge). Le trait plein horizontal représente la limite théorique du taux d'injection en bande H résultant de l'inadéquation pupille - mode de la fibre. Le trait en pointillés tient compte des performances attendues de l'optique adaptative ; il représente donc le niveau cible à atteindre pour le taux d'injection. Les biais d'étalonnage résultant des conditions météorologiques peu favorables sont clairement visibles.

6.3.6 Injection instantanée

Le comportement instantané du taux d'injection est intéressant de deux points de vue : la vérification de l'absence de passages à zéro dans le cas général et l'étude des vibrations pour les données Keck principalement.

Passages à zéro

Plus les passages par zéro du taux d'injection sont nombreux et prolongés et plus les chances de ne pas détecter les franges dans la phase II du projet sont élevées.

Vibrations sur le Keck

La figure 6.23 présente un exemple de mesure d'injection instantanée en présence de vibrations. Les fluctuations sont telles que l'on peut considérer que la moitié du temps le taux d'injection est pratiquement nul. Pour la phase II, cette fluctuation risque de poser quelques problèmes.

En revanche, cette mesure est particulièrement intéressante puisqu'elle permet de poser un diagnostic intéressant sur le problème. La figure 6.23 présente une vibration très régulière sur la durée d'un balayage. Cette régularité est également confirmée par la partie de la figure 6.26 présentant un empilement d'une centaine de balayages : la cohérence de la fluctuation s'étend sur l'ensemble des balayages.

Des mesures accélérométriques sont également disponibles en différents points du télescope et de l'optique adaptative. Elles confirment la présence d'une vibration à une fréquence identique trouvant vraisemblablement son origine au niveau des miroirs secondaires et tertiaires du télescope mais se transmettant également à une bonne partie de la structure du télescope.

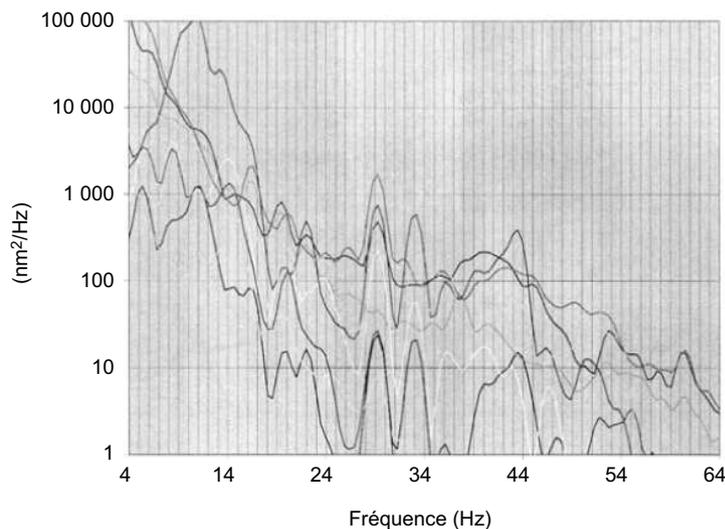


FIG. 6.21 – Données accélérométriques prises en différents points de la structure du télescope Keck.

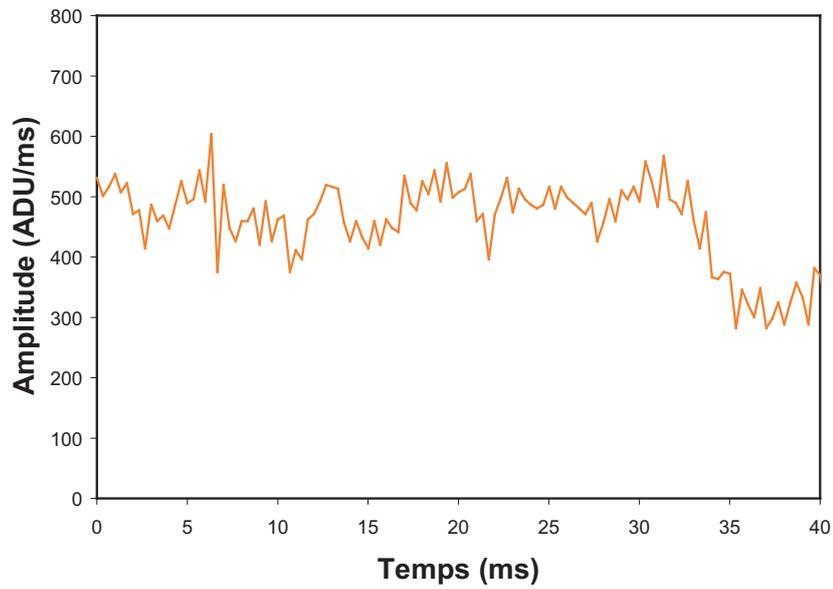


FIG. 6.22 – Meilleure injection obtenue sur le CFHT.

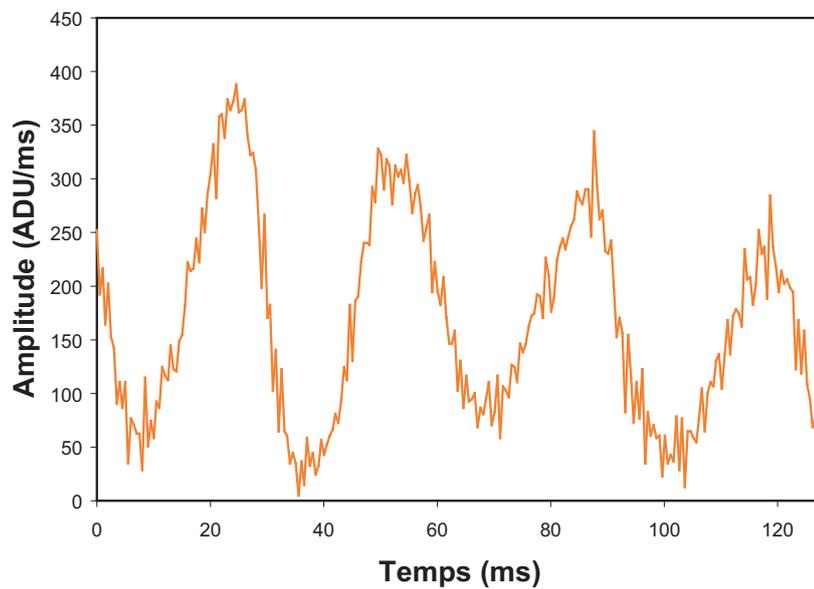


FIG. 6.23 – Exemple d'injection obtenue sur le Keck. Des fluctuations régulières sont clairement visibles et correspondent certainement à des vibrations du télescope non corrigées par l'optique adaptative.

6.3.7 Densité spectrale de puissance moyenne

La densité spectrale de puissance moyenne des fluctuations d'injection est calculée à partir d'une centaine de balayages individuels. Elle est présentée pour différentes observations typiques sur le CFHT et le Keck, dans les figures 6.24 et 6.25 respectivement.

Il existe des estimations théoriques du spectre temporel des quantités linéaires de la phase turbulente [pour les coefficients des polynômes de Zernike par exemple, voir Conan, 1994], en revanche il n'en existe pas du Strehl qui dépend non linéairement de la phase. Il n'y a donc pas de point de comparaison théorique pour ces mesures.

En revanche, cette densité spectrale de puissance permet de mettre plus clairement en évidence des fluctuations d'injection anormales. Les vibrations du Keck sont clairement visibles avec en prime la mise en évidence des harmoniques à ~ 60 Hz et à ~ 90 Hz. On peut également constater une rupture de pente dans le "continu" de la densité spectrale de puissance observée sur le Keck, autour de 30 Hz. Si cette rupture de pente est associée à la limite de bande passante de l'optique adaptative du Keck, on arrive à expliquer pourquoi cette vibration n'est pas corrigée ; elle pourrait même être amplifiée par le système si le gain de la boucle d'asservissement devient positif à la fréquence de la vibration. L'amplification par l'optique adaptative de la vibration doit cependant être considérée avec précaution : des changements, au cours des nuits de tests, de la vitesse de lecture de l'analyseur de surface d'onde, sensés modifier la bande passante de l'optique adaptative, n'ont pas provoqués d'évolutions du pic de vibration dans la densité spectrale de puissance. Il est donc possible que la fréquence de coupure de l'optique adaptative soit restée en permanence en dessous de la fréquence de vibration et que la rupture de pente ne soit pas associée à la fréquence de coupure.

De plus, pour l'ensemble des trois missions, cette mesure de la densité spectrale de puissance moyenne des fluctuations photométriques permet de mettre en évidence l'effet de ces fluctuations sur l'estimation des facteurs de cohérence en préparation de la phase II. En mode interférométrique d'acquisition de Fourier, un pic frange se superpose aux fluctuations photométriques dans la densité spectrale de puissance. La hauteur du pic frange diminue avec la visibilité de l'objet observé. Pour mesurer des visibilités faibles, ce qui pourrait arriver en phase II avec un croisement de polarisations, il faut donc faire en sorte que la fréquence des franges soit suffisamment élevée pour que la contamination par les fluctuations photométriques reste négligeable. La figure 6.27 illustre ce comportement. Une visibilité de 10% nécessite un minimum de 100 Hz et de 1% un minimum de 1000 Hz avec un niveau de bruit de lecture certainement à améliorer.

Enfin, cette estimation de la cadence minimale d'acquisition des franges permet de confirmer un autre aspect de l'estimation de la sensibilité de l'interféromètre en phase II. La cadence minimale de 100 Hz obtenue à partir de la densité spectrale de puissance des fluctuations d'injection sur le CFHT permet de situer la sensibilité $K \sim 14 - 16$ dans le quadrant favorable de la figure 1.6 (page 17). Il ne s'agit là que d'une estimation qui, de toute façon, dépend de la visibilité de l'objet observé et du contraste instrumental. On se trouvera en phase II confronté à un compromis dans le choix des objets à observer et à un impératif de contraste instrumental le plus élevé possible. Ce deuxième point qui n'a pas été considéré dans les estimations de sensibilité jouera un rôle très important. La densité spectrale de puissance de fluctuation estimée sur le Keck a un comportement différent en raison des vibrations : une fréquence frange de 100 Hz devrait rester acceptable, même si une fréquence plus élevée est préférable pour une question de précision des mesures.

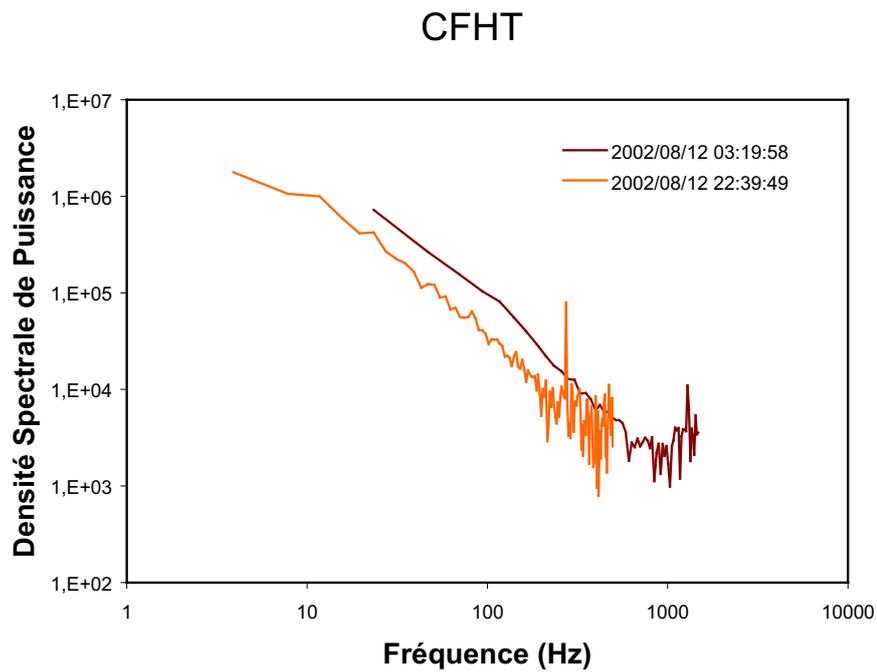


FIG. 6.24 – Densité Spectrale de Puissance moyenne des fluctuations d'injection obtenue sur le CFHT pour deux séries de balayages. La représentation est en échelle log-log. Il ne semble pas y avoir de fluctuations autres que celles dues à la turbulence.

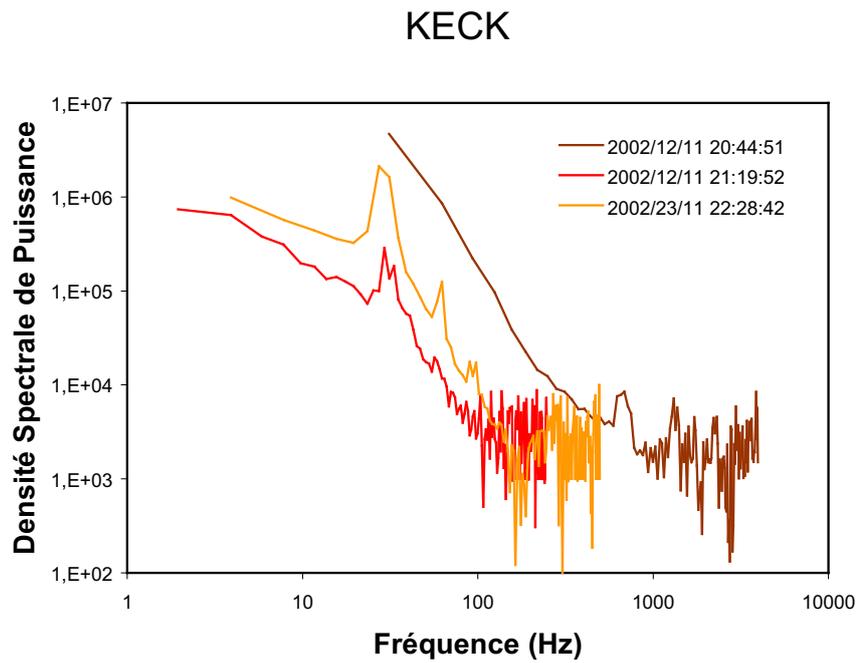


FIG. 6.25 – Densité Spectrale de Puissance moyenne des fluctuations d'injection obtenue sur le Keck pour trois séries de balayages. La représentation est en échelle log-log. On notera la présence de pics se superposant à la décroissance de la turbulence avec la fréquence vraisemblablement dus à des vibrations dans le télescope. On notera également une rupture de pente vers 30 Hz, qui pourrait être associée à la fréquence de coupure de l'Optique Adaptative.

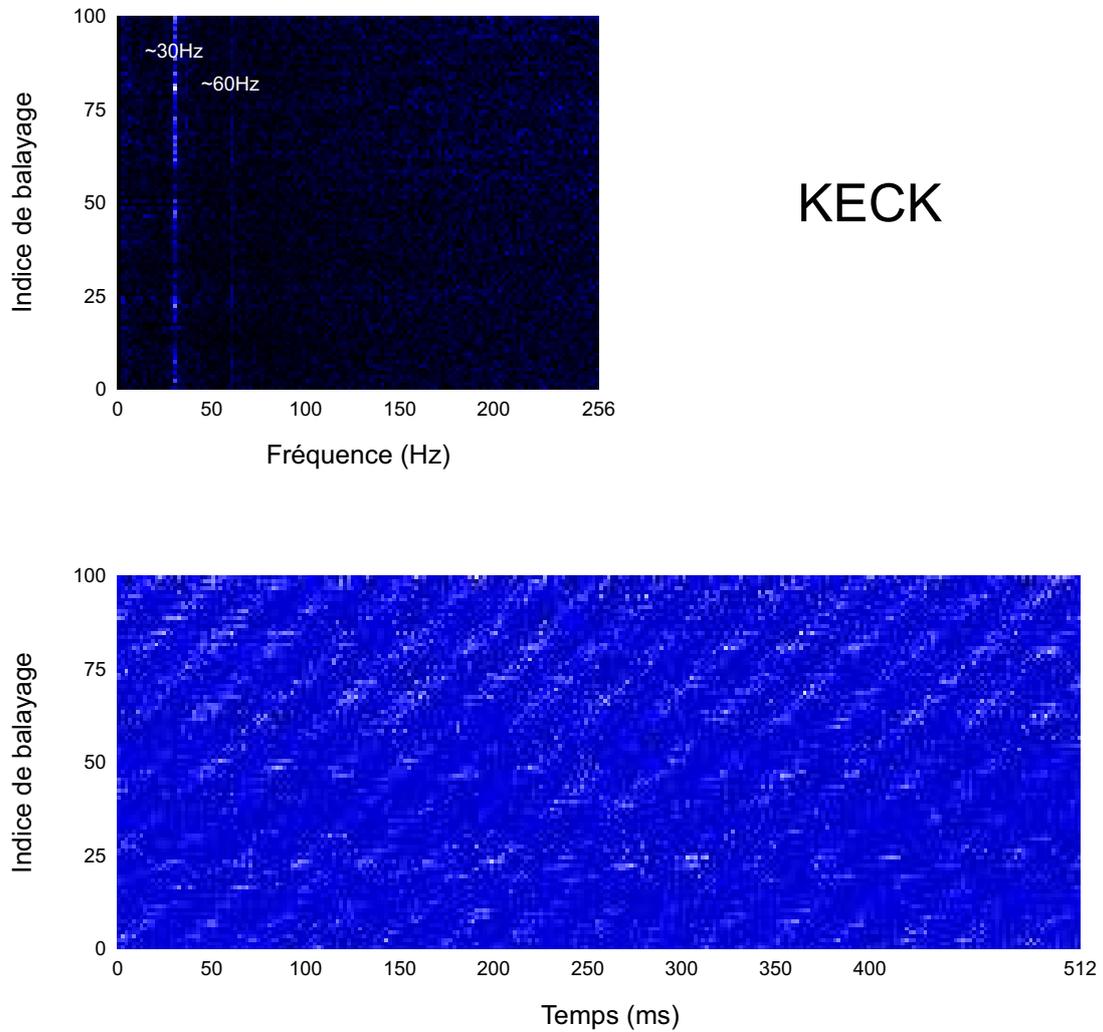


FIG. 6.26 – Présentation en fontaine des balayages (en bas) et des densité spectrales de puissance corrigées du fond et du continu (en haut) obtenus sur le KECK. On notera la grande cohérence des fluctuations d'injection à travers l'ensemble des balayages. Les deux pics à 30Hz et 60Hz sont également clairement visibles dans la densité spectrale de puissance.

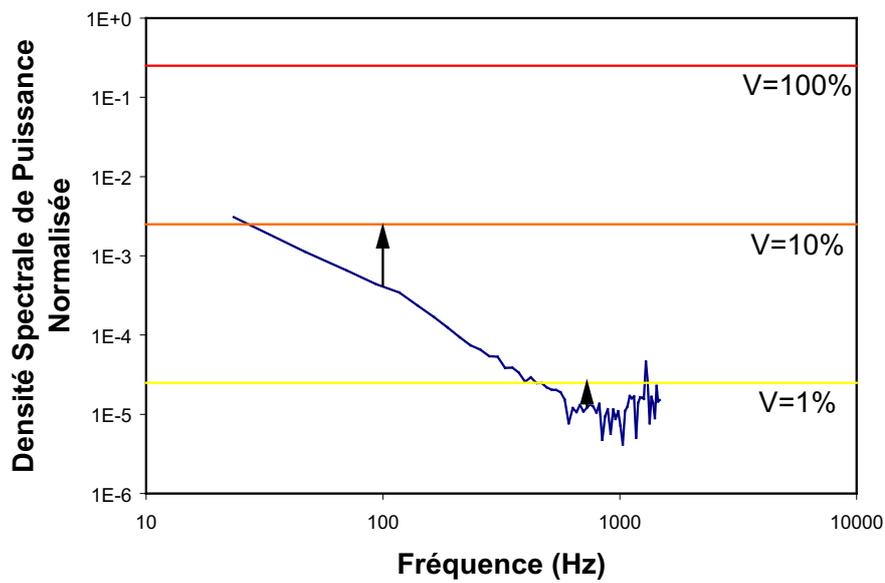


FIG. 6.27 – Illustration du niveau qu'aurait un pic frange associé à différentes visibilitées (en supposant une fonction de transfert de 100%), superposé sur le spectre de puissance moyen des fluctuation photométriques. Les droites horizontales représentent ces niveaux pour différentes visibilitées. Les deux flèches verticales présentent deux possibilités de mesures : un objet à 10% de visibilité pourra être détecté du moment que la fréquence des franges est supérieure à 100 Hz, un objet à 1% de visibilité pourra être marginalement détecté à partir de 800 Hz. Le densité spectrale de puissance présentée a été obtenue sur le CFHT.

6.4 PUEO NUI

Cette section présente l'effet qu'aurait une optique adaptative à haut rapport de Strehl sur les performances de l'instrument 'OHANA, à travers une série de simulations effectuées dans le cadre de l'atelier sur la mise à niveau de l'optique adaptative du CFHT.

6.4.1 Une nouvelle optique adaptative pour le CFHT

Faisant suite à une proposition, trouvée peu ambitieuse, de mise à niveau de l'optique adaptative du CFHT vers un système à 36 degrés de liberté, la proposition de passer à un système à 104 degrés de liberté a été soumise aux utilisateurs du CFHT. Un atelier s'est tenu fin mai 2003 avec pour règle du jeu la présentation par ces utilisateurs des raisons qui feraient de PUEO NUI un instrument indispensable à leurs sciences ou leurs instruments.

6.4.2 Simuler une optique adaptative (très) simplement

Les simulations que j'ai effectuées n'ont pas pour vocation de décrire et prévoir parfaitement les performances d'une optique adaptative. En revanche elles permettent d'appréhender les mérites relatifs des différents systèmes. Les optiques adaptatives sont envisagées comme des systèmes corrigeant parfaitement un nombre limité de modes de la turbulence.

Turbulence - Écrans de phase

La première étape de ces simulations a été de mettre en place un générateur d'écrans de phase turbulent. J'ai suivi une prescription classique basée sur la transformée de Fourier rapide : il s'agit de filtrer une carte de bruit blanc de façon à ce que son spectre suive la prescription de Kolmogorov. Cette technique a pour inconvénient de produire des masques de phase où les basses fréquences sont sous-représentées. Dans le cas qui nous intéresse, les premiers modes des optiques adaptatives (associés à ces basses fréquences) étant toujours parfaitement corrigés, cette sous-représentation ne pose aucun problème.

Traditionnellement utilisée pour générer des écrans de phase carrés, j'ai adapté cette technique pour générer des écrans de phase rectangulaires dans le but de diminuer la place mémoire nécessaire aux simulations. Les masques de phase rectangulaires se prêtent bien à l'hypothèse de turbulence gelée que j'utilise par la suite pour simuler les évolutions temporelles des différentes quantités présentées.

Efficacité d'une optique adaptative

J'ai fait l'hypothèse que l'optique adaptative corrigeait parfaitement un nombre fini de polynômes de Zernike sur la pupille du télescope. Le nombre de mode corrigé est supposé être égal au nombre de degrés de liberté de l'optique adaptative corrigé d'un facteur d'efficacité. Ce facteur d'efficacité défini par Roddier [1998] est pris égal à $\sim 50\%$ pour un système à courbure et égal $\sim 30\%$ pour un Shack-Hartmann. J'ai ainsi effectué les simulations avec les paramètres de la table 6.5.

Optique Adaptative	Degrés de liberté	Modes corrigés
CFHT - PUEO	19	6
CFHT - PUEO NUI	114	50
KECK - KeckAO	349	110
GEMINI - ALTAIR	177	60

TAB. 6.5 – Nombre de modes corrigés pour les différentes optiques adaptatives simulées. Ce choix est associé au nombre de degrés de liberté de chaque système et à son efficacité [Roddier, 1998].

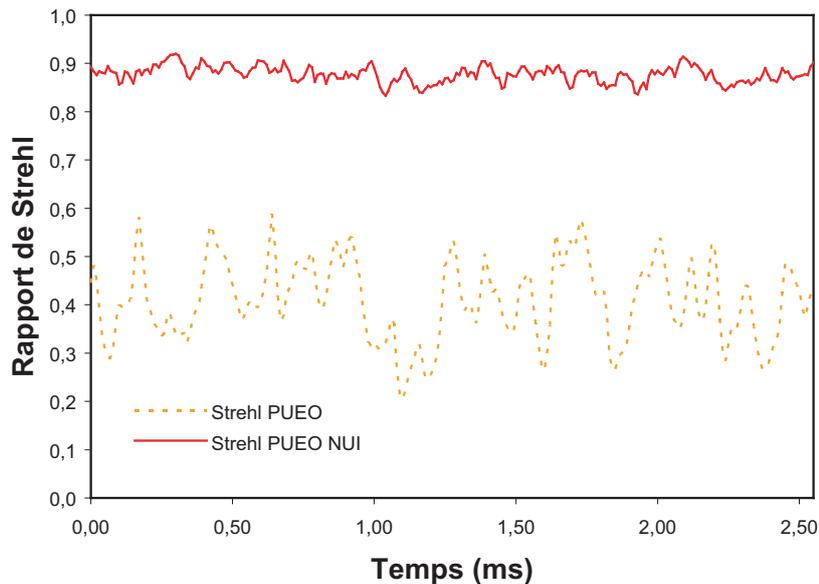


FIG. 6.28 – Comparaison des rapports de Strehl simulés délivrés par l'optique adaptative actuelle du CFHT et son possible successeur PUEO NUI.

Le débat autour de l'efficacité des différents analyseurs de surface d'onde ne semble pas être complètement clos. Cependant des mesures récentes sur différents systèmes viennent confirmer cette tendance où pour un même nombre de degrés de liberté, la courbure a un meilleur rendement que le Shack-Hartmann. La question reste cependant ouverte lorsqu'il s'agit de transposer les constatations sur les systèmes actuels sur les optiques adaptatives à très hauts ordres (Extreme-AO) des futurs très grands télescopes.

Taux d'injection instantané

Pour gérer les évolutions temporelles du système, j'ai fait défiler l'écran de phase devant les pupilles appropriées. A chaque instant, j'ai corrigé pour chaque cas de figure le nombre préconisé de polynômes de Zernike de façon à pouvoir calculer le rapport de Strehl instantané. On se souviendra que ce rapport de Strehl est assimilable à un facteur près au taux d'injection dans une fibre monomode. Ainsi, les fluctuations temporelles du rapport de Strehl vont illustrer la stabilité du taux d'injection pour 'OHANA. Dans ma simulation se cache au passage l'hypothèse d'une bande passante infinie, loin d'être justifiable et justifiée compte tenu des observations sur le Keck, mais tellement simplificatrice.

6.4.3 Résultats de simulation

Rapport de Strehl Instantané

Le gain sur le rapport de Strehl du passage de PUEO à PUEO NUI est illustré par la figure 6.28. En plus du passage d'un rapport de Strehl moyen de 40% à 90%, on constate une diminution des fluctuations temporelles du Strehl qui va se traduire par une meilleure stabilité de l'injection pour 'OHANA.

Les courbes de la figure 6.29 permettent de comparer les rapports de Strehl instantanés produits par les deux versions de l'optique adaptative du CFHT à celles de Gemini et du Keck. On remarquera toujours le gain du passage à PUEO NUI.

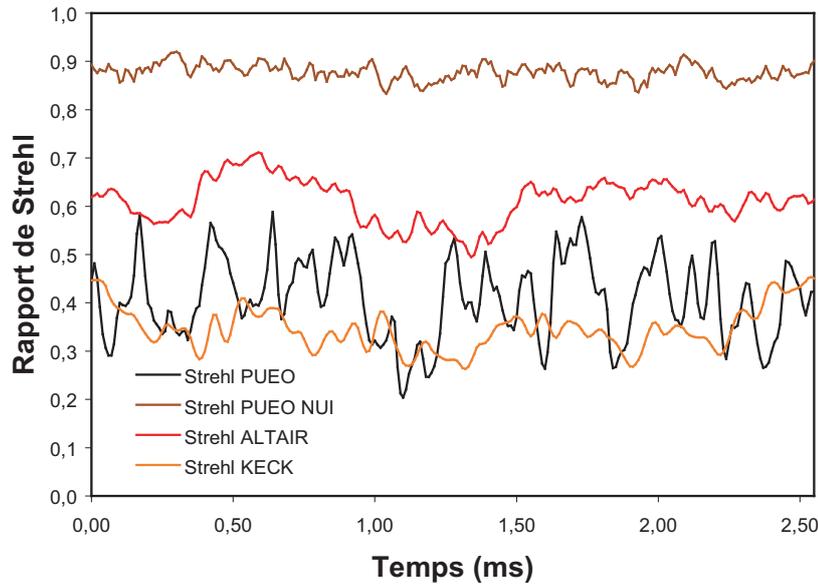


FIG. 6.29 – Comparaison des rapports de Strehl simulés délivrés par PUEO NUI et les optiques adaptatives du Keck et de Gemini.

Surface collectrice effective

Je définie la surface collectrice effective d'un télescope est définie comme le produit de sa surface collectrice par le rapport de Strehl produit par son optique adaptative. Cette quantité est directement reliée à la quantité de lumière injectée dans une fibre monomode dans le cadre de 'OHANA. Elle va donc définir la contribution du télescope en question à la sensibilité de l'instrument 'OHANA.

La figure 6.30 présente l'évolution de la surface collectrice effective en fonction du temps obtenue à partir des rapports de Strehl instantanés de la figure 6.29. Une première constatation est que la petite (au regard de celles de Gemini ou Keck) surface collectrice du CFHT profiterait fortement de cette mise à jour de l'optique adaptative. L'amélioration du déséquilibre entre un Gemini et un CFHT aurait un impact sur la sensibilité de 'OHANA, mais aussi permettrait de passer d'un contraste de frange de 60% à 80%, en atténuant le déséquilibre photométrique. Une seconde constatation concerne les comportements relatifs de Gemini et Keck. Autant le rapport de Strehl est clairement meilleur pour Gemini, autant la surface collectrice effective est pratiquement identique dans les deux cas de figure.

6.4.4 Impact sur 'OHANA

Nous avons vu que le gain apporté par PUEO NUI se situait à deux niveaux : l'amélioration du niveau moyen d'injection et la stabilisation des fluctuations du taux d'injection instantané.

Toutes les améliorations apportées par PUEO NUI ne sont valables que pour des objets relativement brillants. À partir d'une certaine magnitude, le bruit de photon impose une limite indépendante de la mise à niveau. L'évolution du rapport de Strehl avec la magnitude de l'étoile guide est présentée en figure 6.31 pour les cas PUEO et PUEO NUI. L'amélioration des performances n'a lieu que jusqu'à une magnitude guide $R \sim 13$ et les très hauts Strehl ($> 90\%$) ne sont atteints que jusqu'à la magnitude guide $R \sim 9$.

L'intérêt pour la base Gemini - CFHT est pourtant très important puisqu'une telle optique

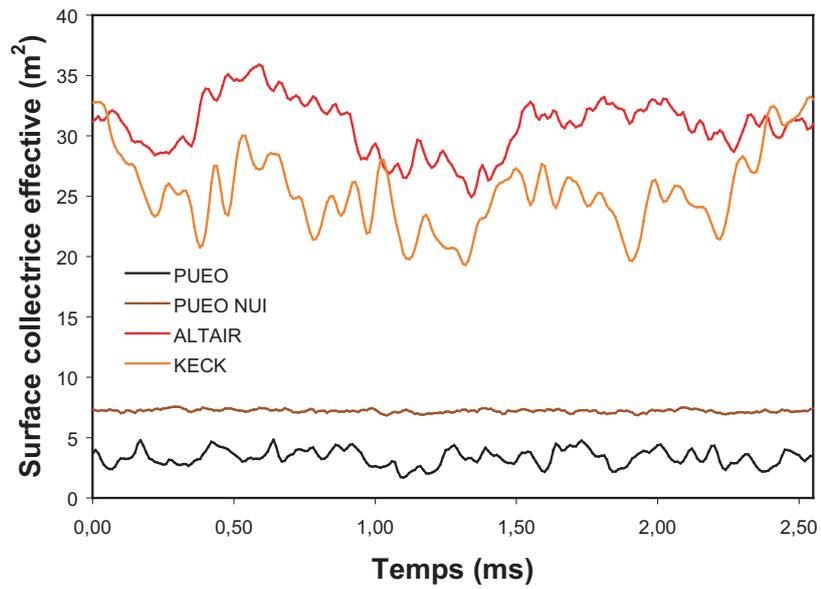


FIG. 6.30 – Comparaison des surfaces collectrices effectives des télescopes équipés d’optiques adaptatives.

adaptative pourrait permettre d’augmenter la sensibilité de la ligne de base et d’augmenter le contraste des franges en rattrapant une partie du déséquilibre photométrique entre les deux télescopes.

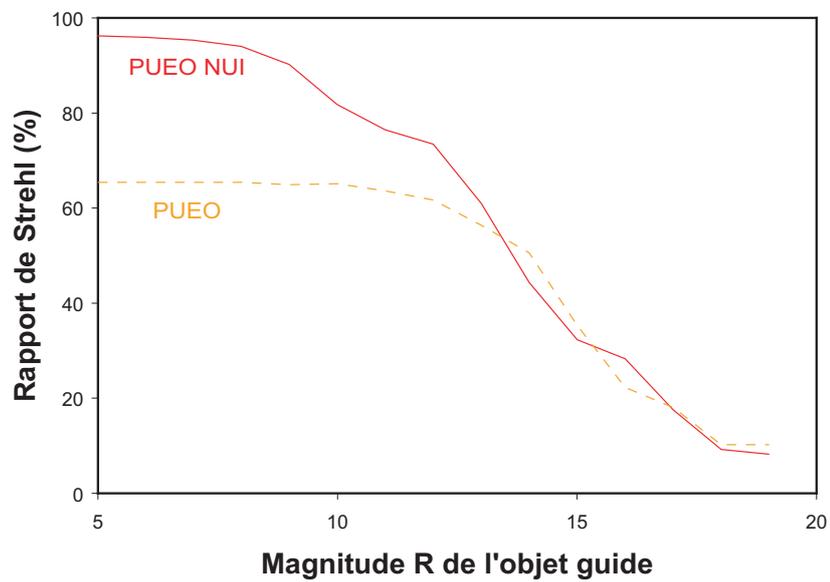


FIG. 6.31 – Simulation de l'efficacité de correction comparée pour PUEO et PUEO NUI sur le CFHT. Cette figure est adaptée de Lai et al. [2003] et concerne la bande K.

6.5 Bilan

Je présente le bilan de ce chapitre, qui est aussi celui de la phase I du projet ‘OHANA, sur trois aspects : sensibilité, opérations, diagnostics des optiques adaptatives.

Sensibilité

L'étoile la plus faible HD22686, une magnitude $K = 8,6$, a été mesurée avec un rapport signal sur bruit de 3,65 à une vitesse trame de 500 Hz. La magnitude limite définie pour la condition de la figure 1.6 (page 17), soit un rapport signal sur bruit de 5, est alors de $K = 8,26$ pour les conditions de l'expérience. De façon à comparer cette magnitude limite aux cas présentés dans cette même figure, effectuons les corrections suivantes : le taux d'injection de 5% en raison des vibrations du Keck est corrigé à 20%, la surface collectrice est 1,5 fois plus grande que celle d'un 8 mètres, seulement 50% de l'énergie est mesurée par le détecteur en raison d'une optique de focalisation de sortie de fibre imparfaite, le détecteur utilisé a un rendement quantique de 15% au lieu de 50% et un bruit de lecture de $1e^-$. On finit par obtenir à 500 Hz une magnitude limite de $K = 14,88$. Ce résultat est à comparer à la figure 1.6 (17) sur la prévision de sensibilité de l'instrument.

Cette magnitude limite permet d'estimer une transmission globale de l'instrument de 18%. Dans cette transmission, on retrouve celle du télescope et de l'optique adaptative ainsi que celle des fibres et des optiques ‘OHANA. Cette transmission risque de chuter lors du fonctionnement de l'instrument en phase II. Les pertes aux entrées et sorties de fibres au niveau de la ligne à retard, les performances non idéales du recombineur et surtout l'atténuation des fibres de transport de 300 m vont faire chuter la magnitude limite calculée.

Opérations

D'un point de vue opérationnel, les quatre missions de tests d'injection de la phase I, sur les trois télescopes CFHT, Keck et Gemini, ont été marquées par une forte courbe d'apprentissage. Les tâtonnements des missions sur le CFHT ont laissé place à l'efficacité des missions sur le Keck et Gemini. Les raisons de cette évolution s'expliquent à la fois par la maturation du module d'injection sur de nombreux aspects (améliorations de l'opto-mécanique, de l'électronique moteurs, de l'architecture de contrôle-commande, de la caméra de contrôle, du logiciel...) et par l'expérience grandissante des utilisateurs (enchaînant quatre missions en un an et demi.).

On constate cependant qu'il est souvent besoin de réapprendre à utiliser efficacement le module d'injection en début de chaque mission. Ce besoin apparaît clairement lorsque l'on considère l'évolution, d'une nuit sur l'autre, du nombre de mesures d'injection réalisées pour les missions du CFHT (Fig. 6.18 page 112) et du Keck (Fig. 6.19 page 6.19). Les conditions des tests sur Gemini font qu'une seule nuit de mesures est disponible, autrement un accroissement du nombre de mesures d'une nuit sur l'autre n'aurait été en rien surprenant.

A l'occasion des deux chapitres suivants, je montrerai comment les investissements consentis dans le cadre de la phase I, portent leurs fruits au delà. En conclusion, l'instrumentation phase I répond parfaitement aux exigences opérationnelles et à l'impératif de préparation et de simplification de la phase II.

Diagnostic des optiques adaptatives

Les bénéfices de la phase I ne concernent pas uniquement le projet ‘OHANA. Bien qu'il reste l'objectif premier, les tests d'injection sur les trois télescopes CFHT, Keck et Gemini ont mis en évidence des comportements relativement différents des trois télescopes. Il n'est pas surprenant que le télescope ne présentant pas de problèmes de vibrations soit le CFHT, celui construit avec une technologie en miroir primaire épais et structure épaisse. Alors que ceux présentant des vibrations sont en miroirs minces pour Gemini, voir segmentés pour Keck, et en structure légère. Et, en effet, le rôle du télescope semble avoir un effet dominant sur la qualité de la correction, en plus des performances intrinsèques des optiques adaptatives.

Il faut cependant relativiser cette conclusion. Les vibrations constatées sur Gemini peuvent être imputées à un instrument présentant une erreur de conception (la cryo-pompe de NIRI) plus qu'au télescope lui-même, même si la légèreté du télescope favorise certainement le propagation de telles erreurs. Dans ce cas là, il s'agit d'une vibration de jeunesse. Elle apparaît plus simple à corriger que celle constatée sur le Keck pour lequel l'origine exacte de la vibration n'est pas clair. Les tests de la phase I, ont permis de mettre clairement en évidence l'effet sur le faisceau de sortie de l'optique adaptative et de confirmer la constatation faite à l'aide des données accélérométriques provenant de différents points de la structure du télescope.

A plus long terme, les mesures faites sur le Keck soulèvent le problème des très grands télescopes de demain. La technologie retenue pour la structure du télescope et du miroir primaire s'oriente naturellement vers un concept en miroir mince segmenté "à la Keck", qu'il s'agisse du 30 mètres américain CELT ou du 100 mètres européen OWL. Les problèmes rencontrés sur les télescopes de la classe des 8 – 10 m préfigurent ceux des 30 – 100 m.

Chapitre 7

Phase II : Recombinateur 'OHANA

Sommaire

7.1 Principe du recombineur multi-coaxial	130
7.1.1 Intensité détectée	130
7.1.2 Traitement du signal	131
7.1.3 Dispersion spectrale	133
7.1.4 Rapport signal à bruit	133
7.2 Démonstrateur de laboratoire	135
7.2.1 Concept	135
7.2.2 Validation et limite du démonstrateur	135
7.3 Développement de la version astrophysique	136
7.3.1 Concept optique	136
7.3.2 Fonctionnalités et réglages	136
7.3.3 Contrôle-commande : synchronisation piézo-détecteur	138
7.4 Première lumière du recombineur	139
7.4.1 Installation en parallèle avec IONIC	139
7.4.2 Mesure et stabilité de la différence de marche interne	140
7.4.3 Démonstration du traitement du signal	141
7.4.4 Limites de la mission technique	145
7.5 Bilan	146

Ce recombineur a été imaginé [Perrin, 2000] dans le but de remplacer le coupleur triple utilisé dans les instruments FLUOR et VINCI. Le coupleur triple a pour avantage indéniable qu'il permet d'effectuer la mesure des signaux photométriques en même temps que la mesure des signaux interférométriques, tout en permettant un excellent filtrage spatial. Cependant, l'équilibrage en dispersion des trois coupleurs du coupleur triple font que ce composant est difficile à réaliser et particulièrement coûteux. L'objectif pour 'OHANA étant de fonctionner dans les trois bandes astronomiques J, H et K, continuer dans la lignée de FLUOR aurait nécessité trois coupleurs triples. Je montrerai que le recombineur proposé permet d'obtenir, sur une seule et même sortie, les signaux interférométriques et les signaux photométriques. L'astuce réside dans l'utilisation, en plus de la modulation temporelle d'un premier étage coaxial de recombinaison, d'un codage spatial de l'information photométrique. Ce codage spatial est obtenu en ajoutant une recombinaison multiaxiale en série de la recombinaison coaxiale. Enfin, ce recombineur ne nécessite qu'un minimum de modifications pour passer d'une bande astronomique à une autre.

Le choix d'utiliser un nouveau type de recombineur peut sembler un pari risqué dans un projet qui comporte déjà de nombreux points critiques. Je m'efforcerai donc de montrer que son développement et son intégration à 'OHANA se sont fait avec toutes les précautions requises et que le concept retenu apporte des avantages qui profiteront directement au projet.

Je débiterai ce chapitre en présentant le **principe du recombineur multicoaxial** d'un point de vue théorique. Puis, je détaillerai les précautions, comme la production d'un **démonstrateur de laboratoire**, prises avant de commencer le **développement de la version astrophysique**. Installé sur l'interféromètre IOTA, je présenterai enfin les résultats techniques associés à **la première lumière du recombineur**.

7.1 Principe du recombineur multi-coaxial

Dans un premier temps, je commencerai par établir l'expression de l'intensité détectée au foyer du recombineur multicoaxial. Dans un second temps, je montrerai par quelles méthodes simples de traitement du signal il est possible de remonter à l'information sur la photométrie dans chacune des deux voies d'entrée du recombineur et sur la visibilité de l'objet observé. Je montrerai enfin comment il est possible d'ajouter de la dispersion spectrale au foyer du recombineur.

7.1.1 Intensité détectée

Faisons l'hypothèse que les faisceaux d'entrée du recombineur E_A et E_B sont identiquement et parfaitement spatialement filtrés, soit :

$$E_{A,B}(X, Y, t) = E_{A,B}(t) P(X, Y) \quad (7.1)$$

où P représente le mode profil du mode spatial, le mode fondamental si une fibre monomode est utilisée. La première recombinaison coaxiale combine les champs électriques des deux entrées A et B tout en introduisant un déphasage de $\pi/2$ dans les faisceaux réfléchis, soit :

$$\begin{cases} E_{AB}(X, Y, t, \tau) = T E_A(X, Y, t + \tau) + iR E_B(X, Y, t) \\ E_{BA}(X, Y, t, \tau) = iR E_A(X, Y, t + \tau) + T E_B(X, Y, t) \end{cases} \quad (7.2)$$

où R et T sont les coefficients de réflexion et de transmission de la première recombinaison. Idéalement, les coefficients suivent la relation $R^2 + T^2 = 1$ (conservation de l'énergie). Ces deux expressions sont exprimées dans des systèmes de coordonnées indépendants. Considérons maintenant un système commun, situé au niveau de l'entrée sur l'objectif O .

$$\begin{cases} E_{AB}(X, Y, t, \tau, \tau') = [T E_A(t + \tau) + iR E_B(t)] P(X, Y - d/2) \\ E_{BA}(X, Y, t, \tau, \tau') = [iR E_A(t + \tau + \tau') + T E_B(t + \tau')] P(X, Y + d/2) \end{cases} \quad (7.3)$$

On a tenu compte du fait que les faisceaux incidents sont identiquement spatialement filtrés, avec P pour profil. On a également introduit un retard τ' interne au recombineur.

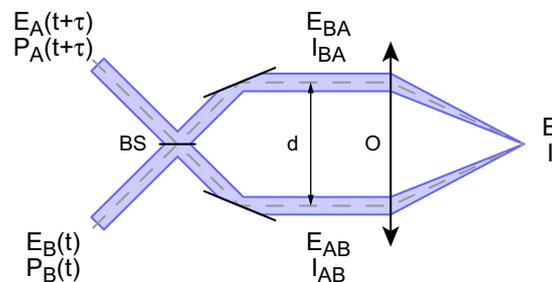


FIG. 7.1 – Schéma de concept du recombineur. BS : séparatrice pour recombinaison coaxiale. O : objectif pour recombinaison multiaxiale. E : champs électriques. P, I : intensités.

L'expression précédente fait apparaître la distance d entre les deux faisceaux d'entrée sur l'objectif. Désormais je parlerai de la base interne de la partie multiaxiale du recombineur, pour la distinguer de la base de l'interféromètre.

Le champ au foyer de l'objectif O correspond à la transformée de Fourier spatiale des deux champs précédents. Les coordonnées conjuguées de (X, Y) sont $(x, y) = (\frac{f}{\lambda}\alpha_x, \frac{f}{\lambda}\alpha_y)$. Le champ instantané au foyer de l'objectif O prend alors la forme suivante :

$$E(x, y, t, \tau, \tau') = \begin{aligned} & [T E_A(t + \tau) + iR E_B(t)] \tilde{P}(x, y) e^{i\pi dy} \\ & + [iR E_A(t + \tau + \tau') + T E_B(t + \tau')] \tilde{P}(x, y) e^{-i\pi dy} \end{aligned} \quad (7.4)$$

L'intensité détectée correspond à la moyenne temporelle du module carré du champ :

$$I(x, y, t, \tau, \tau') = I_0(x, y) \left\langle \left| \begin{aligned} & [T E_A(t + \tau) + iR E_B(t)] e^{i\pi dy} \\ & + [iR E_A(t + \tau + \tau') + T E_B(t + \tau')] e^{-i\pi dy} \end{aligned} \right|^2 \right\rangle_t \quad (7.5)$$

En développant le carré et en introduisant le degré complexe de cohérence des champs A et B

$$\gamma(\tau) = \frac{\langle E(t)E^*(t + \tau) \rangle_t}{P(t)} = e^{i2\pi\nu\tau} \quad (7.6)$$

et leur degré complexe de cohérence mutuelle

$$\gamma_{AB}(\tau) = \frac{\langle E_A(t)E_B^*(t + \tau) \rangle_t}{\sqrt{P_A(t)P_B(t)}} = |V| e^{i2\pi\nu\tau + i\phi} \quad (7.7)$$

on obtient l'expression suivante pour l'intensité détectée au foyer de l'objectif :

$$I(x, y, t, \tau, \tau') = I_0(x, y) \left\{ \begin{aligned} & [T^2 + R^2][P_A(t) + P_B(t)] \\ & + 2|V|\sqrt{P_A(t)P_B(t)}[T^2 + R^2] \cos(2\pi\nu\tau - \phi) \cos(2\pi dy + 2\pi\nu\tau') \\ & + 2 \left[\begin{aligned} & RT[P_A(t) - P_B(t)] + \\ & |V|\sqrt{P_A(t)P_B(t)}[T^2 - R^2] \sin(2\pi\nu\tau - \phi) \end{aligned} \right] \sin(2\pi dy + 2\pi\nu\tau') \end{aligned} \right\} \quad (7.8)$$

La figure d'interférence est doublement modulée. La première modulation ($2\pi\nu\tau - \phi$) est temporelle; elle trouve son origine dans la recombinaison coaxiale. La seconde modulation ($2\pi dy$) est spatiale et trouve son origine dans la recombinaison multiaxiale introduite par l'objectif.

7.1.2 Traitement du signal

La transformée de Fourier spatiale mono-dimensionnelle de la figure d'interférence, dans la direction y de la base interne, comporte trois pics :

– **Un pic à la fréquence nulle $\tilde{y} = 0$ d'amplitude :**

$$[T^2 + R^2][P_A(t) + P_B(t)] \quad (7.9)$$

– **Un pic à la fréquence $\tilde{y} + d$ d'amplitude :**

$$e^{i2\pi\nu\tau'} \left\{ \begin{aligned} & [T^2 + R^2]|V|\sqrt{P_A(t)P_B(t)} \cos(2\pi\nu\tau - \phi) \\ & -i \left[RT[P_A(t) - P_B(t)] + [T^2 - R^2]|V|\sqrt{P_A(t)P_B(t)} \sin(2\pi\nu\tau - \phi) \right] \end{aligned} \right\} \quad (7.10)$$

– **Un pic à la fréquence $\tilde{y} - d$ d'amplitude :**

$$e^{i2\pi\nu\tau'} \left\{ \begin{aligned} & [T^2 + R^2]|V|\sqrt{P_A(t)P_B(t)} \cos(2\pi\nu\tau - \phi) \\ & +i \left[RT[P_A(t) - P_B(t)] + [T^2 - R^2]|V|\sqrt{P_A(t)P_B(t)} \sin(2\pi\nu\tau - \phi) \right] \end{aligned} \right\} \quad (7.11)$$

La chaîne de traitement, où l'on a une nouvelle fois omis de porter les coefficients de réflexion et transmission du coupleur, s'en trouve simplifiée. Il n'y a plus de filtrage temporel à effectuer :

$$\begin{array}{r}
 \begin{array}{l}
 \nearrow \text{Re} \\
 \searrow \text{Im} \\
 \searrow \\
 \end{array} \\
 I(x, y, t) \\
 \begin{array}{l}
 \nearrow \tilde{y}=\pm d \\
 \searrow \tilde{y}=0
 \end{array}
 \end{array}
 \begin{array}{l}
 |V|\sqrt{P_A P_B} \cos \\
 P_A(t) - P_B(t) \\
 P_A(t) + P_B(t)
 \end{array}
 \quad (7.13)$$

7.1.3 Dispersion spectrale

La modulation spatiale de la figure d'interférence a lieu dans la direction y de la base interne du recombineur. La direction x perpendiculaire ne présente que l'effet de la diffraction associée à la taille finie des pupilles d'entrée de la partie multiaxiale. Cette direction spatiale peut donc être utilisée pour introduire de la dispersion spectrale. Dans le but d'améliorer la résolution spectrale on effectue alors une anamorphose des faisceaux incidents dans la partie multiaxiale. Elle réduit la largeur de la tache de diffraction dans la direction de la dispersion spectrale. Cette technique est également mise en œuvre dans l'instrument AMBER [Petrov et al., 2003] du VLTI.

7.1.4 Rapport signal à bruit

Je vais maintenant présenter une estimation de la sensibilité du recombineur pour pouvoir le comparer avec d'autres modes de recombinaison.

Le profil I de l'intensité détectée au foyer du recombineur est assimilable à une gaussienne, ce que permet le filtrage par fibre monomode au voisinage de la longueur d'onde de coupure, soit :

$$I(x, y) = \frac{2}{\pi m^2 w_0^2} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{m^2 w_0^2}} \quad (7.14)$$

où l'on a tenu compte du facteur de grandissement m des fibres filtrantes jusqu'au plan focal.

La direction présentée comme celle de la dispersion spectrale n'ayant pas d'intérêt dans ce calcul, on effectue une intégration pour obtenir le profil suivant :

$$I(y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{m w_0} e^{-\frac{2y^2}{m^2 w_0^2}} \quad (7.15)$$

Sur ce profil se superposent les franges spatiales du recombineur avec une période $\lambda f/d$.

Dans un régime limité par le bruit de lecture, le meilleur rapport signal à bruit est obtenu pour un nombre minimal de frange par tache de diffraction. Cependant, en réduisant la base d on augmente la superposition des deux pupilles d'entrée sur l'objectif. Un bon compromis¹ est obtenu pour une frange par col w_0 en plan image, soit :

$$d = \pi w_0 \quad (7.16)$$

On montre que pour cette longueur de base, la superposition impose de diaphragmer les faisceaux à 99,8%. L'effet est donc négligeable.

¹Le choix de cette valeur pour la base n'est qu'un compromis qui nécessiterai d'être justifié du point de vu du rapport signal à bruit.

Une dernière condition doit être imposée sur le bon échantillonnage des franges spatiales :

$$\frac{\delta y}{mw_0} = \frac{1}{4} \quad (7.17)$$

où δy représente la taille des pixels du détecteur.

On obtient finalement l'expression suivante de la tache focale :

$$I(y, \tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{mw_0} e^{-\frac{2y^2}{m^2 w_0^2}} \left\{ \begin{array}{l} [P_A + P_B] \\ + [P_A - P_B] \sin\left(\frac{\pi y}{2\delta y}\right) \\ + 2\sqrt{P_A P_B} |V| \cos(2\pi\nu\tau + \phi) \cos\left(\frac{\pi y}{2\delta y}\right) \end{array} \right\} \quad (7.18)$$

où l'on n'a pas tenu compte de la dépendance temporelle ni d'un éventuel déséquilibre dans la recombinaison coaxiale.

Discretisons maintenant le problème en introduisant les 8 pixels centraux contenant la majorité de l'énergie (86,5% de l'énergie non modulée).

$$\{y_i = (i + 1/2) \delta y\}_{-4 \leq i \leq 3} \quad (7.19)$$

Les échantillons correspondants sont obtenus par intégration partielle de la tache image, soit :

$$I_i = \int_{y_i - \frac{\delta y}{2}}^{y_i + \frac{\delta y}{2}} I(y, \tau) dy \quad (7.20)$$

Chacun de ces échantillons peut alors être exprimé comme une combinaison linéaire entre la somme des photométries, la différence des photométries et l'interférogramme coaxial soit :

$$I_i = \left\{ \begin{array}{l} [P_A + P_B] M_i^a \\ + [P_A - P_B] M_i^b \\ + 2\sqrt{P_A P_B} |V| \cos(2\pi\nu\tau + \phi) M_i^c \end{array} \right\} \quad (7.21)$$

où les M représentent des coefficients de modulation.

On montre que, pour un meilleur rapport signal sur bruit, seuls les 4 pixels centraux doivent être utilisés. En tenant compte des relations de symétries au sein des M_i^a et des M_i^c et d'anti-symétrie au sein des M_i^b , on obtient les estimations suivantes de la somme des photométries, de la différence des photométries et de l'interférogramme coaxial :

$$P_A + P_B = \frac{M_1^c \left(\frac{I_0 + I_{-1}}{2}\right) - M_0^c \left(\frac{I_1 + I_{-2}}{2}\right)}{M_0^a M_1^c - M_1^a M_0^c} \quad (7.22)$$

$$P_A - P_B = \frac{1}{4} \left(\frac{I_0 - I_{-1}}{M_0^b} + \frac{I_1 - I_{-2}}{M_1^b} \right) \quad (7.23)$$

$$2\sqrt{P_A P_B} |V| \cos(2\pi\nu\tau + \phi) = \frac{M_0^a \left(\frac{I_1 + I_{-2}}{2}\right) - M_1^a \left(\frac{I_0 + I_{-1}}{2}\right)}{M_0^a M_1^c - M_1^a M_0^c} \quad (7.24)$$

Des estimations de la somme et de la différence des photométries, on peut éventuellement obtenir les estimations indépendantes des deux photométries P_A et P_B .

Ces expressions permettent d'estimer les bruits et rapport signal à bruit des trois quantités dans différents régimes. Les résultats sont présentés dans le tableau 7.1. A titre de comparaison, le tableau contient également les performances d'un recombineur coaxial classique où l'on effectue le prélèvement de la photométrie en entrée et où les quatre sorties sont focalisées sur 4 pixels d'un détecteur (c'est le cas idéal de FLUOR).

Dans le cas de figure présenté, le recombineur classique est 1,33 fois plus sensible dans le régime limité par le bruit de photons et 1,70 fois plus dans le régime limité par le bruit de lecture, soit respectivement 0,31 et 0,51 magnitudes. L'analyse du rapport signal à bruit avantage le montage classique. Cependant, pour le montage classique les sorties photométriques doivent être au préalable corrigées de la photométrie également bruitée. En revanche, pour le

recombinateur proposé, les signaux modulés sont estimés indépendamment des signaux photométriques. L'avantage au montage classique peut être disparaître en considérant une transmission imparfaite des fibres qui sera alors plus importante dans le montage classique, et en considérant des pertes dans les coupleurs qui seront également plus nombreuses dans le montage classique.

Bruit	Multicoaxial		Classique	
	P_A, P_B	$ V \sqrt{P_A P_B} \cos(2\pi\nu\tau + \phi)$	P_A, P_B	$I_1 - I_2$
Détecteur	$N/(2, 75\sigma)$	$N/(2, 39\sigma)$	$N/(2\sigma)$	$N/(1, 41\sigma)$
Photons	$0, 65\sqrt{N}$	$0, 75\sqrt{N}$	$0, 71\sqrt{N}$	$1, 00\sqrt{N}$

TAB. 7.1 – Comparaison des rapports signal à bruit pour le recombinateur multicoaxial et un recombinateur classique coaxial où les signaux photométriques sont prélevés avant recombinaison.

7.2 Démonstrateur de laboratoire

Les principes du recombinateur ont été démontrés en laboratoire au cours du stage de DEA "Physique et technologie des grands instruments" d'Arnaud CASSAN [Cassan, 2002]. Il s'agissait de valider expérimentalement les résultats théoriques présentés plus haut.

7.2.1 Concept

Le montage retenu devait être particulièrement simple et utiliser les composants disponibles au laboratoire. Il aurait été parfaitement envisageable d'utiliser un coupleur monomode pour réaliser le couplage spatial et la recombinaison, mais les optiques nécessaires aux interfaces du coupleur (quatre paraboles hors-axe et quatre porte-fibres par exemple) n'étaient pas disponibles. Enfin, pour simplifier, l'ensemble de l'expérience devait fonctionner en bande K uniquement.

La solution retenue (illustrée en figure 7.2) était basée sur l'utilisation d'un seul et unique couple de parabole et porte-fibre, dont le rôle est de produire un faisceau spatialement filtré. Le faisceau collimaté produit devait alors être séparé en deux parties avant de venir interférer dans un schéma coaxial sur un cube séparateur infrarouge. Pour n'avoir à utiliser qu'un seul de ces cubes séparateurs, le montage a donc pris la forme d'un Michelson : un premier passage par le cube séparateur produit deux faisceaux qui viennent se réfléchir sur des miroirs plans avant de revenir interférer sur le même cube séparateur. Il s'agissait ensuite de récupérer les deux sorties du Michelson. L'une d'elle était directement disponible, tandis que l'autre nécessitait l'emploi d'une séparatrice dans le faisceau d'entrée. Après récupération des sorties et compensation par l'emploi d'une séparatrice identique dans la voie qui ne servait pas à l'injection, les deux faisceaux étaient récupérés sur l'objectif de recombinaison multiaxiale. Le détecteur infrarouge était placé au foyer de l'objectif.

La différence de marche externe τ était modifiable en déplaçant le long de l'axe optique l'un des miroirs de la partie du montage en Michelson. La différence de marche interne τ' l'était en déplaçant l'un des miroirs en toit. L'ajustement de la différence de marche interne se faisait manuellement, tandis que la table de translation de la différence de marche externe était motorisée, permettant ainsi de faire des enregistrements, autour de la différence de marche nulle, sur plusieurs longueurs de cohérence en bande K.

7.2.2 Validation et limite du démonstrateur

Le démonstrateur de laboratoire a permis de vérifier que le comportement de l'intensité au foyer du recombinateur était en accord avec les prévisions. La variation de τ la différence de marche externe produit bien une modulation de la partie imaginaire du pic à haute fréquence

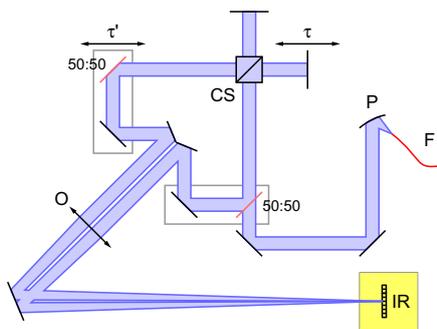


FIG. 7.2 – Schéma optique du démonstrateur du recombineur 'OHANA.

de la transformée de Fourier spatiale. L'extraction des signaux photométriques et interférométrique a été également vérifiée.

En revanche, l'étalonnage des visibilités n'a pas été démontré, pas plus que le comportement sur le ciel en présence de turbulence. Ces aspects ont été réservés à la version astrophysique du recombineur que je présente maintenant.

7.3 Développement de la version astrophysique

Une fois de plus, j'ai mené le développement de la version astrophysique du recombineur en gardant à l'esprit son intégration future dans 'OHANA.

7.3.1 Concept optique

Pour l'instrument scientifique, nous avons choisi d'utiliser un coupleur simple pour réaliser la recombinaison coaxiale, permettant d'obtenir une bonne stabilité de la fonction de transfert. Pour la recombinaison multiaxiale, nous avons naturellement utilisé des optiques réfléchies. De façon à réaliser l'anamorphose de la figure image, nous avons utilisé deux miroirs cylindriques croisés aux focales différentes. La première parabole, dont la génératrice est perpendiculaire à la base d de recombinaison, a une focale longue déterminée par le bon échantillonnage des franges spatiales par la caméra infrarouge. La seconde parabole, dont la génératrice est parallèle à la base, a une focale permettant de concentrer la largeur de la tache image dans un seul pixel de la caméra. La dispersion spectrale est produite en employant un bi-prisme pour chacune des bandes astronomiques. La résolution spectrale obtenue pour chaque bi-prisme est voisine de 250.

Le concept optique illustré en figure 7.3, voit ses caractéristiques optiques consignées dans le tableau 7.2.

7.3.2 Fonctionnalités et réglages

Contrairement aux platines d'injection, les degrés de liberté au sein du recombineur sont plutôt limités. Les seuls degrés nécessaires viennent principalement du fait que le recombineur doit pouvoir fonctionner indistinctement dans les trois bandes J, H et K. Passer d'une bande à l'autre impose trois types de changements.

- **Changement de coupleur**

Les fibres utilisées pour le coupleur doivent être adaptées aux longueurs d'onde de travail. Il y a donc un coupleur différent pour chacune des bandes astronomiques. Les positionneurs de fibres développés pour les platines d'injection sont de nouveau utilisés dans le recombineur pour placer les têtes des fibres de sortie des différents coupleurs aux foyers des paraboles de collimation (PH et PB dans la figure 7.3). La motorisation des positionneurs de fibres permet, une fois de plus, d'être efficace sur le ciel au passage d'une bande astronomique à l'autre.

Collimateur		
Focale	f_c	= 25,4 mm
Angle d'hors-axe	θ	= 60°
Cylindre 1		
Focale	f_1	= 1120 mm
Cylindre 2		
Focale	f_2	= 250 mm
Base interne		
Bande J	d_J	= 8,8 mm
Bande H	d_H	= 11,0 mm
Bande K	d_K	= 15,0 mm
Diamètres faisceaux à 99%		
Bande J	D_J	= 8,5 mm
Bande H	D_H	= 10,3 mm
Bande K	D_K	= 14,5 mm

TAB. 7.2 – Caractéristiques principales des optiques et faisceaux du recombineur ‘OHANA

- **Changement de base interne**

En changeant de coupleur et de longueur d'onde, on modifie le diamètre des faisceaux collimatés produits par les paraboles PH et PB. Que ce soit pour conserver le même nombre de franges par tache focale de diffraction ou que ce soit pour conserver le même nombre de pixels de détecteur par frange spatiale, il est nécessaire d'ajuster la longueur de la base interne. Cet ajustement est réalisé en montant les têtes de fibres sur le porte-fibre avec une certaine inclinaison au foyer des paraboles de collimation, de façon à produire un décalage des faisceaux. Les ajustement autour de ce pré-écartement des faisceaux sont réalisés en déplaçant verticalement, dans la direction de la base interne, l'ensemble positionneur de fibre - parabole de collimation.

- **Changement de bi-prisme**

Le passage d'une bande astronomique à l'autre impose également un changement de bi-prisme lorsque le recombineur fonctionne dans un mode dispersé. Chacun des bi-prismes est monté sur une platine de translation. Le recombineur peut ainsi fonctionner avec dispersion spectrale (bi-prisme approprié positionné dans le faisceau) ou sans (aucun des bi-prismes dans le faisceau).

Un deuxième réglage au rôle capital est nécessaire : celui qui ajuste la différence de marche interne τ' du recombineur multiaxial. Une translation dans la direction du faisceau optique collimaté est ajoutée à un ensemble positionneur de fibre - parabole de collimation. Plus la

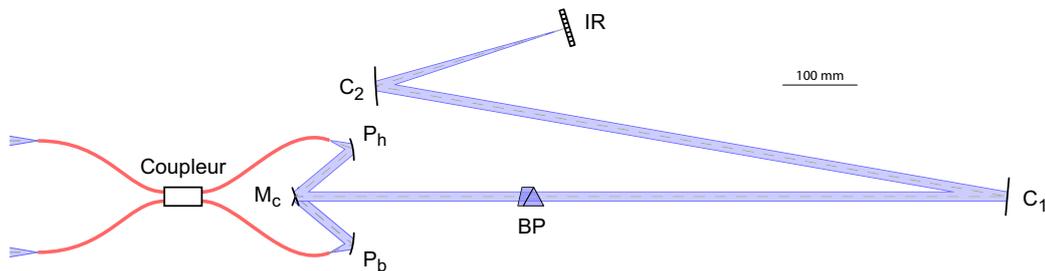


FIG. 7.3 – Schéma optique du recombineur. PH/PB : Paraboles de collimation haute et basse. Mc : Miroirs croisés servant à placer l'un au dessus de l'autre les faisceaux d'entrée de la partie multiaxiale, de façon à former la base interne d . BP : Bi-prisme utilisé pour générer la dispersion spectrale. C1 : Premier miroir cylindrique focalisant dans la direction de la base interne. C2 : Second miroir cylindrique participant à l'anamorphose en comprimant la tache image dans la direction perpendiculaire à la base interne. IR : Détecteur infrarouge.

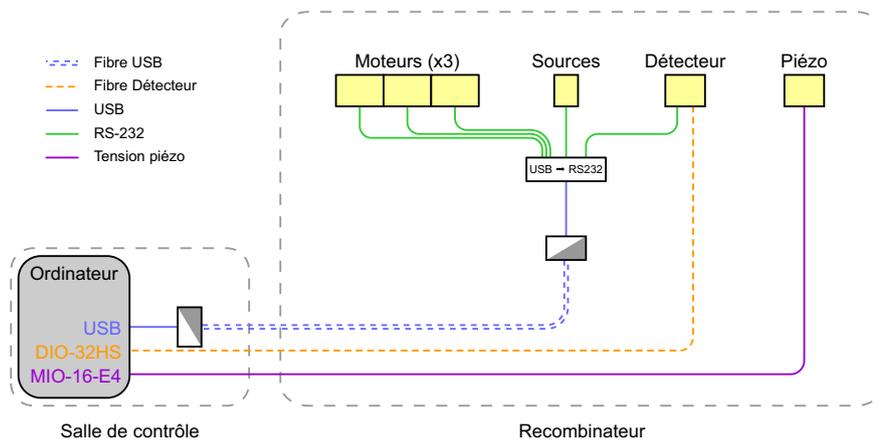


FIG. 7.4 – Architecture de contrôle commande du recombineur.

différence de marche interne sera nulle et plus le contraste des interférences spatiales sera élevé. En pratique, il existe toujours une différence de marche résiduelle dans un coupleur équilibré en dispersion.

En complément, un déplacement dans le plan de l'expérience de ce même ensemble permet aussi d'ajuster l'orientation de la base interne et de l'aligner avec l'axe vertical des pixels du détecteur. Cette opération bien que motorisée n'est à réaliser qu'une fois pour toute, à l'installation de l'instrument.

7.3.3 Contrôle-commande : synchronisation piézo-détecteur

L'architecture retenue pour contrôler le recombineur est comparable à celle de la phase I. Elle est illustrée par la figure 7.4. La motorisation et l'électronique de contrôle des porte-fibres, des obturateurs et des bi-prismes sont identiques à celles employées sur les platines d'injection. La seule différence notable se trouve au niveau du miroir piézo qui constitue un élément nouveau.

La synchronisation entre le déplacement du miroir piézo et l'acquisition est un point crucial dans le fonctionnement du recombineur. Cette synchronisation est mise en œuvre au moyen de partages d'horloges entre la carte de lecture de la caméra infrarouge et la carte délivrant les rampes de tension du miroir piézo (figure 7.5).

Le détecteur est placé dans un état où les séquences d'acquisition se font régulièrement en boucle. L'horloge signifiant le début d'arrivée des données sert de déclencheur à la génération de la rampe du miroir piézoélectrique. De façon à augmenter la cadence d'acquisition des interférogrammes, les rampes de tension montante et descendante (correspondant aux deux sens de balayage de la différence de marche par le miroir piézo) sont toutes les deux utilisées. La carte chargée de générer la rampe de tension est configurée pour régénérer automatiquement la moitié d'un tampon contenant les rampes de tension dans les deux sens. Ce mode de fonctionnement fait que le détecteur et le miroir piézo fonctionnent automatiquement en boucle. Une fois la configuration du détecteur et du miroir piézo effectuée, le code de contrôle n'a plus que la récupération des données du détecteur, l'affichage interface utilisateur et la sauvegarde des données sur disque.

La conséquence première de ce mode de lecture est que le signal de l'objet observé est mesuré pratiquement en permanence. En pratique, avec un passage des franges à 200 Hz pour cinq points par franges, la cadence d'acquisition est voisine de 3 balayages par seconde. Cette cadence est à comparer avec la cadence de 1 interférogramme par seconde au maximum obtenus avec l'instrument FLUOR à 400 Hz.

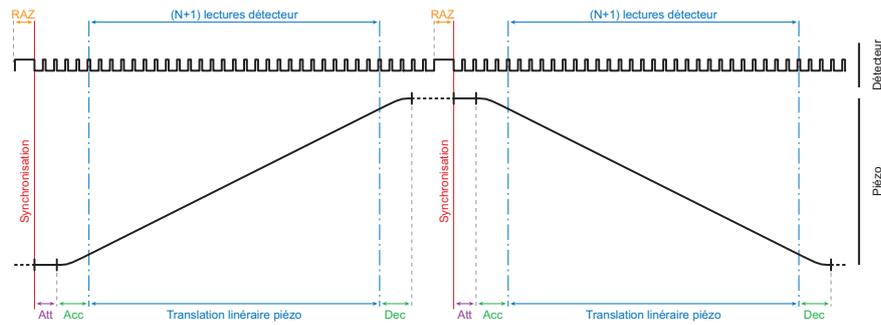


FIG. 7.5 – Chronométrage synchronisé du détecteur et du miroir piézo.

7.4 Première lumière du recombinateur

Choisir d'utiliser pour la première fois un nouveau type de recombinateur dans le cadre des recombinaisons 'OHANA du sommet du Mauna Kea est un pari extrêmement risqué. La stratégie qui a été adoptée est beaucoup plus prudente. Le recombinateur a été installé et testé sur un interféromètre que le groupe d'interférométrie optique de l'Observatoire de Paris connaît particulièrement bien : IOTA. Le recombinateur 'OHANA a ainsi pris la place qui était allouée à FLUOR jusqu'à ce qu'il déménage sur CHARA au cours de l'été 2002. Ces premiers tests ont donc eu lieu en terrain connu.

7.4.1 Installation en parallèle avec IONIC

À l'origine, l'idée était d'installer le recombinateur exactement au même endroit que FLUOR et d'utiliser l'ensemble des interfaces et procédures, mises au point à l'occasion de FLUOR, pour contrôler les lignes à retard d'IOTA. En choisissant une telle solution, la partie difficile de l'exercice était de fusionner une partie du code FLUOR avec le code 'OHANA.

Arrivé sur le site, une solution alternative s'est présentée par l'intermédiaire de l'instrument IONIC déjà installé et utilisé sur IOTA. Son intégration au système IOTA est excellente, cet instrument permet de rechercher et de trouver les franges très rapidement. La solution retenue a donc été de prélever une partie des faisceaux envoyés en direction de IONIC et de l'injecter dans le recombinateur 'OHANA. L'instrument IONIC fonctionnant dans la bande astronomique H, l'utilisation de séparatrices, plutôt que de dichroïques, n'était donc pas optimale (ce n'est pas le cas pour les tests du recombinateur en bande H). Heureusement, l'objectif n'était pas d'obtenir l'instrument le plus sensible mais de simplifier la mise en place de l'expérience. Nous avons donc pu nous concentrer sur le recombinateur et son fonctionnement.

La lumière prélevée dans les faisceaux de IONIC est injectée dans les fibres monomodes d'entrée du coupleur au moyen d'un système périscopique. Les séparatrices sont également mises à contribution pour faire en sorte que les faisceaux injectés dans le recombinateur 'OHANA ne soient pas vignettés, comme ceux envoyés sur IONIC et les suiveurs d'étoiles.

L'injection des faisceaux prélevés dans le recombinateur 'OHANA est une condition nécessaire mais pas suffisante pour pouvoir faire fonctionner les deux instruments focaux en parallèle. Il faut également ajuster la différence de marche entre 'OHANA et IONIC pour que quand le premier suit les franges, le deuxième puisse les observer en simultané. A priori, rien n'était prévu pour ajuster la différence de marche externe du recombinateur puisqu'à l'origine les lignes à retard devaient jouer ce rôle là : en utilisant IONIC en même temps, elles sont entièrement consacrées à suivre sa différence de marche nulle. Les paraboles d'injection et les portes fibres à leur foyer ont donc été montés sur des tables de translation et prépositionnés pour compenser la différence de chemin optique entre les deux instruments avec une précision de quelques centimètres.

Pour déterminer cette différence de chemin optique avec une précision de quelques centimètres, il a été nécessaire de mesurer les différences de chemin optique du coupleur. La différence de marche interne à IONIC a également été estimée à partir de l'implantation de ses

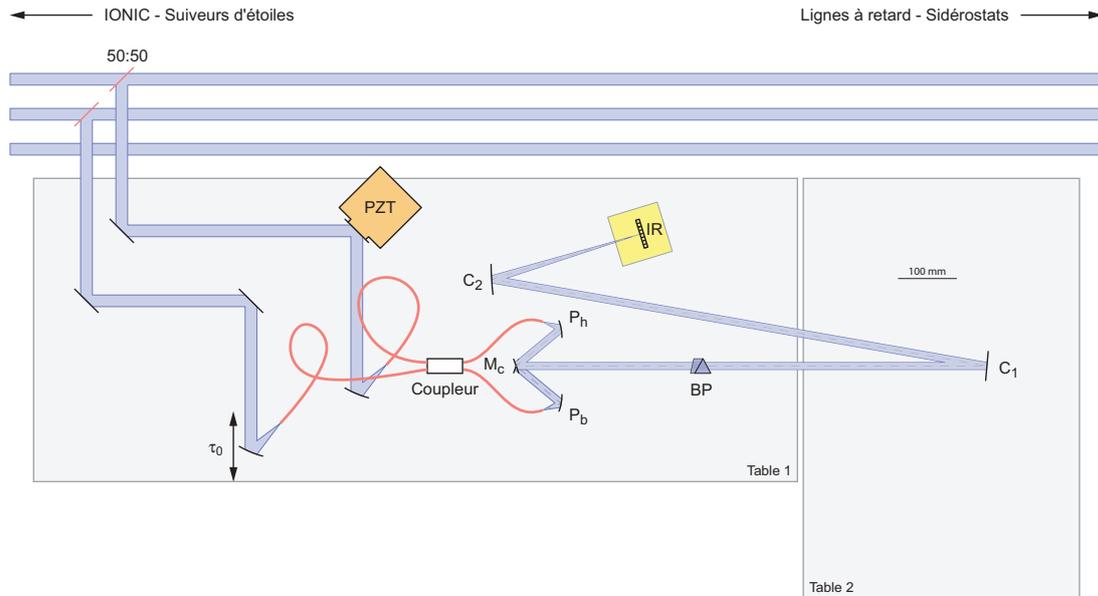


FIG. 7.6 – Schéma d'implantation du recombineur 'OHANA sur IOTA entre les lignes à retard et l'instrument IONIC. La longue focale de l'optique cylindrique C1 force l'instrument à être à cheval sur deux tables (table 1, table 2). Mis à part les réglages internes (non portés sur la figure), il est besoin pour faire fonctionner le recombineur 'OHANA avec IONIC d'ajuster les différences de marche τ_0 entre les deux instruments.

optiques sur sa table. L'ajustement précis de la différence de marche entre les deux instruments a ensuite été réalisé sur le ciel. Les franges ont été trouvées puis suivies par IONIC. Puis, la différence de marche externe du recombineur a été explorée jusqu'à obtenir les franges sur le recombineur 'OHANA.

A l'aide de cette procédure, le recombineur a obtenu ses premières franges le Samedi 28 Juin 2003 vers 5 heure du matin (en heure locale), peu de temps avant le lever du soleil, un peu plus d'une semaine après le début de l'installation de l'instrument sur IOTA.

7.4.2 Mesure et stabilité de la différence de marche interne

En rétroéclairant l'une des entrées du coupleur, on obtient au foyer du recombineur la figure d'interférence suivante :

$$I(x, y, t, \tau') = I_0(x, y) \{ [T^2 + R^2] P_A(t) + 2RT P_A(t) \sin(2\pi dx + 2\pi \nu \tau') \} \quad (7.25)$$

On est en présence du réseau de frange naturel de la partie multiaxiale du recombineur. La variation de la différence de marche introduit un déphasage du réseau de franges. Mesurer ce déphasage, c'est mesurer la différence de marche interne.

Cette technique est utilisée pour annuler la différence de marche interne pendant la phase d'alignement du recombineur. Cette annulation doit être réalisée de façon précise pour maximiser le contraste des interférences spatiales. Cependant rien ne garantit la stabilité de cette différence de marche interne.

Cette technique a donc été également utilisée pour mesurer la stabilité de la différence de marche interne. Il s'est avéré que la recombinaison multiaxiale n'était pas parfaitement stable et était particulièrement sensible aux vibrations². On pouvait parfaitement s'attendre à un tel comportement puisque l'emplacement où est installé le recombineur n'est pas isolé sismiquement du reste du bâtiment (au contraire de l'instrument IONIC et des suiveurs d'étoiles). En plus de cette absence d'isolation, la focale particulièrement grande de la première optique

²une porte qui claque, un vent qui souffle un peu trop fort, un observateur qui chante "TNT"...

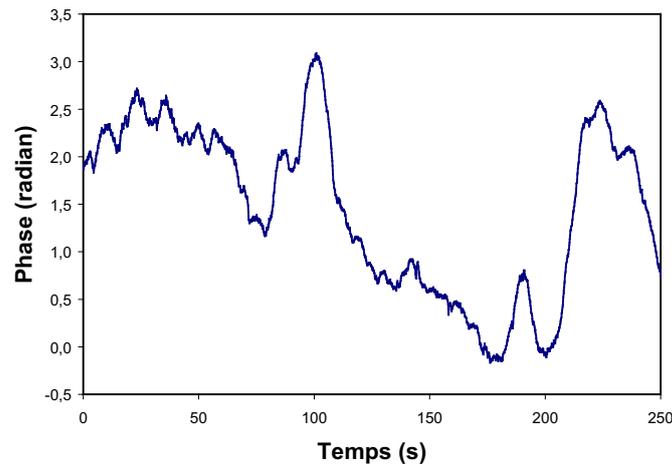


FIG. 7.7 – Stabilité de la différence de marche interne présentée sur un intervalle de temps de 250 s.

cylindrique fait qu'elle est installée sur une table indépendante du reste du recombineur, qui est une simple plaque d'aluminium. Cette contrainte ne contribue certainement pas à stabiliser la différence de marche interne. La figure 7.7 présente des exemples de mesure de variations de la différence de marche interne constatées sur IOTA.

Les fluctuations de la différence de marche interne du recombineur ont un effet bien plus catastrophique qu'une quelconque instabilité de différence de marche de l'interféromètre par exemple. Le piston a pour effet principal d'élargir le pic frange du spectre obtenu par interférométrie de Fourier. Au prix d'une perte en sensibilité, on peut toujours faire passer les franges à une fréquence plus élevée pour continuer à séparer le pic photométrique du pic interférométrique. Les variations de la différence de marche interne vont au contraire produire une confusion entre les parties réelles et les parties imaginaires de la transformée de Fourier spatiale de la figure d'interférence. Dans le cas d'un coupleur idéal, ces variations reviennent à confondre le déséquilibre photométrique et l'interférogramme coaxial, et introduisent ainsi un biais dans les estimations de la visibilité.

Bien entendu pour l'utilisation du recombineur dans le cadre de 'OHANA, sur le Mauna Kea, une seule table optique est prévue de se trouver dans un environnement beaucoup stable que celui d'IOTA : la salle coude supérieure du CFHT. Cette salle est thermiquement stable et isolée des vibrations à l'intérieur du pilier central du télescope.

La démonstration du fonctionnement du recombineur dans des conditions difficiles laisse présager d'un comportement encore meilleur pour 'OHANA.

7.4.3 Démonstration du traitement du signal

Les mesures précédentes sur la stabilité de la différence de marche interne ont une conséquence particulière sur la procédure d'extraction des signaux photométriques et interférométriques. La différence de marche interne ne peut plus être considérée comme nulle et doit donc être estimée en valeur moyenne sur chaque balayage. Cette technique sera vraisemblablement conservée pour l'utilisation future du recombineur sur le Mauna Kea.

Estimation de la différence de marche interne

Les pics aux fréquences $\tilde{\gamma} = \pm d$ de la transformée de Fourier spatiale (voir équations 7.11 et 7.10) sont constitués d'un terme à basse fréquence temporelle ($\tilde{t} = 0$) représentant la

différence de photométrie et de deux termes à haute fréquence temporelle ($\tilde{t} > 0$) représentant l'interférogramme coaxial et sa quadrature. En ne conservant de ces pics que la partie basse fréquence, on isole un terme sensé être imaginaire, multiplié par l'exponentielle imaginaire de la phase associée à la différence de marche interne.

$$e^{i2\pi\nu\tau'} iRT[P_A(t) - P_B(t)] \quad (7.26)$$

Il est ainsi possible de mesurer sans difficulté la différence de marche interne τ' .

Cette technique fonctionne parfaitement tant que les deux voies d'entrée du recombineur ne sont pas équilibrées. Lorsque c'est le cas, le terme que nous venons d'isoler passe à zéro et la phase devient indéterminée. Mais il n'y a alors plus de différence photométrique à isoler. En pratique grâce à l'effet de la turbulence, l'équilibre entre les deux entrées est rarement réalisé, on trouvera toujours un instant où un déséquilibre est présent, permettant d'estimer cette différence de marche interne. Sur IOTA, en raison d'un déséquilibre photométrique d'un facteur 2 à 3 entre les deux voies d'entrée, la technique fonctionne sans problèmes. Sur le Mauna Kea, on pourra toujours compter sur les fluctuations d'injection introduites par l'atmosphère, ou la différence de taille des pupilles (Gemini-CFHT).

Cette estimation est illustrée par la figure 7.8, où l'on a porté la partie réelle du pic à fréquence positive de la modulation spatiale en fonction de la partie imaginaire. Le fait que la combinaison des deux signaux forme un segment était attendu et confirme le fonctionnement du recombineur. On trace en effet $RT[P_A(t) - P_B(t)] \sin(2\pi\nu\tau')$ en fonction de $RT[P_A(t) - P_B(t)] \cos(2\pi\nu\tau')$.

Extraction des signaux photométriques et interférométriques

Une fois cette différence de marche interne estimée pour chaque balayage, on applique la procédure de réduction présentée précédemment, permettant d'extraire les signaux photométriques et interférométriques. Un résultat typique obtenu est présenté en figure 7.8. Les deux signaux photométriques résultent de l'extraction directe des signaux ; l'interférogramme n'a subi que la normalisation par les signaux photométriques.

D'une part, la relativement bonne décorrélation entre les deux signaux photométriques indique un bon comportement du recombineur (la corrélation résiduelle est due au bruit de détecteur commun). Le fait, non illustré ici, que l'une des estimations de photométrie tombe à zéro lorsque l'une des voies d'entrée est coupée apporte une confirmation supplémentaire. D'autre part, l'absence de fluctuations photométrique dans l'interférogramme confirme son découplage attendu de l'estimation de la photométrie.

Densité spectrale de puissance normalisée moyenne

Le reste du traitement du signal suit la voie classique de la méthode Fourier. La densité spectrale de puissance des interférogramme est calculée de façon à calculer l'intégrale du pic frange. La normalisation par les signaux photométriques ayant déjà été réalisée, cette intégrale donne directement le facteur de cohérence.

Cette étape est illustrée par la figure 7.9, présentant une série de balayages normalisés et les densités spectrales de puissance associées. Le recombineur 'OHANA bénéficie directement de la stabilisation du paquet de franges apportée par IONIC : les interférogrammes sont déjà centrés sur la fenêtre d'exploration de la différence de marche. À la vitesse de balayage des franges (50 Hz cette nuit là), le piston atmosphérique induit une variation de la période des franges d'un balayage sur l'autre et au sein d'un même balayage. L'effet est plus évident au niveau de la densité spectrale de puissance qui présente un pic frange dont la fréquence change d'un balayage à l'autre.

Enfin, la figure 7.10 présente la moyenne des densités spectrales de puissance normalisées précédentes. En dépit de la faible vitesse des franges (50 Hz), l'élargissement par le piston atmosphérique est faible ; il s'agissait là d'une excellente nuit. On constate également la présence d'un double maximum au niveau du pic frange qui pourrait être associé à une différence de vitesse du modulateur piézo selon que le balayage de la différence de marche se fait dans un sens ou dans l'autre.

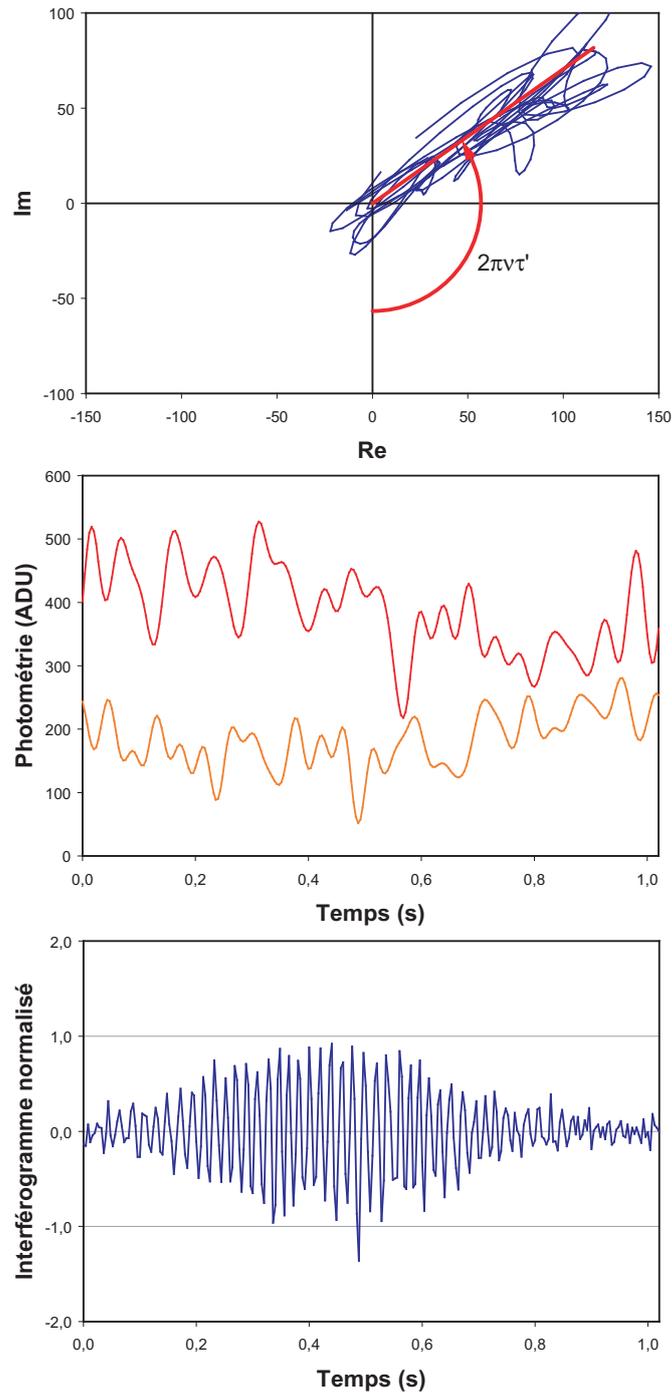


FIG. 7.8 – **Haut** : Estimation sur un balayage de la différence de marche interne instantanée à partir des parties réelles et imaginaires du pic à fréquence positive de la modulation spatiale. L'extension du segment est relié au déséquilibre photométrique dans les deux voies d'entrée. La différence de marche interne est associée à l'angle de cette droite. **Milieu** : estimation sur un balayage de la photométrie des deux entrées du recombineur. **Bas** : estimation sur un balayage de l'interférogramme normalisé.

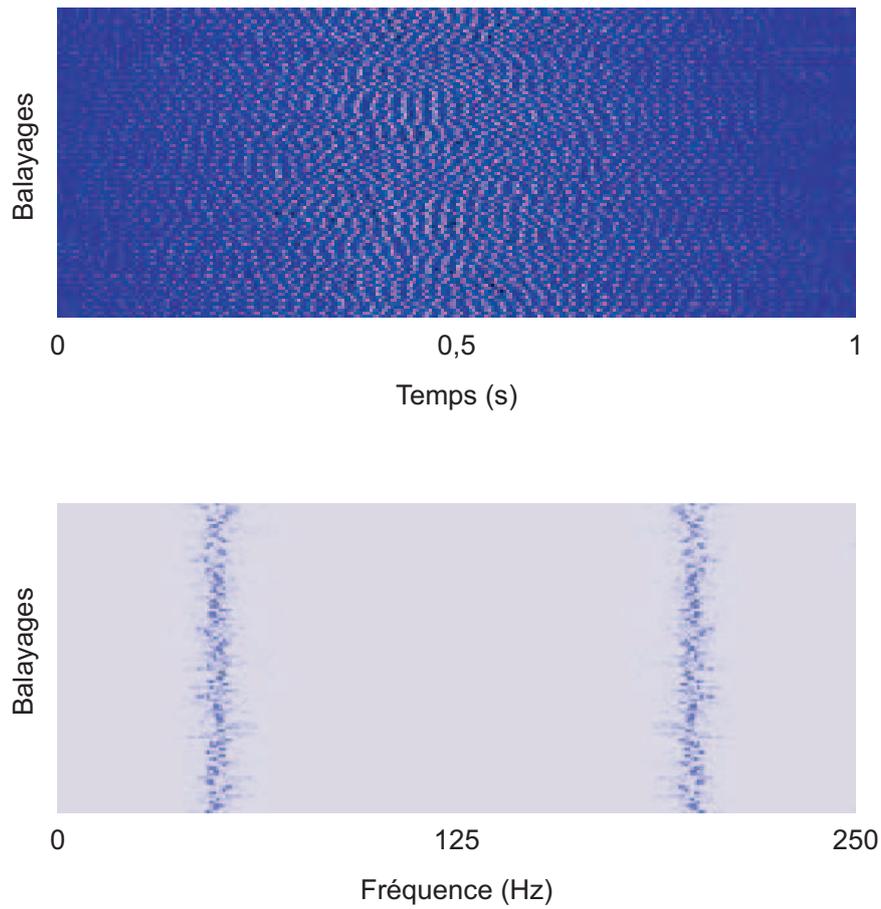


FIG. 7.9 – Densité spectrale de puissance normalisée (en bas) associée à une série de 100 balayages (en haut).

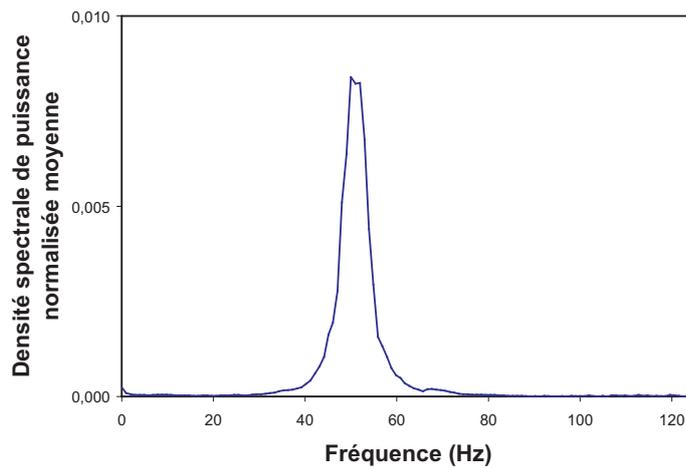


FIG. 7.10 – Densité spectrale de puissance normalisée moyenne sur la centaine de balayages de la figure 7.9.

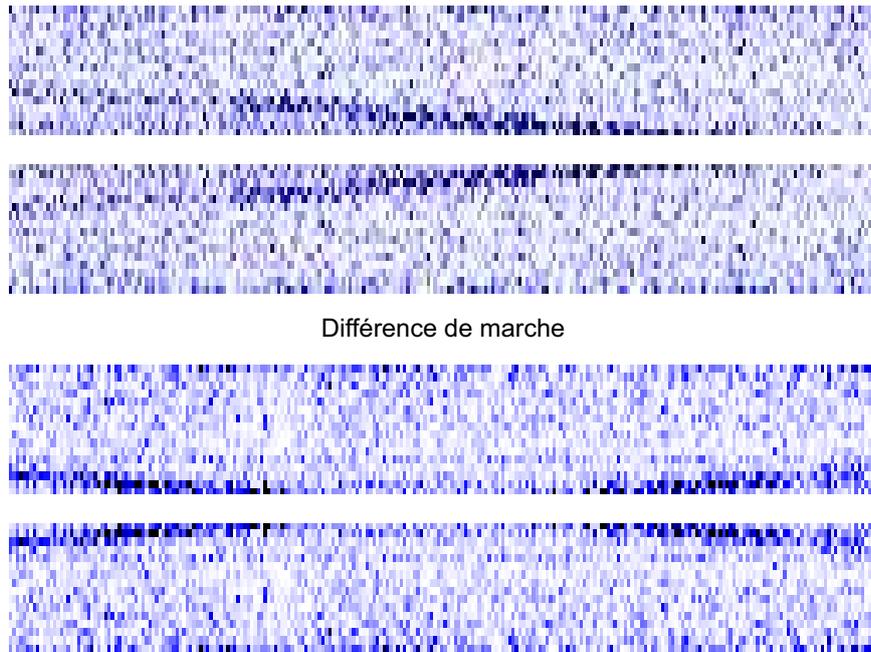


FIG. 7.11 – Démonstration de la poursuite par retard de groupe.

Poursuite par retard de groupe

En mode dispersé, dans chaque canal la longueur de cohérence est plus importante qu'en bande large. La dispersion permet ainsi de repérer plus facilement la différence de marche nulle. De plus, pour chaque différence de marche, la distance à la différence de marche nulle peut être associée à la fréquence des franges mesurée dans le spectre cannelé. Cette technique sera utilisée en phase II du projet pour la recherche des franges.

La consigne de la ligne à retard est telle que la différence de marche est explorée de façon continue au voisinage de la différence de marche nulle attendue. Le recombineur mesure régulièrement (toutes les longueurs de cohérence associées à un canal spectral), des spectres cannelés. Ce mode de recherche a l'avantage d'être plus rapide puisqu'il n'utilise pas un positionnement incrémental de la ligne à retard pour chaque exploration de la différence de marche par le miroir piézo. L'utilisation du mode dispersé permet aussi de mettre en évidence les franges d'interférences même en présence de dispersion chromatique. Il s'agit là d'une précaution à prendre lorsque l'interféromètre est constitué de télescopes différents.

7.4.4 Limites de la mission technique

Le bilan de cette première mission technique est tout à fait positif. Le choix de faire fonctionner le recombineur en parallèle de IONIC a permis de nous concentrer sur sa mise au point et de ne pas perdre de temps à chercher et suivre les franges, à réapprendre à contrôler les lignes à retard. Les premiers résultats semblent prometteurs même si on déplorera le manque évident de sensibilité que l'on peut attribuer en partie au détecteur infrarouge, et peut-être aux paraboles hors-axe utilisées pour réaliser l'injection (elles datent de l'époque FLUOR).

En ce qui concerne la production de visibilités calibrées sur des objets astrophysiques, il faudra attendre les résultats de la mission astrophysique d'octobre 2003.

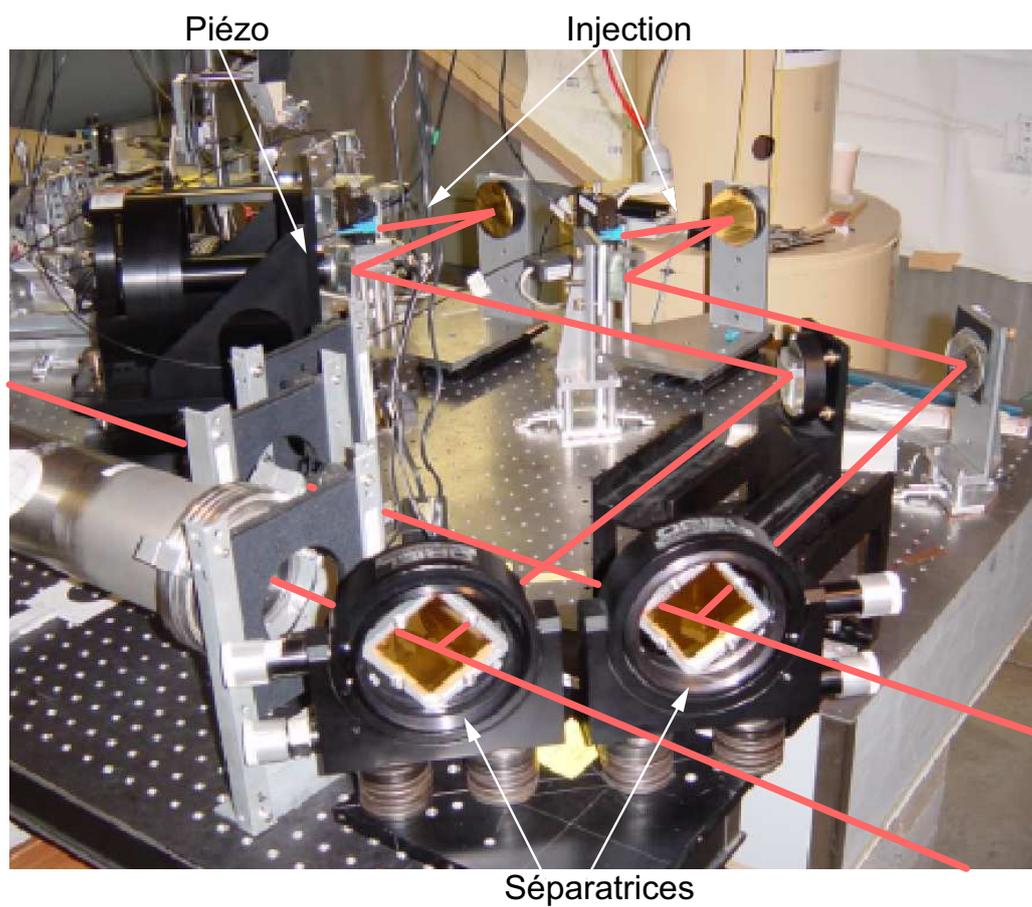


FIG. 7.12 – Installation du recombineur 'OHANA vu du côté de l'injection.

7.5 Bilan

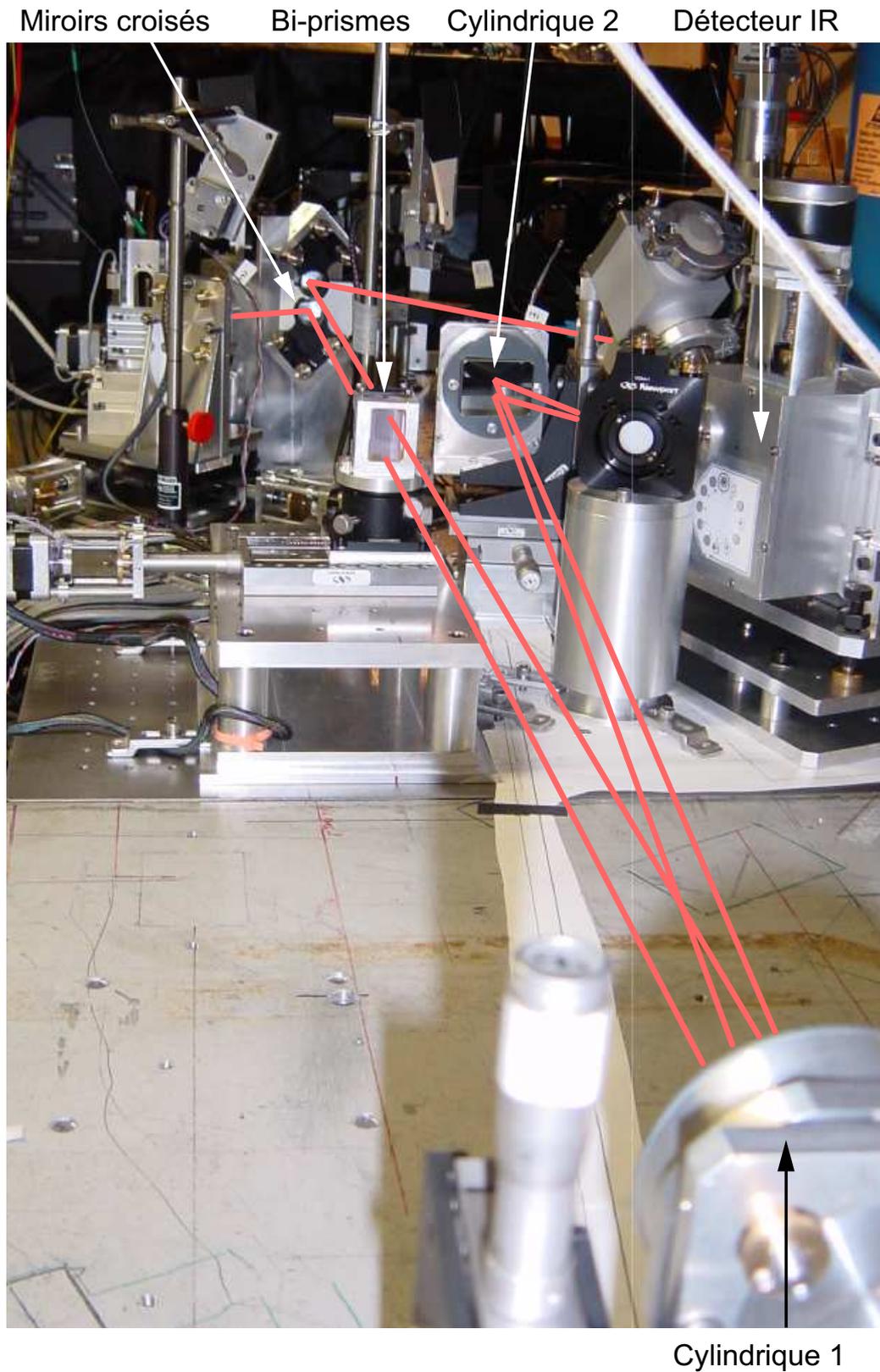


FIG. 7.13 – Installation du recombineur 'OHANA vu du côté du recombineur.

Chapitre 8

Phase II : Vers une démonstration interférométrique

Sommaire

8.1 Bases de démonstration	149
8.1.1 KECK I - KECK II	149
8.1.2 GEMINI - CFHT	151
8.2 Métrologie des télescopes et lignes de base	152
8.2.1 Connaissance des lignes de base	152
8.2.2 Optiques actives - optiques adaptatives	153
8.2.3 Autocollimation	153
8.3 Transport cohérent par fibres monomodes	154
8.3.1 Les fibres et la dispersion	154
8.3.2 Installation 'OHANA	157
8.4 Ligne à retard en faisceaux gaussiens	158
8.4.1 Présentation du concept	158
8.4.2 Caractéristiques et performances	160
8.4.3 Faisceaux gaussiens et lignes à retard	162
8.5 Contrôle-commande phase II	164
8.5.1 Modules d'injection	164
8.5.2 Lignes à retard	165
8.6 Bilan	165

8.1 Bases de démonstration

L'objectif de la phase II est de mettre en place des démonstrateurs techniques et scientifiques à 'OHANA. Il est donc naturel que cette phase soit articulée autour des lignes de base servant à cette démonstration : Keck I - Keck II puis Gemini - CFHT. Ces deux lignes de bases sont envisagées pour l'année 2004. A terme des bases incluant également les télescopes Subaru, IRTF et UKIRT (si une optique adaptative voit le jour sur ce dernier) pourront être réalisées avec les mêmes développements que ceux pour ces deux bases (voir figure 8.1).

8.1.1 KECK I - KECK II

Cette première ligne de base est déjà exploitée par l'interféromètre du Keck. Mettre en place 'OHANA sur cette ligne de base permet avant tout de faire la démonstration de l'utilisation sur le ciel de certaines des technologies clés de 'OHANA tout en minimisant les risques liés à la mauvaise connaissance des lignes de bases et aux différences entre les télescopes. L'instrument envisagé repose sur de nombreux systèmes utilisés par l'interféromètre du Keck :

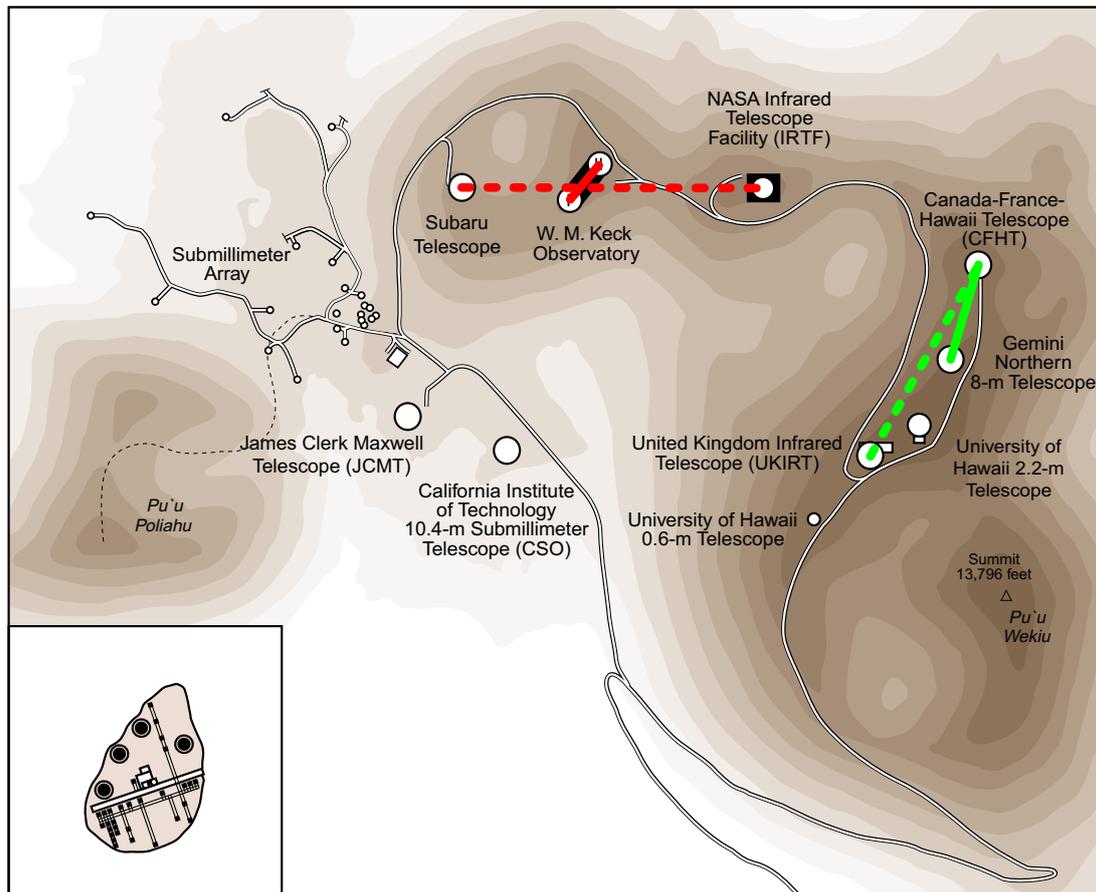


FIG. 8.1 – Présentation des lignes de bases envisagées en Phase II. La base entre Keck I et Keck II (rouge) sera la première base de démonstration permettant de tester l'injection dans les fibres en mode interférométrique et le transport par fibres. Elle utilisera les lignes à retard du Keck. La base suivante entre Gemini et CFHT (vert) permettra de démontrer le couplage par fibre entre télescopes différents en utilisant ligne à retard et recombineur 'OHANA. Les longueurs de fibres monomodes disponibles pour l'instant devraient permettre de recombinaison à terme des bases plus longues entre CFHT et UKIRT (moyennant une optique adaptative sur UKIRT) et entre Subaru et IRTF.

– **Lignes à retard KECK**

Les lignes à retard de l'interféromètre sont parfaitement adaptées à la ligne de base entre les deux télescopes de 10 mètres. Elles seront entièrement contrôlées par le même système Keck. Nous verrons un peu plus loin dans ce chapitre (Ligne à retard Gemini - CFHT, section 8.1.2) quel confort d'utilisation apporteront les lignes à retard Keck à 'OHANA sur une base plus difficile, car orientée Est-Ouest.

– **Recombineur KECK**

Une fois les faisceaux injectés dans les lignes à retard, l'utilisation du recombineur Keck est pratiquement automatique. Le fait que le recombineur Keck fasse aussi partie du même système en charge du pilotage des lignes à retard (le suivi des franges par le recombineur commande à la ligne à retard) pousse en faveur de son utilisation.

Les éléments 'OHANA utilisés pour cette démonstration technique seront les suivants :

– **Fibres monomodes K 'OHANA**

L'utilisation des fibres monomodes K 'OHANA pour le transport des faisceaux des télescopes jusqu'aux lignes à retard est la grande nouveauté. Il s'agira de la première démonstration des propriétés de transport cohérent de la lumière par des fibres monomodes. Les fibres remplaceront les trains coudé habituellement utilisés par l'interféromètre du Keck pour transporter la lumière depuis les foyers Nasmyth, où se trouvent les optiques adaptatives, jusqu'à l'entrée des lignes à retard.

– **Modules d'injection 'OHANA**

Même si une nouvelle implantation du module d'injection dans l'optique adaptative est nécessaire ¹, il ne s'agit pas là d'une démonstration technique du composant lui-même : cette démonstration a fait l'objet de la phase I. La nouveauté sera plutôt sur un plan opérationnel. La recombinaison Keck sera l'occasion de mettre au point les modes opératoires des deux modules en utilisation simultanée. Cette démonstration sera aussi l'occasion d'étudier l'impact de ces modules sur les observations interférométriques. Contrairement aux fibres, éléments passifs de l'interféromètre, les modules d'injection nécessiteront une voie de communication avec le recombineur Keck pour réaliser la recherche et l'injection de l'objet observé².

L'ensemble des problématiques autour de la recombinaison Keck I - Keck II, a donné lieu au stage du DESS Outils et Systèmes de l'Astronomie et de l'Espace : Étude Système pour la première base de 'OHANA [Carle, 2003].

L'objectif de cette recombinaison est clairement celui d'une démonstration technique de certains composants clés pour 'OHANA. Cependant, il est parfaitement envisageable que cette démonstration débouche sur des résultats scientifiques originaux. L'augmentation de la magnitude limite de l'interféromètre Keck par l'utilisation des fibres monomodes pour le transport cohérent pourrait être à la source de tels résultats.

8.1.2 GEMINI - CFHT

La base Gemini - CFHT est peut-être la plus évidente des nouvelles lignes de bases concernées par le projet 'OHANA. La longueur de la base est l'une des plus courtes (~ 163 m) et elle est orientée selon un axe pratiquement Nord-Sud. Les franges auront ainsi une vitesse raisonnable et n'imposent pas des performances rédhibitoires à la ligne à retard qu'il faut développer pour l'occasion. Il ne faut cependant pas sous-estimer les difficultés de cette liaison :

- Les composants propres à 'OHANA

Il s'agit d'intégrer à l'instrument des éléments nouveaux par rapport à ceux utilisés sur la base Keck I - Keck II, comme la ligne à retard, le recombineur. Un mode observationnel devra être mis en place en deux nuits.

- Les télescopes

Pour la première fois, deux télescopes complètement différents et loin d'être pensés à l'origine pour l'interférométrie, devront être reliés interférométriquement.

¹Pour les tests phase I sur Keck, le module d'injection était en dehors de l'optique adaptative, à la place d'une caméra infrarouge et non dedans.

²L'injection pourrait également être réalisée par les miroirs de tip/tilt de l'optique adaptative du KECK, mais ne permettrait alors pas la validation opérationnelle du contrôle simultané des deux module d'injection.

- La métrologie

Nous n'avons aucune idée précise des positions relatives des deux télescopes. Il y a bien des relevés satellites des positions globales des dômes, mais ils ne permettent pas de placer les télescopes avec une précision suffisante. En plus de la connaissance de la ligne de base, les différences entre télescopes font que leur métrologie interne doit aussi être prise en compte.

8.2 Métrologie des télescopes et lignes de base

Contrairement aux observatoires du Keck et du VLTI, le projet 'OHANA n'a pas été pensé en même temps que le développement du site : il doit complètement s'adapter aux réalisations existantes. Hormis les deux Keck, fonctionnant déjà sur un mode interférométrique, aucun des télescopes n'a été développé en envisageant des liaisons interférométriques futures³.

Dans cette section je présenterai les nombreuses difficultés techniques qu'il faudra dépasser ou au moins prendre en compte pour que les premières démonstrations interférométriques soient un succès.

8.2.1 Connaissance des lignes de base

Mesure des lignes de base

La mesure préalable des lignes des bases de 'OHANA avant toute tentative de recherche de frange est indispensable. Aujourd'hui, nous connaissons la position des télescopes avec une précision de l'ordre de quelques mètres. L'erreur attendue sur la position des franges est alors du même ordre de grandeur. La méthode du retard de groupe permet certes d'explorer plus rapidement que la méthode Fourier les différences de marche dans une phase de recherche de la position des franges, la précision est toujours insuffisante. D'autant plus qu'il est possible de se simplifier énormément la tâche et de mesurer ces bases avec une meilleure précision. Plusieurs pistes sont envisageables :

- étudier les plans de construction des télescopes pour repérer les positions des intersections des axes de rotation de chaque télescope par rapport à une référence commune
- mesurer les positions des télescopes en utilisant des moyens classiques (téodolites) ou des GPS différentiels. Une précision millimétrique devrait pouvoir être obtenue.

Différence de marche interne des télescopes

Une autre inconnue se situe au niveau de la différence de marche interne des télescopes. Les chemins optiques de chacun des télescopes doivent être étudiés pour déterminer la longueur des chemins optiques depuis le point de référence des télescopes (intersection des axes de rotation) jusqu'à l'entrée des modules d'injection. Cette étude ne peut être faite que sur plans.

Défauts des montures Alt-Azimutales et équatoriales

Que les montures de deux télescopes à recombinaison soient différentes, ne pose pas de problème en soit. Si ces montures sont parfaites, la base peut toujours être définie comme le point d'intersection des deux axes de rotation qui composent chacune des montures. Les choses se compliquent lorsque ces deux axes ne se croisent plus ou quand les pupilles ne sont plus centrées sur l'axe de visé des télescopes. Ces défauts introduisent des dérives lentes dans la position des franges estimée à partir d'un modèle de base moyen. Traditionnellement, sur des interféromètres classiques, ce genre de problème ne doit pas apparaître : d'un télescope à l'autre, le procédé de fabrication est identique et les éventuels défauts se compensent. Lorsque le VLTI fera des liaisons entre UT et AT, un problème identique se posera peut-être.

³Si ce n'est peut-être Subaru qui a fait construire un tunnel sortant de la base du télescope en direction du Keck. Mais cela n'implique en aucun cas la conception optique du télescope.

8.2.2 Optiques actives - optiques adaptatives

Mode piston

Connaître les longueurs des chemins optiques dans les télescopes n'est pas suffisant. En effet, les optiques actives et les optiques adaptatives sont constituées d'éléments mobiles produisant du piston. Les optiques adaptatives par exemple désaturent les ordres les plus bas de la turbulence en ajustant le pointage du télescope pour le basculement et en ajustant la position du secondaire pour la défocalisation. Les modes corrigés par les optiques adaptatives peuvent avoir une composante sur le piston et produire pour l'interféromètre des fluctuations de différence de marche rapide. L'analyseur de surface d'onde n'a aucun moyen de mesurer ce mode qui de toute façon ne pose aucun problème en utilisation mono-pupille. La mesure est du ressort de l'interféromètre uniquement. A moins de fusionner les fonctions de suiveur de franges et d'optique adaptative au sein de l'interféromètre⁴, il faut passer par une correction a priori de l'attitude du miroir déformable. Cette solution est présentée par Vérinaud & Cassaing [2001] et consiste à mettre en place une commande particulière pour l'optique adaptative. La mise en place d'une telle commande pour 'OHANA sera vraisemblablement nécessaire.

Polarisations

Les parties développées pour 'OHANA sont symétriques et ne devraient pas poser de problèmes au niveau des polarisations (le cas des fibres monomodes de transport sera évoqué dans la section suivante). En revanche, les chemins optiques très différents d'un télescope risque de poser un problème. Une solution peu satisfaisante consisterait à introduire une réplique optique miniature de chaque télescope dans la voie opposée (une réplique optique du CFHT dans la voie Gemini et vice-et-versa). Le problème devrait pouvoir être étudié en laboratoire lorsqu'un mode autocollimation sera mis en place.

Le problème des polarisations prend une autre forme sur une base comme celle Gemini-CFHT. Les deux montures étant différentes, le champ vu par les têtes de fibres se comporte de façon différente. Pour une monture équatoriale le champ est fixe, tandis que pour une monture azimutale le champ tourne avec la direction de pointage. Le dérotateur de champ devra donc être utilisé sur Gemini dans une position où les champs ont la même orientation, ce qui peut être vérifié en observant une même étoile binaire asymétrique avec les deux caméras du système de contrôle des modules d'injection 'OHANA sur les deux télescopes.

Dispersion chromatique

L'effet chromatique dominant est celui des seules optiques en transmission de l'ensemble du système (sans compter les fibres) : les dichroïques ou séparatrices et des éventuels compensateurs de dispersion atmosphérique situés dans les optiques adaptatives. Pour les dichroïques et séparatrices on travaillera donc loin des gammes de longueur d'onde où les coefficients de réflexion et transmission changent rapidement. Le problème et la solution sont identiques à celui des polarisations.

8.2.3 Autocollimation

Pour étudier ces différents effets, il faudra pouvoir mettre l'ensemble de l'instrument dans un mode d'autocollimation incluant les optiques adaptatives. Cela permettrait en effet de vérifier une partie de l'estimation de la différence de marche interne, d'étudier la dispersion introduite par les éléments transmissifs des optiques adaptatives. Une autocollimation nécessite d'introduction un réflecteur supplémentaire au sein des optiques adaptatives. L'opération risque d'être périlleuse et politiquement difficile à mettre en place au niveau des optiques adaptatives. Il reste une solution alternative qui consiste à mettre ce réflecteur en regard du miroir primaire des télescopes. Si cette technique permet de tenir compte de l'ensemble de la différence de

⁴Chose parfaitement envisageable puisque les deux systèmes sont la matérialisation différente d'un seul et unique principe : la correction du front d'onde incident.

marche, elle risque de se heurter à un problème de sensibilité (un réflecteur d'une dizaine de centimètres à comparer à une pupille de plusieurs mètres).

8.3 Transport cohérent par fibres monomodes

En phase II, les fibres monomodes sont toujours utilisées pour réaliser le filtrage spatial. En revanche leur utilisation pour le transport cohérent sur de longues distances est une grande nouveauté. Les caractéristiques principales des fibres utilisées pour la phase II sont consignées dans le tableau 8.1.

8.3.1 Les fibres et la dispersion

Dispersion chromatique

Deux photons de longueur d'onde différente ne parcourent pas une longueur de fibre dans le même temps, dès que la vitesse de propagation change avec la longueur d'onde. C'est ce phénomène que l'on nomme dispersion (au sens des temps de parcours τ_g , des vitesses de groupe v_g).

En télécommunications, la notion de variation du temps de parcours est directement liée au débit maximal que supporte une fibre. Une impulsion de largeur spectrale $\delta\lambda$ injectée en entrée de fibre apparaîtra en sortie de fibre temporellement dispersée sur une durée $\delta\tau_g$. La dispersion D est naturellement définie comme le rapport de ces deux quantités :

$$D = \frac{d\tau_g}{d\lambda} \quad (8.1)$$

En tenant compte du fait que le temps de groupe τ_g associé à une unité de longueur correspond à l'inverse de la vitesse de groupe v_g et que la vitesse de groupe est définie comme la dérivée de la fréquence angulaire ω de la phase par la constante de propagation β , on peut exprimer la dispersion en fonction de la constante de propagation :

$$D = -\frac{\sigma^2}{2\pi c} \frac{d^2\beta}{d\sigma^2} \quad (8.2)$$

En interférométrie, la quantité importante est la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre. Avec une fibre monomode dans chacun des bras, elle s'exprime en fonction de la différence de longueurs des fibres ΔL et de la différence de constante de propagation $\Delta\beta$:

$$\Delta\Phi = \beta\Delta L + \Delta\beta L \quad (8.3)$$

En combinant les deux équations précédentes, on arrive à relier la dérivée seconde de la phase à la dispersion :

$$\frac{d^2\Phi}{d\sigma^2} = -\frac{2\pi c}{\sigma^2} (D\Delta L + \Delta DL) \quad (8.4)$$

Il est possible de montrer [Coude Du Foresto et al., 1995] que la dérivée première de la phase est associée à la notion de position de l'interférogramme tandis que la dérivée seconde est associée à la notion d'étalement de l'interférogramme. L'étalement du paquet de franges s'accompagne

Bande astronomique	Matériau employé	Mode de fabrication	Maintien de polarisation
J	silice	200m + 100m	oui
H	silice	200m + 100m	oui
K	verre fluoré	6x50m	non

TAB. 8.1 – Résumé des caractéristiques principales des fibres monomodes utilisées dans le cadre de la phase II de 'OHANA.

d'une chute du facteur de cohérence. L'effet porte préjudice aussi bien aux techniques qui observent quelques franges (ABCD) qu'à la technique double Fourier [Mariotti & Ridgway, 1988]. Dans le premier cas, on obtient une chute de la fonction de transfert. Dans le second, l'intégrale du pic frange est constante mais à lieu sur un plus grand nombre d'échantillons et fait donc chuter le rapport signal sur bruit en introduisant du bruit de lecture. La dispersion doit donc être minimisée autant que faire se peut.

Équilibrage en dispersion sur de longues distances

A partir de l'équation 8.4, présentant l'effet de la dispersion sur les interférogrammes, nous voyons qu'il est possible en contrôlant la différence de longueur entre les deux fibres de compenser la différence de dispersion d'une fibre à l'autre. Il s'agit de jouer sur la différence de longueur des fibres :

$$D_0\Delta L + \Delta D_0L = 0 \quad (8.5)$$

Cette méthode est mise en oeuvre avec succès sur l'instrument FLUOR, où les longueurs de fibres sont de quelques mètres. Ces longueurs sont beaucoup plus courtes que celles envisagées pour 'OHANA où les fibres doivent atteindre des distances kilométriques. Pour ces grandes longueurs, la pente de la dispersion $dD/d\sigma$ commence à avoir un effet. En pratique, il y a une différence de comportement entre les fibres en silice et en verre fluoré. Cette différence tient aux méthodes de production des fibres.

Pour obtenir une fibre monomode, on commence par produire une préforme. Il s'agit d'une réplique de la fibre à obtenir au détail près qu'elle à une section dont le diamètre est de quelques centimètres en non quelques microns pour la fibre finale. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, cette préforme est composée de deux cylindre emboîtés composés de verres aux indices différents. Le cylindre extérieur correspond à la gaine de la fibre, l'intérieur au coeur. Cette préforme est ensuite étirée de façon à obtenir la taille voulue pour le coeur. Le processus d'étirage conserve les indices des verres de départ et le rapport entre les diamètres du coeur et de la gaine. En pratique, le passage de la préforme à la fibre est un processus continu qui consiste à chauffer et étirer la préforme pour atteindre la taille voulue du coeur. Tout l'art de produire une bonne fibre réside dans la capacité à produire une préforme homogène et sans défauts, ainsi qu'à ajuster les paramètres d'étirage de façon à minimiser les variations du diamètre de coeur de la fibre. Cette taille de coeur est contrôlée en permanence au cours du tirage et les écarts à la taille cible sont corrigés par un changement des conditions de tirage (température et vitesse de tirage). La régularité de la taille du coeur de fibre repose donc sur une boucle d'asservissement.

Les fibres en silice, profitant directement de leur utilisation en télécommunications, sont produites à vitesse élevée sur des grandes tours de fibrage permettant d'obtenir des fibres homogènes sur de longues distances. Le champ d'application des fibres en verre fluoré étant plus restreint (médical, télédétection IR), les installations de production ne permettent pas de produire des fibres homogènes sur d'aussi grandes longueurs.

L'équilibrage en dispersion est donc plus compliqué avec la technologie en verre fluoré en raison de la moins grande homogénéité des fibres. Pour minimiser la dispersion, il faut désormais satisfaire l'équivalent de l'équation 8.5, complétée du second ordre de la dispersion.

$$\left[D_0 + (\sigma - \sigma_0) \frac{dD_0}{d\sigma} \right] \Delta L + \left[\Delta D_0 + (\sigma - \sigma_0) \frac{d\Delta D_0}{d\sigma} \right] L = 0 \quad (8.6)$$

Cette condition devant être satisfaite pour toute la gamme (une bande astronomique) de nombre d'onde σ , elle se scinde en deux conditions :

$$\begin{cases} D_0\Delta L + \Delta D_0L = 0 \\ \frac{dD_0}{d\sigma} \Delta L + \frac{d\Delta D_0}{d\sigma} L = 0 \end{cases} \quad (8.7)$$

L'unique paramètre libre ΔL ne suffit pas à satisfaire ces deux conditions simultanément.

Une solution astucieuse a pourtant été trouvée par Le Verre Fluoré pour équilibrer en dispersion les 300 mètres de fibres nécessaires aux premiers pas de la phase II. Elle consiste

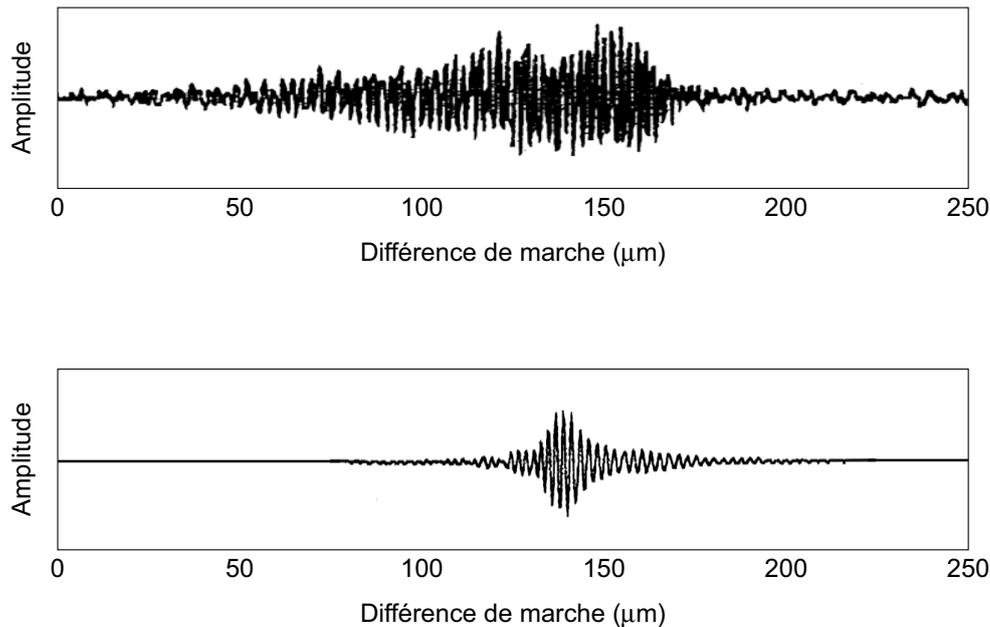


FIG. 8.2 – Haut : Interférogramme obtenu avec les deux bras de 300 mètres de fibres en verre fluoré. Bas : À titre de comparaison, interférogramme obtenu uniquement avec le coupleur de mesure.

en un assemblage astucieux de différents tronçons aux caractéristiques de dispersions variables d'un tronçon à l'autre. Le résultat de cette méthode d'équilibrage est tout à fait satisfaisant (voir 8.2). La dispersion de la paire de 300 mètres n'est pas beaucoup plus élevée que celle obtenue sur un couple de quelques mètres. On comprend aisément le fonctionnement de la méthode en considérant que l'utilisation de plusieurs tronçons permet de faire des quantités D'_0 et $\Delta D'_0$ des paramètres libres de l'équation 8.7.

Finalement, l'utilisation des fibres en verre fluoré ne devrait pas poser plus de problèmes en phase II du point de vue de la dispersion.

Les fibres 'OHANA en silice pour les bandes J et H sont gainées, conectorisées et surtout caractérisées et équilibrées par l'équipe de l'IRCOM. Ces fibres à maintien de polarisation devront être utilisées sur une seule polarisation, l'axe lent, où la dispersion est meilleure puisque équilibrée [Vergnole et al., 2003].

Biréfringence et maintien de polarisation

Une fibre est dite biréfringente lorsqu'il y a une différence d'indice effectif pour les deux polarisations du mode de la fibre : les deux polarisations ne parcourent pas la fibre à la même vitesse. Une fibre à maintien de polarisation est une fibre où la biréfringence est forcée de façon à ce que les vitesses de propagation des deux polarisations soient suffisamment différentes pour qu'elles se comportent de façon indépendantes.

Dans le cas de fibres en verre fluoré, aucune biréfringence n'a été constatée sur les distances courtes utilisées jusqu'à présent dans les coupleurs. Des tests plus approfondis ont été entrepris sur de longues distances au Verre Fluoré. Les résultats confirment cette absence de biréfringence, avec une longueur de battement entre les deux polarisations supérieure au kilomètre. Le seul effet introduit par ces fibres sera celui d'une rotation des polarisations. La compensation de cette rotation peut se faire d'une façon identique à celle pratiquée sur FLUOR : au moyen des boucles de Lefèvre ("oreilles de Mickey").

En revanche, les fibres en silice sont naturellement biréfringentes. Ne pas forcer la biréfringence entraîne des sauts entre les polarisations. Une polarisation unique injectée en entrée de fibre se retrouve sur les deux polarisations de sortie avec une phase variable fortement dé-

Paires de fibres	Mesures		1 paire		2 paires	
	$\langle \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \sigma^2} \rangle$ $\mu\text{rad cm}^2$	$\langle \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \sigma^3} \rangle$ $\mu\text{rad cm}^3$	$\langle \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \sigma^2} \rangle$ $\mu\text{rad cm}^2$	$\langle \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \sigma^3} \rangle$ $\mu\text{rad cm}^3$	$\langle \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \sigma^2} \rangle$ $\mu\text{rad cm}^2$	$\langle \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \sigma^3} \rangle$ $\mu\text{rad cm}^3$
ⓐ	6,9	-1,4				
① + ⓐ	-568,4	402,7				
② + ⓐ	-195,9	164,6				
③ + ⓐ	172,3	-158,6				
④ + ⓐ	479,9	-419,3				
⑤ + ⓐ	288,5	-126,3				
⑥ + ⓐ	370,4	-127,6				
① + ④ + ⓐ	-97,2	1,3	-95,4	-15,2		
⑤ - ⑥ + ⓐ	-72,9	3,2	-88,8	2,7		
② + ③ + ⓐ	-30,2	3,4	-30,5	7,4		
⑤ - ⑥ - ① - ④	20,2	9,8	-0,3	19,3	17,4	3,3
⑤ - ⑥ - ① - ④ + ② + ③ + ⓐ	-18,0	2,4	-23,9	25,3	-12,8	6,7

ⓐ = TX3

① = 192 - 195 ② = 223 - 225 ③ = 226 - 224
④ = 196 - 191 ⑤ = 171 - 172 ⑥ = 222 - 228

TAB. 8.2 – Mesures de dispersion sur les fibres monomodes K. La première colonne donne la liste des associations pour lesquelles sont faites les mesures. Les paires de fibres (2x50m) sont numérotées de ① à ⑥. Les mesures tiennent compte du coupleur ⓐ utilisé. La moyenne de la dérivée seconde de la phase $\langle \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \sigma^2} \rangle$ ainsi que sa pente $\langle \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \sigma^3} \rangle$ sont présentées. La colonne *Mesures* présente les mesures effectives, les colonnes *1 paire* et *2 paires* les quantités calculées à partir des mesures à une et deux paires. La partie inférieure du tableau donne les numéros de production des paires de fibres et du coupleur employés.

pendante de la configuration de la fibre. Pour cette raison, l'utilisation de fibres en silice à maintien de polarisation est obligatoire pour la phase II dans les bandes astronomiques J et H. Ce maintien de polarisations est obtenu en induisant une dissymétrie dans le guide, ce qui génère une biréfringence contrôlable.

8.3.2 Installation 'OHANA

Protection des fibres

Les fibres optiques sont des composants relativement fragiles. Elles nécessitent de prendre quelques précautions. Les fibres en verre fluoré, par exemple, ne supportent pas l'humidité. En dépit de l'incident rencontré sur Gemini avec la fibre monomode K (voir "Déroulement des missions Phase I" section 6.3.3, page 103), l'intérieur des télescopes constitue un environnement relativement sain : les coupoles climatisées sont fermées dès que l'humidité dépasse un certain seuil. En revanche l'extérieur des télescopes est un milieu hostile. Les fibres monomodes K sont composées de tronçons de 50 m et exposent des points sensibles à l'environnement extérieur. La solution retenue par le Verre Fluoré est illustrée en figure 8.3 : d'un télescope à l'autre, l'étanchéité de la gaine est garantie par des pièces mécaniques installées au niveau des connexions.

Les fibres en silice sont moins sensibles et ne nécessitent qu'une protection mécanique. Elles n'exposent pas non plus de connexions toujours sensibles à l'extérieur des télescopes. Une gaine aux propriétés identiques de celle des fibres en verre fluoré est utilisée.

Routage dans et entre les télescopes

Entre les deux télescopes, on envisage de laisser les fibres courir sur le sol. Le passage devrait se faire en ligne directe entre la porte d'accès au hangar de Gemini et la porte de secours du CFHT. Le parcours des fibres respecte enfin les aires attribuées à chacun des télescopes. Elles ne croisent des voies d'accès qu'au niveau du CFHT, entre le CFHT et la tour météorologique, où il faudra certainement prévoir des moyens de protection supplémentaires. L'occupation de la zone entre les deux télescopes ne devrait durer que quelques nuits. Il est prévu de pouvoir déconnecter les fibres au niveau de l'entrée dans Gemini de façon à pouvoir replier la portion en extérieur dans le CFHT, en cas de besoin.

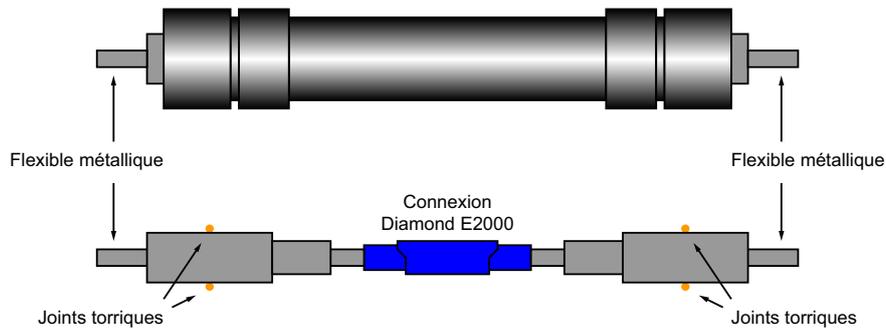


FIG. 8.3 – Protection des fibres monomodes en verre fluoré. La protection mécanique est assurée par un flexible métallique donnant de la rigidité à la fibre et limitant ses torsions. L'étanchéité est garantie par ce même flexible métallique et par les jonctions étanches au niveau des connexions présentes tous les 50 mètres de fibres.

Les enrouleurs de câbles des télescopes ne seront pas utilisés, comme pour les tests d'injection sur ces deux télescopes, les fibres pendront du foyer des télescopes vers le sol. Dans le cas de Gemini, il est possible de faire descendre la fibre du plancher azimuthal jusqu'au pied du télescope.

Dans le cadre d'une future phase III et d'une utilisation régulière du mode interférométrique du Mauna Kea, il devra être envisagé de partager, avec les lignes téléphonique et le réseau Ethernet, les conduits souterrains présents sur le sommet. L'impact sur le site sera alors totalement nul, en parfait accord avec les recommandations du Mauna Kea Science Reserve Master Plan.

8.4 Ligne à retard en faisceaux gaussiens

Pour la liaison entre les deux Keck, l'utilisation des lignes à retard Keck est possible et fortement conseillée. En revanche pour la liaison entre Gemini et le CFHT, il n'y a pas de ligne à retard disponible. Les quantités de fibres disponibles ne permettent pas d'utiliser les lignes à retard Keck (les plus proches disponibles), situées de l'autre côté de la montagne. Une ligne à retard dédiée au groupe Sud-Est de télescope doit donc être mise en place.

Il est facile de se convaincre, en regardant le budget des lignes à retard des interféromètres de nouvelles générations, que ce n'est pas ce concept qui pourra être employé pour la démonstration 'OHANA. L'origine du tarif élevé vient en partie du choix qui a été fait de placer des contraintes de précision, de stabilité en vitesse et d'amplitude de correction sur une seule et même ligne à retard ($0,05 \mu\text{m}$ sur 120 m pour la ligne à retard du VLTI).

Le budget ligne à retard pour 'OHANA a été considérablement allégé en répartissant ces contraintes sur une ligne à retard à deux étages. Je commencerai donc par présenter ce concept, puis je poursuivrai par une présentation de ses performances et des implications sur les observations interférométriques.

8.4.1 Présentation du concept

Les entrées et sorties de la ligne à retard sont des fibres monomodes. En entrée, on trouve les fibres monomodes servant au transport des faisceaux des télescopes jusqu'au laboratoire de recombinaison. En sortie, on trouve les fibres d'entrée du recombineur 'OHANA.

La ligne à retard 'OHANA est principalement composée de deux éléments :

- **Chariot à retard statique**

Un chariot monté sur des rails et entraîné par un câble permet de générer le retard moyen nécessaire pour une observation. Ce chariot porte un nombre suffisant de dièdres pour que la ligne à retard puisse être utilisées en quadruple passage des deux côtés de ce chariot. Puisque ce chariot n'est pas déplacé pendant une observation, il n'est pas nécessaire

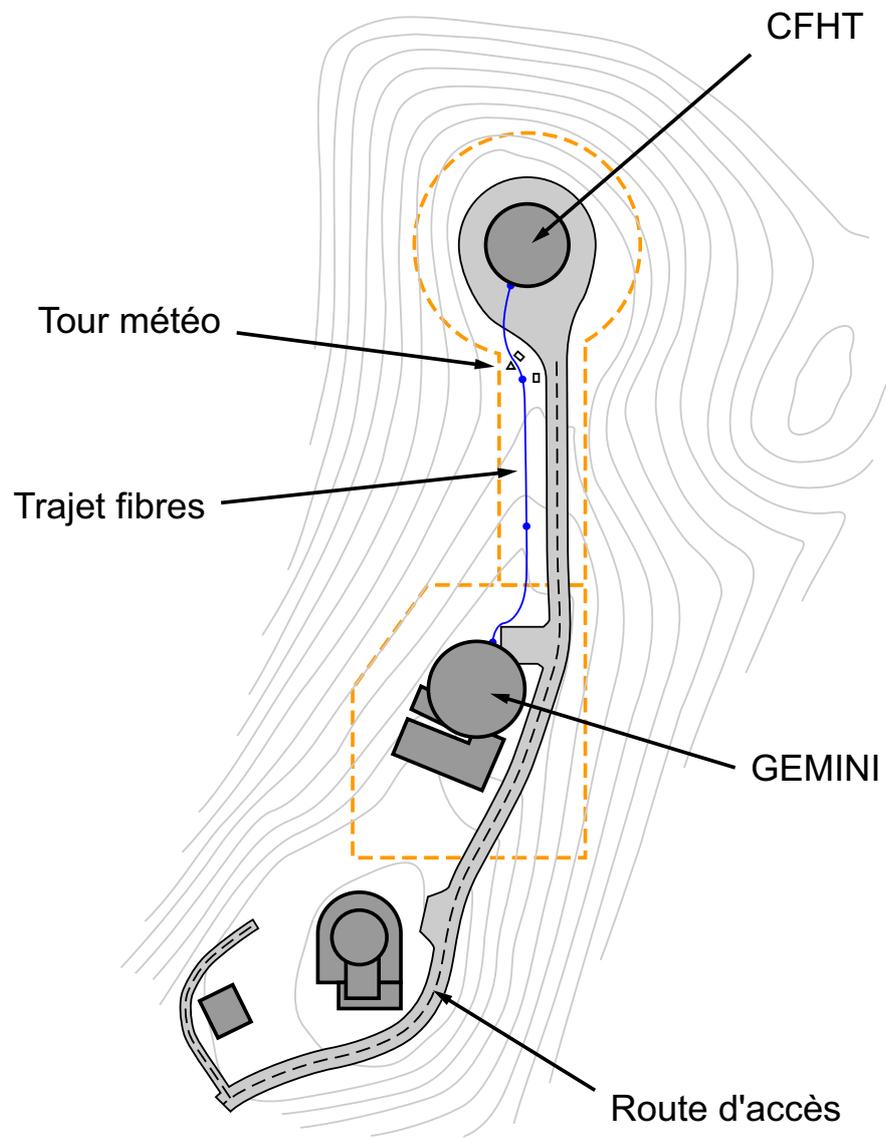


FIG. 8.4 – Routage des fibres pour la liaison entre Gemini et CFHT.

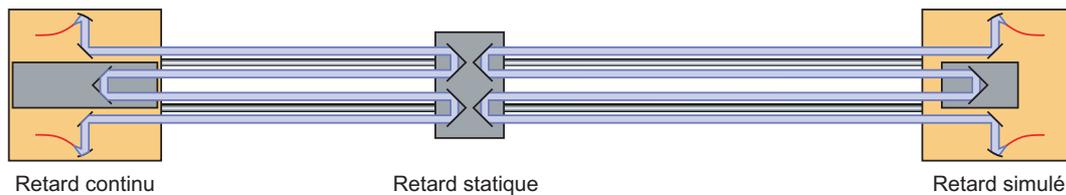


FIG. 8.5 – Concept de la ligne à retard ‘OHANA. L’amplitude de la différence de marche est obtenue grâce au retard statique introduit par le chariot central utilisé en quadruple passage. La précision de positionnement et la stabilité en vitesse sont obtenues grâce à la table de translation Aerotech.

qu’il ait un mouvement régulier. Il faut juste que l’on puisse mesurer sa position avec une bonne précision. Ceci est réalisé au moyen d’un ruban tendu le long de la ligne à retard fournissant une précision d’une fraction de millimètres. Plutôt que d’imposer des contraintes sur les rails de translation supportant le chariot, pour conserver une bonne transmission du faisceau d’une fibre à l’autre, on ajustera l’attitude du chariot, en translation transverse et en tangage, au moyen d’une motorisation appropriée. Alors, les rails de translation ne devront plus être alignés qu’au millimètre.

- **Table à retard continu**

Une table de translation de précision se charge de réaliser le suivi sidéral des franges. Les contraintes simultanées de stabilité en vitesse et de précision de positionnement sont requises sur une distance bien plus courte, de l’ordre du mètre. Un dièdre étant monté sur cette table, le tangage et la rectitude de la table doivent être le plus faible possible de manière à ce que le faisceau soit toujours transmis de la fibre d’entrée à la fibre de sortie.

Pour que d’un point de vue opérationnel ce concept de ligne à retard à deux étages fonctionne, il faut que le temps passé à modifier le retard statique et à corriger l’attitude du chariot central soit le plus court possible entre deux observations.

Le concept de la ligne à retard ‘OHANA est illustré en figure 8.5. Il incorpore en plus des deux éléments évoqués plus haut, une table de translation supplémentaire permettant de simuler un retard en autocollimation. Ce retard simulé permettra de faire des tests de suivi de franges avec la ligne à retard en laboratoire, avant son utilisation sur le ciel et de vérifier très rapidement le bon fonctionnement du système en cours de recherche de franges de façon à pouvoir rapidement décider d’incriminer la métrologie externe au cas où.

8.4.2 Caractéristiques et performances

Deux paramètres doivent être pris en compte pour spécifier la ligne à retard : la différence de marche maximale à compenser et la vitesse de déplacement maximale des franges. Toutes deux sont reliées à la longueur de la base. Dans l’absolu, la longueur de la ligne à retard devrait être égale à cette longueur de base et la vitesse maximale de poursuite des franges devrait être égale à la vitesse maximale des franges, pour une couverture totale de la voûte céleste⁵. Pour une base orientée selon un axe Nord-Sud, une limitation de la longueur de la ligne à retard est directement équivalente à une perte de couverture de ciel. Pour une base orientée Est-Ouest, on obtient une perte en autonomie. Les performances à atteindre pour quelques lignes de base représentatives sont présentées en figure 8.6. La base la plus simple est CFHT-Gemini, relativement courte et orientée selon un axe Nord-Sud. On est loin de la difficulté de la base entre Gemini et Subaru.

⁵Je fais la distinction entre la couverture du ciel qui consiste à déterminer quelle portion du ciel se trouvera dans une configuration permettant l’observation et la couverture de la voûte céleste indiquant quelle fraction du ciel instantané peut être pointé par l’interféromètre.

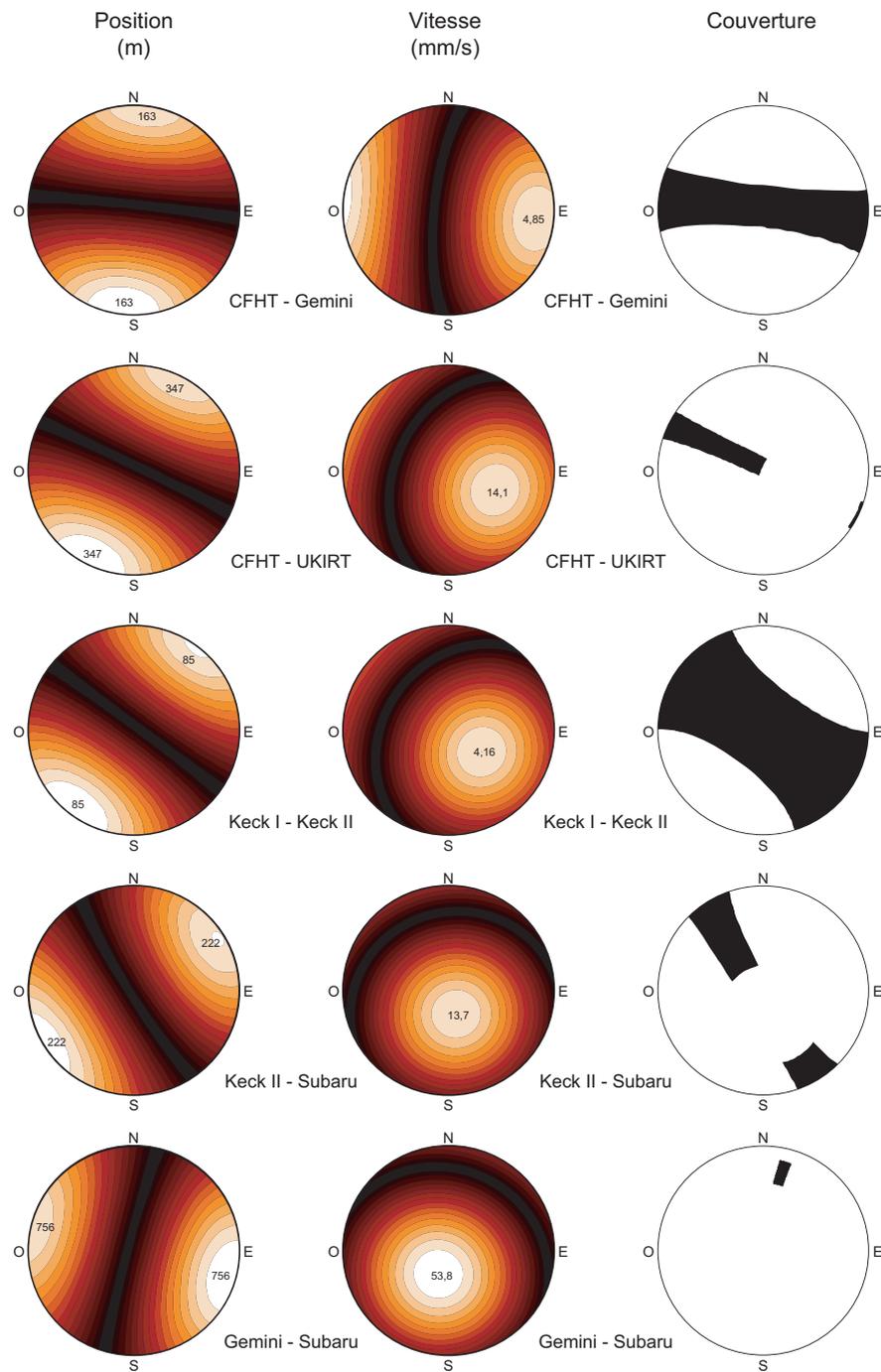


FIG. 8.6 – **Gauche et centre** : Projection sur le ciel des positions et vitesses de franges pour différentes lignes de base de ‘OHANA. La direction du Nord est vers le haut, celle de l’Est vers la droite. On notera que la différence de marche nulle, en négligeant la différence d’altitude entre les télescopes, passe par le zénith et que la vitesse de frange nulle passe par le nord céleste. **Droite** : Couverture de la voûte céleste obtenue pour les caractéristiques de la ligne à retard ‘OHANA. Les contraintes imposées par la ligne à retard ‘OHANA sont une position des franges de $\pm 50\text{m}$ et une vitesse des franges de $\pm 10\text{mm}$.

Dispersion en vitesse de la table Aerotech

Le rôle de la table Aerotech est de suivre les franges alors que la source observée se déplace sur le ciel. Cette poursuite doit permettre de stabiliser la position moyenne des franges au niveau de l'instrument focal. La spécification de la stabilité en vitesse est donnée par le piston différentiel turbulent : en mode d'acquisition de Fourier, il contribue à l'élargissement du pic frange dans le spectre temporel de l'interférogramme. Le piston introduit par la ligne à retard doit donc rester inférieur au piston turbulent. L'estimation de l'effet du piston, basée sur Perrin [1997], avec les hypothèses d'un vent à 20 m/s, d'une échelle externe de 24 m et d'un seeing de 0,5'', permet d'obtenir une spécification en vitesse de 0,5% jusqu'à 10 mm/s.

Cette dispersion en vitesse a été vérifiée au moyen d'un interféromètre de Michelson en lumière laser (633nm). Les densités spectrales de puissance des interférogrammes ont été calculées pour différentes consignes de vitesse. Les résultats sont présentés en figure 8.7. La dispersion de vitesse de 0,5% spécifiée à 10mm/s, soit 50 μ m/s, est satisfaite. Une telle dispersion de vitesse (à la vitesse maximale de suivi des franges) correspond à une largeur de pic frange de \sim 38Hz en bande J, \sim 31Hz en bande H et \sim 25Hz en bande K. Un passage des franges à 100Hz est donc parfaitement compatible avec les performances de la ligne à retard jusqu'à la vitesse maximale de poursuite de 10mm/s.

Couverture de la voûte céleste

Les limites aux performances de la ligne à retard ont pour conséquence une couverture partielle de la voûte céleste. L'interféromètre ne peut pas pointer n'importe quel objet dans le ciel à un instant donné : certains endroits requièrent soit une compensation de différence de marche trop importante, soit une vitesse de suivi des franges trop élevée. La ligne à retard 'OHANA est limitée à un suivi des franges à une vitesse de \sim 10mm/s imposée par la ligne à retard continu et à une amplitude de \sim 50m par la ligne à retard fixe. La couverture obtenue est présentée en figure 8.6, elle est obtenue à partir des vitesses et positions des franges pour les mêmes lignes de base. La ligne à retard actuelle est donc plutôt bien adaptée à la base Gemini - CFHT orientée Nord - Sud, mais ne peut certainement pas être utilisée sur une base Est - Ouest comme Gemini - Subaru, qui est de toute manière prévue en phase III du projet.

Autonomie

L'autonomie de la ligne à retard est directement reliée à la vitesse des frange et à l'amplitude de mouvement de 1 m de la table de translation Aerotech produisant un retard continu maximal de 2 m. Les vitesses lentes des paquets de franges entre Gemini et CFHT confèrent une autonomie suffisante à l'instrument pour chercher les franges et faire les mesures interférométriques sans modification du retard statique. On notera également que la ligne à retard, utilisée à la vitesse maximale de poursuite de 10 mm/s, n'a qu'une autonomie de 100 secondes.

Distance angulaire source - étalon

Généralement, l'estimation de la visibilité d'un objet observé se fait à partir de la mesure du facteur de cohérence de l'objet en question et de celui d'un étalon dont on suppose la visibilité connue. La paire source - étalon est séparée d'un certain angle sur le ciel, qui se traduit par des positions différentes de la ligne à retard. La table de translation Aerotech, avec ses 1 m de course, risque d'imposer une modification du retard statique (déplacement du chariot central) si la paire source - étalon a une séparation trop importante. L'impact d'un changement du retard statique ne devrait être qu'au niveau du temps passé à aligner de nouveau la ligne à retard l'ensemble.

8.4.3 Faisceaux gaussiens et lignes à retard

La ligne à retard 'OHANA possède enfin une propriété très particulière. En supposant que le mode spatial des fibres, se trouvant en entrée et en sortie, possède un profil gaussien, la ligne à retard 'OHANA ne subit aucun effet de diffraction. Le profil gaussien est un invariant de

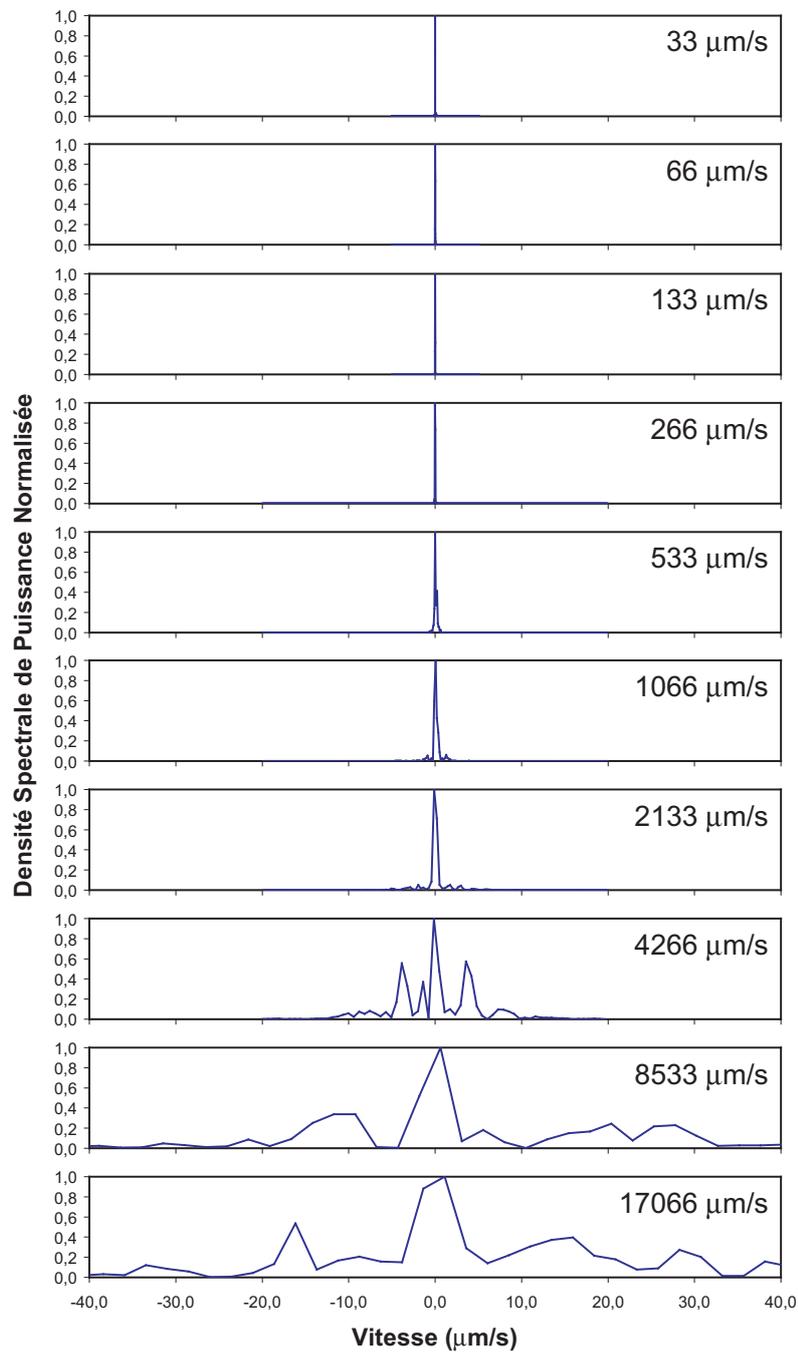


FIG. 8.7 – Mesures de stabilité en vitesse de la table Aerotech pour différentes consignes de vitesse. Les courbes présentées représentent les densités spectrales de puissance de la fluctuation de vitesse. L'axe des abscisses correspond à une vitesse résiduelle des franges soit le double des fluctuations de vitesse de la ligne à retard.

la diffraction : la distribution spatiale le long d'une section perpendiculaire à la direction de propagation reste une gaussienne. La taille de cette gaussienne est reliée à la taille du col ω_0 par la relation suivante :

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (8.8)$$

où z_R est la distance de Rayleigh :

$$z_R = \frac{\pi n \omega_0^2}{\lambda} \quad (8.9)$$

Pour des distances au col très supérieures à la distance de Rayleigh, la taille du spot gaussien devient proportionnelle à la distance selon la loi :

$$\omega = \omega_0 \frac{z}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi n \omega_0} z \quad (8.10)$$

Pour conserver une injection optimale, il suffit juste d'effectuer un transfert du col du faisceau gaussien de la sortie des fibres d'entrée à l'entrée des fibres de sortie, au moyen d'un système optique à focalisation variable, semblable aux *Variable Curvature Mirror* ([VCM??]) de la ligne à retard du VLTI.

Horton et al. [2001] ont montré que les pertes par diffraction sur les faisceaux circulaires en propagation entre les optiques de transport où dans les lignes à retard des interféromètres optiques conduisent à une augmentation de la cohérence spatiale des faisceaux et sous certaines conditions à une augmentation du rapport signal sur bruit des mesures interférométriques. Le principe est de laisser la diffraction filtrer les hauts ordres des défauts spatiaux présents dans les faisceaux. Il se trouve que ce filtrage naturel tend vers le mode invariant de la diffraction : le mode gaussien. Le passage le plus en amont possible des faisceaux incidents a donc un sens.

Lorsque la solution optique guidée n'est pas retenue pour effectuer le transport, il pourrait être judicieux de prévoir un filtrage spatial gaussien en amont du système de transport aérien dans la conception d'un nouvel interféromètre. Ce filtrage est d'autant plus intéressant qu'il a lieu en amont de la ligne à retard qui génère une diffraction différentielle variable entre les bras de l'instrument dès que les faisceaux ne sont pas gaussiens. Ainsi, pour des missions d'interférométrie spatiales de type DARWIN-TPF, où une configuration de télescopes en flottille est envisagée, il pourrait être avantageux de réaliser le filtrage spatial sur les télescopes portant les pupilles d'entrée plutôt que sur le satellite de recombinaison. Les reconfigurations de la flottille induisant des changements de base ne provoquent pas de modification des effets de diffraction et donc de la transmission optique de l'instrument. Cette idée est illustrée en figure 8.8.

Elle devient encore plus intéressante en la combinant à celle de Guyon [2003] : transformer sur les télescopes les pupilles d'entrée en faisceaux gaussiens pour réaliser une propagation sans diffraction jusqu'au satellite de recombinaison. On élimine ainsi les pertes au couplage dans les fibres qui de toute façon ne manqueront pas d'avoir lieu même si le filtrage spatial est utilisé uniquement au niveau de la recombinaison.

Il faut cependant faire attention au fait que pour des tailles de faisceaux suffisantes, les effets de la diffraction sont négligeables. Le gain devrait donc se situer dans la miniaturisation de la flottille des satellites télescopes : passés en faisceaux gaussiens, les optiques nécessaires pourraient être plus petites.

8.5 Contrôle-commande phase II

8.5.1 Modules d'injection

Le logiciel de contrôle devra être adapté de façon à pouvoir prendre en compte deux platines d'injection en même temps. L'évolution envisagée est de mettre en place deux postes de contrôle. Chaque poste de contrôle se charge d'une platine. Le poste de contrôle central ayant pour tâche de piloter le détecteur, il devra mettre à disposition des postes platines d'injection l'information sur la quantité de lumière injectée à tout instant, de façon à pouvoir réaliser l'optimisation de l'injection. Il faudra ainsi synchroniser des processus sur deux machines séparées par un réseau Ethernet. Cette solution a l'avantage de décharger complètement le poste de contrôle central de toute activité liée aux platines d'injection.

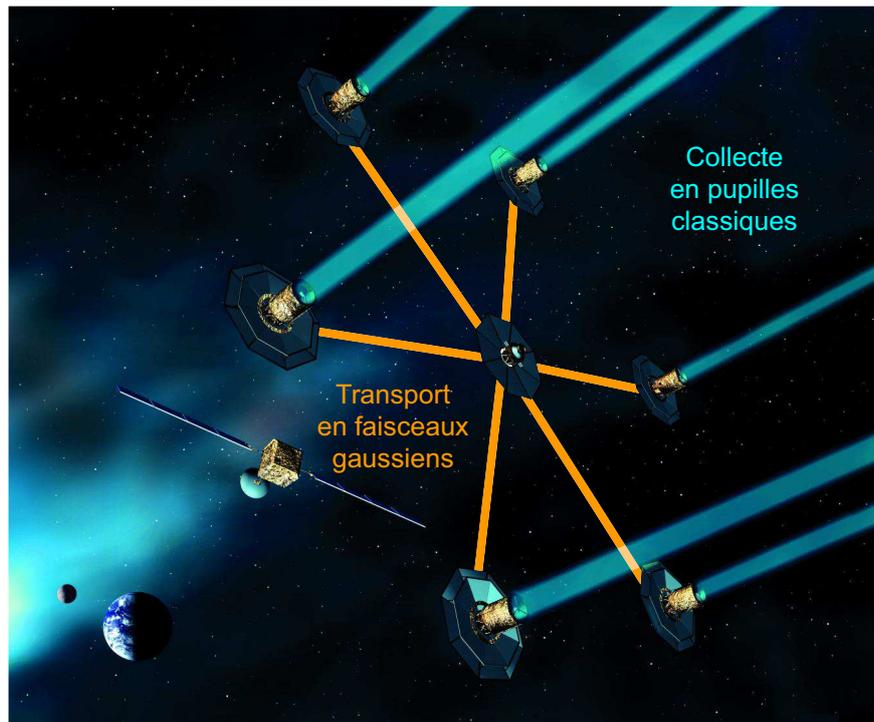


FIG. 8.8 – Un concept d'interféromètre spatial en flottille de type DARWIN-TPF reconfigurable et indépendant des effets de diffraction.

8.5.2 Lignes à retard

Les lignes à retard seront contrôlées par le poste de contrôle central également chargé du recombineur. La gestion de la grande ligne à retard ne devrait pas poser de problèmes autres que métrologiques. Son utilisation est faite entre les observations interférométriques.

La ligne à retard continue que constitue la table Aerotech doit suivre l'évolution de la position des franges.

- Recherche des franges.

Un premier mode de fonctionnement devra être mis en place pour procéder à la recherche des franges. Cette recherche se fera en scrutant l'apparition des franges sur le recombineur et à mesure que la connaissance de la base s'améliorera ce mode fera plus grande utilisation d'un modèle de pointage pour la ligne à retard.

- Suivi des franges.

Un second mode de fonctionnement devra être mis en place pour le suivi des franges. Il s'agira de mettre en place une boucle d'asservissement entre la position de franges, mesurée par le recombineur, et la position de la table de translation. Cette boucle devra tenir compte et procéder à l'affinement du modèle de pointage de la ligne à retard.

La présence d'un système permettant d'introduire un retard simulé permettra de développer et tester le logiciel de métrologie en auto-collimation en laboratoire. Des simulations d'erreurs dans la connaissance de la ligne de base devraient permettre de jouer en laboratoire un type de scénario qui sera certainement rencontré au cours des nuits scientifiques.

8.6 Bilan

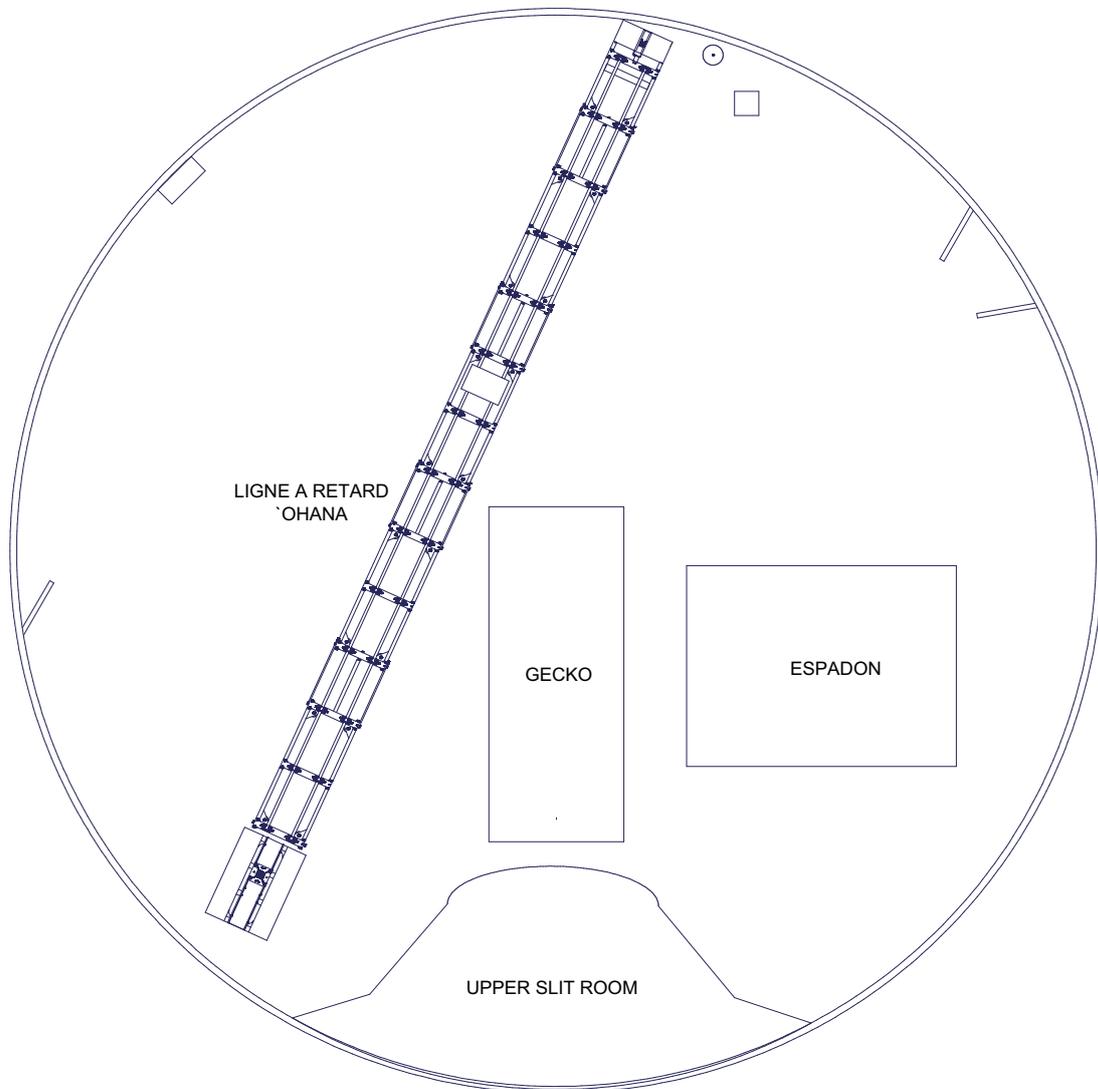


FIG. 8.9 – Implantation de la ligne à retard 'OHANA dans la salle coude du CFHT.

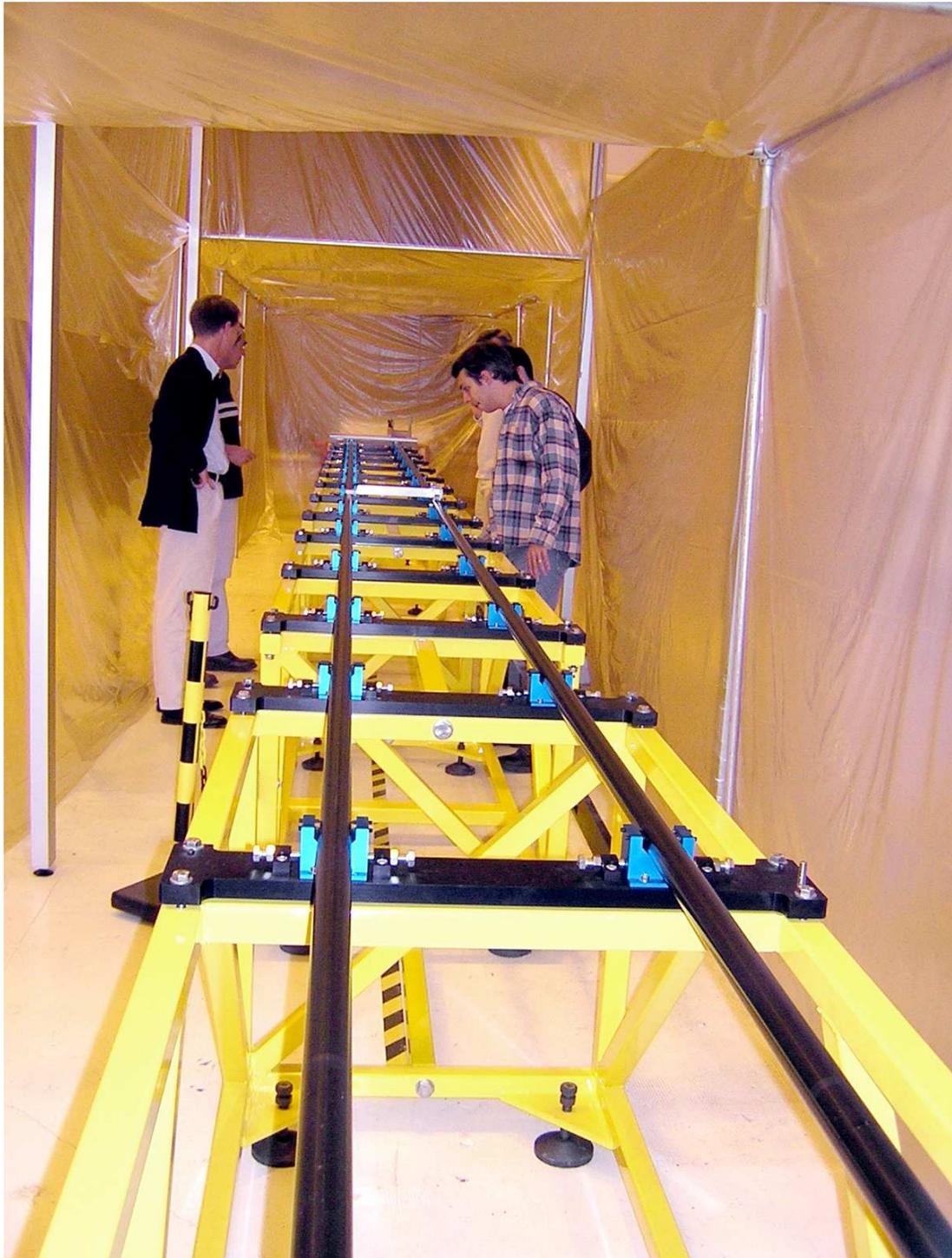


FIG. 8.10 – Photographie de la ligne à retard en cours d'intégration par la division technique de l'INSU.

Perspectives

Interférométrie à très longue base en optique guidée

Les travaux présentés dans le cadre de cette thèse présentent un bilan très satisfaisant de la phase I du projet 'OHANA. La phase II, sur les aspects recombineur et liaisons interférométriques de démonstration, est également bien avancée. Les missions prochaines sur les bases Keck I-II et Gemini-CFHT devraient marquer l'année 2004, et le début opérationnel de la phase II. Au-delà de cette phase de démonstration, des évolutions du projet 'OHANA et du concept associé peuvent être envisagées dans différentes directions.

Fibres monomodes - optique intégrée : la connexion

Les travaux présentés dans cette thèse confirment que dans un futur proche la fonction de recombinaison deviendra l'apanage de l'optique intégrée. Le principal handicap de la technologie des coupleurs en fibres est qu'elle n'est pas adaptée aux recombinaisons multiples, au contraire de l'optique intégrée, où le concept de puce optique subira vraisemblablement la même mutation que celle qu'ont connue les puces électroniques : un très grand nombre de fonctions optiques concentrées dans un faible volume. Ainsi, bien que les technologies d'optique intégrée ne soient pas complètement mûres pour l'ensemble des fonctions recherchées, le recombineur 'OHANA a un moment été envisagé en optique intégrée.

Désormais, le créneau des fibres optique monomode se situe principalement au niveau du transport des faisceaux au sein des instruments. Il peut aussi bien s'agir du transport vers les puces optiques, où la technologie des connexions avec les fibres optiques est en cours de maturation (voir IONIC 3T par exemple), que du transport cohérent sur de longues distances, point de démonstration du projet 'OHANA.

Un second créneau pourrait voir le jour grâce à une nouvelle technologie de fibres optique Les fibres à cristaux photoniques (*Photonic Crystal Fibers* voir revue par Russell [2003]) sont en train de voir le jour sous l'impulsion première de la recherche fondamentale et en télécommunications. Elles utilisent une structure en lacune périodique pour former des bandes photoniques interdites qui induisent un guidage de la lumière (illustration en figure 11). Ces lacunes apportent des degrés de liberté supplémentaires permettant d'ajuster plus finement les propriétés du guide. Il est ainsi possible de contrôler la dispersion chromatique où d'étendre la gamme de comportement monomode.

Le contrôle de la dispersion chromatique devrait permettre de réaliser les fibres optiques monomodes nécessaires à la réalisation des lignes à retard fibrées évoquées dans l'article fondateur du projet 'OHANA [Mariotti et al., 1996] (voir également Peiqian [1995]). La longueur des fibres sans dispersion pourrait alors être modulée au besoin pour réaliser le suivi de la différence de marche nulle. Le retard fibré pourrait aussi bien être incrémental, avec des banques de longueurs de fibres différentes, que continu, en modulant la longueur physique des fibres par étirement. Cette deuxième technique employée à l'IRCOM pour générer des retard modérés, ne peut pas être utilisée pour des retards élevés car la longueur de fibres nécessaire devient tellement grande que les pertes par transmission finissent par dominer (pour 1 km de retard, il faut une fibre de 100 km qui à raison d'une atténuation de 0,1 dB/km conduit à une perte de 90% de la lumière).

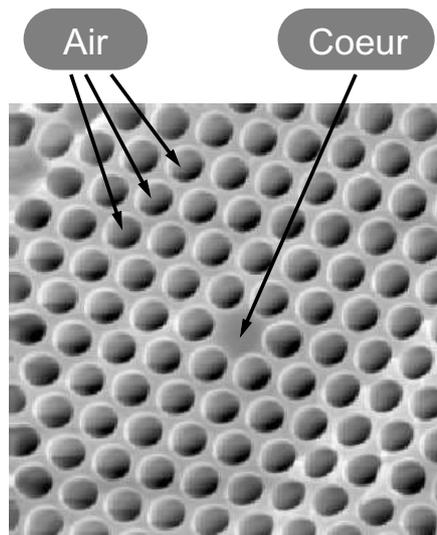


FIG. 11 – Exemple de structure d’une fibre à cristaux photoniques (PCF).

L’extension de la gamme de régime monomode pourrait simplifier un instrument qui utiliserait le transport par fibre et la stabilisation par un suiveur de frange sur axe. Une seule et même fibre monomode par exemple sur les bandes H et K pourrait être utilisée pour transporter la lumière vers un suiveur de frange fonctionnant en bande H et un recombinateur fonctionnant en bande K. L’intérêt n’est pas aussi évident s’il s’agit de faire un suivi des franges sur un objet voisin de l’objet scientifique.

Agrandir la famille : exporter le concept ‘OHANA

Le concept ‘OHANA peut être exporté vers d’autres instruments sous différentes formes.

- Une première possibilité peut prendre la forme d’une conversion d’une infrastructure existante en un interféromètre par l’utilisation des fibres monomodes. Ainsi, VISTA, un télescope plus fait pour faire des relevés que de l’interférométrie, pourrait être relié aux télescopes unitaires du VLT et former une base d’environ 1,5 km. Un tel instrument pourrait permettre de résoudre les étoiles céphéides dans les nuages de Magéllan.
- Une autre possibilité serait d’imaginer dès le départ un instrument utilisant des fibres monomodes pour le transport des faisceaux jusqu’au laboratoire de recombinaison. Cette idée est reprise par le document de l’ESO *Past, present and future of VLTI, and Long Term Strategy up to 2020* : le projet OLA (*Overwhelmingly Large Array*), présenté comme le complément interférométrique de OWL (comme le VLTI l’est pour le VLT), pourrait prendre la forme d’une dissémination sous la forme d’un interféromètre de quelques miroirs constitutifs du miroir primaire de OWL où le transport pourrait être réalisé à l’aide de fibres monomodes.

Les idées à la base de ‘OHANA commencent déjà à essayer.

Sensibilité - Suiveur de franges - Double champ

Le problème de la sensibilité a été régulièrement soulevé tout au long de cette thèse. Sans compter les optimisations du détecteur, il faudrait mettre en place un système de suivi de frange pour ne plus avoir à mener les acquisitions à la vitesse de la turbulence et gagner ainsi en sensibilité. La problématique est identique sur le Keck et le VLTI : mettre en place un système à double champ où le suivi des franges est réalisé sur un objet brillant et l’intégration scientifique sur l’autre.

Sur le VLTI, PRIMA doit jouer ce rôle avec un mode d’utilisation supplémentaire, le mode astrométrique. L’instrument se compose de sélecteurs d’étoiles installés sur les télescopes, et

d'un suiveur de franges dans le laboratoire de recombinaison. Son financement n'est actuellement assuré que pour les télescopes auxiliaires ; dans les plans à long terme du VLTI, sa mise en place sur les télescopes unitaires est prévue pour 2006. Le gain en sensibilité impératif pour l'étude d'objets faibles comme les Noyaux Actifs de Galaxies n'aura lieu qu'à ce moment là.

Pour 'OHANA, la mise en place d'un tel système pourrait être envisagée dans le cadre de la phase III du projet. L'utilisation des fibres pour le transport des faisceaux apporte de nouvelles difficultés. Deux options sont envisageables.

- Il est possible d'utiliser une seule et unique fibre en faisant le choix du transport multiplexé en longueur d'onde ou en polarisation. Dans le premier cas, une gamme de longueurs d'onde du régime monomode de la fibre est réservée pour faire passer la lumière de l'objet de référence. Dans le second cas, une polarisation est réservée à l'objet de référence, l'autre à l'objet scientifique. Un tel choix rendrait plus complexe les modules d'injection mais pas forcément le recombineur. La dispersion dans le recombineur permet directement de gérer le multiplexage en longueur d'onde ; l'ajout d'un élément type Wollaston permettrait de réaliser la séparation pour le multiplexage en polarisation. Il resterait cependant une étude à réaliser au niveau des fluctuations de différence de marche différentielle dans les deux cas de figure. Les travaux de l'IRCOM sur les fibres J et H à maintien de polarisation semblent cependant indiquer que les fibres présentent une forte sensibilité différentielle entre les deux polarisations.
- Il est aussi possible d'utiliser deux fibres monomodes par télescope : une pour la référence et une pour l'objet scientifique. L'avantage de cette technique est qu'elle permet d'utiliser complètement une bande astronomique pour réaliser le suivi de frange et la mesure scientifique. La modification nécessaire sur les modules d'injection est moins lourde que pour le cas précédent et pourrait prendre la forme d'un double groupe d'injection parabole - porte-fibre. Sur la ligne à retard, le dédoublement des systèmes d'entrée et de sortie des fibres pourrait également faire l'affaire. Pour le recombineur, les modifications seraient plus simple puisque les mêmes paraboles de collimation pourraient être utilisées en plaçant sur une même monture les sorties rapprochées des coupleurs utilisés pour chaque champ, de façon à obtenir les deux interférogrammes superposés sur le détecteur. Il est aussi vraisemblable de considérer que l'optique intégrée aura fait suffisamment de progrès pour qu'elle soit alors utilisée pour le suivi de franges et la recombinaison.

Noyaux Actifs de Galaxies par interférométrie optique

L'observation des NAG et l'interférométrie viennent juste d'entrer dans une nouvelle ère. Les mesures récentes sur NGC1068 par l'instrument MIDI du VLTI et sur NGC4151 par le Keck montrent que les parties internes du tore de poussière entourant les noyaux seront les cibles extragalactiques privilégiées des installations de cette catégorie. L'étude des parties plus internes, la région des raies larges par exemple, devra attendre l'arrivée d'interféromètres plus résolvant préfigurés par 'OHANA. Pour cette raison, outre la mise en place d'outils nécessaires à l'interprétation des données immédiates, une grande partie de ce travail de thèse de situe sur un plan prospectif.

La technique tomographique présentée dans le cadre de cette thèse montrera son plein potentiel sur des interféromètres en projet du type OLA, évoqué dans le plan à long terme du VLTI. Ce document présente deux possibilités pour un tel projet : faire partie d'un observatoire existant (OWL vraisemblablement) sur le modèle du VLTI-VLT, ou prendre la forme d'un observatoire indépendant sur le modèle d'ALMA. Les considérations financières favorisent la première solution mais celle du temps alloué au mode d'observation (interférométrique ou non-interférométrique) privilégie la seconde. En dépit d'un temps d'observation nécessaire relativement élevé, je ne doute pas que cette technique d'observation soit utilisée un jour : la cartographie par réverbération a bien été programmée sur le ciel avec des retombées très importantes pour la connaissance des noyaux actifs, en dépit du temps de spectrographe consommé.

Bibliographie

- J. J. Bock, G. Neugebauer, K. Matthews, B. T. Soifer, E. E. Becklin, M. Ressler, K. Marsh, M. W. Werner, E. Egami, & R. Blandford. *High Spatial Resolution Imaging of NGC 1068 in the Mid-Infrared*. *AJ*, **120** :2904–2919, Décembre 2000.
- M. Carle. *Etude système pour la première base de ‘OHANA*. Thèse de Master, DESS Outils et Systèmes de l’Astronomie et de l’Espace, 2003.
- A. Cassan. *Validation du principe de l’interféromètre infrarouge ‘OHANA*. Thèse de Master, Université PARIS XI, 2002.
- A. A. Chalabaev, C. Perrier, & J.-M. Mariotti. *Infrared emission from the sub-arcsecond vicinity of SN 1987A*. *A&A*, **210** :L1–L4, Février 1989.
- J. Clavel, B. Schulz, B. Altieri, P. Barr, P. Claes, A. Heras, K. Leech, L. Metcalfe, & A. Salama. *2.5-11 micron spectroscopy and imaging of AGNs. Implication for unification schemes*. *A&A*, **357** :839–849, Mai 2000.
- S. Collier, K. Horne, I. Wanders, & B. M. Peterson. *A new direct method for measuring the Hubble constant from reverberating accretion discs in active galaxies*. *MNRAS*, **302** :L24–L28, Janvier 1999.
- J.-M. Conan. *Etude de la correction partielle en Optique Adaptative*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 1994.
- V. Coudé du Foresto. *Interférométrie astronomique infrarouge par optique guidée monomode*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII, 1994.
- V. Coudé du Foresto, M. Faucherre, N. Hubin, & P. Gitton. *Using single-mode Fibers to monitor fast Strehl ratio fluctuations*. *A&AS*, **145** :305–310, Août 2000.
- V. Coude Du Foresto, G. Perrin, & M. Boccas. *Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers*. *A&A*, **293** :278–286, Janvier 1995.
- F. Delplancke, K. M. Górski, & A. Richichi. *Resolving gravitational microlensing events with long-baseline optical interferometry. Prospects for the ESO Very Large Telescope Interferometer*. *A&A*, **375** :701–710, Août 2001.
- G. R. Denn, R. L. Mutel, & A. P. Marscher. *Very Long Baseline Polarimetry of BL Lacertae*. *ApJS*, **129** :61–92, Juillet 2000.
- M. Elvis & M. Karovska. *Quasar Parallax : A Method for Determining Direct Geometrical Distances to Quasars*. *ApJ*, **581** :L67–L70, Décembre 2002.
- G. J. Ferland, K. T. Korista, D. A. Verner, J. W. Ferguson, J. B. Kingdon, & E. M. Verner. *CLOUDY 90 : Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra*. *PASP*, **110** :761–778, Juillet 1998.
- D. L. Fried. *Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures*. *Optical Society of America Journal*, **56** :1732–1379, 1966.

- A. Gould. *Microensing and the Stellar Mass Function*. *PASP*, **108** :465–476, Juin 1996.
- G. L. Granato, L. Danese, & A. Franceschini. *Dust-enshrouded AGN Models for Hyperluminous, High-Redshift Infrared Galaxies*. *ApJ*, **460** :L11–L14, Mars 1996.
- O. Guyon. *Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging*. *A&A*, **404** :379–387, Juin 2003.
- K. Horne, K. T. Korista, & M. R. Goad. *Quasar tomography : unification of echo mapping and photoionization models*. *MNRAS*, **339** :367–386, Février 2003.
- A. J. Horton, D. F. Buscher, & C. A. Haniff. *Diffraction losses in ground-based optical interferometers*. *MNRAS*, **327** :217–226, Octobre 2001.
- W. Jaffe, K. Meisenheimer, H.J.A. Röttgering, Ch. Leinert, A. Richichi, O. Chesneau, D. Fraix-Burnet, A. Glazeborg-Kluttig, G.-L. Granato, U. Graser, B. Heijliger, R. Köhler, F. Malbet, G.K. Miley, F. Paresce, J.-W. Pel, G. Perrin, F. Przygodda, M. Schoeller, H. Sol, L.B.F.M. Waters, G. Weigelt, J. Woillez, & P.T. de Zeeuw. *Dust in the nucleus of the active galaxy NGC 1068 : structure and composition on parsec scales*. En préparation, 2003.
- S. Kaspi, P. S. Smith, H. Netzer, D. Maoz, B. T. Jannuzi, & U. Giveon. *Reverberation Measurements for 17 Quasars and the Size-Mass-Luminosity Relations in Active Galactic Nuclei*. *ApJ*, **533** :631–649, Avril 2000.
- K. Katarzyński, H. Sol, & A. Kus. *The multifrequency emission of Mrk 501. From radio to TeV gamma-rays*. *A&A*, **367** :809–825, Mars 2001.
- O. Lai. *‘OHANA - Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy - The science case*. Contributeurs : Dougados, C. ; Coudé du Foresto, V. ; Lai, O. ; Léna, P. ; Magnier, E. ; Malbet, F. ; Menard, F. ; Mourard, D. ; Perrin, G. ; Ridgway, S. ; Sol, H. ; Warren, S. ; Woillez, J., 2001.
- O. Lai, F. Ménard, & J. Cuillandre. *PUEO NUI : feasible and fast upgrade of the CFHT adaptive optics system for high-dynamic range imaging*. Dans *Adaptive Optical System Technologies II, Proceedings of the SPIE*, P. L. Wizinowich & D. Bonaccini (Eds.), pages 659–672, Février 2003.
- C. Leinert, U. Graser, L. B. F. M. Waters, G. S. Perrin, W. Jaffe, B. Lopez, F. Przygodda, O. Chesneau, P. A. Schuller, A. W. Glazeborg-Kluttig, W. Laun, S. Ligor, J. A. Meisner, K. Wagner, E. J. Bakker, B. Cotton, J. de Jong, R. Mathar, U. Neumann, & C. Storz. *Ten-micron instrument MIDI : getting ready for observations on the VLTI*. Dans *Interferometry for Optical Astronomy II, Proceedings of the SPIE*, W. A. Traub (Ed.), pages 893–904, Février 2003.
- D. Lutz, E. Sturm, R. Genzel, A. F. M. Moorwood, T. Alexander, H. Netzer, & A. Sternberg. *ISO-SWS Spectroscopy of NGC 1068*. *ApJ*, **536** :697–709, Juin 2000.
- R. Maiolino, A. Marconi, & E. Oliva. *Dust in active nuclei. II. Powder or gravel?* *A&A*, **365** :37–48, Janvier 2001a.
- R. Maiolino, A. Marconi, M. Salvati, G. Risaliti, P. Severgnini, E. Oliva, F. La Franca, & L. Vanzì. *Dust in active nuclei. I. Evidence for “anomalous” properties*. *A&A*, **365** :28–36, Janvier 2001b.
- F. Malbet, J.-P. Berger, M. M. Colavita, C. D. Koresko, C. Beichman, A. F. Boden, S. R. Kulkarni, B. F. Lane, D. W. Mobley, X. P. Pan, M. Shao, G. T. van Belle, & J. K. Wallace. *FU Orionis Resolved by Infrared Long-Baseline Interferometry at a 2 AU Scale*. *ApJ*, **507** :L149–L152, Novembre 1998.
- F. Malbet & C. Bertout. *Detecting T Tauri disks with optical long-baseline interferometry*. *A&AS*, **113** :369–377, Octobre 1995.

- J.-M. Mariotti, V. Coudé Du Foresto, G. Perrin, P. Zhao, & P. Léna. *Interferometric connection of large ground-based telescopes*. *A&AS*, **116** :381–393, Avril 1996.
- J.-M. Mariotti & S. T. Ridgway. *Double Fourier spatio-spectral interferometry - Combining high spectral and high spatial resolution in the near infrared*. *A&A*, **195** :350–363, Avril 1988.
- Mauna Kea Science Reserve Master Plan, 2000. URL <http://www.hawaii.edu/maunakea/>.
- B. Mennesson, J. M. Mariotti, V. Coudé Du Foresto, G. Perrin, S. Ridgway, C. Ruilier, W. A. Traub, N. P. Carleton, M. G. Lacasse, & G. Mazé. *Thermal infrared stellar interferometry using single-mode guided optics : first results with the TISIS experiment on IOTA*. *A&A*, **346** :181–189, Juin 1999.
- L. Meynadier. *Analyse de surface d'onde pour le contrôle actif d'un télescope spatial*. Thèse de Doctorat, Université de Nice, 1997.
- E. Neumann. *Single-mode fibers*. Optical Sciences. Springer Series, 1988.
- R. J. Noll. *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*. *Optical Society of America Journal*, **66** :207–211, Mars 1976.
- Z. Peiqian. *Interférométrie par optique guidée monomode infrarouge : application à l'interférométrie astronomique*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 1995.
- G. Perrin. *Une unité de recombinaison à fibres pour l'interféromètre IOTA Application à l'étude des étoiles de type tardif*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII, 1996.
- G. Perrin. *Correction of the "piston effect" in optical astronomical interferometry. I. Modulus and phase gradient of the visibility function restoration*. *A&AS*, **121** :553–568, Mars 1997.
- G. Perrin. *Single-output beamcombiner for single-mode two-beam interferometers*. Communication privée, 2000.
- G. Perrin, O. Lai, P. J. Léna, & V. Coudé du Foresto. *Fibered large interferometer on top of Mauna Kea : OHANA, the optical Hawaiian array for nanoradian astronomy*. Dans *Interferometry in Optical Astronomy, Proceedings of the SPIE*, P. Léna & A. Quirrenbach (Eds.), pages 708–714, Juillet 2000.
- B. M. Peterson. *Reverberation mapping of active galactic nuclei*. *PASP*, **105** :247–268, Mars 1993.
- R. G. Petrov, F. Malbet, G. Weigelt, F. Lisi, P. Puget, P. Antonelli, U. Beckmann, S. Lagarde, E. Lecoarer, S. Robbe-Dubois, G. Duvert, S. Gennari, A. Chelli, M. Dugue, K. Rousselet-Perraut, M. Vannier, & D. Mourard. *Using the near infrared VLT instrument AMBER*. Dans *Interferometry for Optical Astronomy II, Proceedings of the SPIE*, W. A. Traub (Ed.), pages 924–933, Février 2003.
- F. Roddier. *Maximum Gain and Efficiency of Adaptive Optics Systems*. *PASP*, **110** :837–840, Juillet 1998.
- C. Ruilier. *Filtrage modal et recombinaison de grands télescopes. Contribution à l'instrument FLUOR*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII, 1999.
- P. Russell. *Photonic Crystal Fibers*. *Science*, **299** :358–362, Janvier 2003.
- S. Shaklan & F. Roddier. *Coupling starlight into single-mode fiber optics*. *Appl. Opt.*, **27** : 2334–2338, Juin 1988.
- M. Swain, G. Vasisht, R. Akeson, J. Monnier, R. Millan-Gabet, E. Serabyn, M. Creech-Eakman, G. van Belle, J. Beletic, C. Beichman, A. Boden, A. Booth, M. Colavita, J. Gathright, M. Hrynevych, C. Koresko, D. Le Mignant, R. Ligon, B. Mennesson, C. Neyman, A. Sargent, M. Shao, R. Thompson, S. Unwin, & P. Wizinowich. *Interferometer Observations of Subparsec-Scale Infrared Emission in the Nucleus of NGC 4151*. *ApJ*, **596** :L163–L166, Octobre 2003.

- C. M. Urry & P. Padovani. *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*. *PASP*, **107** :803–845, Septembre 1995.
- S. Vergnole, L. Delage, & F. Reynaud. *Caractérisation fibres OHANA J 2×300m*. Communication privée, 2003.
- C. Vérinaud & F. Cassaing. *Piston control with adaptive optics in stellar interferometry. Application to the GI2T interferometer and bimorph mirrors*. *A&A*, **365** :314–323, Janvier 2001.
- W. F. Welsh & K. Horne. *Echo images of broad-line regions in active Galactic nuclei*. *ApJ*, **379** :586–591, Octobre 1991.

Glossaire

A

- ADU** Analog to Digital Unit.
ALMA The Atacama Large Millimeter Array.
ALTAIR Optique adaptative de Gemini Nord.
AMBER Instrument infrarouge proche du VLTI.

B

- BLR** Broad Line Region - Région des Raies Larges.

C

- CELT** California Extremely Large Telescope.
CFHT Télescope Canada-France-Hawaii.
CHARA The Center for High Angular Resolution Astronomy.
CNRS Centre National de la Recherche Scientifique.

D

- DARWIN** Mission interférométrique spatiale de recherche de planètes extrasolaires.
DENIS The DEep Near-Infrared Survey - Relevé infrarouge du ciel austral.
DESS Diplôme d'Études Supérieures Spécialisées.
DUO Disk Unseen Objects.

E

- EROS** Expérience pour la Recherche d'Objets Sombres.
ESO European Southern Observatory - Observatoire Européen Austral.

F

- FLUOR** Fiber Linked Unit for Optical Recombination.

G

- Gemini** Télescope Gemini sud.
Grand FLUOR Successeur de FLUOR, utilisant des fibres optiques monomodes pour le transport cohérent de la lumière.

I

INSU	Institut National des Sciences de l'Univers.
IONIC	Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera.
IOTA	Infrared and Optical Telescope Array.
IRCOM	Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes.
IRTF	NASA Infrared Telescope Facility. Télescope de la NASA, optimisé pour l'infrarouge, situé sur le Mauna Kea.
ISO	Infrared Space Observatory. Observatoire spatial infrarouge.
ISS	Instrument Support Structure. Cube d'interface pour les différents instruments au foyer Cassegrain des télescopes Gemini Nord et Sud.

K

Keck	W. M. Keck Observatory.
-------------	-------------------------

M

MACHO	MAssive Compact Halo Objects.
MIDI	Instrument infrarouge moyen du VLTI.

N

NAG	Noyaux Actifs de Galaxies.
NED	NASA/IPAC Extragalactic Database.
NICMOS	Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer. Il s'agit là du nom donné au spectro-imageur du Hubble Space Telescope et en conséquence au modèle de détecteur infrarouge utilisé dans l'instrument. C'est ce modèle qui est utilisé pour le détecteur infrarouge 'OHANA.
NIRI	Near InfraRed Imager. Caméra infrarouge du télescope Gemini Nord.

O

OGLE	The Optical Gravitational Lensing Experiment.
'OHANA	Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy.
OLA	Overwhelmingly Large Array.
OWL	OverWhelmingly Large telescope.

P

PAH	polycyclic aromatic hydrocarbons - hydrocarbures aromatiques polycycliques.
PCF	PolyCristal Fibers.
PICNIC	Détecteur infrarouge.
PRIMA	Phase-Referenced Imaging and Micro-arcsecond Astrometry.
PTI	Palomar Testbed Interferometer.
PUEO	The CFHT Adaptive Optics Bonnette.
PUEO NUI	The CFHT Adaptive Optics Bonnette Upgrade.

S

SDT	Science Demonstration Time.
SIM	Space Interferometry Mission.
Subaru	Subaru Telescope - National Astronomical Observatory of Japan.

T**TISIS** Thermal Infrared Stellar Interferometric Set-up.**TPF** Terrestrial Planet Finder.**U****UKIRT** United Kingdom Infra-Red Telescope.**UT** Unit Telescope. Télescopes unitaires de 8 m du VLT.**V****VINCI** VLT INterferometer Commissioning Instrument. Instrument de test du VLTI, fonctionnant à 2 μm , utilisant un coupleur triple sur un principe identique à FLUOR.**VISIR** VLT Imager and Spectrometer for mid Infra Red.**VISTA** Visible and Infrared Telescope for Astronomy.**VLBI** Very Long Baseline Interferometry.**VLT** Very Large Telescope. Observatoire de l'ESO, situé à Paranal, constitué principalement de 4 télescopes de 8 m.**VLTI** Very Large Telescope Interferometer. Interféromètre associé au VLT de l'ESO.

Annexes

Densité spectrale de puissance

L'objectif de cette partie est de présenter les calculs menant à l'expression de la densité spectrale de puissance des balayages effectués dans le mode de lecture non destructif de la caméra CAID. Ce mode de lecture est couramment utilisée par les instruments interférométriques utilisant la technique de Fourier. Ces calculs permettent d'une part d'expliquer la forme particulière de la densité spectrale de puissance lorsque le flux de photon est faible. Ils permettent également de mesurer directement les caractéristiques (bruit de lecture, gain et rendement) du détecteur.

Mode de lecture

Considérons $x_{t \in [0, N]}$ une série de $N + 1$ lectures non destructives d'un pixel de la caméra. Chacune de ces lecture est composée de deux termes : un terme f_t associé au flux intégré⁶ de photon et un terme n_t associé au bruit de lecture.

$$x_t = f_t + n_t \quad (11)$$

S'intéressant aux quantités en fonction du temps, on préfère considérer les N différences successives $\Delta x_t = x_{t+1} - x_t$ associées aux $N + 1$ lectures x_t .

$$\Delta x_t = \Delta f_t + \Delta n_t \quad (12)$$

Pour la suite, nous appellerons les différences successives des échantillons.

Densité spectrale de puissance moyenne en e^-

Calculons maintenant la densité spectrale de puissance moyenne de ces N échantillons. Elle peut de la même façon être séparée en deux parties : celles associée au flux de photons et celle associée au bruit de lecture.

$$DSP_{\Delta x}(\nu) = DSP_{\Delta f}(\nu) + DSP_{\Delta n}(\nu) \quad (13)$$

• Flux de photons

Étudions la partie associée au flux de photons.

$$DSP_{\Delta f}(\nu) = \left\langle \left| \sum_t \Delta f_t e^{-i2\pi t\nu/N} \right|^2 \right\rangle \quad (14)$$

Séparons le module carré en produit complexe par complexe conjugué et effectuons un changement de variable pour la somme associée au complexe conjugué.

$$DSP_{\Delta f}(\nu) = \sum_{t, t'} \langle \Delta f_t \Delta f_{t'} \rangle e^{-i2\pi(t-t')\nu/N} \quad (15)$$

Utilisons le fait que les Δf_t et $\Delta f_{t'}$ sont indépendants dès lors que $t \neq t'$.

$$DSP_{\Delta f}(\nu) = \sum_t \langle \Delta f_t^2 \rangle + \sum_{t \neq t'} \langle \Delta f_t \rangle \langle \Delta f_{t'} \rangle e^{-i2\pi(t-t')\nu/N} \quad (16)$$

Faisons apparaître le terme manquant dans la somme où $t \neq t'$.

$$DSP_{\Delta f}(\nu) = \sum_t [\langle \Delta f_t^2 \rangle - \langle \Delta f_t \rangle^2] + \sum_{t, t'} \langle \Delta f_t \rangle \langle \Delta f_{t'} \rangle e^{-i2\pi(t-t')\nu/N} \quad (17)$$

Reconnaissons la variance du flux de photon (bruit de photon) d'une part et la densité spectrale de puissance du flux moyen d'autre part.

$$DSP_{\Delta f}(\nu) = \sum_t \sigma_{\Delta f_t}^2 + DSP_{\langle \Delta f \rangle}(\nu) \quad (18)$$

Le premier terme de cette relation correspond au biais du bruit de photon, tandis que le second terme représente la densité spectrale de puissance du flux de photon moyen. Il est intéressant de noter que le biais du bruit de photon est indépendant des variations temporelles du flux de photon et correspond uniquement au bruit de photon associé au flux intégré sur les N échantillons.

La cas particulier où le flux de photon est constant permet de simplifier cette relation :

$$DSP_{\Delta f}(\nu) = N\sigma_{\Delta f}^2 + N^2 \langle \Delta f \rangle^2 \delta_\nu \quad (19)$$

Le flux de photon étant constant, son spectre est un Dirac à la fréquence nulle.

⁶Le flux est *intégré* car la lecture est *non destructive*.

• **Bruit de lecture**

Étudions la partie associée au bruit de lecture. Elle peut être développée de la même façon que celle associée au flux de photons.

$$DSP_{\Delta n}(\nu) = \sum_{t,t'} \langle \Delta n_t \Delta n_{t'} \rangle e^{-i2\pi(t-t')\nu/N} \quad (20)$$

L'indépendance entre le bruit de lectures différentes invite à développer les termes Δn_t en $n_{t+1} - n_t$ et faire apparaître la variance du bruit de lecture :

$$\langle \Delta n_t \Delta n_{t'} \rangle = \langle (n_{t+1} - n_t)(n_{t'+1} - n_{t'}) \rangle \quad (21)$$

$$= \sigma_n^2 (\delta_{t+1,t'+1} + \delta_{t,t'} - \delta_{t+1,t'} - \delta_{t,t'+1}) \quad (22)$$

En reportant 21 dans 20 on obtient :

$$DSP_{\Delta n}(\nu) = 2N\sigma_n^2 \left[1 - \frac{N-1}{N} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{N}\right) \right] \quad (23)$$

• **Densité spectrale de puissance totale**

La densité spectrale de puissance totale s'exprime ainsi :

$$DSP_{\Delta x}(\nu) = N\langle \Delta f \rangle + N^2\langle \Delta f \rangle^2 \delta_\nu + 2N\sigma_n^2 \left[1 - \frac{N-1}{N} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{N}\right) \right] \quad (24)$$

où l'on a remplacé la variance du bruit de photon par le flux de photon moyen.

Densité spectrale de puissance en ADU

Pour que l'expression de la densité spectrale de puissance soit utilisable il faut l'exprimer en ADU et non en e^- . Introduisons la notation \tilde{x} représentant la quantité x exprimée en ADU. Alors l'expression de $\widetilde{DSP}_{\Delta f}(\nu)$ est la suivante :

$$\widetilde{DSP}_{\Delta f}(\nu) = \frac{DSP_{\Delta f}(\nu)}{\alpha^2} \quad (25)$$

$$= \frac{N}{\alpha} \frac{\langle \Delta f \rangle}{\alpha} + N^2 \frac{\langle \Delta f \rangle^2}{\alpha^2} \delta_\nu + 2N \frac{\sigma_n^2}{\alpha^2} \left[1 - \frac{N-1}{N} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{N}\right) \right] \quad (26)$$

$$= \frac{N}{\alpha} \langle \widetilde{\Delta f} \rangle + N^2 \langle \widetilde{\Delta f} \rangle^2 \delta_\nu + 2N \widetilde{\sigma}_n^2 \left[1 - \frac{N-1}{N} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{N}\right) \right] \quad (27)$$

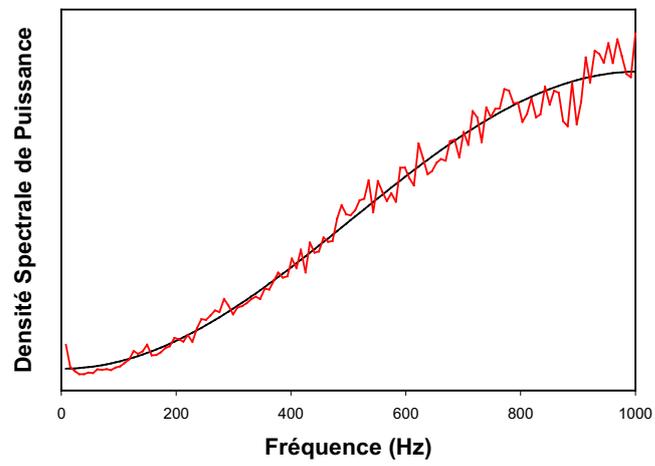


FIG. 12 – Comparaison entre le modèle de la densité spectrale de puissance et des mesures sur le détecteur CAID.

Active Galactic Nuclei at very high angular resolution

Active Galactic Nuclei : from Central Engine to Host Galaxy
ASP Conference Series, Vol. 290, 2003
Editeurs : S. Collin, F. Combes et I. Sholsman

H. Sol, J. Willez, O. Lai, G. Perrin

Active Galactic Nuclei: from Central Engine to Host Galaxy
ASP Conference Series, Vol. 290, 2003
S. Collin, F. Combes, and I. Shlosman

Active Galactic Nuclei at very high angular resolution

Hélène Sol

Observatoire de Paris, Place J. Janssen, 92195, Meudon cedex, France

Julien Woillez

Observatoire de Paris, Place J. Janssen, 92195, Meudon cedex, France

Olivier Lai

CFHT, PO Box 1597, Kamuela, Hawaii, HI96743. USA

Guy Perrin

Observatoire de Paris, Place J. Janssen, 92195, Meudon cedex, France

Abstract.

Since many years, VLBI technics allow to explore AGN structures at the milliarcsecond scale in the radio range. This provided a wealth of information mainly on jet physics, and on some circumnuclear disks. The present decade is now allowing a zooming towards AGNs in the infrared and optical ranges. The advent of large interferometers (VLTI, KI) at these wavelengths will soon open a new window on compact cores, accretion and ejection features, dust content, stellar environment, and interconnection between these constituents. In the northern hemisphere, the OHANA project of interferometry between large telescopes of the Mauna Kea will combine the highest sensitivity with the highest angular resolution (0.2 milliarcsecond in the J band). Confrontation of simple models of their different constituents to expected interferometric parameters can constrain AGN physics.

1. Introduction

Active Galactic Nuclei, with their complex structures at all spatial scales down to the black hole horizon, appear as perfect targets for interferometric observations. They are already widely analyzed with interferometric technics in the radio range. Sensitivity limitation of the interferometers was up to now too severe to allow their detection in the infrared and optical ranges, but this problem should be very soon overcome.

2. Radio VLBI studies

VLBI mapping of radio-loud AGNs provided the main part of our knowledge on extragalactic jet physics at the milliarcsecond and sub-milliarcsecond scale. Major information on dynamics and radiation process was gathered at centimeter and millimeter wavelengths (Zensus 1997). Apparent superluminal motion was found, allowing detailed analysis of jet speeds. Spectral and polarization imaging at the parsec-scale constrained the synchrotron and inverse-Compton emission of nuclear jets. More recently, the jet formation zone itself may have been observed in the case of the nearby radiogalaxy M87. This offers a unique opportunity to study the initial jet acceleration and collimation at the 0.01 parsec-scale (Biretta et al. 2002).

Some direct information on disks and tori was also obtained from radio interferometry, such as images of H_2O megamasers in NGC 5793, NGC 1068, NGC 4258 (Maloney 2002). From the spectrum and the velocity of spots, the structure of a maser disk was inferred in NGC 4258 for instance. Millimetric VLBI is now opening the way to the innermost AGN regions with a new record of 18 microarcsecond in angular resolution (Krichbaum et al. 2002). First detection of SiO maser in 3C279 at 129 GHz (2 mm) was recently reported (Doeleman et al. 2002).

Clues on disks and tori can also be deduced from the screening of nuclear jets they possibly induce in VLBI images. Signatures of free-free absorption of jet radiation by disk have been found in a few objects such as NGC 1275 and NGC 4261 (Walker et al. 200; Jones et al. 2001). Combined with data on the large scale radio jet, and on the dust torus seen by the HST, this effect provides estimates of the disk density and magnetic field respectively of the order of 10^4 cm^{-3} and 10^{-4} G at a radius of 0.2 pc.

3. Large IR/optical interferometers and the OHANA project on Mauna Kea

The advent of the large IR/optical interferometers Keck and VLTI is now providing a historical jump in angular resolution (Paresce 2001), with the perspective to obtain images at a few milliarcseconds in the infrared in coming years. Although imaging capabilities are not yet possible, interferometric fringes have been obtained with the 8.2 m telescopes of VLTI and VINCI in Chile, for objects brighter than 6.3 in the K band before implementation of adaptive optic (Glindemann et al. 2001).

In Hawaii, the OHANA project is trying to develop interferometry between the large telescopes of the Mauna Kea linked by fibers (Mariotti et al. 1996). Such large baselines can provide a final angular resolution of 0.2 milliarcseconds in the J band (see Fig. 1). The expected limiting magnitude is of the order of 13 in the K band although it is quite difficult to predict in advance the sensitivity of an interferometer, main uncertainties coming from the overall transmission and sampling frequency (Perrin et al. 2000).

The first phase of the project, injection at single telescope focus, is completed in 2002. The second phase is expected for 2003. It will realize real interferometric links for one North-South baseline as CFHT-Gemini (159 me-

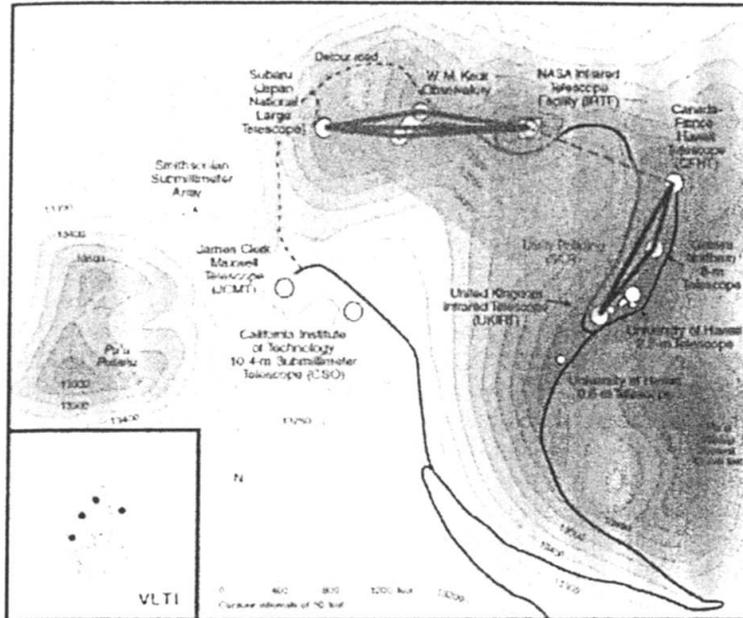


Figure 1. The OHANA project of interferometry between large telescopes of the Mauna Kea summit, with baselines up to 800 meters.

ters) and for one East-West baseline as KeckII-Subaru (214 meters). Connection for the full array will be completed during the last third phase.

Active galactic nuclei were too faint to be studied with the previous generation of IR/optical interferometers. The recent developments will finally open access at the milliarcsecond scale to AGN constituents difficult to reach in radio, namely dust tori and broad line regions, and possibly outer disks with OHANA.

4. Minimal interferometry

For polychromatic point-sources and finite bandwidths, the time-averaged detected power is:

$$P = 2AF\eta\Delta\lambda[1 + \cos kD \sin x/x], \quad (1)$$

with $x = \pi D/\Lambda$. A is the collecting area of the aperture, F the incident source flux power, η the instrumental response, $\Delta\lambda$ the typical bandwidth, D the delay, and Λ the coherence length, equal to the sinc modulation of the interference fringes.

For extended sources, the detected power becomes:

$$P(s, B, \delta) = P_0 + \text{Re}[V \exp(ik\delta)], \quad (2)$$

where B is the baseline, δ the delay offset, P_0 the integrated power, and V — the complex visibility of the brightness distribution.

In terms of angles α and β , the visibility can be written as:

$$V(u, v) = \int d\alpha d\beta A(\alpha, \beta) F(\alpha, \beta) \exp[-2\pi i(\alpha u + \beta v)], \quad (3)$$

where $u = B_x/\lambda$ and $v = B_y/\lambda$ are the spatial frequencies. Visibility and source brightness distribution are therefore directly related by 2-D Fourier transforms. The brightness distribution can in principle be deduced from the interferometric data.

However, at present time, only a small number of visibility points can be measured during the first phases of an interferometer. It is therefore necessary to assume a model for the source brightness, with a small number of free parameters to interpret interferometric data. Complexity of the models has to be adapted to the richness of interferometric data. For a very “minimal interferometry”, i.e., “one North-South baseline, one visibility point”, a minimal model of spherical brightness can be used to estimate “one parameter” (typically the size). If observations at different lambda are possible, then one can complexify the model and have a simple scenario for the radiation mechanism to fit the size as a fonction of lambda. With a few visibility points, one can expect to estimate size, elongation, and orientation. This should allow soon the detection of dust tori in active galactic nuclei at 10 mas-scale in the infrared.

This model-dependent approach is rather difficult to apply to AGN because of the large number of constituents present at small scales namely stellar population, gas and dust, nuclear jets, BLR clouds, accretion disk. Indeed, to achieve a model of global AGN with only a few free parameters is about the same challenge as solving the long standing question of AGN unification. One way to fit interferometric data is therefore to produce synthetic AGN with a few parameters suggested by unification schemes and to associate unification parameters to interferometric ones, respectively black hole mass to sizes, orientation angle to elongation of tori and disks, angular momentum to relative importance of nuclear jets, and accretion rate to fluxes.

Clearly, extrapolation from information gathered at larger scales, with successive zooming towards the center, and from data obtained at other wavelengths, especially from radio VLBI data at very large angular resolution, will also be mandatory to complete interpretation of first AGN interferometric observations.

5. Prospective on IR interferometry for AGN

A synthetic AGN will be at first order the sum of disk, broad line, region, jet, dust torus and stars, sum including projection on plane of sky and radiation transfer to fit interferometric data. With this in mind, we developed a simple AGN tool box including basic geometrical components (disks, tori, cones) functions of 3D coordinates, with 3D emissivity and opacity grids. After the choice of the different component to consider, a simple radiating transfer model produces brightness distribution, from which visibility curves are deduced to be compared to interferometric data.

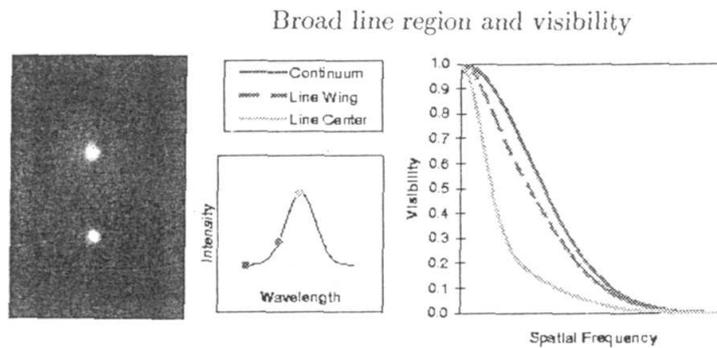


Figure 2. Example of a compact continuum surrounded by a spherical broad line region. The visibility drops at line center. Transverse sizes of BLR and continuum can be deduced. In more general cases, the influence of the velocity field of emitting clouds has to be taken into account.

The jet appears as the easiest component to model as it can be extrapolated from radio VLBI data. Then comparison between radio and IR/optical properties of nuclear jets can constrain maximal Lorentz factor of emitting electrons and particle acceleration processes. Reasonable extrapolation towards the infrared range of typical VLBI jets such as the BL Lac jet for instance provide IR features bright enough for detection by new IR interferometers.

Description of the torus will be deduced from the different available models and from extrapolation of large scale properties. Interferometric data will test the models and hopefully provide details on torus inhomogeneities such as blobs, warps, spiral waves. Some information should come soon from MIDI on VLTI.

The basic geometry of broad line region is still unknown. Interferometric spectral data, for instance from AMBER on VLTI (or later on from OHANA), will be very useful to start to distinguish between the different possible scenarios (Fig. 2). Combined with echo mapping technique, interferometry will provide three dimensional images of the BLR and will allow to analyze the velocity field of the line emitting clouds.

Resolution of accretion disks is probably still out of reach by Keck and VLTI, but larger baselines should help in this regard. Accretion disks can be described from accretion theories such as α -disk. When they succeed to resolve some nearby disks, interferometric data will allow to directly test the various accretion regimes.

Acknowledgments. We are very grateful to J. Guérin and the whole OHANA team.

References

- Biretta, J.A., Junor, W., Livio, M.: 2002, *NewAR*, 46, p 239
 Doeleman, S., et al.: 2002, *Proceedings of the 6th European VLBI Network Symposium*, Ros, E., Porcas, R.W., Zensus, J.A., eds (astro-ph/0207072)

- Glindemanni, A., et al.: 2001, ESO Messenger, 106, 1
Jones, D.L., Wehrle, A.E., Piner, B.G., Meier, D.L.: 2001, ApJ, 553, 968
Krichbaum, T.P. et al: 2002, Proceedings of the 6th European VLBI Network Symposium, Ros, E., Porcas, R.W., Zensus, J.A., eds (astro-ph/0207022)
Maloney, P.R.: 2002, PASA, 19, 401
Mariotti, J.-M., Coudé du Foresto, V., Perrin, G., Zhao, P., Léna, P.: 1996, A&A Suppl., 116, 381
Paresce, F.: 2001, ESO Messenger, 104, 5
Perrin, G., Lai, O., Léna, P., Coudé du Foresto, V.: 2000, in "Interferometry in Optical Astronomy", Quirrenbach P., ed., Proc. SPIE, 4006, 708
Walker, G.A., Bohlender, D.A., Krelowski, J. 2000, ApJ, 530, 362
Zensus, J.A.: 1997, ARAA, 35, 607



Hélène Sol and Patrick Charlot

The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068

Nature, Volume 429, Issue 6987, pp. 47-49 (2004).

Jaffe, W. ; Meisenheimer, K. ; Röttgering, H. J. A. ; Leinert, Ch. ; Richichi, A. ; Chesneau, O. ; Fraix-Burnet, D. ; Glazeborg-Kluttig, A. ; Granato, G.-L. ; Graser, U. ; Heijligers, B. ; Köhler, R. ; Malbet, F. ; Miley, G. K. ; Paresce, F. ; Pel, J.-W. ; Perrin, G. ; Przygodda, F. ; Schoeller, M. ; Sol, H. ; Waters, L. B. F. M. ; Weigelt, G. ; Woillez, J. ; de Zeeuw, P. T.

letters to nature

The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068

W. Jaffe¹, K. Meisenheimer², H. J. A. Röttgering¹, Ch. Leinert², A. Richichi¹, O. Chesneau², D. Fraix-Burnet¹, A. Glazenberg-Kluttig⁵, G.-L. Granato⁶, U. Graser⁷, B. Heijligers¹, R. Köhler², F. Malbet¹, G. K. Milley⁸, F. Paresce⁹, J.-W. Pel¹, G. Perrin⁸, F. Przygodda², M. Schoeller², H. Sol¹⁰, L. B. F. M. Waters^{10,11}, G. Weigelt¹², J. Wollenz⁸ & P. T. de Zeeuw¹

¹Leiden Observatory, Niels Bohrweg 2, 2333 CA Leiden, The Netherlands

²Max Planck Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

³European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2,

D-85748 Garching bei München, Germany

⁴Observatoire de Grenoble, BP 53, F-38041 Grenoble, Cedex 9, France

⁵Stichting ASTRON, 7990 AA Dwingelo, Netherlands

⁶Astronomical Observatorio di Padua, Vicolo dell'Osservatorio 5, I-35122 Padova,

Italy

⁷Kapteyn Astronomical Institute, Postbus 800, 9700 AV Groningen, The Netherlands

⁸Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon, France

⁹European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago, Chile

¹⁰Astronomical Institute 'Anton Pannekoek', Univ. of Amsterdam, Kruislaan 403, 1098 SJ Amsterdam, The Netherlands

¹¹Instituut voor Sterrenkunde, Katholieke Universiteit Leuven, Celestijnenlaan 200B, B-3001 Heverlee, Belgium

¹²Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hugel 69, D-53121 Bonn, Germany

Active galactic nuclei (AGNs) display many energetic phenomena—broad emission lines, X-rays, relativistic jets, radio lobes—originating from matter falling onto a supermassive black hole. It is widely accepted that orientation effects play a major role in explaining the observational appearance of AGNs. Seen from certain directions, circum-nuclear dust clouds would block our view of the central powerhouse^{1,2}. Indirect evidence suggests that the dust clouds form a parsec-sized torus-shaped distribution. This explanation, however, remains unproved, as even the largest telescopes have not been able to resolve the dust structures. Here we report interferometric mid-infrared observations that spatially resolve these structures in the galaxy NGC 1068. The observations reveal warm (320 K) dust in a structure 2.1 parsec thick and 3.4 parsec in diameter, surrounding a smaller hot structure. As such a configuration of dust clouds would collapse in a time much shorter than the active phase of the AGN³, this observation requires a continual input of kinetic energy to the cloud system from a source coexistent with the AGN.

NGC 1068^{4,5} (Fig. 1) is a well studied Seyfert 2 type AGN at a distance of only 14.4 Mpc (megaparsec; 1 pc = 3.26 light yr). In contrast to quasars or Seyfert 1 galaxies, we view Seyfert 2 galaxies at an aspect angle along which the central energetic phenomena and particularly the hot central accretion disk seem to be blocked by dust¹. The largest single-dish telescopes provide a resolution of 100 milli-arcsec (mas) and fail to resolve the circum-nuclear dust structure (at 14.4 Mpc, 100 mas corresponds to 7 pc). The dust is heated by the hot accretion disk to temperatures between ~100 K and the dust sublimation temperature, 1,500 K, and thus radiates thermally between wavelengths $\lambda \approx 2$ and 30 μm , although dust absorption will strongly suppress the emergence of any radiation of wavelength $\lambda \lesssim 4 \mu\text{m}$ from Seyfert 2 galaxies.

To resolve the dust structures and thus measure their properties directly at $\lambda > 8 \mu\text{m}$, we used the mid-infrared interferometric instrument (MIDI)⁶ coupled to the European Southern Observatory's (ESO's) Very Large Telescope interferometer (VLT)⁷. The spatial resolution of the largest two-telescope configuration of the

VLT is ~10 mas at $\lambda = 10 \mu\text{m}$, and allows us to resolve thermal emission from dust to <1 pc in NGC 1068. MIDI/VLT operates as a classical astronomical Michelson interferometer. The light beams from each two of the VLT's unit telescopes are relayed by a series of

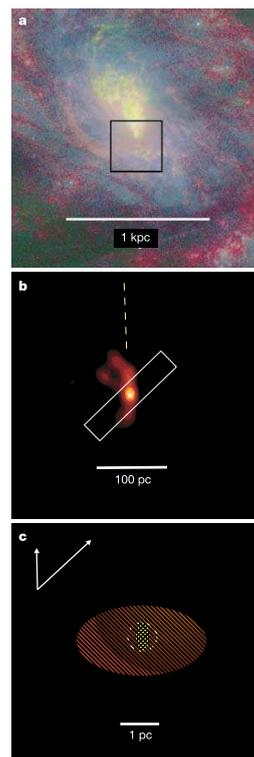


Figure 1 Images and model of emission from NGC 1068 at increasing magnification. **a**, Optical image of the central region of NGC 1068²⁰. This colour composite taken with the Hubble Space Telescope shows stellar light in blue, oxygen ionized by the active nucleus in yellow and ionized hydrogen in red. The black square centred on the dust-obscured nucleus marks the region of **b**. In **a–c**, north is at the top, and east to the left. **b**, Single-telescope acquisition image (deconvolved) of NGC 1068 taken by MIDI with a 8.7 μm filter penetrating the dust and showing the structures on arcsec scales. These are similar to those of ref. 9. Also shown is the position of the spectroscopic slit used in the interferometric observations. The spectra displayed in Fig. 2 are integrated over the central emission peak only. The dashed line indicates the source axis. **c**, Model dust structure in the nucleus of NGC 1068. It contains a central hot component (dust temperature $T > 800$ K, yellow) marginally resolved along the source axis. Its finite width and the dashed circle indicate that its east–west extent is currently undetermined. The much larger warm component ($T = 320$ K, red) is well resolved. Single hatching represents the averaged optical depth in the silicate absorption, ($\tau_{\text{sil}} = 0.3$), while the higher value $\tau_{\text{sil}} = 2.1$ is found towards the hot component (cross-hatched). The arrows indicate the projected orientation of the two baselines and the spatial resolution $\theta = (\lambda)/2B$, where B is the projected baseline.

letters to nature

mirrors, combined by a semi-reflecting mirror, dispersed by a NaCl prism to a spectral resolution of $\lambda/\delta\lambda \approx 30$, and finally registered on the infrared detector. MIDI's operation in the astronomical N band (8–13.5 μm) is perfectly suited to estimate the dust composition from the absorption lines of common dust minerals.

Figure 1b shows our single-telescope acquisition image of the nuclear region at 8.7 μm wavelength. The corresponding N-band slit spectrum of the source, as integrated over the beam width of 0.4 arcsec, is shown in Fig. 2a. Figures 2b and c show the spectra as seen by the two-telescope interferometer operating at two different projected baselines. We attribute the dip near 10 μm , visible on all three panels, to absorption by dust minerals.

As our longer baseline is essentially aligned with the north–south-oriented source axis as defined by the inner radio jet⁸, we

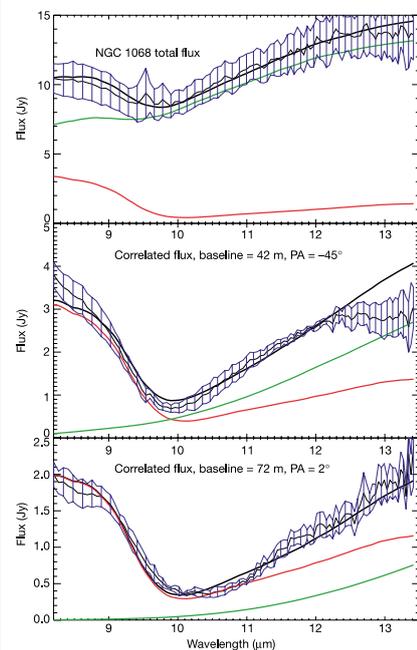


Figure 2 Observed MIDI spectra from the nucleus of NGC 1068 compared with two-component gaussian model predictions. Spectra were obtained during runs on 15 and 16 June, and 9 and 10 November, 2003. In each plot, the thin jagged line shows the observed flux as a function of wavelength, the blue hatched area shows its r.m.s. scatter in independent observations, and the thicker smooth line shows the model predictions. The red and green lines show the contribution of the hot and warm components, respectively. **a**, The single-telescope, non-interferometric MIDI flux-density spectrum. The absorption dip near 10 μm is caused primarily by 'astronomically common', olivine-type, silicate dust. **b**, The two-telescope interferometric spectrum from November 2003 with a projected baseline of $B = 42$ m oriented at an angle of 45° (clockwise from north), giving an effective resolution of ~ 26 mas. **c**, The interferometric spectrum from June 2003 with a projected baseline of 78 m, orientated 2° anticlockwise from north, giving a resolution of ~ 13 mas. Here the dip near 10 μm is probably caused by dust of aluminosilicate or other, non-olivine, composition.

decided to model the data with a minimum set of emitting components that are symmetric with respect to this axis—a procedure borrowed from the early days of VLBI radio astronomy. For each component, we assume blackbody radiation at a specific temperature and an elliptical gaussian brightness distribution. In order to reproduce the dust absorption feature already evident in our present (and previous^{8,10}) single-telescope observations, we additionally introduce silicate absorption of various strengths for each component. We assume an absorption profile derived from Infrared Satellite Observatory (ISO) observations of the centre of our Galaxy¹¹, which is consistent with, but of higher signal/noise than, existing ISO measurements of NGC 1068¹⁰.

The simplest model that accounts well for the spectra of both the total and the interferometric flux in our measurements requires only two gaussian components of different temperature, size and foreground dust absorption τ_{SiO} (see parameters in Table 1 and sketch in Fig. 1c). The first is a hot ($T > 800$ K) compact component. Its length along the source axis is resolved, and well constrained to 0.7 pc. The interferometric measurement sets only an upper limit (≤ 1 pc) to its orthogonal width. The second is a warm, well resolved component with best-fit temperature $T = 320$ K. Its size is well constrained by our observations with two baselines.

The silicate absorption feature around 10 μm is much more pronounced in the interferometric spectra (Fig. 2b, c) than in the total spectrum (Fig. 2a). In our best-fitting model, we find an spatially averaged peak silicate absorption depth, $\langle\tau_{\text{SiO}}\rangle$, of 0.3 in front of the extended $T = 320$ K component plus an additional $\langle\tau_{\text{SiO}}\rangle = 1.8$ in front of the hot component. Thus, the hot component seems to be embedded within the warm one. Presumably, much of the absorption towards the hot component actually occurs in the inner regions of the warm extended component. A ray from the hot dust, penetrating the full thickness of the larger, outer component, will suffer more absorption than the radiation from cooler dust in the outer regions of this component.

The profile of the silicate absorption towards the hot component does not fit well to the profiles of common olivine-type silicate dust, because those begin to drop already at $\sim 8 \mu\text{m}$, while the interferometric spectrum with the highest spatial resolution (Fig. 2c) does not seem to be affected at wavelengths $< 9 \mu\text{m}$. We obtain a much better fit by using the profile of calcium aluminium silicate ($\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$), a high-temperature dust species found in some supergiant stars¹². Although radiation transfer effects might fill in some of the dip near 8 μm even with 'normal' silicates, our modelling of this effect does not produce acceptable fits to the data. Other non-olivine dust compositions, however, cannot currently be excluded. In any case, our observations require special dust properties in the innermost 2 pc around the nucleus of NGC 1068. Indications of non-standard dust properties have also been reported for other Seyfert 2 galaxies¹³.

Table 1 Dust emission components in the nucleus of NGC 1068

Component	T (K)	Δ_{\parallel} jet (mas)	Δ_{\perp} jet (pc)	Δ_{\perp} jet (mas)	Δ_{\perp} jet (pc)	τ_{SiO}
Hot	> 800	10 ± 2	0.7 ± 0.2	< 12	< 1	2.1 ± 0.5
Warm	320 ± 30	30 ± 5	2.1 ± 0.4	49 ± 4	3.4 ± 0.3	0.3 ± 0.2

Each component is taken to be a two-dimensional gaussian aligned with one axis parallel to the radio jet. Sizes Δ are given as full-width at half-maximum of gaussian profiles. We have assumed emission from each component with a blackbody spectrum of the given temperature with constant emissivity. Emissivity decreasing rapidly with increasing wavelength ($\sim \lambda^{-1}$ or steeper), as might be expected from optically thin dust emission, is not consistent with the data. In front of this emission we impose an absorption of $\exp(-\tau(\lambda))$; $\tau(\lambda)$ varies with λ to match known silicate profiles as described in the text. The peak value of $\tau(\lambda)$ for each component is given here as τ_{SiO} . The optical depth τ in front of the hot component is in fact the sum of the contributions of the hot and warm components, because the model assumes that the absorption in the warm component also reduces the hot component. The errors refer to the full range of uncertainty when varying all parameters simultaneously. We assume the standard distance¹⁴ of 14.4 Mpc (that is, 1 pc = 14.3 mas). The temperature of the hot component is a lower bound; the blackbody profiles from all temperatures above 800 K are indistinguishable within the observed wavelength band.

letters to nature

This simple heuristic model describes the basic observed scale sizes of the dust emission in NGC 1068. But how does it relate to the true physical distribution of dust in active nuclei? The generic properties of dusty tori in AGNs have been discussed³. Because previously no observational means were available to resolve the dust distribution, early models for their dust emission^{14–16} aimed mainly to reproduce the overall spectral energy distribution of Seyfert galaxies and quasars. These were calculated by two-dimensional radiative transfer through a smooth dust distribution. They can be divided in two classes: compact tori¹⁴, where the dust fills a thick cylinder (with an axial hole) of a few parsecs in diameter, and extended fat disk models^{15,16}, with diameters of tens to hundreds of parsecs. Common to both classes was a very high absorption optical depth ($A_V > 100$, that is, $\tau_{1.2\mu} > 4$) in the equatorial plane. In preparation for our observations, we investigated the expected dust emission maps from those models by using three-dimensional radiative transfer¹⁷. They show that hot dust can only be observed from those surfaces that are both freely exposed to the radiation from the accretion disk and unobscured along the line of sight from the observer. In consequence, the observable structures at 8 and 12 μm are almost identical, and suffer very similar dust absorption. Obviously, this is not what we observe in NGC 1068.

The unification between Seyfert 1 and 2 galaxies¹ already seems to demand a geometrically thick dust distribution, the vertical height h (above the midplane) of which should be similar to its radius r , that is $h/r \approx 1$. By resolving the heated dust structure in NGC 1068 with MIDI/VLTI, we have demonstrated now that indeed $h/r \approx 0.6$, even when allowing for projection effects. (Such effects seem to be small, because the axis of NGC 1068 as given by the outflow cone of ionized gas is inclined by only $\sim 5^\circ$ out of the plane of sky¹⁸, thus excluding that an inclined thin disk could explain the apparent h/r).

Moreover, this thick structure is located at $r \leq 2\text{pc}$. Thus, irradiation by the nuclear source will produce a hot inner wall—a ‘funnel’, which we identify as our hot component. As the average cloud temperatures are low, $T < 1,000\text{K}$, it is not possible for gas pressure to support this structure vertically against gravity in the nuclear potential of NGC 1068.

In reality, it is very unlikely that gas and dust are distributed homogeneously in the torus: they will rather be confined to individual clouds⁵. A recent model for the overall spectral energy distributions¹⁹ argues for a volume filling factor of $< 10\%$, and typically 5–10 clouds along an equatorial line of sight towards the centre. Much better resolution ($< 1\text{mas}$) would be required to distinguish such a torus from a homogeneous one. Turbulent motions of these clouds with average velocities (v_T) $\approx 100\text{km s}^{-1}$ (that is, similar to the random velocities that support the nuclear star cluster) could prevent the cloud system from collapsing. However, given these velocities and the large number of clouds along any line of sight, collisions between those clouds would be frequent, supersonic and highly inelastic. The turbulent motion would be damped within about one orbital period, t_{orb} (at $r = 2\text{pc}$) $\approx 10^5\text{yr}$. Thus, a continuous injection of kinetic energy into the cloud system seems to be required. To our knowledge, none of the current models of AGNs provide a convincing solution to this problem, although a very young nuclear star cluster might be able to provide the energy (but see ref. 3). This explanation requires AGN activity and nuclear starbursts to be intimately connected. So the present high-resolution observations of the nucleus of an active galaxy by infrared interferometry demand a better understanding of the physics of these spectacular objects. □

Received 3 February; accepted 1 April 2004; doi:10.1038/nature02531.

1. Antonucci, R. Unified models for active nuclei and quasars. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 473–521 (1993).
2. Urry, C. M. & Padovani, P. Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei. *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **107**, 803–845 (1995).
3. Krolik, J. H. & Begelman, M. C. Molecular tori in Seyfert galaxies: Feeding the monster and hiding it. *Astrophys. J.* **329**, 702–711 (1998).

4. Antonucci, R. J. & Miller, J. S. Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068. *Astrophys. J.* **297**, 621–632 (1985).
5. Lamsden, S. L. *et al.* Near- and mid-infrared imaging polarimetry of NGC 1068. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **303**, 209–220 (1999).
6. Leinert, C. *et al.* Ten-micron instrument MIDI: getting ready for observations on the VLTI. *Proc. SPIE* **4838**, 893–904 (2003).
7. Glindemann, A. *et al.* The VLTI—A Status Report. *Proc. SPIE* **4838**, 89–100 (2003).
8. Muklow, T. W. B., Pedlar, A., Holloway, A. J., Gallimore, J. F. & Antonucci, R. R. J. The compact radio nucleus of the Seyfert galaxy NGC 1068. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278**, 854–860 (1996).
9. Bock, J. J. *et al.* High-spatial resolution imaging of NGC 1068 in the mid-infrared. *Astron. J.* **190**, 2904–2919 (2000).
10. Lutz, D. *et al.* ISO-SWS spectroscopy of NGC 1068. *Astrophys. J.* **536**, 697–709 (2000).
11. Kemper, F., Vriend, W. J. & Tielens, A. G. G. M. ISO spectra of Sgr A. *Astrophys. J.* (submitted).
12. Speck, A. K., Barlow, J. J., Sylvestre, F. J. & Hofmeister, A. M. Dust features in the 10 micron infrared spectra of oxygen-rich evolved stars. *Astron. Astrophys. Suppl.* **146**, 437–464 (2000).
13. Maiolino, R. *et al.* Dust in active nuclei. I. Evidence for anomalous properties. *Astron. Astrophys.* **365**, 28–36 (2001).
14. Piet, E. A. & Krolik, J. H. Infrared spectra of obscuring dust tori around active galactic nuclei. *Astrophys. J.* **401**, 99–109 (1992).
15. Efsthathiou, A., Hough, J. H. & Young, S. A model for the infrared continuum spectrum of NGC 1068. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **277**, 1134–1144 (1995).
16. Granato, G. L., Danese, L. & Franceschini, A. Thick tori around active galactic nuclei: the case for extended tori and consequences for their X-ray and infrared emission. *Astrophys. J.* **486**, 147–159 (1997).
17. Schartmann, M. *Dust Tori in Active Galactic Nuclei*. Thesis, Univ. Heidelberg (2003).
18. Crenshaw, D. M. & Kraemer, S. B. Resolved spectroscopy of the narrow-line region in NGC 1068: Kinematics of the ionized gas. *Astrophys. J.* **532**, L101–L104 (2000).
19. Nenkova, M., Ivezić, Z. & Elitzur, M. Dust emission from active galactic nuclei. *Astrophys. J.* **570**, L9–L12 (2002).
20. Bruhweiler, F. C., Miskey, C. L., Smith, A. M., Landsman, W. & Malumuth, E. Ionization, extinction and spiral structure in the inner disk of NGC 1068. *Astrophys. J.* **546**, 866–876 (2001).
21. Bland-Hawthorn, J. *et al.* The Ringberg standards for NGC 1068. *Astrophys. Space Sci.* **248**, 9–19 (1997).

Acknowledgements This Letter is based on observations carried out at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, in the framework of the VLTI science demonstration program. MIDI could not have been built without contributions from many people, including E. J. Bakker, P. Ballester, S. Beckwith, P. Biereichel, A. Böhm, W. D. Cotton, S. Damstra, A. Glindemann, B. Grimm, J. de Jong, N. Haddad, H. Hanenburg, T. Henning, N. Housen, S. Hippler, W. Laun, S. Ligori, R. Lenzen, B. Lopez, O. von der Lühe, R. J. Mathar, J. Meisner, S. Morel, W. Morr, U. Neumann, R.-R. Rohloff, P. Schuller, N. Salm, C. Storz, A. Wallander and K. Wagner. We thank ESO staff at Garching, Santiago de Chile, and Cerro Paranal (Chile), for operating MIDI.

Competing interests statement The authors declare that they have no competing financial interests.

Correspondence and requests for materials should be addressed to W.J. (jaffe@strw.leidenuniv.nl).

Dislocation-driven surface dynamics on solids

S. Kodambaka, S. V. Khare, W. Świąch, K. Ohmori, I. Petrov & J. E. Greene

Frederick Seitz Materials Research Laboratory and the Department of Materials Science, University of Illinois, 104 South Goodwin Avenue, Urbana, Illinois 61801, USA

Dislocations¹ are line defects that bound plastically deformed regions in crystalline solids. Dislocations terminating on the surface of materials can strongly influence nanostructural and interfacial stability, mechanical properties, chemical reactions, transport phenomena, and other surface processes. While most theoretical and experimental studies have focused on dislocation motion in bulk solids under applied stress^{2,3} and step formation due to dislocations at surfaces during crystal growth^{4,5}, very little is known about the effects of dislocations on surface dynamics and morphological evolution. Here we investigate the near-equilibrium dynamics of surface-terminated dislocations using low-energy electron microscopy⁶. We observe, in real time, the thermally driven nucleation and shape-preserving growth of spiral steps rotating at constant temperature-dependent angular

Injection into single mode fibers for ‘OHANA

Interferometry for Optical Astronomy II.
Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 1341-1343 (2003).
Editeur : W. A. Traub.

J. Woillez, J. Guerin, G. Perrin, O. Lai, F. Reynaud, C. Collin, J. Cretenet, C. Marlot, S. Pau, J.-M. Reess, D. Ziegler, C. Berthod, B. Brient

Injection into single mode fibers for OHANA

Julien Woillez^a, Jean Guerin^a, Guy Perrin^a, Olivier Lai^b, François Reynaud^c,
Claude Collin^a, Jean Cretenet^a, Claude Marlot^a, Sylvain Pau^a, Jean-Michel Reess^a,
Denis Ziegler^a, Claude Berthod^d, Bernard Brient^d

^aObservatoire de Paris (France); ^bCanada-France-Hawaii Telescope Corp. (USA);
^cIRCOM, Univ. de Limoges (France); ^dCNRS (France)

ABSTRACT

We present preliminary results of injection tests in single mode fibers, conducted in August 2002 at Canada-France-Hawaii Telescope. Single mode fibers for J, H and K band were placed at the focus of the adaptive optics PUEO. The goal of this experiment was to prepare the next step of the OHANA project: an interferometric fiber link between two telescopes on top of Mauna Kea.

Keywords: Interferometry, OHANA, Singlemode fiber, Adaptive Optics

1. OHANA PROJECT

The goal of the OHANA project¹ is to coherently link the adaptive optics equipped telescopes on top of Mauna Kea with single mode infrared fibers into a very long baseline optical interferometer. The project is divided into three successive phases. Phase I is dedicated to the demonstration of an efficient injection of the AO corrected light into single mode fibers. Phase II aims at interferometric operation between two different telescopes on top of Mauna Kea. Phase III aims at full exploitation.



Figure 1: OHANA injection module mounted under the Adaptive Optics PUEO at Canada-France-Hawaii Telescope.

^a julien.woillez@obspm.fr; phone (33) 1 45 07 79 66; guy.perrin@obspm.fr; phone (33) 1 45 07 79 63

^b lai@cft.hawaii.edu; Canada-France-Hawaii Telescope Corporation; Waimea, Hawaii, USA

2. INJECTION TEST SETUP

The Phase I injection test aims at measuring the injection efficiency of AO corrected light into singlemode fibers. Such an experiment was already conducted on the ESO 3.6m telescope at La Silla by Coudé du Foresto et al.²

2.1 Injection Module

The injection module (see Figure 1) is based on two of axis parabolas used to adapt the output beam of the Adaptive Optics to the input beam of the single mode fibers. Two flat mirror are used for pupil overlap and field selection. A control system may be inserted in the beam between the AO and the fiber head in order to check the alignment of the collimation parabola on the AO side and the alignment of the fiber head at the focus of the injection parabola. Thanks to a motorized fiber holder, different fibers can be placed at the focus of the injection parabola. The OHANA injection module was design by Observatoire de Paris (FRANCE) with the help of Institut National des Sciences de l'Univers (FRANCE).

2.2 Singlemode and multimode fibers

Three different singlemode fibers are used for injection tests in J, H and K band. Multimode fibers are also used as references to estimate the injection efficiency, related to the injection ratio between singlemode and multimode fibers. J and H band fibers are made of silicate glass whereas K band is base on fluoride glass.

2.3 Infrared detector

A NICMOS detector, designed at Observatoire de Paris, is used to measure both the overall injection efficiency and the injection fluctuations.

2.4 General setup

The general setup of the experiment is described in Figure 2. The singlemode and multimode fibers are routed from the injection module at the telescope focus down to the telescope floor where the infrared detector is. The entire experiment is controlled with a single computer in the control room of the telescope.

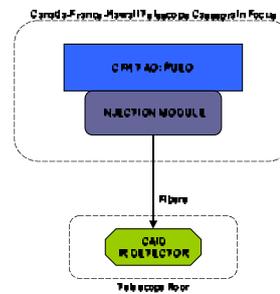


Figure 2: Injection test setup

3. GOALS

The first goal was to prepare Phase II operation of OHANA, making sure that the injection is not a problem when it comes to interferometry. The observational protocol needed to be operation proofed. The injection module stability and accuracy needed to be checked. The Adaptive Optics efficiency had to be characterized as well as its possible impact on the future interferometric operations. This had to be done with a careful measurement of the injection efficiency fluctuation and stability.

The only expected scientific impact of this mainly technical run was a confirmation of feasibility and sensitivity of the OHANA instrument.

The first injection tests on Canada-France-Hawaii Telescope took place on the 11th, 12th, 13th of August 2002. Two nights were dedicated to injection tests, a third one to calibrations needed to estimate the injection efficiency.

4. PRELIMINARY RESULTS

4.1 Observation protocol

An acquisition sequence for Phase I highly related to what is going to be used for Phase II was validated. An automated procedure to inject light into the different fibers was successfully tested. It allows to overlap the object to inject with a reference conjugated with the AO system focus, helping in the injection process. A scanning procedure that searches for the hot spot was partly tested and still needs some improvement.

4.2 System stability and accuracy

Abserrations of both the AO system and the injection module show-up (see irregular first Airy disk). The Airy pattern stability throughout the 3 observation nights testify of the stability of the injection module. This scanned Airy pattern demonstrate the future capability of the injection module to inject a field offseted on the sky from a central bright source (starburst region close to an Active Galactic Nuclei, faint companion to a star). Injection module flexures are low enough so that the fibers are never further than a couple of Airy pattern of the object to be injected.

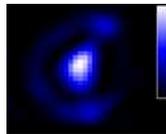


Figure 3: Pseudo image obtained scanning the position of the single mode fiber on the internal source of the Adaptive Optics system. Asymmetries in the pattern come from both the injection module and the adaptive optics system aberrations.

4.3 Injection quality

An example of good seeing condition is presented in Figure 4 with HR 39 in the K band.

Left: This may be the best result of this first test: there is no show-stopping fluctuation that would prevent detection of 1% visibility fringes at speed as low as 400Hz.

Right: The coupling efficiency averages to 12% on the entire batch 8.5 ms long. The expected efficiency, taking into account the central obscuration of CFHT pupil and the maximum Strehl ratio specified for PUEO, is around 25%. On this example, most of the scan is around 20% efficiency.

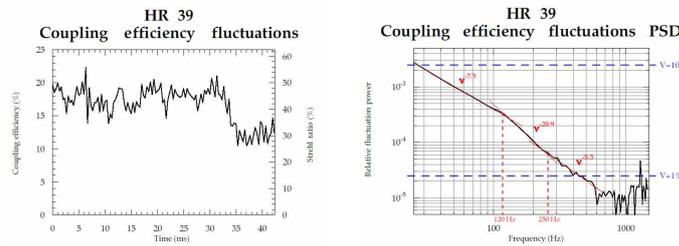


Figure 4: Coupling efficiency fluctuations on HR39. **Left:** One of the best single 45ms scan on HR39. **Right:** Mean power spectrum density for 200 scans on the same source.

¹ Mariotti, J.-M., Coudé du Foresto, V., Perrin, G., Peiqian Zhao, Léna, P., A&ASS, **116**, 381-393, 1996
² Coudé du Foresto, V., Faucherre, M., Hubin, N., Gitton, F., A&ASS, **145**, 305-310, 2000

Résumé : Les progrès en sensibilité de la nouvelle génération d'interféromètres optiques (VLTI & Keck) permettent à de nouveaux domaines de l'astronomie de bénéficier d'observations à très haute résolution angulaire dans le proche infrarouge. La physique extragalactique, à travers l'observation des noyaux actifs de galaxies, en est la principale bénéficiaire.

En préparation des observations interférométriques de noyaux actifs, je présente une boîte à outil dont l'objectif est de permettre l'interprétation des premières données, dont la quantité sera dans un premier temps limitée face à la complexité des objets. Puis je présenterai l'une des deux premières observations interférométriques de noyaux actifs de galaxies, celle du noyau de Seyfert 2 NGC 1068 par l'instrument 10 μm du VLTI. Avec celle du noyau de Seyfert 1 NGC 4151 par l'interféromètre du Keck, elles marquent les débuts de l'interférométrie extragalactique. Ces deux observations confirment le besoin pressenti en résolution angulaire supplémentaire pour étudier les parties internes du tore de poussière. C'est ainsi le cas de la région des raies larges pour laquelle je présente une technique innovante d'observation tomographique s'appuyant sur l'interférométrie et la cartographie par réverbération : la réverbération interférométrique.

Le projet d'interféromètre 'OHANA (Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy), qui constitue le deuxième volet de cette thèse, a pour objectif de démontrer qu'il est possible de produire un interféromètre très sensible et très résolvant au sommet du Mauna Kea en utilisant des fibres optiques monomodes, dans les bandes J, H et K, pour le transport cohérent des faisceaux, des télescopes existants corrigés par optique adaptative, vers un laboratoire de recombinaison. Le présent ouvrage couvre la Phase I de ce projet qui prépare les premières démonstrations interférométriques avec une étude pratique du couplage entre les fibres monomodes et les optiques adaptatives des télescopes CFHT, Keck et Gemini. Ces tests d'injection me donnent l'occasion d'estimer la sensibilité finale de l'interféromètre et de poser des diagnostics sur les trois optiques adaptatives en question. Je présente également les particularités du recombineur 'OHANA qui, en plus de servir pour la démonstration interférométrique de phase II, est basé sur un concept nouveau : une recombinaison multiaxiale des deux sorties monomodes d'une première recombinaison coaxiale permet d'obtenir une sortie unique en codant spatialement la photométrie. Je présente enfin les développements en vue des liaisons interférométriques entre les deux télescopes du Keck puis entre Gemini et CFHT : une ligne à retard en faisceaux gaussiens et des fibres monomodes de 2×300 m pour les bandes J, H et K.

Mots-clefs : noyaux actifs de galaxies - modélisation - région des raies larges - tomographie - NGC1068 - instrumentation - interférométrie optique - 'OHANA - fibre monomode - optique adaptative - recombineur - ligne à retard

Abstract : Recent progress in sensitivity achieved by the new generation of optical long baseline interferometers (VLTI & Keck) allows new fields of astronomy to benefit from very high angular resolution observations at near infrared wavelength. Extragalactic astronomy, through active galactic nuclei observations, is one of those fields.

As a preparation to coming active nuclei interferometric observations, I present a toolbox designed for the interpretation of the first data, knowing that their amount will stay small at the beginning whereas the observed objects are known to be complex. I will also present one of the two first observations of active nuclei : the Seyfert 2 nucleus NGC 1068 observed with MIDI, the newly commissioned 10 μm instrument of the VLTI. With the Seyfert 1 nucleus NGC 4151 by Keck interferometer, those two observations confirm the forecasted need of higher angular resolution to study the inner parts of the molecular torus found in active galactic nuclei. The broad line region will be one of the next components to be observed with an interferometer, provided that the extra angular resolution becomes available. In order to study the 3D structure of the region, I present an innovative tomographic technique based on reverberation mapping and interferometry : interferometric reverberation.

The 'OHANA project (Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy) is the topic of the second part of this work as it will provide the extra angular resolution. The project also aims at demonstrating the use of single mode fibers in J, H and K bands to coherently combine adaptive corrected telescopes, already present on top of Mauna Kea, into a very sensitive and resolving interferometer. I present the preparatory phase of the project (Phase I) where the coupling between adaptive optics and single mode fibers is studied on CFHT, Gemini and Keck telescopes. Those tests allow me to confirm the sensitivity of the final instrument as well as to propose a diagnostic on the different adaptive optics systems. Then I present the 'OHANA beam combiner that is about to be used in the demonstration phase (phase II). This combiner is based on a new concept where the two interferometric outputs of a single mode coaxial combination are combined in a multiaxial scheme in order to obtain a single output, with only one coupler. The interferogram is then temporally coded and the photometry spatially. I present the ongoing developments of phase II, namely a gaussian beam delay line and 2×300 m long single mode fibers, in J, H and K bands, used for the coherent transport.

Key-words : active galactic nuclei - model - broad line region - tomography - NGC 1068 - instrumentation - optical interferometry - 'OHANA - singlemode fiber - adaptive optics - beam combiner - delay line
