



HAL
open science

Interférométrie stellaire dans l'infrarouge en présence de fond thermique

Gilles Chagnon

► **To cite this version:**

Gilles Chagnon. Interférométrie stellaire dans l'infrarouge en présence de fond thermique. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT: . tel-00004101

HAL Id: tel-00004101

<https://theses.hal.science/tel-00004101v1>

Submitted on 6 Jan 2004

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.

Ecole Doctorale d'Astronomie d'Ile-de-France
Observatoire de Paris (section de Meudon)

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI (PIERRE-ET-MARIE-CURIE)
Spécialité: ASTROPHYSIQUE ET INSTRUMENTATIONS ASSOCIÉES

par

Gilles Chagnon

Interférométrie stellaire dans l'infrarouge en présence de fond thermique

Soutenue le 11/09/2003 devant le Jury composé de :

M. Pierre ENCRENAZ	Président
M. Jean GAY	Rapporteur
M. Christoffel WAEKENS	Rapporteur
M. Pierre LÉNA	Directeur de thèse
M. Vincent COUDÉ DU FORESTO	Examineur
M. Steve RIDGWAY	Examineur

Table des matières

Liste des figures	5
Liste des tableaux	7
Remerciements	9
Introduction	11
1 L'interférométrie en astronomie	15
1.1 Les débuts	15
1.1.1 Les expériences d'Young	15
1.1.2 Les débuts de l'interférométrie stellaire	19
1.2 Les observables d'un interféromètre	21
1.2.1 Rappels sur la formation des images	21
1.2.2 Principe d'un interféromètre	24
1.2.3 Qu'est-ce qu'une mesure de contraste?	24
1.3 La classification des interféromètres	26
1.4 Estimateurs de visibilité	27
1.4.1 Les estimateurs ABCD	27
1.4.2 L'estimateur Fourier	31
1.5 Deux interféromètres particuliers	34
1.5.1 L'interféromètre IOTA et l'instrument TISIS	34
1.5.2 L'interféromètre VLTI et l'instrument MIDI	44
2 Le fond thermique en astronomie	57
2.1 Nature du problème	57
2.2 Parades classiques	58
2.2.1 Une protection passive par la cryogénie	58
2.2.2 Modulation, balancement et inversion de faisceaux	62
2.2.3 La soustraction du fond thermique pour TISIS	65
2.2.4 La soustraction du fond dans le cas de MIDI	74
2.3 Mesures et analyses du fond thermique	76
2.3.1 Avec l'instrument TISIS sur IOTA	76
2.3.2 Données 10 μm : caméra MAX sur UKIRT	90
2.3.3 Caractérisation du fond sur le VLTI	95

3	Le fond thermique en interférométrie	99
3.1	Position du problème	99
3.1.1	Généralités	99
3.1.2	Historique à 10 μm	100
3.2	Détermination du fond continu	101
3.2.1	Propagation de l'erreur sur le fond	101
3.2.2	Influence d'une fluctuation de température sur le fond thermique	102
3.3	Détermination des fluctuations du fond	106
3.3.1	Analyse du contexte	106
3.3.2	Contraintes	108
3.4	Estimations des fluctuations basses fréquences	109
3.4.1	Estimateurs de type Fourier	109
3.4.2	Estimateurs de type ABCD	112
3.4.3	Conclusions	123
4	Observations d'étoiles évoluées dans l'infrarouge thermique	125
4.1	Etoiles évoluées	125
4.1.1	Généralités	125
4.1.2	Les types d'étoiles pulsantes	128
4.1.3	Nécessité de l'interférométrie	130
4.2	Observations de mars et novembre 2000 avec TISIS	130
4.2.1	Procédure de réduction des données	130
4.2.2	Observations	134
4.2.3	Résultats	135
4.3	Plans rapprochés sur quelques étoiles	143
4.3.1	Les Miras	143
4.3.2	Les semi-régulières	144
4.3.3	Les supergéante et géante rouges	145
4.4	Un modèle simple pour les Miras	146
4.5	Conclusion sur les mesures	156
	Conclusion et perspectives	157
A	L'expérience TheBEs originale	159
A.1	General presentation	159
A.1.1	Introduction	159
A.1.2	Constraints on the tests	160
A.1.3	Expected performances	161
A.2	Optics	162
A.2.1	Introduction	162
A.2.2	Optical layout	163
A.2.3	Alignment procedure	164
A.2.4	Removal from the interferometric laboratory	165
A.3	Installation on Paranal	165
A.3.1	Introduction	165

A.3.2	Duration – Observing time requirements	166
A.3.3	Hardware requirements	166
A.3.4	Manpower requirements	168
A.3.5	Impact in the interferometric laboratory	168
A.4	Operations	169
A.4.1	Introduction	169
A.4.2	Data acquisition	170
A.4.3	Tests on the siderostats	171
A.4.4	Tests on the UT	171
B	Acronymes et abréviations	173
C	<i>Interferometric observations of evolved stars in the L' band</i>	177
	Bibliographie	191

Table des figures

1.1	Schéma de principe de l'expérience des trous d'Young	16
1.2	Conventions géométriques pour les trous d'Young	17
1.3	Montage pour l'expérience des trous d'Young	18
1.4	Echantillonnage de la différence de marche pour les estimateurs ABCD	28
1.5	Allure du spectre d'un interférogramme	33
1.6	Géométrie d'IOTA	35
1.7	Schéma optique de la table FLUOR sur IOTA	37
1.8	Schéma optique de la table FLUOR en configuration TISIS	38
1.9	Coefficients de transmission et de couplage, coupleur bande L	38
1.10	Coefficients de transmission et de couplage, coupleur bande M	39
1.11	Profil d'atténuation, coupleur bande M	39
1.12	Chromaticité du couplage, coupleur bande M	39
1.13	Courbes de transmission des filtres sur TISIS	41
1.14	Transmission atmosphérique entre 1,7 μm et 4,2 μm	42
1.15	Transmission atmosphérique entre 4,2 μm et 5,5 μm	43
1.16	Transmission atmosphérique dans les bandes L et M à 1 km d'altitude	43
1.17	Transmission atmosphérique entre 2,85 μm et 5,05 μm sur le VLTI	44
1.18	Plan d'ensemble du sommet du Mont Paranal	46
1.19	Schéma optique du VLTI	46
1.20	Les optiques de MIDI	49
1.21	Les optiques de MIDI (vue 3D)	49
2.1	Courbes de corps noirs à 300 K et 289 K	58
2.2	Schéma d'un cryostat pour TISIS	60
2.3	Schéma du système de refroidissement pour MIDI	61
2.4	Schéma d'un cycle de modulation du fond thermique	63
2.5	Schéma d'un cycle de balancement	64
2.6	Schéma du système de modulation du fond thermique pour TISIS	67
2.7	Opérations de modulation du fond pour TISIS	68
2.8	Dérive du fond thermique en bande L au cours de la nuit	70
2.9	Fluctuations du signal sur le ciel en fonction du signal stellaire en mars 2000	71
2.10	Moyenne du signal sur le ciel en fonction du signal stellaire en mars 2000	71
2.11	Densités spectrales de puissance du fond pour α Boo et U Her	72

2.12	Dépendance du flux calculé sur TISIS en fonction de la magnitude stellaire	73
2.13	Modulation virtuelle du fond sur MIDI	75
2.14	Dérive du fond thermique en bande L au cours de la nuit du 19/11/2000.	77
2.15	Fluctuations basses fréquences du fond thermique en L	79
2.16	Fluctuations hautes fréquences du fond thermique en L	79
2.17	D.S.P. des franges en autocollimation en bande M	81
2.18	Spectres basses fréquences du fond mesuré en bande M	88
2.19	Spectres hautes fréquences du fond mesuré en bande M	89
2.20	Densités spectrales de puissance des données MAX	92
2.21	Histogrammes des signaux dérivés des données MAX	93
2.22	Histogrammes des signaux dérivés des données MAX à 1,25 s	94
3.1	Echantillonnage ABCD avec dérive du niveau moyen	113
3.2	Distributions des pentes relatives et de la phase	116
3.3	Comparaison des estimateurs de contraste en fonction du déséquilibre photométrique	116
3.4	Comparaison des estimateurs de contraste en fonction du contraste théorique à atteindre	117
3.5	Comparaison des estimateurs de contraste en fonction de la phase de la frange	119
3.6	Comparaison des estimateurs de phase en fonction du déséquilibre photométrique	120
3.7	Comparaison des estimateurs de phase en fonction du contraste théorique à atteindre	120
3.8	Comparaison des estimateurs de phase en fonction de la phase de la frange	122
4.1	Exemples de courbes de lumière de Miras	129
4.2	Exemples de courbes de lumière de semi-régulières	130
4.3	Exemple de soustraction du fond thermique	132
4.4	Courbes de visibilité pour le mois de novembre 2000 (1)	139
4.5	Courbes de visibilité pour le mois de mars 2000	141
4.6	Courbes de visibilité pour le mois de novembre 2000 (2)	142
4.7	Variation de diamètre de R Leo entre mars et novembre 2000	143
A.1	Plan d'ensemble de TheBEs	163

Liste des tableaux

1.1	Comparaison entre disque uniforme en interférométrie et signal porte en électronique	25
1.2	Filtres utilisés sur TISIS	41
1.3	Caractéristiques de MIDI	51
1.4	Modes dispersifs disponibles sur MIDI	51
1.5	Hypothèses pour le calcul de magnitude limite pour MIDI	54
1.6	Magnitudes limites de MIDI	55
2.1	Emission du fond de ciel sur IOTA	65
2.2	Fond thermique sur IOTA	66
2.3	La modulation du fond thermique sur MIDI	76
2.4	Conditions des tests effectués en bande M	86
2.5	Résultats des tests effectués en bande M	87
3.1	Erreur maximale permise sur la détermination du fond en bande N	102
3.2	Stabilité thermique pour un instrument en bande L'	103
3.3	Stabilité thermique pour un instrument en bande N	104
3.4	Fluctuations maximales du fond permises en bande N	108
4.1	Liste des étoiles références pour les missions TISIS	133
4.2	Points de visibilité de TISIS de mars 2000	136
4.3	Points de visibilité de TISIS de novembre 2000 (1)	137
4.4	Points de visibilité de TISIS de novembre 2000 (2)	138
4.5	Diamètres de disque uniforme pour les étoiles « simples » de l'échantillon	140
4.6	Diamètres de disque uniforme pour les étoiles « complexes » de l'échantillon	140

Remerciements

Une thèse est un travail de longue haleine – parfois plus longue pour certains que pour d'autres. Mes activités d'enseignement ne m'ont ainsi pas laissé beaucoup de temps pour en venir à bout dans le délai habituel... mais elles m'ont permis, outre de me rafraîchir en permanence les idées au contact de mes étudiants, de me rappeler à quel point j'avais la chance d'évoluer au contact de personnes attachantes que je voudrais ici remercier.

En premier lieu, naturellement, Pierre LÉNA. La série *Tours du Monde, tours du ciel* ne m'avait pas préparé à l'attrait qu'a exercé sur moi, en DEA, son cours sur la formation des images, qui m'a incité à m'adresser à lui, intéressé que j'étais par la Haute Résolution Angulaire. Je ne saurais passer sous silence le bénéfice que j'ai tiré de ses sages conseils et suggestions, non plus que son sens de l'écoute.

Je ne peux bien sûr pas oublier Vincent COUDÉ DU FORESTO ni Guy PERRIN, le *dynamic duo* de la Table Equatoriale. Véritables « calibrateurs » de mes idées au quotidien, même si nous avons eu, en particulier lors de ces deux dernières années, quelques difficultés à trouver des créneaux horaires communs, ils ont su m'apporter beaucoup par leur aide précieuse lors de la réalisation de ce travail. Un de mes anciens professeurs de chimie proclamait la haute vertu pédagogique des échecs dans les expériences. Je peux donc avouer en toute humilité que j'ai énormément, énormément appris, notamment sous la férule de Guy, lors de certaines missions particulièrement neigeuses sur IOTA ! Les entretiens avec Steven RIDGWAY ont toujours été riches d'enseignement, que ce soit sur la physique des étoiles évoluées que sur la nature des perturbations du fond thermique.

Je n'ai pu partir en mission d'observation depuis mon recrutement en tant que PRAG au Service de la Formation Permanente de Paris VI. Mais je n'ai pas été privé du contact avec l'Observatoire grâce à la directrice de ce service, Claude ALQUIÉ, que je voudrais remercier pour la compréhension et la patience dont elle a fait preuve, en me libérant une journée par semaine afin de me permettre de terminer la rédaction de ce mémoire.

Bertrand l'Américain et Cyril le fibriste m'ont montré la voie à suivre lors de ma première année de thèse. Je crois que je me souviendrai longtemps d'une certaine expédition en 4×4 à 40 km/h sur une autoroute de l'Arizona, à la recherche d'un taxi perdu et d'une troisième vitesse... Merci plus particulièrement à Bertrand pour

avoir laissé derrière lui ce fabuleux outil qu'est TISIS, et m'avoir aidé dans mes premiers pas d'interférométriste.

Il serait injuste de ne pas mentionner Pascal, Julie, Antoine... et toute la cohorte des thésards de la Table Equatoriale, que j'admire pour la patience avec laquelle ils ont pu supporter mes jeux de mots approximatifs et plaisanteries parfois répétitives...

Les nombreuses pauses-café avec Marie m'ont assuré des bouffées d'oxygène indispensables, en sus d'autant d'occasions de me manifester son soutien moral dans les périodes de doute.

Le Bâtiment Lyot est riche en personnalités avec lesquelles il fut profitable tantôt de travailler, tantôt de savourer quelque gâteau : Claude, Eric, Geneviève, Sylvain, Yann... Plus généralement, le DESPA, puis le LESIA, se sont avérés être des départements au sein desquels il a été agréable de trouver des personnes compétentes, techniciens ou administratifs, que je voudrais remercier dans leur ensemble pour leur aide, ponctuelle ou non, et leur disponibilité.

Je remercie également Jean GAY et Christoffel WAELKENS d'avoir accepté de rapporter sur ce travail et ainsi d'avoir permis l'amélioration de ce manuscrit.

Enfin, il serait prétentieux de ma part de prétendre m'être « fait tout seul ». Sans le soutien de mes proches, amis – Sylvaine, Christel... – et famille, qui ont eu à supporter aussi bien coups de blues que longues explications sur la recombinaison cohérente en présence de fond thermique, je n'aurais certainement pas pu mener à bien ce travail. Et un merci tout particulier pour son soutien sans faille, malgré la distance, à Evguenia : большое спасибо, Евгения

Introduction

Longtemps, le seul instrument d'optique sur lequel l'homme pouvait compter la nuit fut son œil. La première utilisation astronomique de la lunette par Galilée, au XVI^e siècle, déclencha une « course au diamètre » des instruments astronomiques, d'abord pour les réfracteurs (les lunettes astronomiques), jusqu'au XIX^e siècle, puis pour les réflecteurs (les télescopes) depuis lors. L'objectif était simple : pour voir plus loin, c'est-à-dire des objets plus faibles, il fallait de plus gros instruments ; pour voir de plus fins détails, il fallait aussi augmenter le diamètre des optiques.

Mais la turbulence atmosphérique, tout du moins jusqu'à la mise au point de systèmes d'optique adaptative, était un frein à la réalisation de ce second objectif. La « résolution angulaire », la taille angulaire du plus petit détail observable, était limitée par la taille d'une tache, dont le diamètre dépend de l'intensité de la turbulence atmosphérique le long de la ligne de visée. La course à la résolution angulaire semblait donc perdue... jusqu'à ce que dans la deuxième moitié du XIX^e siècle, quelques astronomes français et américains aient l'idée d'exploiter une expérience faite une quarantaine d'années plus tôt par un médecin anglais, pour mesurer la taille d'une étoile. L'interférométrie stellaire était née... son histoire est racontée dans le chapitre 1. Cette partie décrit également les deux instruments mentionnés dans ce mémoire.

Après ces débuts prometteurs, les travaux se poursuivent entre les deux guerres mondiales aux Etats-Unis. Mais l'interférométrie optique fut presque entièrement mise de côté, principalement pour des raisons techniques, alors même que l'interférométrie radio se développait en force à partir des années 1950. Elle fut redynamisée principalement dans les années 1970, avant de prendre progressivement de l'ampleur dans les années 1980 avec la naissance de nombreux projets, concrétisés dans les années 1990. Elle se concentra surtout sur des bandes spectrales où les contraintes sur la qualité des optiques étaient moindres, le proche infrarouge. En parallèle, les techniques radio avaient été extrapolées vers le domaine millimétrique. Restait une lacune à combler, dans le domaine des longueurs d'onde de l'« infrarouge thermique ». Celui-ci, en effet, demandait des efforts particuliers, en raison de la présence d'un phénomène physique négligeable dans les autres bandes spectrales du domaine des

longueurs d'onde visible et infrarouge, l'émission thermique des optiques, dont l'intensité était parfois même supérieure à celle du flux stellaire lui-même. Le chapitre 2 en présente un panorama général, exposant la nature du problème, puis les parades classiques utilisées en astronomie monopupille.

Afin de mieux déterminer les contraintes qui s'appliquent aux estimateurs utilisés dans la réduction des données interférométriques, il fallait mesurer l'intensité du fond thermique dans les bandes spectrales qui devaient intéresser les instruments en exploitation, en construction, ou en projet.

L'instrument TISIS (*Thermal Infrared Stellar Interferometric Set-up*), l'extension de l'instrument FLUOR (pour *Fiber Linked Unit for Optical Recombination*) dans l'infrarouge thermique, a pu être exploité dans les bandes L et L', centrées respectivement aux environs de $3,4\ \mu\text{m}$ et $3,8\ \mu\text{m}$. Une mission a été menée afin de le tester en bande M, vers $5\ \mu\text{m}$. Les observations menées dans ces bandes spectrales ont permis l'acquisition de données sur l'évolution du fond thermique dans des conditions variables.

Afin de compléter le panorama, dans la perspective du développement de l'instrument MIDI (*MID-infrared Interferometric instrument*) sur le VLTI, et de l'interféromètre spatial DARWIN, il était nécessaire de procéder à des observations dans l'infrarouge moyen, autour de $10\ \mu\text{m}$, là où les contraintes étaient *a priori* les plus fortes. Ces mesures ont été effectuées sur un télescope monopupille, UKIRT, à Hawaï.

Une expérience destinée à mesurer les caractéristiques du fond thermique sur le VLTI lui-même, TheBEs, a été proposée.

Le fond thermique, même si l'on a déjà tenu compte des contraintes qu'il imposait sur les observations, a des conséquences particulières en interférométrie. Ces conséquences sont liées à la nature même de l'estimation des observables d'un interféromètre.

Il faut donc étudier l'impact d'une mauvaise estimation du fond thermique dans un contexte interférométrique : impact sur la détermination du niveau moyen d'un interférogramme, mais aussi biais possible sur une estimation de l'amplitude du signal cohérent.

Le chapitre 3 se conclue avec des propositions d'algorithmes destinés à remédier au moins à certains biais introduits au cours de l'estimation du contraste interférométrique, par une absence d'estimation des fluctuations basse fréquence du fond thermique.

Tous ces efforts auraient été inutiles s'ils n'avaient été sous-tendus par une motivation scientifique.

Les bandes spectrales où se pose le problème du fond thermique présentent un intérêt indéniable quand il s'agit, notamment, de sonder l'environnement stellaire

d'étoiles en fin de vie. L'émission thermique des poussières se trouve être maximale à ces longueurs d'onde, sans même parler des raies d'émission des molécules qui s'y forment. De plus, la résolution angulaire atteinte par les interféromètres construits dans les années 1990 leur permet de résoudre ces grosses bulles de gaz et de poussières.

TISIS a permis l'observation d'une vingtaine de ces étoiles. Le chapitre 4, après un panorama des types d'étoiles observées, expose les résultats des observations, ainsi que les questions que ces dernières soulèvent.

Les acronymes et abréviations utilisés sont rassemblés dans l'annexe B.

Chapitre 1

L'interférométrie en astronomie

CE CHAPITRE a pour but de présenter dans leurs grandes lignes les concepts de base de l'interférométrie ; de donner un aperçu des algorithmes qui peuvent être utilisés dans la réduction des données pour un interféromètre de type coaxial ; enfin de fournir une description succincte des deux interféromètres dont une partie de l'instrumentation fait l'objet de cette étude : IOTA et le VLTI.

1.1 Les débuts

On peut dater les débuts de l'interférométrie optique des expériences de Thomas Young dès le commencement du XIX^e siècle, c'est-à-dire de l'époque où l'interprétation ondulatoire de la lumière l'emportait sur son interprétation corpusculaire. Mais les premières idées de son application en astronomie ne furent développées qu'à partir du dernier tiers de ce même siècle.

1.1.1 Les expériences d'Young

a. Les motivations d'Young

Young était d'un naturel curieux et sceptique ; jeune médecin anglais du début du XIX^e siècle, il critique l'absence de rationalité de la médecine et se refuse à prescrire des médicaments qu'il juge trop dangereux. Il étudie l'audition et se familiarise avec les problèmes de propagation d'ondes et de vibrations. Il s'intéresse aussi aux bulles de savon et, pour en aborder l'étude, lit Hooke et Newton. A cette époque en effet, le modèle dominant sur la nature de la lumière est corpusculaire et purement mécanique, dans la tradition newtonienne. L'explication donnée par cette dernière aux couleurs des bulles ne convainc pas Young.

Sa très bonne connaissance des mouvements vibratoires lui permet de raisonner par analogie : l'expérience courante offre en effet de nombreux exemples d'ondes qui se superposent en se renforçant ou s'annulant mutuellement – des interférences.

Convaincu par la simplicité de son explication en face de la lourdeur de la théorie newtonienne, il reprend les expériences de Newton sur les bulles de savon.

b. L'expérience des « trous d'Young »

Principe Young veut démontrer que l'interprétation ondulatoire permet de prévoir la position des franges à l'origine des irisations des bulles de savon. Pour ce faire, il réalise une expérience à laquelle personne n'a pensé avant lui et qui restera célèbre. Si on éclaire un écran percé d'un petit trou, celui-ci se comporte comme une source ponctuelle et émet un faisceau divergent (figure 1.1 *a*). Le phénomène de diffraction, connu à l'époque, était également expliqué par les deux systèmes. Si maintenant un deuxième trou est percé à proximité du premier, les deux faisceaux transmis se superposent dans une zone où des interférences *doivent* avoir lieu (figure 1.1 *b*).

Young vérifie : des bandes rectilignes alternativement claires et noires apparaissent là où il les attendait ; il bouche un des deux trous, elles disparaissent. Il calcule, d'après la théorie des ondes, quelles devraient être les caractéristiques des franges : il trouve une concordance parfaite avec les observations.

Young publie ses résultats complets en 1804. Alors qu'il veut – lui un médecin – détruire complètement les hypothèses du grand Newton et qu'il s'adresse à un public aveuglément acquis à la théorie corpusculaire, il ne prend soin ni de présenter de manière logique ses expériences ni d'en faire un exposé ordonné et systématique. La réponse est virulente : le monde scientifique se déchaîne contre lui. Il faudra encore bien des années avant que Fresnel et Arago ne permettent de trancher définitivement en faveur de la théorie ondulatoire.

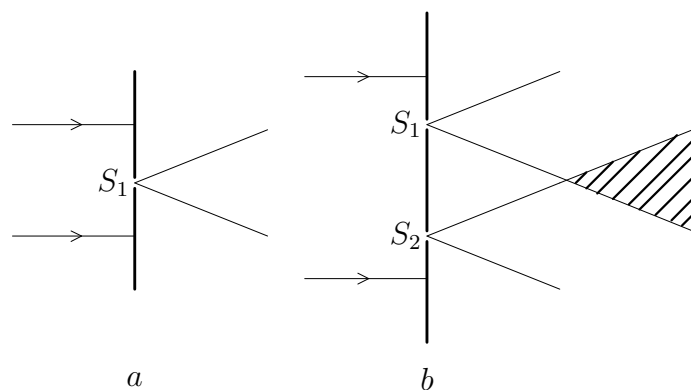


FIG. 1.1 – Schéma de principe de l'expérience des trous d'Young

Un peu de vocabulaire... Cette expérience permet de mettre en place un certain nombre de notions que nous retrouverons dans toute la suite de ce mémoire. Les calculs qui les introduisent ne sont pas complexes, dès lors que l'on admet le principe d'Huygens-Fresnel : les franges sont dues aux interférences des ondelettes émises par

chaque point de l'écran diffractant. Chaque point de celui-ci laissant passer la lumière se comporte comme une source secondaire.

Ils sont en fait généralisables à toute situation expérimentale où une onde progressive se heurte à un obstacle percé de deux trous. Pour exposer les premières propriétés, on supposera la source initiale, ainsi que les deux trous, ponctuels.

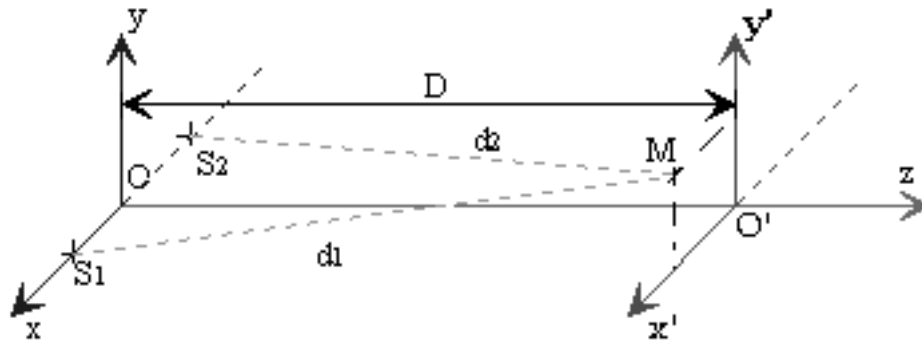


FIG. 1.2 – Conventions géométriques pour les trous d'Young.

On considère une vibration monofréquentielle (ou, pour rester dans le cadre de la lumière, monochromatique) arrivant sur un obstacle percé de deux trous S_1 et S_2 , séparés de la distance B . Ces deux trous se comportent comme des sources secondaires, au sens du principe d'Huygens-Fresnel ; ils émettent chacun une vibration, déphasée l'une par rapport à l'autre. En un point M de l'écran (voir la figure 1.2 pour les notations), est détectée l'amplitude de la somme de ces deux vibrations cohérentes. Elle peut se mettre classiquement sous la forme

$$I = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda} \right) = 2I_0 [1 + \cos (2\pi\delta\sigma)] \quad (1.1)$$

où $\delta = n(d_2 - d_1)$ est la *différence de marche* et $\sigma = 1/\lambda$ est le *nombre d'ondes*.

Pour peu que la distance $D = OO'$ soit grande devant l'abscisse x' d'un point d'observation sur l'écran, la différence de marche dans l'air se résume à $\delta \approx \frac{Bx'}{D}$.

La figure d'interférences au voisinage de O' , consiste donc en des segments de droites parallèles entre eux ; ce sont les *franges d'interférences*. La frange centrale est brillante.

L'*interfrange* i est la distance, dans le plan d'observation, séparant deux franges consécutives de même intensité. Il vaut donc

$$i = \frac{\lambda D}{B}$$

L'interfrange est *proportionnel à la longueur d'onde*, et *inversement proportionnel à la distance entre les trous*.

La quantité $\frac{B}{\lambda}$, qui est sans dimension, peut en fait être considérée comme l'inverse d'un angle, caractérisant la séparation angulaire des franges. On parle alors de *fréquence spatiale* pour désigner cette quantité, par analogie avec les fréquences temporelles qui sont les inverses de périodes. Cette désignation se justifie par le fait que l'on a bien là une période spatiale avec les alternances de franges.

Montage réel Dans la pratique toutefois, on ne peut bien sûr pas réaliser de trous parfaitement ponctuels... On suppose par la suite que leur diamètre vaut a . De plus, afin de faciliter l'observation des franges, il est plus commode de les *localiser*. Pour ce faire, on insère en aval des trous une lentille L_1 convergente de focale f ; les franges sont alors obtenues dans son plan focal, où l'on place un écran (figure 1.3). La source elle-même est placée au foyer objet d'une lentille convergente L_2 , collimatant le faisceau avant qu'il n'atteigne l'obstacle percé des trous.

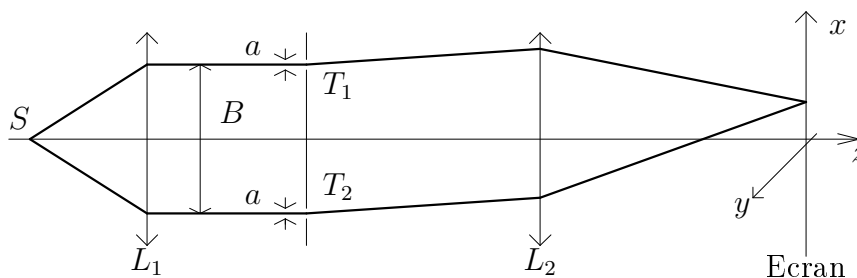


FIG. 1.3 – Montage pour l'expérience des trous d'Young

On considère cette fois-ci que chaque point de la surface de chaque trou T_i se comporte comme une source secondaire élémentaire s_i . Les calculs se font en appliquant la théorie de la diffraction développée par Fresnel. On obtient alors une distribution d'intensité de la forme

$$I(x,y) = 2I_0 \left[1 + \cos \left(2\pi\sigma \frac{Bx}{f} \right) \right] \left[\frac{2J_1(u)}{u} \right]^2 \quad (1.2)$$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 et $u(x,y)$ la coordonnée réduite dérivée de la distance au centre de l'écran-cible, $u = \pi\sigma a \sqrt{x^2 + y^2}/f$.

On retrouve le terme d'interférence précédemment mis en évidence dans l'équation 1.1. Mais il est cette fois-ci multiplié par un terme de diffraction, correspondant à la diffraction résultant de chaque trou. Ce terme limite la taille de la tache à l'intérieur de laquelle les franges peuvent être observées. La tache d'Airy (la tache de diffraction) est modulée par le terme d'interférence. La taille de la tache d'Airy dépend elle-même du rapport a/λ , qui est homogène à une fréquence spatiale.

Source étendue Les choses se compliquent un peu si l'on considère non plus une source ponctuelle, mais une source étendue, par exemple une source en forme de

fente de longueur b étendue selon l'axe parallèle à la droite passant par les deux trous. On peut alors considérer cette source comme la superposition de sources élémentaires. L'intensité observée sur l'écran est la superposition de ces systèmes de franges élémentaires :

$$I(x) \propto \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} I(x + \xi) d\xi$$

Fort heureusement, il existe un cas particulier pour lequel l'expression précédente est plus simple à calculer, lorsque la taille angulaire de la source est petite devant celle de la tache de diffraction (c'est-à-dire $\frac{b}{f} \ll \frac{\lambda}{a}$) ; on dit alors que la source est *non résolue* par les ouvertures individuelles. On obtient alors près de l'axe optique

$$I(x) \propto \left[1 + \cos \left(2\pi\sigma \frac{Bx}{f} \right) \right] \text{sinc} \left(\frac{\sigma b B}{f} \right)$$

où la fonction sinc est la fonction « sinus cardinal », qui à x associe $\sin(\pi x)/(\pi x)$.

On a négligé le terme de diffraction, mais le système de franges est cette fois-ci limité par un autre terme modulant. Ce terme dépend de la taille de la source (b), mais aussi de l'écartement entre les deux ouvertures (B). De plus, il offre la propriété remarquable de s'annuler une première fois quand la quantité $\frac{\lambda}{B}$ est égale à la taille angulaire de la source $\frac{b}{f}$.

Il est alors possible de mesurer la taille angulaire d'une source quelconque (non résolue par une ouverture individuelle toutefois), en faisant varier l'écartement entre les deux trous, autrement dit, en explorant une gamme de fréquences spatiales.

Source polychromatique Lorsque la source n'est pas monochromatique, ce qui est le cas général, les systèmes de franges monochromatiques se superposent ; leurs éclaircissements s'additionnent. Comme l'interfrange est proportionnel à la longueur d'onde, les positions des franges brillantes et sombres ne coïncident pas : l'interférogramme se brouille d'autant plus que la bande spectrale de travail est large.

1.1.2 Les débuts de l'interférométrie stellaire

a. Hippolyte Fizeau

Le Français Hippolyte Fizeau eut le premier l'idée d'appliquer la méthode des trous d'Young à des mesures astronomiques. Un analogue de cet expérience est en effet l'observation d'une étoile, source étendue, à travers deux ouvertures distinctes, que ce soit deux télescopes différents, ou bien un masque pupillaire sur un télescope monolithique. Le contraste dépendant à la fois de la distance entre les deux ouvertures et du diamètre angulaire de la source, on peut envisager de mesurer celui-ci.

C'est le raisonnement que tint Fizeau, si l'on en juge d'après ce qu'il déclarait lors de la remise du Prix Bordin de l'Académie des Sciences en 1868 [Fizeau, 1868] :

Il existe pour la plupart des phénomènes d'interférence, tels que les franges d'Young, celles des miroirs de Fresnel, et celles qui donnent lieu à la scintillation d'après Arago, une relation remarquable et nécessaire entre la dimension des franges et celles de la source lumineuse ; en sorte que les franges, d'une ténuité extrême, ne peuvent prendre naissance que lorsque la source lumineuse n'a plus que des dimensions angulaires presque insensibles ; d'où, pour le dire en passant, il est peut-être permis d'espérer qu'en s'appuyant sur ce principe et en formant, par exemple au moyen de deux larges fentes très écartées, des franges d'interférence au foyer des grands instruments destinés à observer les étoiles, il deviendra possible d'obtenir quelques données nouvelles sur les diamètres angulaires de ces astres.

Fizeau lui-même ne mit pas en pratique son idée.

b. Edouard Stéphan

Edouard Stéphan, directeur de l'Observatoire de Marseille, à la suite de cette suggestion et d'un échange de correspondance, décida de procéder à sa mise en œuvre expérimentale. Les premières tentatives de mesures de diamètres stellaires eurent ainsi lieu au grand télescope de 80 cm de diamètre de son établissement, entre 1872 et 1873. Le diamètre de cet instrument n'était toutefois pas suffisant pour lui permettre de discerner une baisse notable du contraste des franges, et Stéphan ne put conclure qu'à « l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes » [Stéphan, 1874].

c. Albert Michelson

L'Américain Albert Michelson, une vingtaine d'années plus tard, appliqua cette méthode à la détermination des diamètres des satellites galiléens [Michelson, 1891]. Il utilisa pour ce faire l'équatorial de 12 pouces du Mont Hamilton, et détermina avec ce petit télescope les diamètres des satellites avec une précision comparable à celle fournie par les mesures faites sur les plus grands télescopes de l'époque.

Il renouvela l'expérience une trentaine d'années plus tard, en étudiant cette fois-ci une étoile, Bételgeuse. Il eut alors recours au grand télescope de 100 pouces du Mont Wilson mais, afin d'augmenter ses chances de pouvoir observer l'extinction du système de franges, le compléta par un ingénieux montage de quatre miroirs disposés sur une poutre. Cette configuration lui permit d'envisager une séparation maximale de 6 m entre ses sous-pupilles [Michelson et Pease, 1921].

Après une démonstration préliminaire sur β Per avec une séparation de 81 pouces (2,06 m), puis sur β Per et γ Ori en la portant à 121 pouces (3,07 m), afin de s'assurer du bon fonctionnement de l'interféromètre, le télescope fut pointé vers α Ori. Les franges étaient invisibles ; en revanche, elles restaient détectables sur un contre-test effectué sur α CMI.

Michelson et ses collaborateurs décidèrent alors d'augmenter la séparation entre les deux miroirs extrêmes de leur montage, afin de dépasser le premier zéro de la fonction de visibilité. Ce fut chose faite avec une séparation de 13 pieds (3,96 m) : les franges réapparaissent sur α Ori dans la nuit du 13 décembre 1920.

De ces mesures il fut conclu que le diamètre de Bételgeuse était, aux longueurs d'onde visibles, de l'ordre de $47 \pm 10\%$ millisecondes d'angle. Ces mesures sont du même ordre de grandeur que les mesures actuelles dans le visible [Cheng *et al.*, 1986; Wilson *et al.*, 1992].

1.2 Les observables d'un interféromètre

La formation des franges d'interférences dans un interféromètre peut être remplacée dans le cadre plus général de la théorie de la formation des images par un dispositif d'optique ; après l'introduction de quelques notions fondamentales, cette partie se termine par une réflexion sur la nature d'une mesure de contraste, ainsi que sur le parallèle qui peut être fait avec l'analyse spectrale de signal en électronique analogique.

1.2.1 Rappels sur la formation des images

L'apport de l'optique dite « de Fourier » permet de clarifier et de formaliser les expressions en interférométrie, et de se rendre compte que fondamentalement, le processus de formation des images en astronomie monopupille n'est pas différent de celui de franges dans un interféromètre.

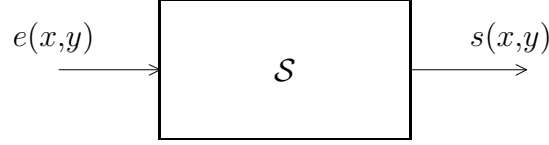
Il est cependant nécessaire d'avancer deux hypothèses si l'on veut que cette théorie soit applicable.

a. Hypothèse de linéarité

La première hypothèse nécessaire est que le système optique utilisé peut se modéliser comme un « système linéaire ».

Dans le cadre de signaux à deux dimensions (par exemple spatiales, comme dans

notre cas), considérons une « boîte noire » d'entrée e et de sortie s :



Par définition, un système \mathcal{S} est dit linéaire s'il existe une fonction h de quatre variables x, y, ϵ et η telle que

$$s(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e(\epsilon,\eta)h(x,y,\epsilon,\eta)d\epsilon d\eta$$

h est appelée *réponse impulsionnelle* du système. En effet, en étudiant la réponse du système à une impulsion de la forme $e_{x_0,y_0}(x,y) = \delta(x - x_0, y - y_0)$, on obtient facilement la relation $s_{x_0,y_0}(x,y) = h(x,y,x_0,y_0)$. *A priori*, la réponse du système dépend donc de la position spatiale de son excitation (x_0 et y_0).

b. Invariance spatiale

Il est dès lors nécessaire de formuler une seconde hypothèse, relative à l'invariance spatiale de la réponse du système. Dans le cas d'un système optique, cette invariance spatiale renvoie à la notion d'isoplanétisme.

Si $s(x,y)$ est la réponse au signal $e(x,y)$, alors le signal $e(x - x_0, y - y_0)$ doit dans ces conditions entraîner la réponse $s(x - x_0, y - y_0)$.

Soit donc le signal $e_1(x,y)$; son image par le système \mathcal{S} est la réponse $s_1(x,y)$. On considère le signal $e_2(x,y) = e_1(x - x_0, y - y_0)$; son image est le signal $s_2(x,y)$. On cherche à avoir

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e_2(\epsilon,\eta)h(x,y,\epsilon,\eta)d\epsilon d\eta = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e_1(\epsilon,\eta)h(x - x_0, y - y_0, \epsilon, \eta)d\epsilon d\eta$$

Soit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e_1(\epsilon - x_0, \eta - y_0)h(x,y,\epsilon,\eta)d\epsilon d\eta = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e_1(\epsilon,\eta)h(x - x_0, y - y_0, \epsilon, \eta)d\epsilon d\eta$$

Un double changement de variable mène à

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e_1(\epsilon,\eta)h(x,y,\epsilon + x_0, \eta + y_0)d\epsilon d\eta = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e_1(\epsilon,\eta)h(x - x_0, y - y_0, \epsilon, \eta)d\epsilon d\eta$$

En particulier, dans le cas où $e_1(x,y) = \delta(x,y)$, on obtient

$$h(x,y,x_0,y_0) = h(x - x_0, y - y_0, 0, 0)$$

La fonction h de deux paires de variables (x, x_0) et (y, y_0) peut donc se mettre sous la forme d'une fonction des différences deux à deux de ces variables. On écrira donc maintenant plus simplement $h(x - x_0, y - y_0)$ au lieu de $h(x, y, x_0, y_0)$. En remplaçant dans la définition d'un système linéaire, on obtient l'équivalence

$$\boxed{\mathcal{S} \text{ est un système isoplanétique} \iff s(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x - \epsilon, y - \eta) e(\epsilon, \eta) d\epsilon d\eta.}$$

On reconnaît là une *convolution* entre la réponse impulsionnelle et le signal d'entrée. Dans ces conditions, la réponse impulsionnelle est appelée, pour un système optique, la *fonction d'étalement de point*, ou PSF en anglais (*Point Spread Function*).

c. Fonction de transfert de modulation

Une relation de conjugaison dans l'espace direct se traduit par une multiplication dans l'espace des variables conjuguées. Si l'on note $E(u, v)$, $S(u, v)$ et $H(u, v)$ respectivement les transformées de Fourier des signaux d'entrée et de sortie, et de la fonction d'étalement de point, u et v étant les variables duales des coordonnées spatiales x et y , on obtient la relation

$$S(u, v) = H(u, v)E(u, v)$$

Dans le cas de la théorie scalaire monochromatique des ondes lumineuses [Mariotti, 1988], x et y désignent des coordonnées angulaires de la source dans le plan objet, u et v sont les coordonnées réduites dans le plan image, les fréquences spatiales. H est la *fonction de transfert de modulation*. Dans le cas d'une source spatialement incohérente, le signal d'entrée est la distribution spatiale d'intensité $i(x, y)$.

Un parallèle intéressant peut être fait avec l'application de cette même théorie des systèmes linéaires au filtrage analogique en électronique : la notion de fréquence spatiale renvoie à celle de fréquence temporelle, celle de fonction d'étalement de point à la réponse impulsionnelle, et la fonction de transfert de modulation à la fonction de transfert en régime harmonique.

La signification de la fonction de transfert de modulation est alors similaire à celle de la fonction de transfert en régime harmonique. Un télescope monopupille sélectionne un champ de vue ; observer avec un tel télescope une source étendue est analogue à observer pendant un temps limité un signal temporel à une dimension. Un télescope monopupille se comporte donc comme un filtre passe-bas dans le domaine des fréquences spatiales.

Si l'on dispose maintenant de deux pupilles, l'analogie est une sélection sur deux intervalles de temps de l'évolution d'un signal temporel monodimensionnel. L'analogie amène donc à en déduire qu'un interféromètre à deux pupilles est un filtre passe-bande dans le domaine des fréquences spatiales ; la largeur de la bande passante est déterminée par celle du filtre passe-bas associé à une pupille unique, et la fréquence centrale par la distance entre les deux pupilles, autrement dit la base de l'interféromètre.

1.2.2 Principe d'un interféromètre

a. Degré complexe de cohérence mutuelle

Un interféromètre peut également être décrit en termes faisant référence à l'action exercée sur le champ électrique d'une onde lumineuse.

Un interférogramme se caractérise par une quantité exprimant la relation complexe (au sens mathématique du terme) existant entre les franges; cette quantité est le *degré complexe de cohérence mutuelle* V_{12} , que l'on appelle plus communément la visibilité complexe. Physiquement, cette quantité correspond au contraste des franges.

Elle est égale à la corrélation moyenne entre les amplitudes des champs électriques complexes $\vec{E}_1(t)$ et $\vec{E}_2(t)$, provenant respectivement des faisceaux 1 et 2:

$$V_{12} = \frac{\langle \vec{E}_1(t)\vec{E}_2(t) \rangle}{\left[\langle |\vec{E}_1(t)|^2 \rangle \langle |\vec{E}_2(t)|^2 \rangle \right]^{1/2}} \quad (1.3)$$

La moyenne doit être prise sur le temps, et sur une durée très grande devant la période du champ.

b. Théorème de Zernike – van Cittert

Ce théorème [van Cittert, 1934; Zernike, 1938; Léna, 1996] énonce que

Si les dimensions linéaires de la source du rayonnement quasi-monochromatique ainsi que la distance entre les deux points considérés de l'écran^{1.1} sont petites devant la distance source-écran^{1.2}, le module du degré complexe de cohérence est égal au module de la transformée de Fourier spatiale de l'intensité de la source, normalisée^{1.3} à l'intensité totale de la source.

Concrètement, cela signifie que la grandeur mesurée par l'interféromètre – le degré complexe de cohérence – permet de mesurer la composante du spectre spatial normalisé de la source, à la fréquence spatiale déterminée par le « vecteur de base » de l'interféromètre.

1.2.3 Qu'est-ce qu'une mesure de contraste?

L'interféromètre sonde ainsi, si on considère une source non résolue par les pupilles individuelles, une fréquence spatiale unique dans le spectre spatial de la source.

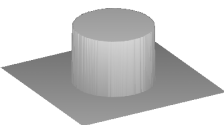
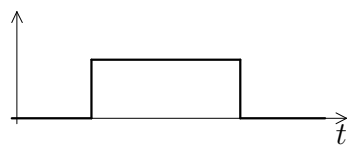
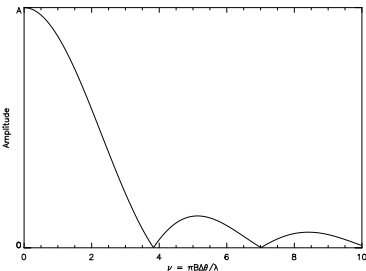
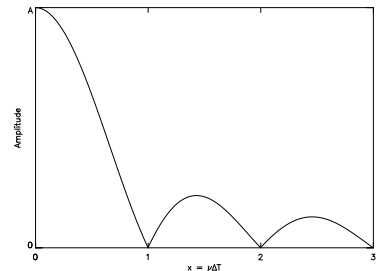
1.1. Dans le cas d'un interféromètre stellaire, il s'agit de la distance entre les télescopes.

1.2. Cela est bien sûr toujours le cas lorsque l'interféromètre observe une étoile.

1.3. Voir le paragraphe 1.2.3 sur les conséquences de cette normalisation.

Il permet en théorie de mesurer le degré complexe de cohérence à cette fréquence spatiale. Cependant, l'information sur la phase du degré complexe de cohérence est souvent perdue lors d'une mesure effectuée sur une unique fréquence spatiale, en raison notamment des fluctuations de la différence de marche dues à la turbulence atmosphérique, le piston. Il est possible de reconstruire cette phase en appliquant la technique dite de la « clôture de phase », particulièrement utilisée dans le domaine radio. Les interféromètres optiques présentés dans cette étude ne peuvent mettre en œuvre cette technique. C'est la raison pour laquelle nous allons nous limiter, par la suite, principalement aux estimateurs du module du degré complexe de cohérence, le contraste.

Prenons l'exemple d'un disque uniforme. L'analogie de ce disque est un signal de durée limitée en électronique, un signal porte. Le parallèle est explicité dans le tableau 1.1.

	Disque uniforme	Signal porte
Profil	 <p>Disque uniforme, de brillance A, de diamètre angulaire $\Delta\theta$.</p>	 <p>Signal porte d'amplitude A et de durée T.</p>
Spectre	 <p>$S(\nu) = A \frac{2J_1(\nu)}{\nu}$</p>	 <p>$S(x) = A \text{sinc}(x)$</p>

TAB. 1.1 – Comparaison entre disque uniforme en interférométrie et signal porte en électronique.

Il y a deux possibilités, si l'on veut déterminer, selon le cas, le diamètre du disque uniforme, ou bien la durée de la fonction porte :

1. soit repérer le premier passage à zéro, ce qui dans le cas interférométrique pose un problème si la bande spectrale est large (une différence fondamentale avec le cadre de l'électronique, qui limite la portée de l'analogie) ;
2. soit caractériser la courbe par d'autres points.

Dans ce dernier cas, si l'on ne dispose que d'un seul point de mesure, à une fréquence unique, il est nécessaire de discriminer entre l'amplitude du signal (A dans les cas

présents), et sa partie normalisée, porteuse de l'information sur soit le diamètre, soit la durée.

Une mesure du contraste, tout aussi bien que la détermination de la valeur du spectre d'un signal temporel à une fréquence donnée, nécessite donc l'estimation de deux quantités :

1. le taux d'ondulation à la fréquence considérée ;
2. la valeur du continu du signal (dans le cas interférométrique, il s'agit du niveau photométrique de la source).

Le contraste n'est alors rien d'autre que le *rapport entre ces deux quantités*.

1.3 La classification des interféromètres

Ce mémoire présente quelques instruments interférométriques. Ils ne représentent qu'une partie des types d'interféromètres concevables. Il est ainsi possible de définir deux grands critères permettant de classer les types d'interféromètres [Mariotti, 1992; Monnier, 2003] :

La direction du faisceau : si les faisceaux issus de chaque ouverture sont recombinaison de telle sorte qu'à l'arrivée sur le détecteur, ils se superposent à la fois en direction et en position, alors l'interféromètre est dit *coaxial*; dans le cas contraire, il est dit *multiaxial*. C'est le cas par exemple dans l'instrument AMBER. La différence de marche entre les deux faisceaux est, dans le cas d'une recombinaison multiaxiale, encodée spatialement, alors qu'elle est encodée dans la phase instantanée dans le cas d'une recombinaison coaxiale, *via* le déplacement d'un miroir dans un des deux bras de l'interféromètre.

Le plan de recombinaison : on distingue entre recombinaison *plan pupille* (ou « de type Fizeau ») et *plan image* (ou « de type Michelson »), selon qu'elle a lieu dans le plan conjugué des pupilles des télescopes ou dans le plan conjugué avec le ciel. Dans le premier cas, un dispositif image dans le plan image le motif des franges. Dans le second, qui est le plus utilisé (par exemple dans MIDI), les plans d'onde issus des deux télescopes sont superposés dans un séparateur de faisceau 50/50 (dans le cas idéal). Selon la relation de phase entre les faisceaux, une quantité variable d'énergie est transmise ou réfléchi par le séparateur. On peut dès lors utiliser un détecteur mono-pixel pour mesurer le flux reçu dans chaque sortie du séparateur.

On peut de plus ajouter une autre catégorisation, relative aux instruments eux-mêmes cette fois, selon l'étendue de faisceau utilisée : si le champ accessible à chaque télescope est limité à sa tache de diffraction, on parle d'instrument *monomode*, par opposition à un instrument *multimode*.

1.4 Estimateurs de visibilité

On se limitera par la suite aux estimateurs adaptés aux interféromètres coaxiaux.

Deux grandes familles d'estimateurs sont principalement utilisées : certains estimateurs ne requièrent en effet que l'échantillonnage d'une unique frange, alors que d'autres, en multipliant le nombre de points de mesure, permettent d'envisager l'acquisition de l'interférogramme complet. La première de ces familles est celle des estimateurs ABCD, la seconde celle des estimateurs dits « de Fourier » car utilisant le passage au domaine conjugué de la différence de marche, par une Transformée de Fourier.

Il est à remarquer que cette distinction est quelque peu artificielle, dans la mesure où mathématiquement, ces deux estimateurs sont équivalents si on limite le balayage de la différence de marche à une seule frange, avec quatre points d'échantillons, pour l'estimateur de type Fourier. Les conséquences de cette remarque sur les informations que peut fournir un algorithme ABCD seront développées plus loin, dans la partie 3.4.2.

1.4.1 Les estimateurs ABCD

a. Généralités

Introduction Le nom de cet estimateur vient de ce qu'il consiste à prendre quatre échantillons dans l'interférogramme, notés... A, B, C et D. Plus précisément, lorsque l'échantillonnage est adapté à la longueur d'onde de travail, ces points sont pris de manière à ne couvrir qu'une unique frange.

Il est donc impératif, quand on compte utiliser cet algorithme et que l'interférogramme est échantillonné en conséquence, de s'assurer que ce dernier ne se déplace pas au cours de l'acquisition. Cela est possible en faisant en sorte que l'ensemble de l'acquisition soit effectué en moins d'un temps de cohérence, ou bien en disposant d'un suiveur de franges externe, capable de stabiliser la différence de marche.

Ces conditions étant remplies, cet estimateur a été adapté à un certain nombre de situations différentes (voir par exemple [Colavita, 1999] dans le cas de PTI, ou bien même pour l'instrument multiaxial AMBER : [Malbet *et al.*, 1999]); toutes se retrouveront dans MIDI (voir à ce sujet le paragraphe b.). Il est néanmoins possible de distinguer des points communs, desquels nous allons partir pour détailler dans chaque cas les estimateurs à utiliser.

Echantillonnage de la frange Il existe deux manières légèrement différentes d'opérer. La première consiste à le faire à des positions fixes de la différence de marche : pendant l'acquisition d'un échantillon, la position de la frange ne change pas. On parle alors d'*ABCD en marches d'escaliers*. Il est également possible de faire varier la différence de marche continûment pendant l'acquisition : on parle alors

d'*ABCD en rampe*. Un échantillon est dans ce cas le résultat de l'intégration du signal pendant que la différence de marche varie d'un quart de longueur d'onde (voir la figure 1.4).

Qui plus est, lorsque l'échantillonnage est adapté à la longueur d'onde de travail λ_0 , les échantillons sont pris à des pas successifs de $\lambda_0/4$ de la différence de marche, ainsi que le résume le schéma suivant :

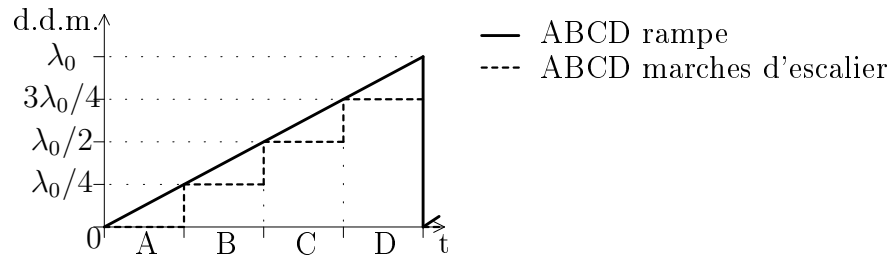


FIG. 1.4 – Echantillonnage de la différence de marche (d.d.m.) pour les estimateurs ABCD.

Formalisme On considère par la suite un interférogramme (en bande étroite) de la forme

$$I(\sigma, x) = I_0(\sigma) \{1 + \mu(\sigma) \cos [2\pi\sigma x - \phi(\sigma)]\}$$

où x désigne la différence de marche, $\sigma = 1/\lambda$ le nombre d'onde associé à la longueur d'onde de travail, $\phi(\sigma)$ la phase de l'interférogramme, et $\mu(\sigma)$ son contraste (égal au module de la visibilité complexe). Il n'est pas tenu compte des différentes sources de bruit, et notamment du piston atmosphérique. On suppose de plus que l'interférogramme a été « nettoyé » de toute contamination, photométrique par exemple.

Quel que soit l'algorithme finalement retenu (ABCD en rampe ou ABCD en marches d'escalier), les quatre échantillons successifs sont bien évidemment notés A, B, C et D.

b. ABCD en marches d'escalier

Cas monochromatique Il s'agit du plus simple estimateur ABCD. Dans ce cas, l'échantillonnage est parfaitement adapté à la longueur d'onde de travail λ_0 . On obtient donc les expressions suivantes :

$$\begin{cases} A = I_0(1 + \mu \cos \phi) \\ B = I_0(1 + \mu \sin \phi) \\ C = I_0(1 - \mu \cos \phi) \\ D = I_0(1 - \mu \sin \phi) \end{cases}$$

Introduisons alors les quantités X et Y :

$$\begin{cases} X = A - C = 2I_0\mu \cos \phi \\ Y = B - D = 2I_0\mu \sin \phi \end{cases}$$

Il est alors aisé d'en dériver les expressions des estimateurs de contraste et de phase $\widehat{\mu}$ et $\widehat{\phi}$:

$$\boxed{\begin{cases} \widehat{\mu}^2 &= 4 \frac{X^2+Y^2}{(A+B+C+D)^2} \\ \widehat{\phi} &= \arctan \frac{Y}{X} \end{cases}} \quad (1.4)$$

Cas polychromatique dispersé Cette situation est rencontrée, pour MIDI, dans le cas où la bande spectrale utilisée recouvre l'intégralité de la bande N, ou, plus généralement, ne se limite pas à un filtre étroit.

L'échantillonnage en quatre points à des pas de $\lambda_0/4$ n'est alors plus parfaitement adapté à la longueur d'onde de travail λ . On introduit alors la quantité

$$\epsilon = 2\pi \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda}$$

Les échantillons deviennent en tenant compte de ce paramètre

$$\begin{cases} A &= I_0(1 + \mu \cos \phi) \\ B &= I_0[1 + \mu \sin(\phi - \epsilon/4)] \\ C &= I_0[1 - \mu \cos(\phi - \epsilon/2)] \\ D &= I_0[1 - \mu \sin(\phi - 3\epsilon/4)] \end{cases}$$

Les quantités X et Y définies précédemment à partir des échantillons étant les mêmes, on peut calculer les estimateurs monochromatiques

$$\begin{cases} \mu_1^2 &= 4 \frac{X^2+Y^2}{(A+B+C+D)^2} \\ \phi_1 &= \arctan \frac{Y}{X} \end{cases}$$

On peut dès lors en déduire l'estimateur de la phase $\widehat{\phi}$

$$\boxed{\tan \widehat{\phi} = \frac{\sin \frac{\epsilon}{2} + \tan \phi_1 \cos \frac{\epsilon}{4}}{\cos \frac{\epsilon}{2} - \tan \phi_1 \sin \frac{\epsilon}{4}}} \quad (1.5)$$

La relation entre μ_1 et μ

$$\mu_1^2 = \mu^2 \frac{\cos^2 \frac{\epsilon}{4} \cdot \cos^2 \left(\widehat{\phi} - \frac{\epsilon}{4} \right)}{\cos^2 \phi_1 \left\{ 1 + \frac{\mu}{2} \sin \frac{\epsilon}{4} \left[\cos \left(\widehat{\phi} - \frac{\epsilon}{2} \right) - \sin \left(\widehat{\phi} - \frac{\epsilon}{4} \right) \right] \right\}^2}$$

se simplifie lorsque l'on introduit α et β (cette dernière quantité étant arbitrairement choisie positive) définis par

$$\begin{cases} \alpha &= \frac{1}{2} \sin \frac{\epsilon}{4} \left[\cos \left(\widehat{\phi} - \frac{\epsilon}{2} \right) - \sin \left(\widehat{\phi} - \frac{\epsilon}{4} \right) \right] \\ \beta^2 &= \frac{\cos^2 \frac{\epsilon}{4} \cos^2 \left(\widehat{\phi} - \frac{\epsilon}{4} \right)}{\mu_1^2 \cos^2 \phi_1} \end{cases}$$

La relation entre μ_1 et μ devient alors plus simplement une relation entre α , β et μ : $(1 + \alpha\mu)^2 = \beta^2\mu^2$, ce qui mène à l'estimateur suivant du contraste

$$\boxed{\widehat{\mu}(\widehat{\phi}) = \frac{1}{\beta(\mu_1, \widehat{\phi}) - \alpha(\widehat{\phi})}} \quad (1.6)$$

Il est à noter que comme l'estimation de ϕ est présente dans les expressions de α et β , *cet estimateur du contraste est particulièrement sensible à la propagation du bruit à partir de celui de la phase.*

c. ABCD en rampe

Hypothèse Supposons que les bornes d'intégration du k -ième échantillon, pour k variant de 1 à 4, sont $[(k-1)\lambda_0/4, k\lambda_0/4]$.

Cela mène ainsi à

$$A = \frac{4}{\lambda_0} \int_0^{\lambda_0/4} I(x) dx = \frac{4}{\lambda_0} \int_0^{\lambda_0/4} I_0 [1 + \mu \cos(2\pi\sigma x - \phi)] dx$$

et de même pour les autres échantillons.

Cas monochromatique Les expressions des échantillons sont

$$\begin{cases} A = I_0 [1 + \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \mu \cos(\phi - \pi/4)] \\ B = I_0 [1 + \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \mu \sin(\phi - \pi/4)] \\ C = I_0 [1 - \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \mu \cos(\phi - \pi/4)] \\ D = I_0 [1 - \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \mu \sin(\phi - \pi/4)] \end{cases}$$

Les estimateurs du contraste et de la phase s'écrivent alors

$$\boxed{\begin{cases} \widehat{\mu}^2 = \frac{\pi^2}{2} \frac{X^2 + Y^2}{(A+B+C+D)^2} \\ \widehat{\phi} = \arctan\left(\frac{Y}{X}\right) + \frac{\pi}{4} \end{cases}} \quad (1.7)$$

Cas polychromatique dispersé Les expressions de A, B, C et D apparaissent dans ce cas plus complexes...

$$\begin{cases} A = I_0 \left\{ 1 + \frac{2\lambda}{\pi\lambda_0} \mu \left[\cos\left(\phi - \frac{\epsilon}{4}\right) + \sin\phi \right] \right\} \\ B = I_0 \left\{ 1 + \frac{2\lambda}{\pi\lambda_0} \mu \left[\sin\left(\phi - \frac{\epsilon}{2}\right) - \cos\left(\phi - \frac{\epsilon}{4}\right) \right] \right\} \\ C = I_0 \left\{ 1 + \frac{2\lambda}{\pi\lambda_0} \mu \left[-\cos\left(\phi - \frac{3\epsilon}{4}\right) - \sin\left(\phi - \frac{\epsilon}{2}\right) \right] \right\} \\ D = I_0 \left\{ 1 + \frac{2\lambda}{\pi\lambda_0} \mu \left[\cos\left(\phi - \frac{3\epsilon}{4}\right) - \sin(\phi - \epsilon) \right] \right\} \end{cases}$$

Si on pose^{1.4}

$$\gamma = \frac{B - D}{A - C}$$

l'estimateur de la phase est donné par la relation

$$\boxed{\tan \hat{\phi} = \frac{\sin \frac{3\epsilon}{4} + \cos \frac{\epsilon}{2} + \gamma(\cos \frac{\epsilon}{2} - \sin \frac{\epsilon}{4})}{\cos \frac{3\epsilon}{4} - \sin \frac{\epsilon}{2} - \gamma(\sin \frac{\epsilon}{2} + \cos \frac{\epsilon}{4})}} \quad (1.8)$$

En posant de manière similaire à précédemment l'estimateur monochromatique

$$\mu_1^2 = \frac{\pi^2}{2} \frac{X^2 + Y^2}{(A + B + C + D)^2}$$

on obtient la relation entre μ_1 et μ

$$\mu_1^2 = \mu^2 \frac{\cos^2 \frac{\epsilon}{4} \left\{ [\cos(\phi - \frac{\epsilon}{2}) + \sin(\phi - \frac{\epsilon}{4})]^2 + [\sin(\phi - \frac{3\epsilon}{4}) - \cos(\phi - \frac{\epsilon}{2})]^2 \right\}}{2 \left[1 + \frac{\epsilon}{2\pi} + \frac{\mu}{\pi} \sin \epsilon \cos(\phi - \frac{\epsilon}{2}) \right]^2}$$

On introduit ensuite α et β ($\beta > 0$ par convention) tels que

$$\begin{cases} \alpha &= \frac{1}{\pi} \sin \epsilon \cos(\phi - \frac{\epsilon}{2}) \\ \beta^2 &= \frac{1}{2\mu_1^2} \cos^2 \frac{\epsilon}{4} \left\{ [\cos(\phi - \frac{\epsilon}{2}) + \sin(\phi - \frac{\epsilon}{4})]^2 + [\sin(\phi - \frac{3\epsilon}{4}) - \cos(\phi - \frac{\epsilon}{2})]^2 \right\} \end{cases}$$

On obtient alors

$$\left(1 + \frac{\epsilon}{2\pi} + \alpha\mu \right)^2 = \beta^2 \mu^2$$

D'où l'on tire enfin

$$\boxed{\hat{\mu} = \frac{1 + \frac{\epsilon}{2\pi}}{\beta - \alpha}} \quad (1.9)$$

La même remarque que dans le cas ABCD en marches d'escalier s'applique quant à la *sensibilité de cet estimateur du contraste au bruit sur la phase*.

1.4.2 L'estimateur Fourier

a. Introduction

L'estimateur ABCD requiert un système de suivi des franges, qu'il soit externe et permettant de suivre la position de la différence de marche nulle en temps réel (comme le sera PRIMA sur le VLTI) ou interne (comme sur le Palomar Testbed Interferometer [Colavita *et al.*, 1999]). Il n'est cependant parfois pas possible d'opérer un tel suivi, par exemple parce que le rapport signal sur bruit sur les franges est trop faible pour qu'on puisse espérer en tirer une information pertinente sur la position

1.4. Il s'agit là simplement de la tangente de l'estimateur de phase dans le cas monochromatique en marches d'escalier.

de la différence de marche nulle. De plus, on peut juger plus intéressant d'acquérir des informations sur l'intégralité de l'interférogramme, notamment afin d'obtenir une certaine, même faible, résolution spectrale.

Un interférogramme, dans le cas d'une recombinaison de type coaxial, est un signal en première approximation monofréquentiel (au sens des fréquences temporelles), fenêtré ; la différence de marche est modulé dans le temps. Il apparaît alors assez intuitif d'avoir recours au spectre du signal acquis.

Il existe une relation simple entre la vitesse v de défilement de la différence de marche et la fréquence f apparente des franges lors de la détection, dans un cas monochromatique où la source émet une radiation de nombre d'onde σ : $f = v\sigma$.

b. Application

Dans le cas des instruments FLUOR et MIDI (voir respectivement les paragraphes 1.5.1 et 1.5.2), qui sont à recombinaison coaxiale, un mode « Fourier » est soit l'unique mode de réduction, soit prévu parmi plusieurs possibilités^{1,5}.

La cohérence mesurée Comme la modulation de la différence de marche est temporelle, par déplacement d'un miroir permettant de balayer l'interférogramme autour de la position de la différence de marche nulle, le degré complexe de cohérence mesuré mêle des informations sur la cohérence à la fois temporelle de l'onde, et spatiale entre les deux pupilles.

Le piston De plus, alors que dans le cas d'un interféromètre multiaxial, le piston différentiel entre les deux pupilles se traduit par un déplacement d'ensemble de la figure d'interférence, dans le cas coaxial, et en particulier lorsque la recombinaison est monomode, le piston se fait sentir par une variation permanente de la fréquence instantanée des franges. Cette fluctuation rend impossible la détection de la phase entre les deux ondes. Un estimateur quadratique de la visibilité s'impose alors, ne donnant accès qu'au carré du module de la visibilité complexe. Il s'ensuit que l'information fréquentielle exploitable n'est pas le spectre lui-même, mais son carré. Il n'est pas dans mon propos ici de rappeler l'ensemble de la procédure de réduction utilisée par exemple dans FLUOR, et que l'on trouve dans [Coudé du Foresto, 1994], mais de dresser un rapide tableau de ce qu'il faut prendre en compte lors de son application.

Allure du spectre d'un interférogramme Quand on examine le spectre d'un interférogramme (voir par exemple la figure 1.5), plusieurs caractéristiques sont perceptibles.

1.5. Ce type d'estimateur est parfois dénommé « estimateur pic-frange ». J'ai choisi ici de l'appeler « estimateur Fourier » car c'est sous ce nom qu'il est référencé dans les documents de MIDI.

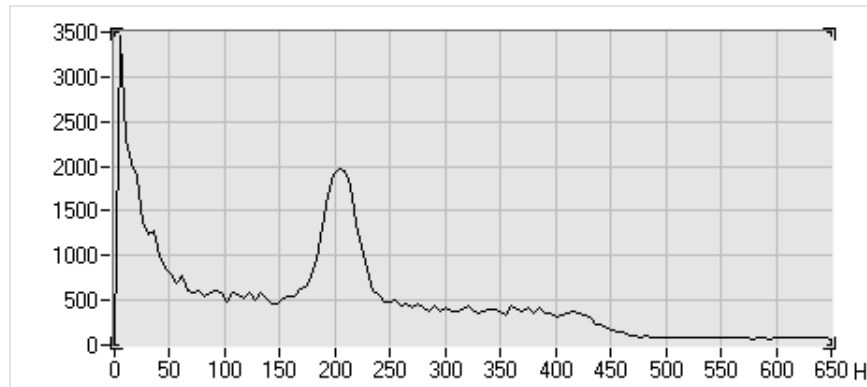


FIG. 1.5 – Allure du spectre d'un interférogramme. La composante continue du signal a été supprimée, et le signal était filtré à 400 Hz. α Tau, 14 mars 2000, observé avec TISIS (extension de FLUOR dans l'infrarouge thermique, voir c.).

1. La partie basse fréquence, dans le cas général, reflète les fluctuations photométriques de la source ; pour une recombinaison monomode, à ces fluctuations se superpose l'effet du filtrage spatial [Ruilier, 1999], soit par une fibre optique monomode, soit par un trou filtrant, qui transforme les fluctuations de phase du front d'onde, se traduisant par de micro-déplacements de l'image de l'étoile devant le dispositif filtrant, en fluctuations photométriques.
2. Dans la partie moyenne fréquence de l'interférogramme, centrée autour de la fréquence associée à la longueur d'onde effective, se trouve le signal des franges. Si la source était parfaitement monochromatique, et en-dehors de tout bruit sur la phase instantanée, cette composante du spectre serait réduite à celui du fenêtrage temporel convolué par un Dirac correspondant à la fréquence des franges. Mais la source présente un certain spectre, et la réponse de l'instrument n'est pas achromatique ; il s'ensuit un élargissement du support fréquentiel, chaque radiation monochromatique possédant son propre système de franges. Enfin, l'ensemble est lui-même brouillé par la piston différentiel, ce qui résulte en un nouvel élargissement.
3. Dans la partie haute fréquence se trouve, dans le cas de TISIS en bande L, le bruit de détecteur principalement, et dans le cas de FLUOR le bruit de photons et celui de détecteur.

Lorsque la turbulence est forte, il arrive que le support fréquentiel des fluctuations photométriques empiète sur celui des franges, qui est de surcroît élargi par un piston lui aussi augmenté. Il est alors nécessaire de corriger ces fluctuations, qui biaisent les estimations du contraste des franges. Les méthodes utilisées dans le cas de FLUOR sont explicitées dans [Coudé du Foresto *et al.*, 1997].

1.5 Deux interféromètres particuliers

Cette partie va présenter brièvement deux instruments interférométriques particuliers, l'instrument TISIS sur l'interféromètre IOTA, puis l'instrument MIDI sur l'interféromètre VLTI. C'est sur ces deux instruments que mon travail de thèse a porté, car ils sont tous les deux consacrés à des bandes spectrales particulières dans l'infrarouge thermique : bandes L et M pour TISIS, bandes N puis à terme Q pour MIDI.

1.5.1 L'interféromètre IOTA et l'instrument TISIS

a. L'interféromètre IOTA

Présentation générale IOTA (acronyme signifiant **I**nfrared **O**ptical **T**elescope **A**rray) est un interféromètre initialement construit par un consortium constitué du Harvard College Observatory, du MIT Lincoln Laboratory, du Smithsonian Astrophysical Observatory, de l'Université du Massachusetts et de celle du Wyoming. Il est implanté en Arizona, sur le Mont Hopkins, à une quarantaine de kilomètres de Tucson et a obtenu ses premières franges en décembre 1993, sur un petit ressaut en-dessous du MMT (**M**onolithic **M**irror **T**elescope). Une description plus complète est disponible dans [Traub, 1998].

Géométrie de l'interféromètre La géométrie est un élément de toute première importance. Elle détermine la qualité de la reconstruction éventuelle d'image que peut fournir l'interféromètre, *via* ce que l'on appelle la couverture du plan (u,v) , et les paramètres d'observation, tels que la vitesse naturelle des franges durant une observation ou encore le temps pendant lequel une source restera observable sans reconfiguration de l'instrument. Dans le cas d'IOTA il a fallu tenir compte de contraintes géographiques qui ont quasiment imposé sa géométrie. Vu de loin l'interféromètre a une forme de L (voir la figure 1.6). Le plus long bras a une longueur de 35 m et le plus petit une longueur de 15 m. Les télescopes, construits sur des structures mobiles, peuvent être disposés le long des deux bras sur des montures trait-point-plan. Ces montures assurent une très bonne reproductibilité des bases. Les ouvertures sont disposées sur l'une des dix-sept montures situées à des multiples de 5,00 m ou 7,04 m de l'intersection des deux branches du L (197 et 277 pouces plus exactement). Les longueurs de base disponibles vont de 5 à 38 m. Le bras Nord-Est (le bras long, que l'on désigne souvent par l'appellation « bras Nord » par opposition au « bras Sud » qui, lui, désigne le bras court) fait un angle approximatif de 45° avec le Nord. On désigne une base par les positions des télescopes Nord et Sud. Par exemple on parlera de base S5N15 (base orientée Nord-Sud) si le télescope Sud est à 5 m, et le télescope Nord à 15 m du point d'intersection des deux bras du L.

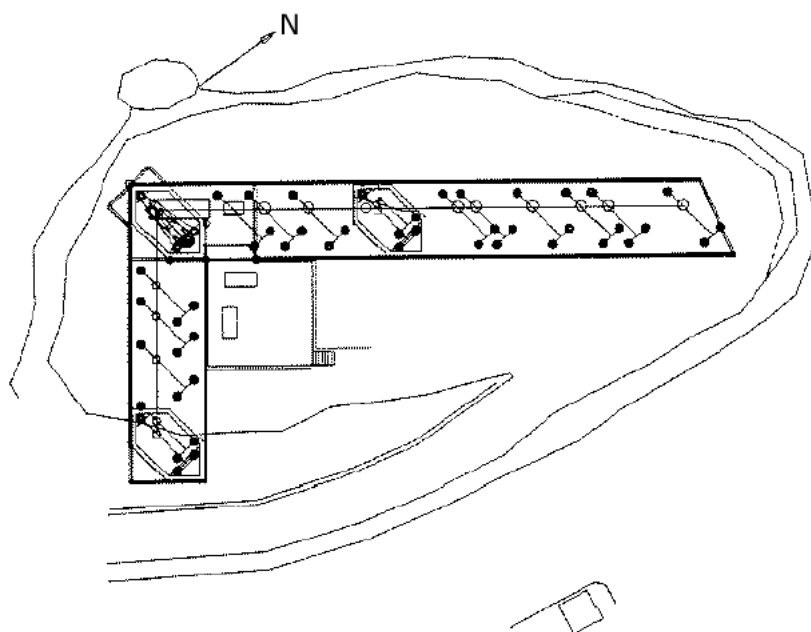


FIG. 1.6 – Géométrie d'IOTA.

En raison de la configuration en L d'IOTA, on ne peut accéder qu'aux fréquences spatiales situées à l'intérieur d'un cône dont l'angle dépend de la position de l'étoile dans le ciel. Une source à 60° de déclinaison est, compte tenu des limitations en pointage d'IOTA, visible de $-2\text{ h }40\text{ min}$ à $+1\text{ h }40\text{ min}$ de son passage au méridien. Avec la plus grande base d'IOTA (S15N35) on accède à $3,77\text{ }\mu\text{m}$ (bande L') et $4,61\text{ }\mu\text{m}$ (bande M) à des fréquences spatiales respectivement de l'ordre de 50 et 40 cycles/seconde d'angle. On peut donc atteindre le premier zéro de la courbe de visibilité des objets dont le diamètre est supérieur à 25 millisecondes d'angle et le deuxième zéro pour des objets de taille plus grande que 45 millisecondes d'angle pour la bande L' (respectivement 30 et 55 millisecondes d'angle pour la bande M).

Odyssée d'un photon dans IOTA Un photon venu d'une étoile est tout d'abord capté par un sidérost, qui le renvoie vers un télescope de type Cassegrain dont le miroir primaire d'un diamètre de 45 cm limite le faisceau. Le sidérost est installé sur une monture alt-azimutale motorisée, permettant le suivi de l'étoile. Les deux miroirs paraboliques qui constituent le télescope forment un système afocal, ce qui permet d'obtenir une compression du faisceau totale d'un facteur 10.

Le photon est alors renvoyé sur un petit miroir plan dit « de tip-tilt » (*basculement* en français), dont les deux axes sont motorisés, et dont la mission est de redresser le plan d'onde. Cette opération est rendue nécessaire pour deux raisons :

1. la turbulence atmosphérique. L'atmosphère provoque en effet des basculements aléatoires du front d'onde. Il s'agit du premier ordre de la turbulence atmosphérique, après le retard de phase ;

2. l'inadéquation de l'axe de pointage et de la direction de l'étoile au cours de son suivi par le sidérost.

Le miroir de basculement est commandé en suivant en permanence la position du centroïde de l'image visible de l'étoile. Notre photon est ensuite renvoyé dans la ligne à retard, *via* un miroir de renvoi (*feed mirror*). Il y subira, sous vide, huit réflexions avant d'en émerger dans le laboratoire interférométrique. Deux dièdres constituent le dispositif optique de la ligne à retard proprement dite, permettant de *retarder* le faisceau provenant soit du télescope Sud (cas le plus courant en raison de la géométrie de l'interféromètre), soit du télescope Nord.

b. FLUOR

Rapide historique FLUOR (pour **F**iber **L**inked **U**nit for **O**ptical **R**ecombination) fut dans les premiers temps installé comme une sorte de démonstrateur technologique à l'Observatoire de Kitt Peak, afin de démontrer expérimentalement l'utilité de fibres optiques monomodes en interférométrie optique : voir [Coudé du Foresto, 1994]. Il fut ensuite installé sur IOTA (*cf.* la thèse de Guy Perrin : [Perrin, 1996]), et là débuta vraiment sa carrière d'instrument scientifique, même si au fil des années les développements techniques ne manquèrent pas d'y tenir une place importante. Les derniers apports matériels consistèrent ainsi, courant 1999, en l'adjonction d'un système de modulation rapide de la différence de marche (le « fast scan ») et en l'utilisation d'une caméra NICMOS octroyant une meilleure sensibilité [Ruilier, 1999]. FLUOR a servi de base pour les tests du recombineur IONIC en optique intégrée [Berger *et al.*, 2001] en 2000. L'instrument a été déménagé courant 2002 sur l'interféromètre CHARA, sur le Mont Wilson en Californie.

Principe Le schéma optique de FLUOR est donné dans la figure 1.7. Après leur sortie de la cuve à vide contenant les lignes à retard, les faisceaux de lumière stellaire passent par des lames dichroïques. La partie visible continue en direction de la table des « star trackers » (*cf.* le paragraphe 2.2.3), tandis que la partie infrarouge est réfléchi vers la table portant les optiques de FLUOR.

Avant l'injection dans une fibre monomode, l'un des deux faisceaux est réfléchi sur un miroir plan (M'2 sur le schéma) motorisé par une monture piézoélectrique permettant une modulation rapide de la différence de marche, d'une amplitude de 130 μm environ. C'est ce module qui permet de balayer l'interférogramme autour de la position de la différence de marche nulle. Les deux faisceaux sont ensuite injectés dans des fibres monomodes, puis amenés vers un coupleur triple fibré, qui remplace trois lames séparatrices. On dispose de quatre sorties : deux voies interférométriques complémentaires I_1 et I_2 , et deux voies photométriques P_1 et P_2 . Les quatre sont imagées sur une caméra NICMOS.

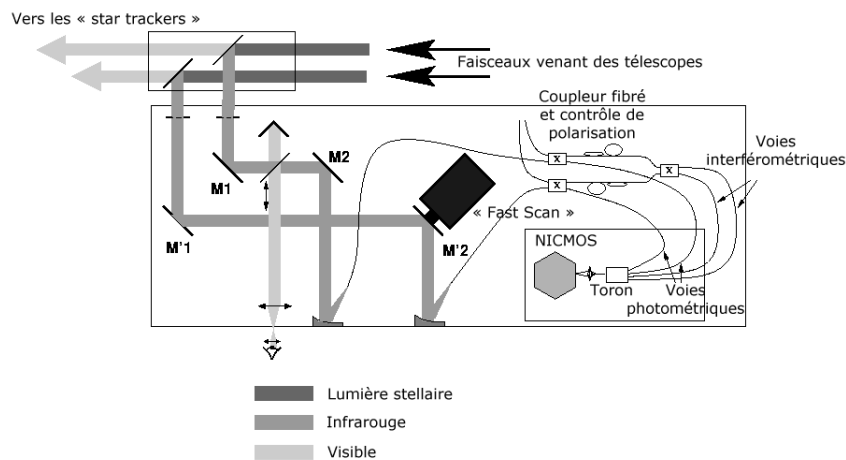


FIG. 1.7 – Schéma optique de la table FLUOR sur IOTA.

c. TISIS

Rapide historique TISIS (pour *Thermal Infrared Stellar Interferometric Set-up*) est l'extension de FLUOR à l'infrarouge thermique, et a été un des objets du travail de thèse de Bertrand Mennesson [Mennesson, 1999]. Il a été pensé dans un premier temps comme un instrument pilote, destiné à défricher la voie entre l'interférométrie en bande K, dans l'infrarouge proche, et l'interférométrie à $10\ \mu\text{m}$ telle qu'elle est prévue sur le VLTI (voir l'instrument MIDI : paragraphe b.) et dans l'espace avec Darwin. Il s'agissait d'une part d'acquérir de l'expérience dans la prise en compte du fond thermique dans un interféromètre tout d'abord en bande L (entre $3,4$ et $4,1\ \mu\text{m}$) puis en bande M (entre $4,3$ et $5,0\ \mu\text{m}$), et d'autre part de tester des composants monomodes dans l'infrarouge thermique.

La motivation scientifique n'était bien entendu pas absente : les longueurs d'onde de travail et la base procurée par IOTA permettent d'envisager l'acquisition des informations sur le bord interne des enveloppes de poussières entourant les étoiles évoluées – voir à ce sujet le chapitre 4.

Schéma optique TISIS reprend l'intégralité des optiques de FLUOR et IOTA en configuration standard à l'exception du remplacement nécessaire des fenêtres Infrasil fermant la cuve à vide des lignes à retard. Ces fenêtres sont en effet opaques au-delà de $3,7\ \mu\text{m}$. Elles ont été remplacées en décembre 1998 par des fenêtres en CaF_2 . Les optiques sur la table FLUOR sont les mêmes, jusqu'à l'injection dans les fibres, y compris le miroir de modulation rapide de la différence de marche.

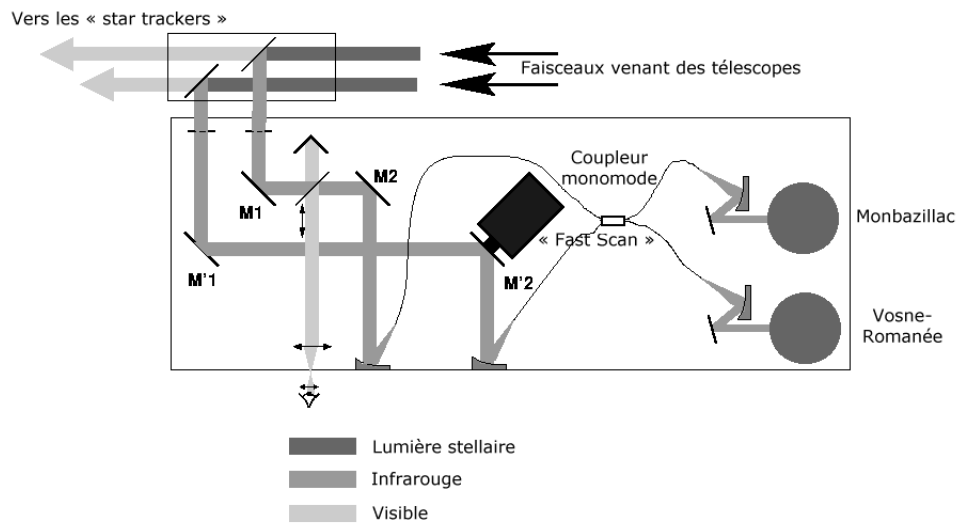


FIG. 1.8 – Schéma optique de la table FLUOR en configuration TISIS. Les dimensions des branches du coupleur ne sont pas à l'échelle.

Coupleurs fibrés Quatre coupleurs différents ont été successivement utilisés sur TISIS. Les deux premiers, X3 et X0, en 1998, étaient en fait des coupleurs adaptés à la bande K, mais permettant les observations en bande L (ont été choisis parmi les coupleurs simples de FLUOR ceux qui montraient les meilleures transmissions et les coefficients de partage les plus proches de 50/50 en L). Deux coupleurs ont ensuite été acquis pour les observations dans l'infrarouge thermique : un coupleur bande L et un coupleur bande M.

Coupleur bande L Réalisé pour TISIS par le « Verre Fluoré », ce coupleur est en verre de fluorozirconate. Le diamètre du cœur des fibres est de $11\ \mu\text{m}$ et la longueur d'onde de coupure vaut $\lambda_c = 2,85\ \mu\text{m}$, ce qui donne une ouverture numérique de 0,2.

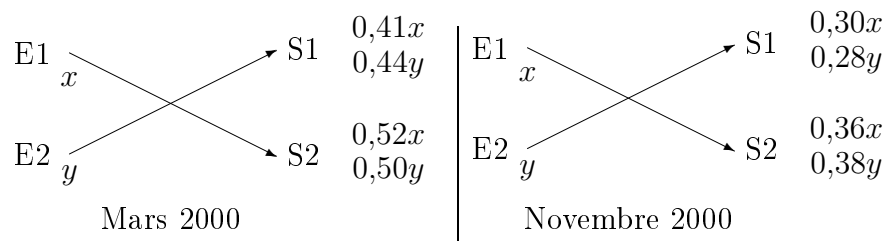


FIG. 1.9 – Coefficients de transmission et de couplage mesurés sur le coupleur L à l'aide d'une source thermique.

Coupleur bande M Il a été spécialement fabriqué pour TISIS par le « Verre Fluoré ». Les fibres utilisées sont des verres de fluorindates, dopés à l'indium de

manière à obtenir une meilleure transmission en bande M qu'avec des verres de fluorure classiques. Néanmoins l'atténuation reste minimale en K et L, et augmente ensuite rapidement de 0,1 dB/m à 4 μm à 10 dB/m à 5,2 μm (cf. figure 1.11). La dispersion atteint 22,5 $\mu\text{rad cm}^{-2}$ dans la meilleure configuration. Le diamètre de cœur des fibres est de 15 μm , leur longueur d'onde de coupure mesurée est de 4 μm , ce qui correspond à une ouverture numérique de 0,2. La chromaticité de couplage entre les deux fibres est représentée sur la figure 1.12.

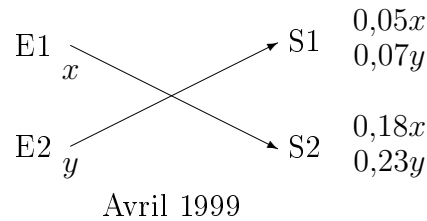


FIG. 1.10 – Coefficients de transmission et de couplage mesurés sur le coupleur M à l'aide d'une source thermique.

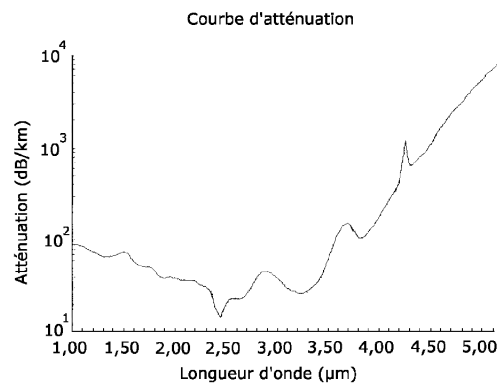


FIG. 1.11 – Atténuation des fibres utilisées pour la réalisation du coupleur M. Mesure fournie par le Verre Fluoré.

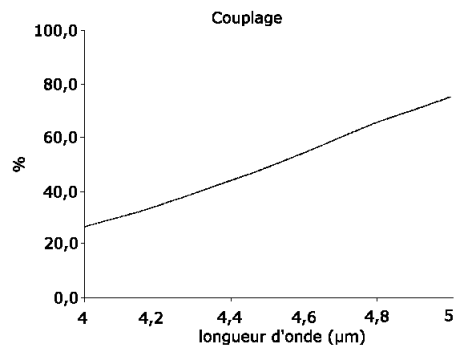


FIG. 1.12 – Chromaticité du couplage du coupleur M. Cette courbe est corrigée des effets d'atténuation et représente le pourcentage d'énergie injectée dans une fibre par le coupleur. Mesure fournie par le Verre Fluoré.

Détecteurs FLUOR utilise une caméra NICMOS lui permettant d'atteindre une magnitude limite de l'ordre de $K=+5$; mais cette technologie est insensible au-delà de $2,7\ \mu\text{m}$. TISIS doit donc continuer à exploiter des photomètres à InSb. En ce qui concerne les observations dont ce travail rend compte, seuls deux photomètres ont été utilisés, Monbazillac et Vosne-Romanée. Le bruit numérique a été mesuré à environ $1,4\ \text{mV}$ pour les deux voies de la carte d'acquisition National Instruments sur lesquelles étaient branchés les détecteurs.

Monbazillac Ce détecteur a déjà été utilisé lors de la mission de décembre 1998. Il ne nous a jamais fait défaut, et a donc été également mis en service pour les missions de mars et novembre 2000. Son étendue de faisceau, $555\ \mu\text{m}^2$, vaut environ $40\ \lambda^2$ en L. Il a été nécessaire de la réduire à environ $10\ \lambda^2$ en L (soit $7\ \lambda^2$ en M) en ajoutant un diaphragme froid devant le détecteur qui a permis de réduire l'ouverture numérique à $f/5$. Le bruit de ce détecteur est de l'ordre de $14\ \text{mV}$ après une amplification de $30\ \text{dB}$, soit $0,44\ \text{mV}$ environ à $0\ \text{dB}$.

Vosne-Romanée L'histoire de ce détecteur a été mouvementée. La puce originelle a été grillée, mais le cryostat était intact. Elle a été remplacée fin 1999, par la société Infrared Laboratories, par une puce prélevée sur un cryostat présentant une fuite importante, Cousteau. Testé lors de la mission de mars 2000, l'ensemble montrait un comportement aberrant. Le cryostat a donc été ramené en France à des fins d'analyse. Il a alors été constaté que les connexions sur la puce étaient incomplètes, et que celle-ci n'était pas alimentée correctement. Fort heureusement, des tests supplémentaires à Meudon après réparations ont montré qu'elle n'avait pas souffert, et que le cryostat pouvait être utilisé sans risque. Comme la nouvelle puce était plus grande que l'ancienne ($500\ \mu\text{m}$ au lieu de $80\ \mu\text{m}$ précédemment), le diaphragme froid similaire à celui de Monbazillac, qui avait été installé devant le détecteur, n'était plus adapté. Il a donc été remplacé par un dispositif similaire procurant une étendue de faisceau de $1482\ \mu\text{m}^2$, soit une centaine de λ^2 en L. Ce détecteur ne fut donc utilisé que lors de la mission de novembre 2000; encore le cryostat a-t-il fini par montrer une fuite dans la cuve d'azote liquide externe, ce qui nous a amenés, parfois, à ne compter que sur Monbazillac (voir le paragraphe a.).

Filtres Trois filtres ont été utilisés sur TISIS. La longueur d'onde de coupure basse de TISIS lorsque le filtre L est utilisé est cependant imposée la plupart du temps par l'atmosphère et l'absorption par l'eau sur la ligne de visée en-dessous de $3\ \mu\text{m}$ (figure 1.14). Les longueurs d'onde centrale et largeur de bande des filtres sont indiquées dans le tableau 1.2, tandis que les courbes de transmission sont représentées sur la figure 1.13.

Lorsque l'on compare les courbes de transmission des filtres avec les fenêtres atmosphériques (voir les figures 1.14 à 1.17), il apparaît qu'alors que le filtre L se trouve dans une zone où la transmission atmosphérique est libre de raies d'absorption, cela n'est pas le cas dans les bandes L ni surtout M, contaminées par la

présence de nombreuses raies dues respectivement à l'eau et au dioxyde de carbone. Cela aura des conséquences sur l'interprétation ultérieure des données, dans la mesure où ce qui sera observé dans la bande L' sera plutôt le continuum des émissions thermiques des environnements stellaires (voir le paragraphe c.), tandis que dans les bandes L et M, indépendamment de toute difficulté d'observation due à la transmission atmosphérique, on sera plutôt sensible aux émissions moléculaires dans ces mêmes environnements.

Les courbes de transmission atmosphérique au Mont Hopkins ne sont pas disponibles. Comme l'observatoire se situe à une altitude et à une hygrométrie intermédiaires entre les données disponibles au niveau de la mer [Wolfe et Zissis, 1978], au sommet du Paranal [Cuby *et al.*, 2002] et à 1 km d'altitude [Young *et al.*, 1994], la profondeur locale des raies d'absorption doit en être affectée. De plus, la présence de nombreuses raies dues à H₂O, notamment dans la bande M, rend les observations dans cette bande spectrale particulièrement sensible à la présence d'eau le long de la ligne de visée.

Procédures d'acquisition Afin de pouvoir tenir compte du fond thermique, il a été nécessaire de modifier quelque peu les procédures d'acquisition de FLUOR. Ces nouvelles procédures sont détaillées plus loin, au paragraphe a..

Nom	λ_c	Largeur à mi-hauteur	Mission(s)
L	3,07 μm	0,63 μm	Mars 2000
L'	3,79 μm	0,54 μm	Mars et novembre 2000
M	4,61 μm	0,53 μm	Avril 1999

TAB. 1.2 – Filtres utilisés sur TISIS. Ce tableau présente leurs longueurs d'onde centrale (λ_c), largeur à mi-hauteur, et la ou les missions où ils ont été installés dans les cryostats, en se limitant à celles dont il est question dans ce mémoire.

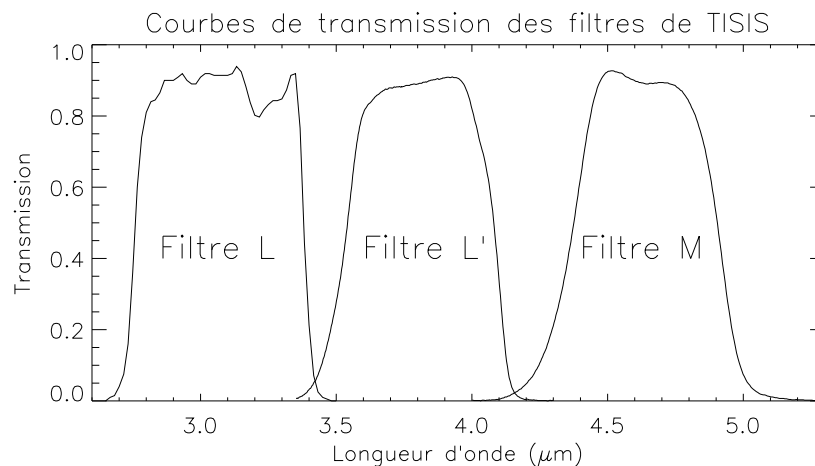


FIG. 1.13 – Courbes de transmission des filtres sur TISIS.

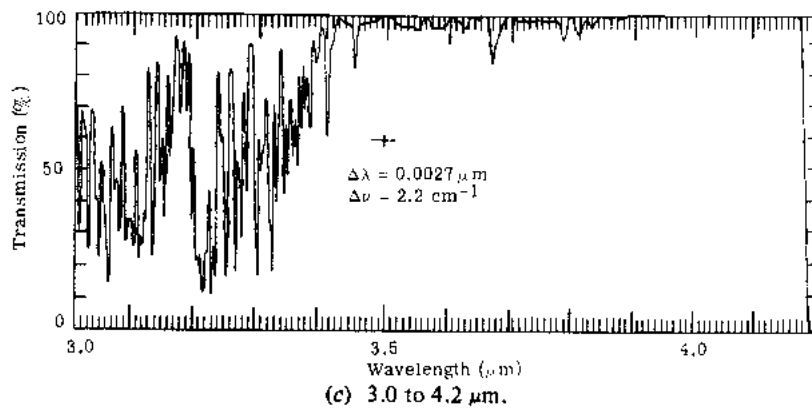
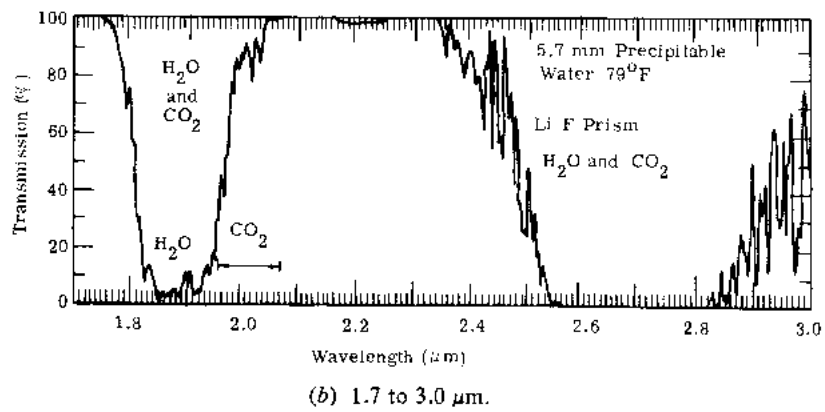
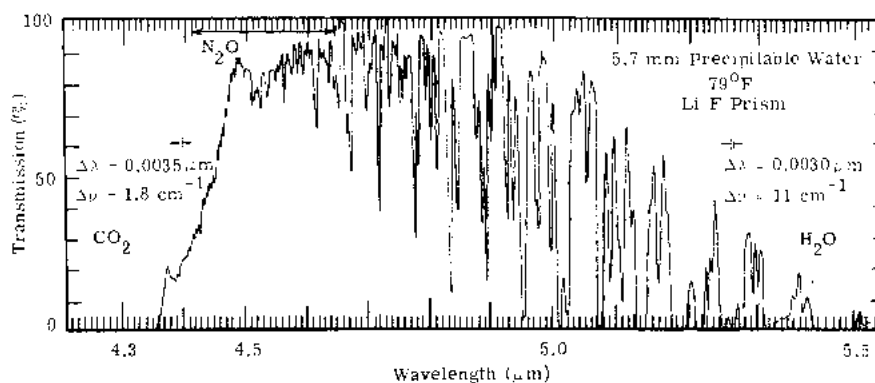


FIG. 1.14 – Transmission atmosphérique entre 1,7 μm et 4,2 μm , au niveau de la mer, sur un trajet de 300 m. Cette bande spectrale recouvre les fenêtres K, L et L'. Courbes extraites de [Wolfe et Zissis, 1978].



(d) 4.2 to 5.518 μm.

FIG. 1.15 – Transmission atmosphérique entre 4,2 μm et 5,5 μm, au niveau de la mer, sur un trajet de 300 m. Cette bande spectrale recouvre la fenêtre de la bande M. Courbes extraites de [Wolfe et Zissis, 1978]. Le foisonnement des raies d'absorption de l'eau sur l'ensemble de la bande M, malgré une apparente relativement bonne transmission générale, est source de sévères fluctuations de la transmission atmosphérique, pour peu que de l'eau soit présente sur la ligne de visée.

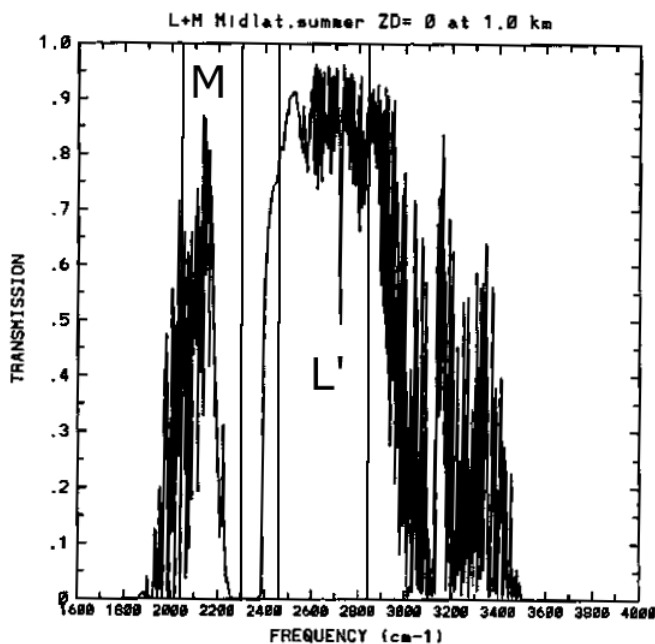


FIG. 1.16 – Transmission atmosphérique dans les bandes L et M à 1 km d'altitude. Simulations extraites de [Young *et al.*, 1994]. Les filtres L' et M de TISIS s'étendent respectivement de 2460 à 2840 cm^{-1} , et de 2050 à 2300 cm^{-1} .

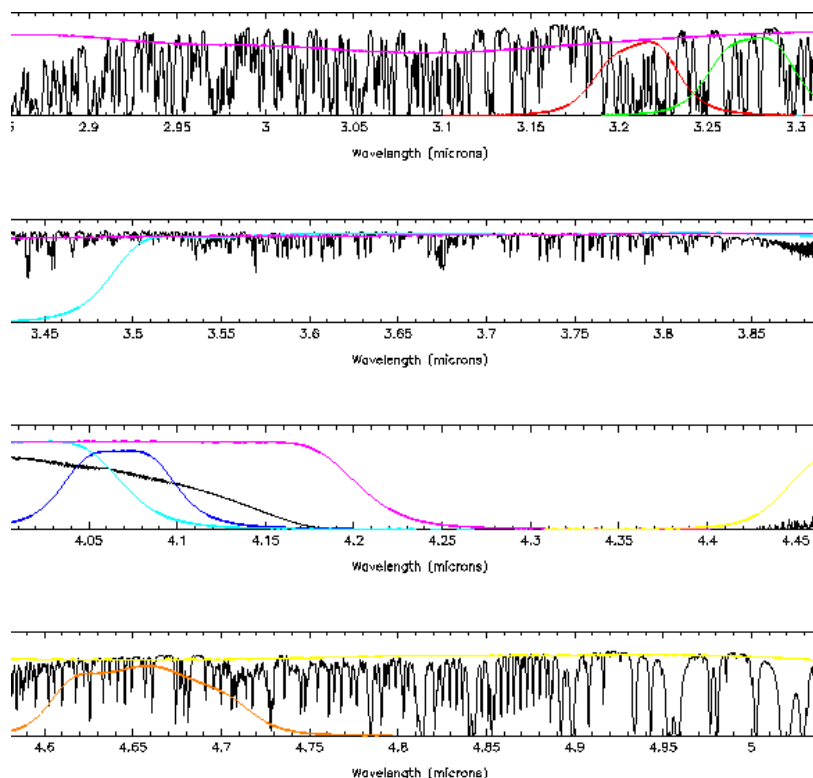


FIG. 1.17 – Transmission atmosphérique entre $2,85\ \mu\text{m}$ et $5,05\ \mu\text{m}$, modèle reflétant les conditions typiques sur Paranal. Courbes extraites du manuel utilisateur d'ISAAC [Cuby *et al.*, 2002]. Les courbes de transmission sont celles de cet instrument ; deux d'entre elles correspondent aux filtres de TISIS.

1.5.2 L'interféromètre VLTI et l'instrument MIDI

a. Le VLTI

Le projet de *Very Large Telescope* de l'ESO a donné l'occasion, dès le début des années 80, en profitant des récents développements en interférométrie optique, de disposer de plusieurs télescopes de 8 m de diamètre, séparés de distances de l'ordre de la centaine de mètres, pour les recombinaison et réaliser un interféromètre. Il est apparu rapidement que si l'on voulait préserver la possibilité de faire de l'imagerie, un réseau de quelques grands télescopes fixes était insuffisant ; il fut donc décidé de leur adjoindre un certain nombre de télescopes auxiliaires déplaçables (deux dans un premier temps, puis ce nombre fut porté à trois, et le financement pour un quatrième est maintenant acquis). Un temps suspendu au milieu des années 90 pour des raisons budgétaires, le VLTI fut redéfini en recentrant son développement sur l'infrarouge, tant proche que thermique. Cela permettait de s'affranchir de la nécessité d'une optique adaptative sur les télescopes de 8 m dans l'infrarouge thermique, où ils ne sont pas loin d'être limités par la diffraction, tout en préservant la possibilité d'observer dans l'infrarouge proche, sur les télescopes auxiliaires, d'un diamètre de

l'ordre de quelques r_0 , c'est-à-dire la distance caractéristique au-delà de laquelle la phase du front d'onde varie de plus de 1 rad [Fried, 1965].

Dans ce contexte, un instrument de test, VINCI [Kervella *et al.*, 2000], fut proposé et développé, sur le principe de l'instrument FLUOR mis aux normes ESO. Comme *a priori* aucun développement spécifique n'était nécessaire, il devait servir de précurseur et de validateur du VLTI en prévision de l'arrivée des deux instruments scientifiques de première génération, MIDI (dans l'infrarouge thermique) et AMBER [Petrov *et al.*, 2000] (dans l'infrarouge proche).

Le réseau du VLTI consiste actuellement en quatre télescopes principaux (*Unit Telescopes*), de 8,2 m de diamètre, baptisés Antu, Kueyen, Melipal et Yepun (alias respectivement UT1, 2, 3 et 4), ce qui signifie dans la langue des Indiens Mapuche le Soleil, la Lune, la Croix du Sud et Vénus (l'Etoile du Berger). Ces quatre télescopes forment le réseau VIMA (VLT Interferometer Main Array). Trois puis quatre télescopes auxiliaires (*Auxiliary Telescopes*), de 1,8 m de diamètre complètent ou compléteront le site. Ces télescopes additionnels forment le réseau VISA (VLT Interferometer Sub-Array). Il est possible de recombinaison ATs et UTs dans un mode hybride. Le schéma global d'implantation au sommet du Mont Paranal est indiqué sur la figure 1.18. Les emplacements disponibles sont sur les nœuds d'une grille de maille carrée de 8 m de côté. Trente positions différentes sont possibles pour les ATs.

Le schéma optique général du VLTI est visible sur la figure 1.19. UTs et ATs partagent un schéma optique similaire, du miroir M_1 au miroir M_{11} . Les optiques de transfert sont les miroirs 12 à 16, les lignes à retard étant constituées de M_{13} , M_{14} et M_{15} . Ce dernier est un miroir à courbure variable (*Variable Curvature Mirror*, ou VCM). La lumière collectée par le miroir M_1 est redirigée *via* le foyer Nasmyth vers le train Coudé (miroirs M_4 à M_{11}), qui injecte la lumière dans le tunnel de la ligne à retard. Les optiques de transfert (M_{12} et M_{16}) redirigent le faisceau vers un chariot de ligne à retard, où il est rétroréfléchi. Le VCM, conçu au Laboratoire d'Astronomie de Marseille, a comme fonction de refocaliser en permanence le faisceau en un point fixe du laboratoire interférométrique, où se trouvent les instruments.

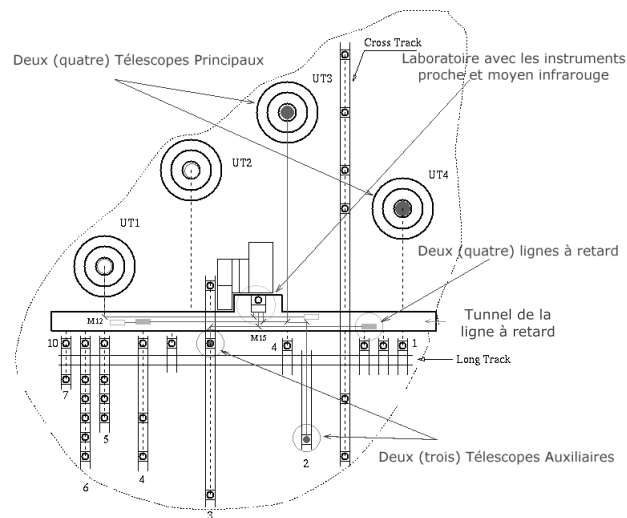


FIG. 1.18 – Plan d'ensemble du sommet du Mont Paranal.

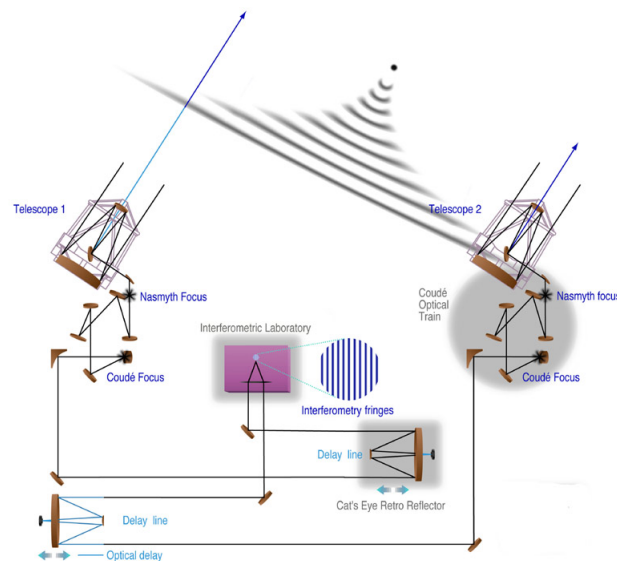


FIG. 1.19 – Schéma optique du VLTI.

b. MIDI

Introduction Un observatoire ne se conçoit pas sans instrument pour utiliser au mieux les possibilités des télescopes. D'emblée le VLTI a été pensé en parallèle avec ceux qui allaient permettre de l'exploiter. Mis à part le cas de l'instrument de test VINCI, deux instruments scientifiques sont prévus dès l'origine : AMBER, interféromètre multiaxial travaillant dans les bandes J, H et K, sur deux ou trois télescopes, et MIDI, interféromètre coaxial prévu pour recombinaison de deux faisceaux dans un premier temps en bande N à $10\ \mu\text{m}$, puis dans un deuxième temps en bande Q autour de

20 μm . Mon travail de thèse a en partie porté sur MIDI. Une vue générale plus détaillée se trouve dans [MIDI, 1998; Leinert *et al.*, 2003] et surtout dans les documents de la *Final Design Review* du 29 février 2000 (notamment [Leinert, 2000]).

Présentation générale

Buts scientifiques La gamme de distances et de températures des objets accessibles à un instrument fonctionnant à 10 μm sur un interféromètre bénéficiant des longueurs de base du VLTI est vaste. Il s'ensuit que les buts scientifiques de la construction d'un tel instrument sont multiples et d'abord plus ou moins complexes.

1. *Objets jeunes et formation stellaire.* Parmi les avantages de ces objets figure leur flux relativement important à 10 μm . Dans des régions proches de formation stellaire, dans le Loup, le Taureau ou l'Aigle, par exemple, à des distances typiques de l'ordre de 140 pc, on trouve des T-Tauri dont les magnitudes en bande N sont comprises entre +2 et +5 (avec même quelques étoiles de magnitude N=0,5). A ces distances, la résolution angulaire du VLTI à 10 μm correspond à des échelles de l'ordre de 2,2 unités astronomiques, ce qui permet d'envisager une « plongée » au cœur de l'environnement circumstellaire de ces objets. Des études plus détaillées sont développées dans [Paresce, 1997];
2. *Objets substellaires.* Les objectifs de MIDI dans cette catégorie de sources sont doubles. Il est ainsi envisageable de pouvoir détecter des Jupiter chauds, que ce soit par détection directe dans l'interférogramme ou par la méthode dite de phase différentielle entre les bandes K et N. Il devrait être également possible, *a fortiori*, de détecter des naines brunes autour d'étoiles proches;
3. *Etoiles évoluées.* Plus de détails sur ces étoiles en fin de vie seront donnés par la suite, dans la partie 4.1. MIDI devrait permettre l'étude de la perte de masse de ces objets, en particulier en utilisant la bande des silicates, celle de la structure des vents stellaires ainsi que les processus de formation des poussières. Par la suite, l'extension de MIDI à 20 μm devrait permettre d'aborder des gammes de longueurs d'onde plus riches en informations spectrales;
4. *Noyaux de galaxies actives.* Il s'agit là d'un des objectifs principaux de l'instrument. Au cœur des galaxies dites actives réside en effet un noyau compact dont la luminosité dépasse de loin celle des noyaux des galaxies plus « normales ». Une hypothèse maintenant largement répandue consiste à penser qu'on trouve au sein de ces objets un trou noir particulièrement massif, et que l'excès de luminosité observé serait dû à un apport de matière dans ce trou noir *via* un disque d'accrétion relativement compact. Mais plusieurs phénomènes pourraient coexister à l'intérieur de ce disque d'accrétion, phénomènes dont les influences relatives sont encore mal appréciées. MIDI devrait permettre d'étudier plus en détails ces disques, voire de discriminer parmi ces phénomènes ceux qui sont prépondérants dans les objets observés.

Le consortium La réalisation de l'instrument fut prise en charge par un consortium comptant un peu plus d'une demi-douzaine d'instituts répartis sur trois pays :

- au **Max Planck Institut für Astronomie** de Heidelberg se trouve le cœur du consortium. On y trouve en effet le *Principal Investigator* Christoph LEINERT, le *Project Manager* Uwe GRASER ; l'institut est en charge de la gestion générale du projet, du détecteur et de son électronique de lecture, de la réalisation du système de modulation interne de la différence de marche, du système cryogénique, du contrôle de l'instrument tant au niveau logiciel que matériel, de l'interfaçage avec l'ESO, de l'intégration et des tests ;
- l'Observatoire de Paris, à sa section de Meudon se charge du filtrage spatial par fibre et de la réalisation du logiciel de réduction des données (DRS, **Data Reduction Software**). S'y trouve également un des co-PIs, Guy PERRIN ;
- l'Astronomical Institute Amsterdam abrite le second co-PI, Rens WATERS, et est en charge de la préparation des observations, notamment de la définition des sources ;
- le Sterrewacht Leiden, à Leyde, est responsable de l'organisation logicielle générale, de l'archivage, et du développement d'outils informatiques ;
- la **Netherlands Foundation for Research in Astronomy** à Dwingeloo et le Kapteyn Astronomical Institute de Groningue réalisent le banc des optiques froides ;
- l'Observatoire de la Côte d'Azur et plus particulièrement sa section de Nice contribuent au Science Group ;
- le **Kiepenheuer-Institut für Sonnenphysik** de Fribourg est responsable de la conception et de la réalisation du banc des optiques chaudes ;
- le **Thüringische Landessternwarte Tautenburg** a été initialement chargé de la définition de la liste des étalons.

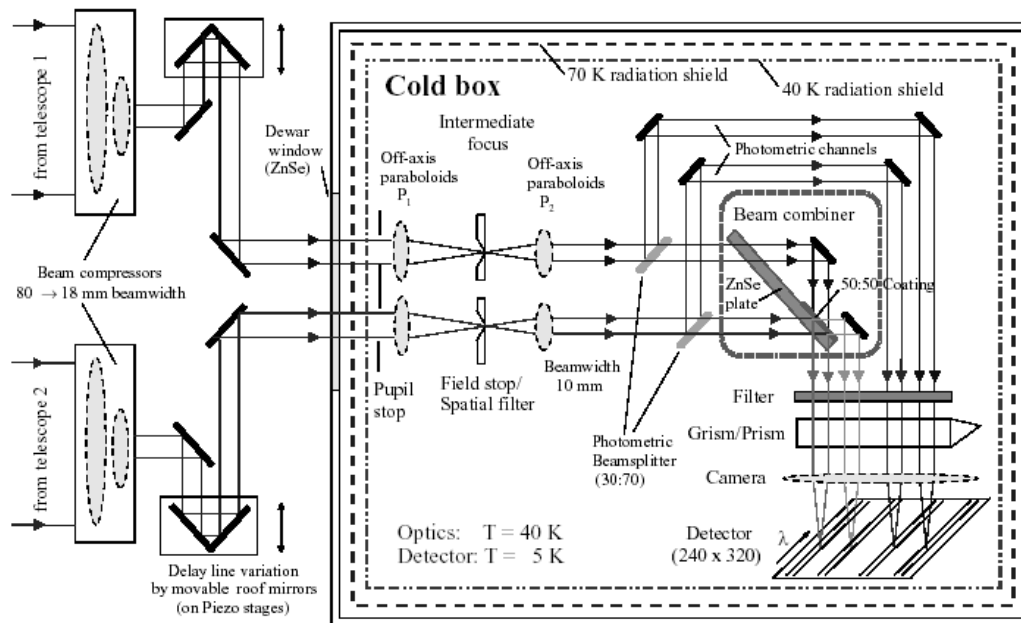


FIG. 1.20 – Les optiques de MIDI.

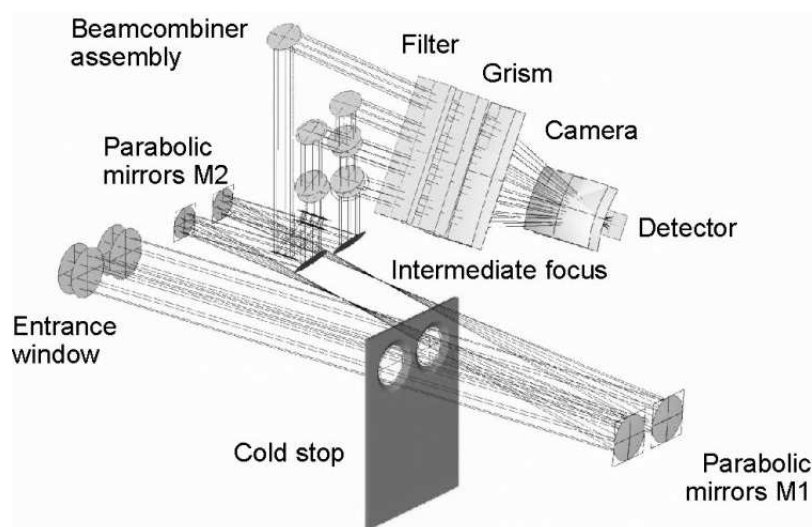


FIG. 1.21 – Les optiques de MIDI (vue 3D).

Détail de l'instrument

Concept Un schéma des optiques est présenté aux figures 1.20 et 1.21. Comme le rayonnement perçu par un détecteur fonctionnant à $10\ \mu\text{m}$ est dominé par l'émission thermique des optiques dites « chaudes », la plupart des composants de l'instrument doivent être installés dans un cryostat refroidi, pour MIDI, entre 4 et 8 K pour le détecteur, $40 \pm 5\ \text{K}$ pour les optiques froides et 77 K pour le baffle froid externe.

La recombinaison des faisceaux se fait dans le plan pupille et la détection du signal dans le plan image, afin de limiter les effets dus au fond thermique et à la variabilité pixel à pixel de la sensibilité des détecteurs, phénomène courant dans l'infrarouge moyen. Il est possible, en insérant des séparateurs de faisceau (*photometric beamsplitters*) en amont du recombineur (*beam combiner*), d'injecter sur le détecteur deux voies photométriques en sus des voies interférométriques fournies en sortie du recombineur. Le système de modulation interne de la différence de marche, deux miroirs montés sur des piézoélectriques, sont visibles sur la gauche de la figure 1.20. De gauche à droite :

1. Les faisceaux afocaux en provenance du VLTI arrivent de la gauche. D'un diamètre initial de 80 mm dans les tunnels des lignes à retard lorsqu'ils proviennent des UTs, ils sont comprimés dans le laboratoire interférométrique jusqu'à un diamètre de 18 mm avant l'injection dans les instruments. Aucune compression n'est nécessaire pour les faisceaux des ATs, car ceux-ci arrivent déjà avec un diamètre de 18 mm dans le laboratoire.
2. Après quelques miroirs d'injection, comprenant notamment le système de modulation interne de la différence de marche, les faisceaux pénètrent à l'intérieur du cryostat. La pupille est imagée sur un masque pupillaire froid pour supprimer l'émission thermique extérieure aux faisceaux. A un foyer intermédiaire peuvent ensuite être insérés différents filtres spatiaux ou masques. Les faisceaux sont ensuite recollimatés et dirigés sur le recombineur.
3. Deux faisceaux interférométriques émergent de cette dernière, en opposition de phase. Ces faisceaux sont redirigés vers le détecteur.

Optionnellement, des séparatrices peuvent être intercalées afin de pouvoir disposer de voies de suivi photométrique, permettant d'améliorer la précision de la détermination du contraste (aux dépens d'une perte en sensibilité toutefois). Un jeu de filtres spectraux est également prévu, ainsi qu'un système dispersif. Outre une certaine résolution spectrale, cela règle aussi partiellement le problème de la saturation du détecteur par le flux du fond thermique.

Tableau récapitulatif La table 1.3 récapitule les principales caractéristiques de l'instrument installé sur le VLTI.

Caractéristique	Valeur	Remarque
Diamètre des télescopes	8 m	UTs
	1,8 m	ATs (pour les sources les plus brillantes)
Longueur de base	47 à 130 m	UTs
	8 à 200 m	ATs
Résolution angulaire	$20 \cdot 10^{-3}''$	λ/D pour 100 m de base
Couverture spectrale	8 à 13 μm	bande N
	17 à 26 μm	bande Q
Champ de vue	$\approx 1''$	
Largeur à mi-hauteur de la tache d'Airy à 10 μm	0,26''	UTs
	1,14''	ATs
Temps de cohérence	100 ms	pour un déplacement de moins de 1 μm rms de l'interférogramme
Temps de stabilité atmosphérique	200 ms	pour la modulation du fond thermique (5 Hz)
Diamètre des faisceaux en amont des compresseurs de faisceaux	80 mm	UTs
	18 mm	ATs
Détecteur (320 \times 240 pixels)	50 μm $\approx 1000e^-$ $\approx 2 \cdot 10^7 e^-$	Taille du pixel bruit de lecture profondeur de puits

TAB. 1.3 – Caractéristiques de MIDI.

Fonctionnalités de MIDI MIDI offre plusieurs configurations possibles pour l'observation. Ces configurations conditionnent bien évidemment le mode de réduction qui sera appliqué aux données.

Résolution spectrale. MIDI dispose d'un jeu de filtres, ainsi que d'un réseau permettant d'obtenir une certaine résolution spectrale. Les filtres disponibles sont les suivants :

Nom du filtre	N-broad	N-high	N-low	[ArIII]
λ_c (μm)	10,70	9,00	11,75	8,99
$\Delta\lambda$ (μm)	6,50	3,10	3,50	0,14
Nom du filtre	H2(0-0)S(2)	[NEII]	Continuum1	Continuum2
λ_c (μm)	12,28	12,81	11,50	08,50
$\Delta\lambda$ (μm)	0,14	0,14	0,14	0,14

TAB. 1.4 – Modes dispersifs disponibles sur MIDI. λ_c désigne la longueur d'onde centrale et $\Delta\lambda$ la largeur de la bande passante.

Les quatre autres emplacements de la roue à filtres contiennent un filtre de densité de 10 %, un emplacement pour un filtre Q, un emplacement vide et un fermé.

Masques et filtres spatiaux. Cette catégorie recouvre en fait physiquement tout ce qui est insérable au foyer intermédiaire dans le cryostat. Ce peut être un trou filtrant, un système à triple trou (utile pour une des possibilités d'estimation du fond thermique, la modulation virtuelle, voir le paragraphe 2.2.4), une fente, ou bien une fibre. Des guides d'onde monomode ont ainsi été développés tant dans la perspective de MIDI que pour DARWIN[Bordé *et al.*, 2002].

Modulation du fond thermique. La liste détaillée de ces modes se trouve dans le paragraphe 2.2.4.

Prise en compte de la contamination photométrique. Ainsi qu'il a été exposé un peu plus haut, MIDI offre la possibilité de disposer ou non de voies dites photométriques permettant l'étalonnage en temps réel des fluctuations de l'intensité stellaire dans chaque voie de l'interféromètre.

Modes de réduction Ces modes sont décrits dans le document [Leinert, 2000]. Ils peuvent être regroupés en quatre familles :

Intégration cohérente Ces trois modes sont développés à l'Observatoire de Leyde et reposent sur la méthode du « spectre cannelé ». On tire parti du fait que le piston est achromatique en différence de marche, ce qui, dans un mode dispersé, se traduit par une modulation du signal en fonction de la longueur d'onde, pour toute position autre que la différence de marche nulle.

1. *statique.* Dans ce mode, le miroir de modulation rapide de la différence de marche reste immobile. L'interférogramme est balayé grâce à la turbulence atmosphérique, et en particulier au piston. En supposant que celui-ci suit une statistique de Kolmogorov, il est possible de remonter à l'information de phase et donc à la visibilité. Cette méthode est détaillée dans [Meisner, 1998] ;
2. *à inversion de phase. (phase switching).*
3. *en marches d'escalier.* Ce mode ne peut s'appliquer que lorsque les faisceaux sont dispersés. Il s'agit d'opérer sur les données une transformation de Fourier 2D à pas variable. Une des dimensions est la dimension temporelle liée à la différence de marche *via* le déplacement du miroir de modulation interne de la différence de marche. La seconde dimension est la direction de dispersion. Afin de tenir compte de l'interfrange variable en fonction de la longueur d'onde, on choisit dans cette dimension un pas variable de la transformée de Fourier. Plus de détails sont accessibles dans [Cotton *et al.*, 2000], document publié par le groupe NEVEC.

ABCD en marches d'escalier et en rampe Fondés sur les algorithmes ABCD en marches d'escalier et en rampe (voir à leur sujet les paragraphes b. et c.), ces deux sous-familles de modes se différencient par leur usage du système de modulation du fond thermique, selon les modes définis en 2.2.4.

1. *virtuel (virtual)*. Il s'agit d'utiliser les trois trous pour estimer le fond thermique. Les voies photométriques sont absentes dans ce mode ;
2. *staring (staring)*. Le fond thermique est échantillonné avant et après l'acquisition de plusieurs interférogrammes. Les voies photométriques sont absentes dans ce mode ;
3. *modulant (chopping)*. Le fond thermique est mesuré avant et après *chaque* interférogramme. Les voies photométriques sont absentes dans ce mode ;
4. *précis (precise)*. La modulation du fond est réalisée de la même manière que dans le cas précédent, mais on dispose alors des voies photométriques.

Modes « Fourier » Sous cette appellation on regroupe deux modes de réduction des données qui reposent sur le même principe, à savoir le calcul d'une densité spectrale de puissance relative à l'interférogramme, conformément à l'algorithme indiqué dans le paragraphe 1.4.2.

1. *Fourier aveugle (speckle)*. Dans ce cas, la position de la différence de marche nulle n'est pas connue : elle n'est fournie ni par un suiveur de franges externes, ni par un algorithme propre à MIDI à partir de l'interférogramme précédemment acquis. Les franges sont donc acquises « en aveugle », et seuls le calcul des densités spectrales de puissance et leur addition permettent d'extraire une estimation de la visibilité. Ce mode est réservé, par nature, aux objets les plus faibles et donc l'estimation de visibilité finale est peu précise ;
2. *Fourier*. Cette fois-ci, tout est fait pour garantir la plus grande précision possible des visibilités calibrées, ce qui suppose que la position de la différence de marche nulle soit connue, ou en tous cas calculable, pour chaque interférogramme, ainsi que la présence des voies photométriques.

Magnitudes limites *a priori* Il est possible d'estimer les magnitudes limites attendues pour l'instrument, en considérant, au moins dans une première approche, que le bruit est dominé par le bruit de lecture du détecteur et le bruit de photons du fond thermique.

Conventions de notation Ces conventions sont détaillées dans le tableau 1.5.

Notation	Explication	Valeur
η	Rendement quantique du détecteur	40 %
τ	Transmission totale de l'instrument ¹	60 % \times 50 % = 30 %
$e_0(\lambda)$	Flux référence de la magnitude nulle en N	$1,23 \cdot 10^{-12} \text{ W m}^{-2} / \mu\text{m}$
Δt	Temps d'intégration	25 ms
σ_r^2	Bruit de lecture	1000 e ⁻
N_{tot}	Nombre total de pixels	316
E_0	Energie d'un photon à 10 μm	$2,0 \cdot 10^{-20} \text{ J}$
$\Delta\lambda$	Bande passante optique	4 valeurs : <i>cf.</i> plus loin
N_{pix}	Nb. de pixels pour la BP optique	4 valeurs : <i>cf.</i> plus loin
$\delta\lambda$	Résolution	6 valeurs : <i>cf.</i> plus loin
n_{pix}	Nb. de pixels par élément spectral	3 valeurs : <i>cf.</i> plus loin
S	Surface collectrice d'un télescope ²	50 m ² pour un UT, 3,24 m ² pour un AT, 0,16 m ² pour un sidérost. .
m	Magnitude	
N_*	Nombre de photons stellaire par seconde	
N_b	Nombre de photons de fond par seconde ³	

TAB. 1.5 – Hypothèses pour le calcul de magnitude limite pour MIDI.

1. A décomposer en 60% de transmission pour les optiques froides et 40 % pour les optiques chaudes.
2. Les photons sont issus de deux télescopes, mais ils se répartissent entre deux paires de voies interférométrique et photométrique.
3. Ce niveau tient compte des optiques chaudes à 290 K, d'un ciel supposé également à 290 K (ce qui est très probablement exagéré, mais reste négligeable), et des optiques froides à 40 K. Le fond est vu dans $1\lambda^2$, avec une émissivité des optiques de 1.

Rapport signal à bruit η , τ , $e_0(\lambda)$, E_0 et δt étant fixés, le signal stellaire N_* vaut

$$N_* = \eta\tau \frac{e_0(\lambda)\Delta\lambda S\Delta t}{h\nu} 10^{-0,4m}$$

où h désigne la constante de Planck et ν la fréquence correspondant à une longueur d'onde de 10 μm . Numériquement, on obtient

$$N_* \approx 7,38 \cdot 10^6 \Delta t \Delta\lambda S 10^{-0,4m}$$

$\Delta\lambda$ étant exprimé en micromètres.

On peut de plus calculer N_b en fonction de la bande passante optique :

Bande passante (μm)	8 \rightarrow 13	7 \rightarrow 14	10,0 \rightarrow 13,2	7,4 \rightarrow 10
N_b	$7,22 \cdot 10^{10}$	$1,02 \cdot 10^{11}$	$5,92 \cdot 10^{10}$	$2,07 \cdot 10^{10}$

Le rapport signal à bruit est alors en lumière blanche :

$$S/B = \frac{7,38 \cdot 10^6 S \Delta t \Delta\lambda 10^{-0,4m}}{\sqrt{(7,38 \cdot 10^6 S \Delta\lambda 10^{-0,4m} + N_b) \Delta t + N_{\text{tot}}^2 \sigma_r^2}}$$

En dispersant, on obtient :

$$S/B = \frac{7,38 \cdot 10^6 S \Delta t \Delta \lambda 10^{-0,4m} \frac{n_{\text{pix}}}{N_{\text{pix}}}}{\sqrt{(7,38 \cdot 10^6 S \Delta \lambda 10^{-0,4m} + N_b) \Delta t \frac{n_{\text{pix}}}{N_{\text{pix}}} + n_{\text{pix}}^2 \sigma_r^2}} \quad (1.10)$$

Résultats Les magnitudes limites ont été estimées sur la base d'un rapport signal à bruit de 10.

Résolution	$\Delta\lambda/N_{\text{pix}}$	$\delta\lambda/n_{\text{pix}}$	UTs	ATs	sidérostats
Lumière blanche	5/316	5/316	5,1	2,2	-1,1
Très basse résolution	7/70	0,6/6	4,0	1,0	-2,2
Basse résolution	7/70	0,2/6	3,4	0,4	-2,8
Résolution intermédiaire					
- Bande N (7 à 14)	7/318	0,044/2	2,6	-0,4	-3,7
- Bande N sup. (10 à 13,2)	3,2/320	0,02/2	2,0	-0,9	-4,2
- Bande N inf. (7 à 10)	3/316	0,0165/2	2,4	-0,6	-3,9

TAB. 1.6 – Magnitudes limites de MIDI. Toutes les longueurs d'onde sont exprimées en micromètres.

Ces résultats ne tiennent pas compte des pertes de photons suivantes^{1.6} :

- 28 % de pertes suite à la moyenne du *seeing* par la correction du miroir de basculement (*tip/tilt*) ;
- 10 % de pertes dues à la qualité des surfaces autres que celles de MIDI.

Une perte de contraste supplémentaire de contraste le long du trajet optique est estimée à un facteur 0,6.

Le produit de ces dégradations se traduit par une perte supplémentaire totale d'une magnitude.

Si un suiveur de franges est disponible, permettant de stabiliser le signal pendant un temps $T > \Delta t$, le gain en magnitude limite vaut $1,25 \log \frac{T}{4\Delta t}$ ($4\Delta t$ correspondant en effet à un temps de cohérence), si l'on n'est pas limité par le bruit de détecteur.

1.6. Ces valeurs sont extraites d'une note interne au groupe MIDI de Christoph LEINERT.

Chapitre 2

Le fond thermique en astronomie

LA PRISE EN COMPTE du fond thermique est un aspect majeur de l'instrumentation dans l'infrarouge moyen. Nous allons voir dans la suite de ce chapitre quelle est sa nature, puis aborder les parades « classiques » utilisées pour en tenir compte ou s'en prémunir au maximum, enfin le caractériser à l'aide de mesures effectuées dans les bandes L et M sur IOTA avec TISIS, et sur la bande N sur UKIRT en préparation de MIDI.

2.1 Nature du problème

Un corps porté à une certaine température réémet un rayonnement dit de *corps noir*, dont le profil et l'intensité dépendent de ladite température. Pour un corps porté à la température T , on montre que la longueur d'onde pour laquelle le rayonnement est maximal est égale à environ $3670/T \mu\text{m}$ [Léna, 1996]. Aux températures ambiantes (aux alentours de 300 K), cela concerne donc des longueurs d'onde situées aux environs de $10 \mu\text{m}$. De plus, l'intensité de la brillance monochromatique pour une longueur d'onde donnée dépend elle aussi de la température (voir la figure 2.1).

Dans le cas d'un interféromètre ou plus généralement d'un instrument d'optique, et dans les gammes de longueurs d'onde correspondant à l'« infrarouge thermique », les miroirs du train optique ne sont pas rigoureusement des corps noirs. Le propre d'un miroir est de... réfléchir. Par conservation de l'énergie, il ne peut à la fois parfaitement réfléchir *et* avoir une émissivité de 1 correspondant à un corps noir « parfait ». Dans le cas du VLTI, par exemple, on considère dans les simulations de MIDI que le train optique a une transmission totale de 40%, et donc une émissivité de 60%.

Tout détecteur placé derrière le train optique d'un télescope ou d'un interféromètre « voit » donc en permanence l'émission thermique de l'atmosphère, ainsi que celle de tous les miroirs qui s'intercalent entre l'étoile et lui-même. Cette émission devient importante, voire souvent prépondérante par rapport au signal stellaire, dans

l'infrarouge thermique et en particulier en bande N. Il est donc nécessaire de trouver un moyen de soustraire ce *fond thermique* du signal observé. Il existe pour cela un certain nombre de parades classiquement utilisées en astronomie mono-télescope, qui ont fait l'objet d'une adaptation dans le cas particulier de MIDI sur le VLTI.

Cependant, à cette contribution au niveau moyen observé ne s'arrête pas l'influence du fond thermique dans le cas d'un interféromètre ; une caractérisation aussi poussée que possible est alors nécessaire afin d'éviter de biaiser les estimations de visibilités.

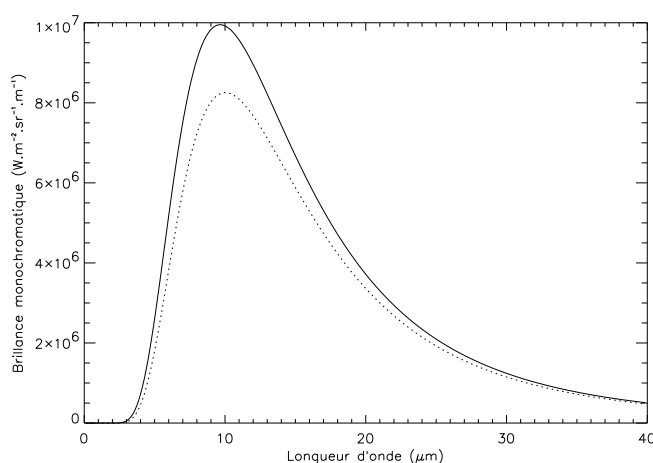


FIG. 2.1 – Profils de brillance monochromatique pour des corps noirs à 300 K (courbe en traits pleins) et 289 K (courbe en pointillés), cette dernière valeur correspondant à la température prévue pour le laboratoire interférométrique du VLTI d'après l'Interface Control Document [Jander *et al.*, 2000].

2.2 Parades classiques

Il est ainsi très important de se prémunir contre l'influence du fond thermique. Pour ce faire, outre une protection passive par l'utilisation de systèmes de refroidissement, deux techniques classiques ont été développées, permettant d'estimer le niveau moyen du fond. Après l'explicitation de ces techniques, nous verrons comment elles ont été adaptées aux deux interféromètres précédemment exposés, IOTA et le VLTI.

2.2.1 Une protection passive par la cryogénie

L'intensité du fond thermique dépend de la température du corps émissif. De plus, nous avons déjà remarqué que, dans un train optique, les composants dont le rôle de ce point de vue est le plus critique sont ceux qui sont les plus proches du détecteur ; il s'ensuit qu'un moyen simple de se doter d'une protection passive contre

le fond thermique est de refroidir les optiques proches du détecteur, et *a fortiori* ce dernier lui-même.

a. Le cas de TISIS

TISIS utilise des détecteurs en InSb, incorporés dans des cryostats fabriqués par la société IR Laboratories de Tucson, Arizona. Ces cryostats (voir la figure 2.2) sont conçus pour fonctionner avec une cuve interne en contact avec le support du détecteur, contenant de l'hélium liquide, et une couche externe contenant de l'azote liquide. Cependant, faute d'hélium sur place, la cuve interne a toujours été remplie d'azote liquide. Afin de limiter les pertes par conduction, l'intérieur du cryostat est placé sous vide, la platine supportant le détecteur est directement en contact avec la cuve interne, et cette dernière n'est connectée au carter que par une petite surface (voir la figure).

Tant qu'il reste de l'azote à l'état liquide dans la cuve interne, la température de cette dernière est stabilisée à 77,37 K sous une atmosphère [Wolfe et Zissis, 1978], et donc un peu moins sur le Mont Hopkins.

b. Le cas de MIDI

A 10 μm , le problème du fond thermique est plus crucial. Il s'ensuit que le système de refroidissement de MIDI est plus élaboré que celui des cryostats de FLUOR/TISIS. Il concerne non seulement le détecteur, mais aussi les derniers composants du système optique, recombineur inclus. Il consiste en trois étages successifs (voir [Rohloff *et al.*, 2000] pour plus de détails) :

1. un bouclier de refroidissement « classique » à l'azote liquide à 77 K ;
2. un étage de refroidissement à 40 ± 5 K par un refroidisseur à cycle fermé (*closed cycle cooler*)^{2.1} ;
3. un second étage de refroidissement à une température comprise entre 5 K et 8 K par le même refroidisseur.

De plus, afin d'assurer une meilleure stabilité des alignements à l'intérieur du cryostat lors de la phase de refroidissement, d'une part le maximum de pièces a été usiné d'un seul bloc, d'autre part l'ensemble a été réalisé en un unique matériau. Les dilatations et contractions sont dans ce cas parfaitement homothétiques. Cependant, il a fallu prendre en compte la présence d'un compresseur dans le refroidisseur lors de la conception de l'instrument, ce composant occasionnant en effet des microvibrations susceptibles d'être transmises à l'intérieur du cryostat.

2.1. Cette technologie utilise le plus souvent une série de cycles d'expansion isotherme, de refroidissement isochore, de compression isotherme et de chauffage isochore).

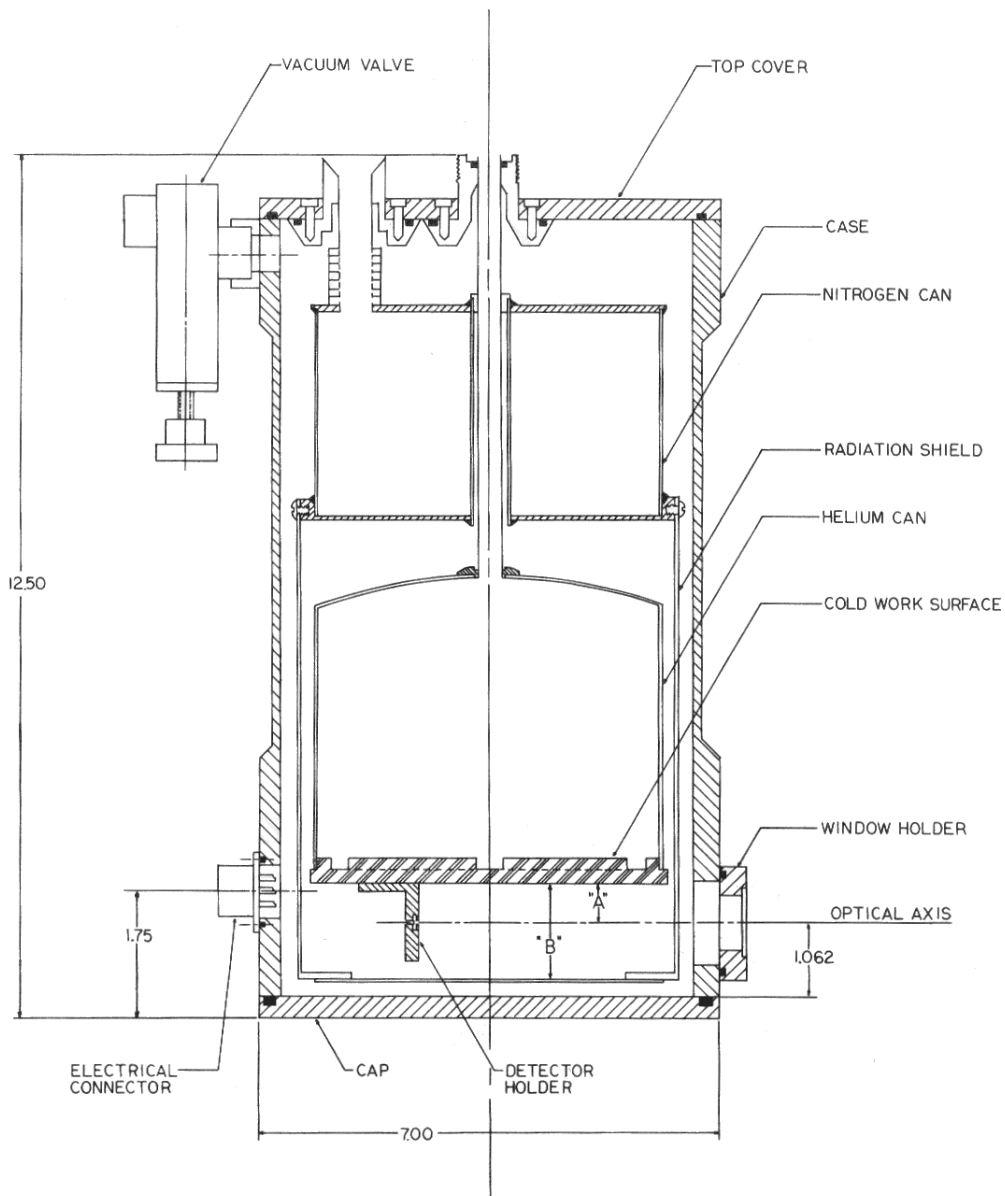


FIG. 2.2 – Schéma d'un cryostat IR Labs. pour TISIS. On note les deux cuves, interne et externe, le support du détecteur, ainsi que le soin qui a été apporté à l'isolation thermique. Les dimensions sont données en pouces.

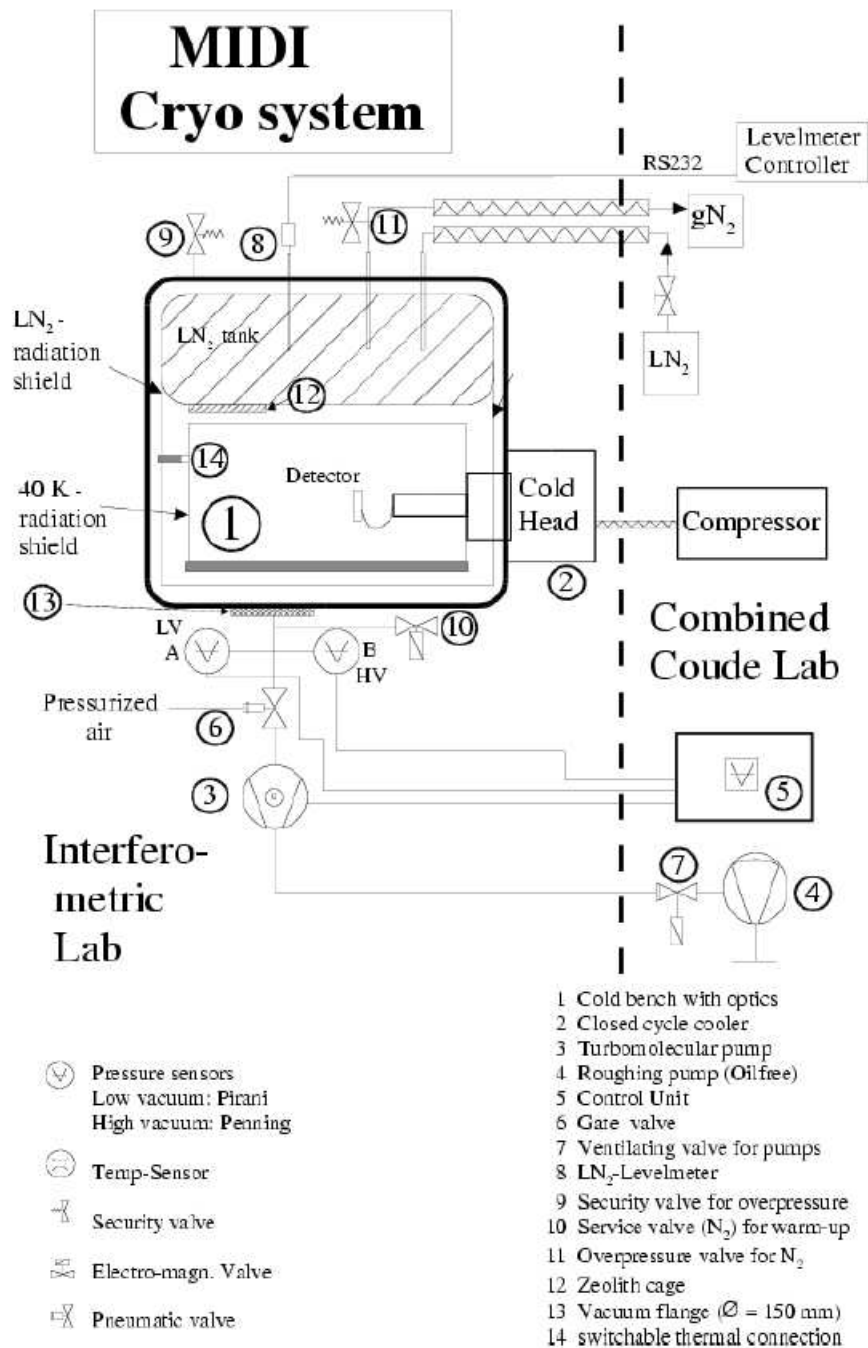


FIG. 2.3 – Schéma du système de refroidissement pour MIDI, d'après le document de *Final Design Review* [Rohloff *et al.*, 2000].

2.2.2 Modulation, balancement et inversion de faisceaux

Afin de pouvoir séparer dans un flux de photons ceux qui proviennent effectivement de la source et ceux qui sont émis par le train d'optiques chaudes du télescope, il est utile d'observer ces derniers seuls. Cela est possible en trouvant un moyen rapide de dépointer le télescope, comme cela est fait dans le cas du *chopping*, que l'on traduit par l'expression « modulation du fond thermique » ; mais certaines considérations supplémentaires amènent à compliquer légèrement cette méthode, afin de se débarrasser d'un certain nombre de biais susceptibles d'apparaître. Une de ces améliorations est le *nodding*, que l'on traduira par la suite par « balancement ». Mais, dans le cas du VLTI, il est également possible de procéder à des *inversions de faisceaux*, qui offrent l'avantage d'optimiser le temps passé effectivement à observer la source astronomique et non pas uniquement le ciel...

a. Modulation

La méthode habituellement retenue pour moduler le fond utilise le miroir secondaire du télescope, que l'on dépointe de quelques secondes d'angle de l'astre à observer vers une portion du ciel avoisinant, alternativement dans deux directions opposées par rapport à l'étoile centrale (*cf.* figure 2.4). Le fond thermique est alors estimé par interpolation entre les deux mesures. Supposons que le signal stellaire soit S_0 . Le signal total mesuré lors de la première phase est $S_1 = S_0 + f_0$, où f_0 désigne l'intensité du fond thermique dans cette configuration du télescope. Lors des deuxième et troisième phases, on mesure les signaux B_1 et B'_1 , égaux respectivement à deux intensités du fond thermique f_1 et f_2 . On estime alors le signal stellaire par $\hat{S}_0 = S_1 - 0,5.(B_1 + B'_1)$.

Un des inconvénients de la modulation du fond, ainsi que cela apparaît sur la figure 2.4, est que cette procédure échantillonne le fond thermique sur des parcours différents de celui que la lumière suit lorsqu'elle provient de l'étoile : ce ne sont en effet pas les mêmes zones du miroir primaire sur lesquelles le faisceau se réfléchit lors des trois phases de la modulation. Or le miroir primaire participe aussi à l'émission thermique du train optique ; contraindre le faisceau à frapper des zones différentes du primaire introduit donc un biais dans l'estimation du fond thermique. Avec les notations précédentes, ce biais vaut $\hat{S}_0 - S_0 = f_0 - 0,5(f_1 + f_2)$. On raffine donc cette méthode en pratiquant le balancement.

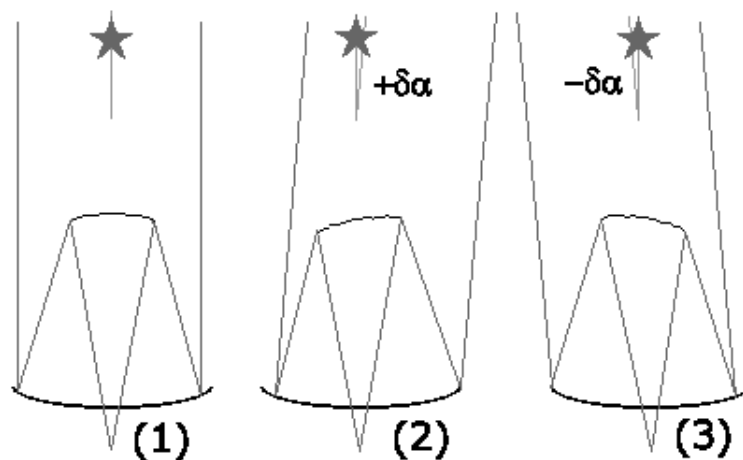


FIG. 2.4 – Schéma d'un cycle de modulation du fond thermique. Dans un premier temps, le télescope pointe l'étoile. Dans un deuxième temps, le miroir secondaire est incliné d'un angle $+\delta\alpha$, et le télescope dépointe donc légèrement l'étoile dans une direction. Dans un troisième temps, le secondaire est incliné d'un angle $-\delta\alpha$: cela clôt le cycle de modulation en dépointant légèrement l'étoile dans la direction opposée.

b. Balancement

Cette opération est plus longue que la modulation, car il faut prendre le temps de dépointer totalement le télescope, primaire inclus. Après les trois étapes d'une modulation du fond classique, on enchaîne les quatre phases suivantes (voir figure 2.5) :

4. dépointage total du télescope de l'angle $-\delta\alpha$ et mesure du signal ;
5. inclinaison du secondaire de $+\delta\alpha$, de telle manière que l'étoile se retrouve dans le champ et mesure du signal ;
6. dépointage total du télescope de l'angle $+\delta\alpha$ et mesure du signal ;
7. inclinaison du secondaire de $-\delta\alpha$, de telle manière que l'étoile se retrouve dans le champ et mesure du signal.

Avec les mêmes notations que précédemment, dans la phase 4 on mesure le signal $B_2 = f_0$ car l'ensemble du télescope se trouve dans la même configuration que lors de la première phase du cycle de modulation ; dans la phase 5 on mesure le signal $S_2 = S_0 + f_2$; dans la phase 6 le signal $B_3 = f_0$; et dans la phase 7 le signal $S_3 = S_0 + f_1$. Une nouvelle estimation *non biaisée* cette fois-ci du fond thermique est alors donnée par $\hat{S}'_0 = \frac{1}{3} [(S_1 + S_2 + S_3) - 0,5.(B_2 + B_3) - B_1 - B'_1]$.

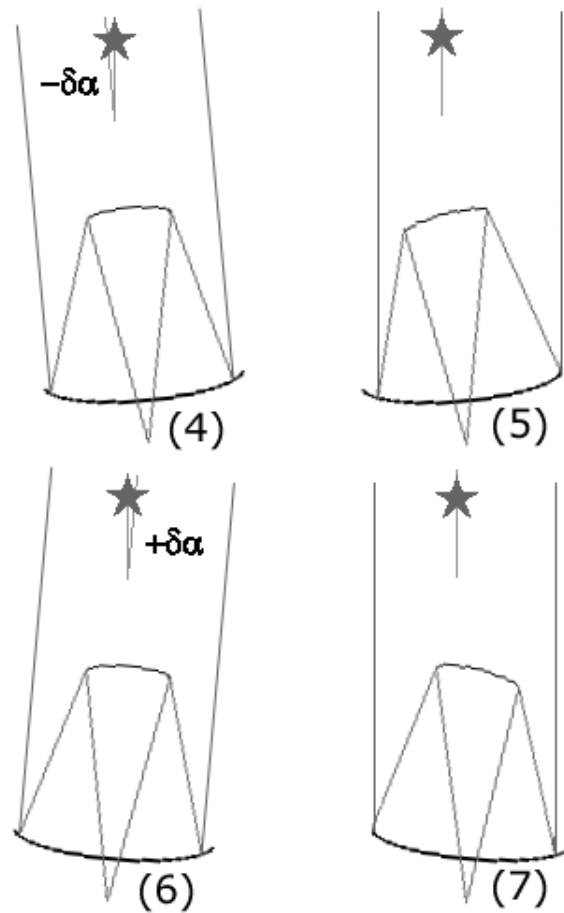


FIG. 2.5 – Schéma d'un cycle de balancement. Après un cycle de modulation du fond (voir la figure 2.4), le télescope est dépointé dans son ensemble de l'angle $-\delta\alpha$, puis le secondaire ramené de l'angle $+\delta\alpha$ afin de repointer l'étoile. La même procédure est répétée symétriquement dans la direction opposée.

c. Inversion de faisceaux

MIDI (voir le paragraphe b. dans la section 1.5.2) dispose de plusieurs types de filtres spatiaux, dont notamment un système à triple trou. Ce système permet d'analyser simultanément la lumière provenant de l'étoile et le fond thermique vu à travers les autres trous. Dans un premier temps par exemple, la lumière stellaire est injectée dans le trou central n°2, et le fond thermique est suivi à travers les trous 1 et 3. Dans un deuxième temps, le télescope est dépointé afin de faire coïncider l'étoile avec le trou 1; le fond thermique est suivi par les trous 2 et 3. Le flux stellaire est ensuite injecté dans le trou 3. Cette procédure est en fait similaire à celle de la modulation du fond thermique, mais elle offre l'avantage de pouvoir mener les mesures de fond thermique et de flux stellaire simultanément. Cependant, le même défaut se retrouve dans le fait que le chemin optique n'est pas tout à fait le même

entre les mesures faites sur l'étoile et sur le fond ; des phases de balancement sont nécessaires afin d'améliorer la qualité de l'estimation du fond.

2.2.3 La soustraction du fond thermique pour TISIS

a. Nécessité pour les bandes L et M

Deux phénomènes sont susceptibles de contribuer à la création d'un fond thermique : l'émission du fond de ciel, pour laquelle nous disposons d'estimations tirées de mesures *in situ*, et celle du train optique, calculable en fonction de la température et de l'émissivité des miroirs.

Emission du fond de ciel On trouve dans la littérature [Léna, 1996] des estimations de l'émission du fond de ciel. Ces émissions dépendent en grande partie de la quantité de vapeur d'eau présente sur la ligne de visée, et donc de la bande spectrale. Or les valeurs trouvées se réfèrent à des bandes spectrales légèrement différentes de celles imposées par les filtres de TISIS (cf. tableau 1.2). Elles permettent néanmoins de se fixer des ordres de grandeur. En bande L, centrée à $3,4 \mu\text{m}$, l'émission du fond de ciel est d'environ $0,16 \text{ Jy} \cdot \text{arcsec}^{-2}$. Autour de $5 \mu\text{m}$, elle est de $22,5 \text{ Jy} \cdot \text{arcsec}^{-2}$. On reprend ces valeurs pour les estimations de fond de ciel respectivement pour les filtres L' et M (l'absorption par l'eau étant très importante en-dessous de $3 \mu\text{m}$ d'après la figure 1.14, la pertinence de l'estimation du fond de ciel pour le troisième filtre de TISIS est moindre). Le tableau 2.1 donne les valeurs du fond de ciel, et leur traduction en termes de magnitude équivalente sur IOTA. En bande L', la magnitude limite atteinte par TISIS est de l'ordre de -1 ; l'émission du fond de ciel n'est donc pas le facteur limitant.

Filtre	L'	M
Fond de ciel injecté dans λ^2 (en W)	$3,4 \cdot 10^{-14}$	$4,7 \cdot 10^{-12}$
Magnitude stellaire équivalente	+5,3	-1,7

TAB. 2.1 – Emission du fond de ciel sur IOTA. Ce tableau présente les intensités du fond de ciel avec les filtres L' et M utilisés sur TISIS, tels qu'ils sont définis dans le tableau 1.2. On suppose une transmission de chaque miroir d'IOTA de 95%, ce qui correspond à une transmission totale, après les douze miroirs du train, de 54%. Il s'agit là de *mesures moyennes*. L'émission du fond de ciel dépendant des conditions géographiques et atmosphériques, les valeurs réelles sur IOTA sont différentes ; néanmoins, cela donne un ordre de grandeur.

Emission du train optique chaud Cette émission, due à un fond *a priori* plus chaud que le ciel, est plus importante ; le tableau 2.2 montre qu'elle est en bande L' supérieure à l'émission du fond du ciel d'un facteur 100. Ces deux types d'émissions sont comparables dans la bande M, ce qui renforce l'explication avancée sur

l'échec des observations réalisées dans cette bande sur IOTA (liée à une mauvaise transmission atmosphérique).

Filtre	L	L'	M
Fond thermique injecté dans λ^2 (en W)	$1,4 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-12}$	$6,4 \cdot 10^{-12}$
Magnitude stellaire équivalente	+3,7	+1,2	-2,0

TAB. 2.2 – Fond thermique sur IOTA. Ce tableau présente les intensités du fond thermique sur IOTA dans chacun des trois filtres utilisés avec TISIS, tels qu'ils ont définis dans le tableau 1.2. Les hypothèses de calcul sont les suivantes :

1. Transmission des optiques chaudes de 95%, ce qui correspond à une transmission totale, après les douze miroirs d'IOTA, de 54%, et à une émissivité cumulée de 0,46 ;
2. Les optiques chaudes sont assimilées à un corps de température 290 K ;
3. Le fond est calculé dans une étendue de cohérence.

b. Systèmes de modulation installés

Introduction Aucun système de modulation du fond thermique n'était prévu à l'origine sur IOTA. Lors des premières missions d'observation avec TISIS (missions L de décembre 1998 et M de mars-avril 1999), le dépointage des télescopes se faisait « à la main » en envoyant une commande de dépointage d'une minute d'angle par rapport à la position de l'étoile. Cette méthode, même si elle autorisait un dépointage assez lointain, péchait cependant par sa lenteur, et le mauvais échantillonnage des variations du fond thermique qu'elle permettait. Une séquence de données sur le ciel, puis sur une étoile, ensuite sur le ciel prenait ainsi typiquement un peu plus d'une dizaine de minutes : une séquence étalon-étoile-étalon nécessitait donc au moins une demi-heure d'observations, ce qui limitait d'autant l'efficacité de l'instrument. Enfin, se posait le problème de la réacquisition des franges : dépointer le télescope d'un angle important occasionnait parfois la perte des franges, en raison des erreurs dans le système de pointage notamment, ce qui était une perte de temps supplémentaire.

Des tentatives ont donc été menées par S. MOREL pour essayer d'installer un système de dépointage par voie logicielle des miroirs de basculement sur les sidérostats ; cette méthode ne donna malheureusement pas les résultats escomptés en raison de difficultés de communication entre les ordinateurs chargés des différentes opérations.

Une troisième piste fut donc explorée, qui faisait appel à une solution optomécanique.

Installation d'un système de modulation sur IOTA La solution retenue tire parti des possibilités offertes par les miroirs de basculement sur chacun des sidérostats (voir le paragraphe a.). Il était nécessaire de pouvoir garder l'étoile dans le champ des caméras CCD des *star-trackers*, afin d'assurer la stabilité de l'angle

de dépointage choisi, inférieur à l'angle maximal possible sans vignettage, tout en ne l'injectant plus sur la table FLUOR. En raison de la compression du faisceau à l'entrée des tubes menant aux lignes à retard, son rayon fait 2,25 cm. La plus longue distance possible à parcourir pour un faisceau correspond à la position N35 (donc pour le télescope Nord). La déviation maximale admissible est donc de l'ordre de 130'', soit une déviation de 13'' sur le ciel. En se limitant à la position N25, on peut se permettre une déviation 35/25 fois plus importante, soit un peu plus de 18'' sur le ciel.

L'opération est réalisée en intercalant entre les séparatrices de faisceau et la table des *star-trackers* un prisme de faible déviation dans chaque faisceau visible. En mars 2000, ces prismes apportaient une déviation dans le laboratoire de 1,5', soit 9'' sur le ciel. Nous nous sommes rendus compte *a posteriori* que cette déviation était insuffisante (voir à ce sujet le paragraphe c.). Des lames similaires ont donc été ajoutées, ce qui fournit une déviation sur le ciel de 18''. Cela limite *de facto* les observations à la position N25 avec ces lames ; mais un retour – temporaire – à la situation initiale de déviation de 9'' reste possible en retirant un jeu de lames.

Il était nécessaire de surcroît de prévoir un système permettant l'insertion de ces lames sans avoir à interrompre les observations. Cela a été réalisé en montant l'ensemble sur un chariot d'imprimante à aiguilles (!) (*cf.* figure 2.6).

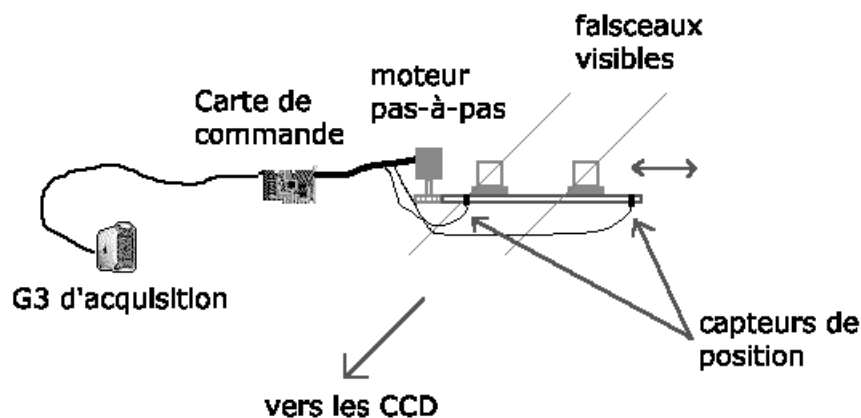


FIG. 2.6 – Schéma du système de modulation du fond thermique pour TISIS.

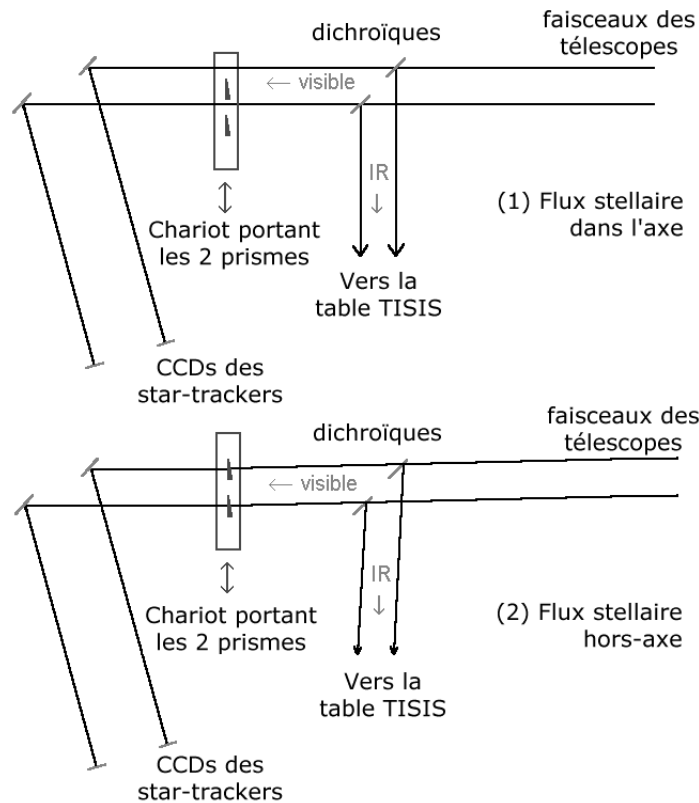


FIG. 2.7 – Opérations de modulation du fond pour TISIS.

La figure 2.7 décrit un cycle de fonctionnement du système. Le moteur pas à pas est commandé *via* une carte électronique, par le système d'acquisition des données. Au début d'une séquence d'observations sur une étoile, un signal est envoyé *via* une ligne TTL vers la carte, qui commande la rotation du moteur. Celui-ci entraîne une courroie sur laquelle est fixée le support des lames, qui viennent dévier les faisceaux. Pendant le déplacement, un signal de sortie TTL reste à l'état haut. Un capteur de position indique à la carte que le déplacement est terminé et que le moteur doit s'arrêter. Le signal de sortie passe alors à l'état bas, signe que le système est en position. Les CCD des *star trackers* sont donc leurrés, et les télescopes dépointés. Des acquisitions de données *off-source* sont alors effectuées. A la fin de ce *batch*, un nouveau signal est envoyé à la carte par le système d'acquisition. Celle-ci, comme auparavant, commande le déplacement du chariot, pendant lequel le signal de sortie reste à l'état haut. Lorsque le second capteur de position indique que les lames ont libéré les faisceaux visibles, le passage du signal de sortie à l'état bas donne le feu vert au système d'acquisition pour les observations du *batch on-source*. La troisième phase reprend exactement l'enchaînement d'actions de la première. En fin de séquence, le système revient à une position où les lames laissent libres les faisceaux visibles. Pendant toute l'opération, le suivi des *star-trackers* restent actifs, de manière à ne pas perdre l'étoile. Les sauts occasionnés par le brusque passage des lames dans le faisceau sont compensés sans trop de heurt par le système de suivi.

Les avantages d'un tel système par rapport au dépointage manuel des télescopes sont quadruples :

1. il est commandable directement par le système d'acquisition, ce qui minimise l'intervention humaine et automatise TISIS, et rapproche l'instrument de l'automatisation de FLUOR ;
2. il est beaucoup plus rapide : il ne faut que quelques dixièmes de secondes pour dépointer l'étoile, au lieu d'une minute avec le dépointage manuel. La position de l'interférogramme est donc plus facilement retrouvée (peu ou pas de dérive de la « constante magique » lors de l'opération) ;
3. de cette rapidité résulte aussi le plus grand nombre de sources observables au cours de la nuit, ainsi qu'un meilleur échantillonnage de la fonction de transfert de l'interféromètre ;
4. enfin cette même rapidité se traduit par un meilleur échantillonnage également des variations du fond thermique, puisque la fréquence de modulation de ce fond (liée à l'intervalle de temps séparant deux séries d'observations *off-source* autour d'une même étoile) passe de quelques millièmes à quelques centièmes de Hertz, soit un gain d'un facteur 10.

c. Contamination stellaire en mars 2000

Le but initial de cette étude était de voir si la séquence choisie pour le mode de modulation du fond sur IOTA était convenable en regard de la vitesse de variation du fond en bande L. Il est apparu que le signal pris sur le ciel était contaminé par des photons stellaires.

Présentation de la méthode Un petit programme a été écrit en LabView afin d'extraire les informations nécessaires des fichiers de données (les *Observation Files*, ou OF). Comme les heures individuelles des *scans* dans les *batches* sur le ciel n'ont pas été acquises, l'heure « officielle » du *batch* ciel 1 (avant les observations sur la source) a été posée égale à l'heure de début du *batch* sur la source, moins la moitié du nombre de *batches* sur le ciel multipliée par le taux d'acquisition ; l'heure « officielle » du *batch* ciel 2 de la même manière à partir de l'heure de fin de *batch* sur la source. *Cela néglige le temps nécessaire au chariot d'imprimante pour faire un trajet*, qui est de toute manière de l'ordre d'une fraction de seconde.

Le programme effectue les opérations suivantes :

1. au niveau de l'Observation Block k :
 - calcul de la moyenne du *batch* ciel 1 m_{k1} ;
 - calcul de la moyenne du *batch* ciel 2 m_{k2} ;
 - calcul de la moyenne du *batch* sur la source m_k ;
 - calcul du rms du *batch* ciel 1 σ_{k1} ;
 - calcul du rms du *batch* ciel 2 σ_{k2} ;

- calcul de la Densité spectrale de puissance (DSP) moyenne des *scans* ciel 1 B_{k1} ;
- calcul de la DSP moyenne des *scans* ciel 2 B_{k2} ;
- calcul de la DSP moyenne des *scans* sur la source S_k ;
- calcul du « signal stellaire » $s_k = m_k - (m_{k1} + m_{k2})/2$.

2. au niveau de l'OF :

- représentation de l'évolution au cours du temps des m_{ki} ;
- représentation des σ_{ki} en fonction des s_k ;
- affichage des DSP B_{ki} ;
- calcul du « fit » linéaire moyen du fond de ciel sur la nuit (décroissance), b_{fit} .

Evolution du fond thermique sur la nuit Au premier ordre, il est aisé de constater que le niveau moyen du fond thermique diminue au long de la nuit (en abscisses le temps depuis le début du premier *batch* on-source de l'OF, en ordonnées les m_{ki} en ADU) :

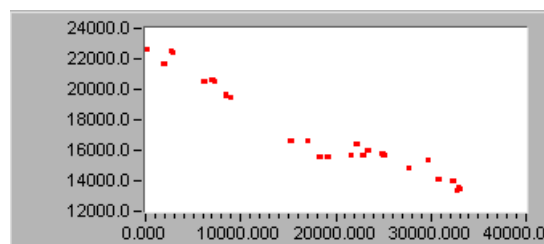


FIG. 2.8 – Dérive du fond thermique en bande L au cours de la nuit.

Cela recoupe ce qui avait été constaté *de visu* sur place.

Evolution des fluctuations résiduelles en fonction du signal stellaire Il apparaît une forte corrélation entre ces deux quantités. Elle est révélatrice d'une dépendance entre le niveau de bruit mesuré sur le ciel, et l'intensité du signal stellaire. Il est probable que ce « bruit » ne soit rien d'autre que des photons parasites d'origine stellaire.

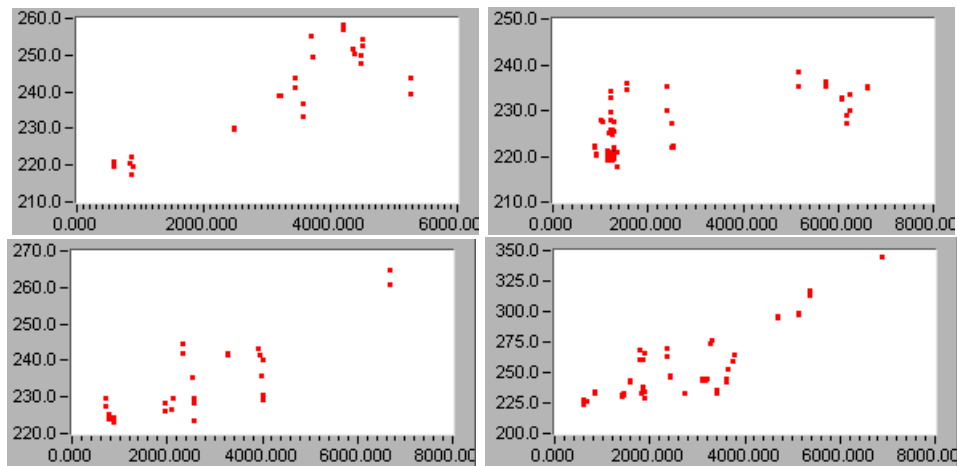


FIG. 2.9 – Fluctuations du signal sur le ciel en fonction du signal stellaire en mars 2000. De haut en bas et de gauche à droite, nuits des 10, 11, 12 et 14 mars.

Evolution du niveau moyen sur le ciel en fonction du signal stellaire On représente cette fois-ci la différence entre les m_{ki} et b_{fit} en fonction de $s_k - b_{fit}$. En cas de contamination, les signaux sur le ciel des sources faibles doivent se situer au-dessous de la pente moyenne du fond thermique au cours de la nuit, alors que pour les sources brillantes, on doit se trouver au-dessus. C'est ce que l'on observe.

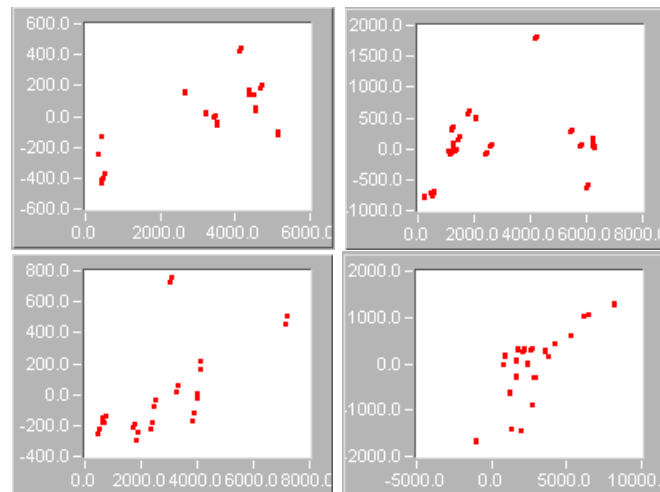


FIG. 2.10 – Moyenne du signal sur le ciel en fonction du signal stellaire en mars 2000. De haut en bas et de gauche à droite, nuits des 10, 11, 12 et 14 mars.

Densités spectrales de puissance sur le ciel On compare ici les DSP sur le ciel observées sur α Boo et U Her à quelques minutes d'intervalle. Ces densités spectrales de puissance sont représentatives de la différence existant entre ces étoiles, et qui est observée régulièrement entre étoiles faibles et brillantes.

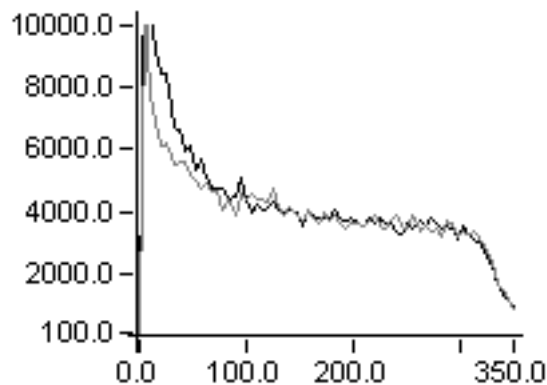


FIG. 2.11 – Densités spectrales de puissance du fond pour α Boo et U Her. En abscisse, la fréquence en Hertz. En noir la densité spectrale de puissance des données prises sur le ciel près de α Boo, en gris près de U Her.

On constate la présence d'un excès jusqu'à environ $60 \sim 70$ Hz de la DSP dite « sur le ciel » de α Boo par rapport à celle de U Her. On peut en conclure que la contamination par le signal stellaire se déroule surtout dans les basses fréquences. La limite supérieure est du même ordre de grandeur que celle des fluctuations photométriques observées dans les interférogrammes ; il est donc permis de supposer une origine commune aux deux phénomènes. Cela renforce l'idée selon laquelle la contamination observée serait due à la scintillation stellaire.

Effet sur l'efficacité de l'instrument Désignons par F_* le « flux stellaire » calculé par l'algorithme de réduction, et égal (en ADU) à la différence entre la moyenne du flux mesuré sur la source et celle du flux mesuré sur le ciel. S'il n'y avait pas de contamination par du flux stellaire dans les données sur le ciel, F_* serait proportionnel au flux stellaire « réel », et la quantité $m_* = -2,5 \log F_*$ serait liée à la magnitude en L m_L de l'étoile par une relation du type $m_* = m_L + K$.

La figure 2.12 donne le résultat d'ajustements linéaires de m_* en fonction de m_L pour deux nuits typiques de novembre et mars. L'ajustement révèle une pente de 0,97 pour les données de novembre (coefficient de corrélation 0,87) et une pente de 0,56 pour les données de mars. La pente théorique étant de 1, l'effet d'une contamination par du flux stellaire lors de la soustraction apparaît nettement. En mars, cette faible pente traduit le fait que plus une étoile est brillante, plus son flux calculé est faible par rapport à ce qu'il devrait être si le fond était correctement calculé (autrement dit, la quantité soustraite au signal « on-source » lors de la réduction est *plus grande* que le fond thermique réel).

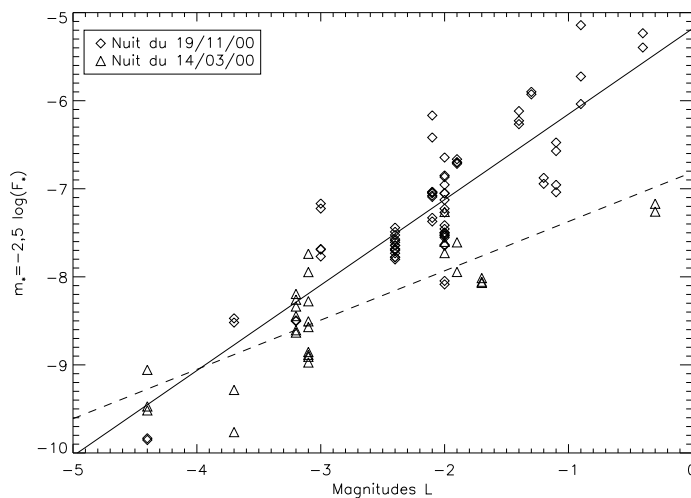


FIG. 2.12 – Dépendance du flux calculé sur TISIS en fonction de la magnitude stellaire. En traits pleins, l’ajustement linéaire pour les données de la nuit du 19 novembre; en pointillés, l’ajustement pour les données de la nuit du 14 mars. La dispersion des données est due notamment à l’incertitude sur la magnitude réelle de l’étoile variable au moment des observations, aux incertitudes sur la soustraction du fond, ainsi qu’au bruit intrinsèque sur les mesures.

Conclusion Il est donc prouvé que le signal pris sur le ciel est contaminé, pour les données de mars, par des photons stellaires. L’origine est à chercher dans la turbulence, mais aussi éventuellement dans des imperfections de la correction par le miroir de basculement de IOTA, ce qui entraîne de légers mouvements de la position de l’étoile sur les CCDs.

Il n’est cependant pas nécessaire de rejeter en bloc ces données. Fondamentalement, une mesure de contraste n’est jamais que le rapport d’une amplitude de modulation à un continu (voir le paragraphe 1.2.3). Pour peu qu’une erreur soit commise dans l’estimation du continu, ainsi que cela est le cas ici, cette erreur se retrouve directement dans l’estimation du contraste. Heureusement, l’amplitude de cette contamination est *a priori* proportionnelle au signal stellaire, qui est le continu utilisé lors du calcul du contraste.

Cela implique que si l’erreur est la même entre l’étoile référence et la source, alors l’effet de cette contamination disparaît. C’est le cas si la turbulence ne varie pas entre les deux observations. Une telle variation n’apparaît pas dans les données. Qui plus est, quand bien même une telle variation avait eu lieu, elle se serait traduite par une variation de l’estimation du contraste sur l’étoile référence; or, dans la procédure de réduction, une telle variation est interprétée comme une variation de la fonction de transfert instrumentale, et est corrigée au premier ordre.

Il s’ensuit que, compte tenu des précautions prises pour homogénéiser les conditions d’observation entre étoile de référence et source, il est légitime de penser que

l'effet de cette contamination est au pire atténué, au mieux corrigé « naturellement » lors de la procédure de réduction.

2.2.4 La soustraction du fond dans le cas de MIDI

a. Le contexte du VLTI

A l'heure actuelle, aucun système de modulation du fond thermique n'est prévu sur les sidérostats ou les télescopes auxiliaires (ATs). Il est prévu un tel système en revanche sur les UTs, en basculant un miroir « de chopping » dans le train optique, mais la fréquence maximale de travail reste inférieure à celle qui répond le mieux aux besoins de MIDI, qui est de l'ordre de 5 Hz. De plus, afin de permettre au suiveur de frange de ne pas perdre l'étoile, il est indispensable de prévoir un miroir dit de « contre-chopping », qui se chargera, de manière synchrone avec le premier, de maintenir l'étoile dans le champ du suiveur de franges. Les mêmes difficultés seront rencontrées par l'optique adaptative.

Dans le cas du VLTI, l'intensité du fond thermique observé dans λ^2 vaut, pour une température des optiques de 290 K, une transmission de 40% et une bande passante allant de 7,45 à 13,95 μm , environ 5,88 nW.

b. Les modes de MIDI

Introduction La modulation du fond thermique peut s'effectuer de trois manières sur MIDI. Ces modes offrent chacun leurs avantages et inconvénients, et seront donc choisis en fonction de la magnitude de l'étoile observée, ainsi que de la précision désirée des déterminations de visibilité.

Modulation virtuelle (*virtual chopping*). Ce mode fait appel à un des masques insérables au foyer intermédiaire dans MIDI. Un de ces masques est en effet constitué de trois trous superposés. Lorsque l'étoile est présente dans le trou central, on observe un fond thermique dans les trous voisins ; on acquiert un interférogramme en même temps que deux réalisations de séquences de fond thermique. Dans une phase suivante, l'étoile est injectée dans un des deux trous restants ; il est encore possible d'acquérir un interférogramme tout en suivant l'évolution du fond. Dans un troisième temps, le flux stellaire passe dans le dernier trou, et on procède de même (voir figure 2.13). Le fond thermique sur l'étoile est interpolé entre les trous. Cette procédure permet d'optimiser au mieux le temps passé sur l'étoile et le temps dévolu aux mesures de fond thermique. De plus, elle permet d'avoir *en temps réel* une estimation de la densité spectrale des fluctuations éventuelles du fond thermique. Cependant, elle présente l'inconvénient majeur de ne pas permettre de mesurer le fond thermique dans les conditions exactes d'observation de l'étoile, puisque les acquisitions de fond se font sur des trajets optiques différents.

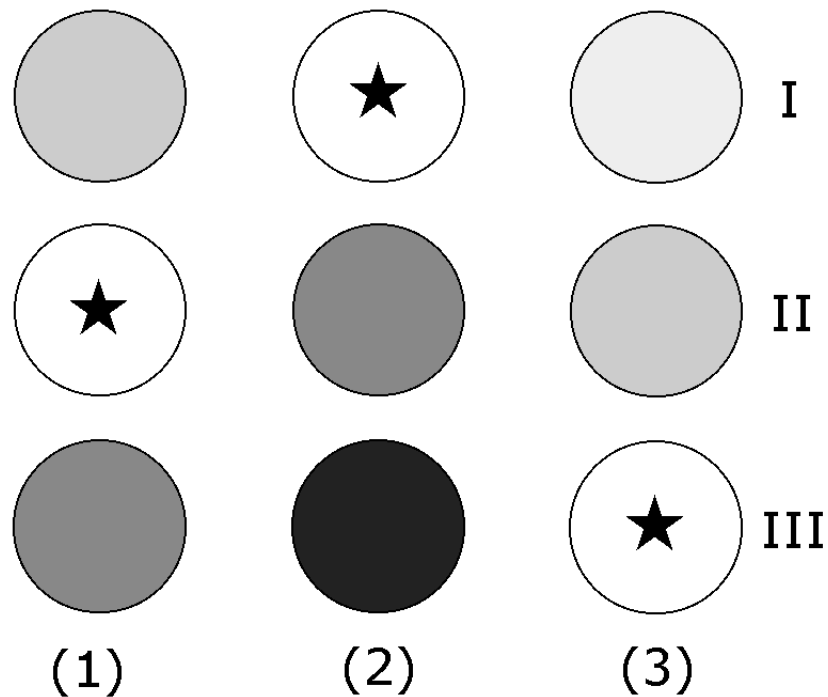


FIG. 2.13 – Modulation virtuelle du fond sur MIDI. Lors de la phase (1), on mesure le fond A par le trou I et le fond C par le trou III, alors que l'étoile est vue sur le fond B dans le trou II. Lors de la phase (2), l'étoile est vue sur le fond B dans le trou I, on mesure le fond C par le trou II, et le fond D par le trou III. Enfin, lors de la phase (3), on mesure le fond A par le trou II et le fond E par le trou I, et l'étoile est vue sur le fond B par le trou III.

Modulation standard (*standard chopping*). Il s'agira probablement du mode le plus courant de MIDI. Dans ces conditions de fonctionnement, une séquence d'interférogrammes est encadrée de deux séquences « classiques » de modulation du fond à l'aide de cycles de balancement sur les deux télescopes. L'intervalle de temps entre ces séquences dépendra principalement à la fois de deux facteurs :

1. des contraintes techniques (de fréquence maximale de fonctionnement, notamment) sur le VLTI ;
2. de contraintes de nature plus instrumentales, liées à la stabilité du fond thermique sur le VLTI d'une part, dont on attend des caractéristiques statistiques une certaine stabilité temporelle, et dans l'atmosphère d'autre part : l'amplitude et les constantes de temps des fluctuations observées seront liées à l'importance de la turbulence.

Ce mode permet de passer une relativement importante fraction du cycle de fonctionnement de l'instrument à acquérir des interférogrammes, tout en assurant une détermination du niveau du fond thermique de bonne qualité.

Modulation interférométrique (*interferometric chopping*). Il s'agit là du mode le plus précis d'estimation du niveau du fond thermique. Cette fois-ci, une séquence de modulation du fond est effectuée entre chaque acquisition d'interférogramme. Bien sûr, cette meilleure précision dans la détermination du fond au moment d'un interférogramme particulier est au détriment d'une perte de temps d'observation. Il faut en effet tenir compte, dans l'estimation du temps nécessaire pour acquérir un interférogramme, du temps de repointage des télescopes (de l'ordre de 20 ms d'après [Jander *et al.*, 2000]) et de recentrage des franges, alors que dans le mode standard, ce temps était réparti sur plusieurs acquisitions d'interférogrammes.

Mode	Précision	Temps d'observation	Autres
Virtuel	– (biaisé)	++	+ DSP en temps réel du fond thermique
Standard	+	+	
Interférométrique	++	–	

TAB. 2.3 – La modulation du fond thermique sur MIDI. La précision fait référence à l'exactitude dans la détermination du niveau moyen du fond thermique. La colonne « temps d'observation » renvoie à l'optimisation du temps passé à l'acquisition de franges au sein d'un cycle de fonctionnement de l'instrument.

2.3 Mesures et analyses du fond thermique

Bien que la soustraction du fond soit possible, même biaisée, ainsi que nous venons de le voir, une estimation des propriétés statistiques du fond thermique reste une information utile. Des expériences de caractérisation ont été menées sur IOTA avec TISIS, dans les bandes L et M, ainsi que sur UKIRT à Hawaï dans la bande N. Je détaillerai enfin une proposition de dispositif de caractérisation dans la bande N sur le VLTI.

2.3.1 Avec l'instrument TISIS sur IOTA

a. Caractérisation en bande L

Présentation des données Avant l'installation d'un système de modulation du fond thermique sur IOTA (voir le paragraphe 2.2.3), le dépointage des télescopes était fait manuellement, d'un angle d'une minute. Comme une modification a été apportée au système de modulation après la constatation d'une contamination photométrique, en fait trois jeux de données sont disponibles :

1. des données de fond acquises à 1' de l'étoile ;
2. des données de fond acquises à 9'' de l'étoile ;
3. des données de fond acquises à 18'' de l'étoile.

Des données acquises à 1' de l'étoile ont été étudiées dans la thèse de Bertrand Mennesson (voir [Mennesson, 1999]). Les mesures de fond réalisées à 9'' de l'étoile ont été détaillées dans la section c.. Il a été montré qu'elles n'étaient pas représentatives du fond thermique. La suite s'intéressera donc aux mesures faites à 18'' de la source.

Evolution du fond thermique au long de la nuit Le fond thermique décroît lentement au cours de la nuit, au fur et à mesure que les composants optiques du train se refroidissent. Cette décroissance est très nette au cours de la nuit du 19 novembre 2000 (retenue en raison du grand nombre de sources observées et, partant, du nombre de mesures sur le ciel), et est visible sur la figure 2.14. La décroissance suit une loi exponentielle, avec un temps caractéristique de l'ordre de 18 000 s, soit environ cinq heures.

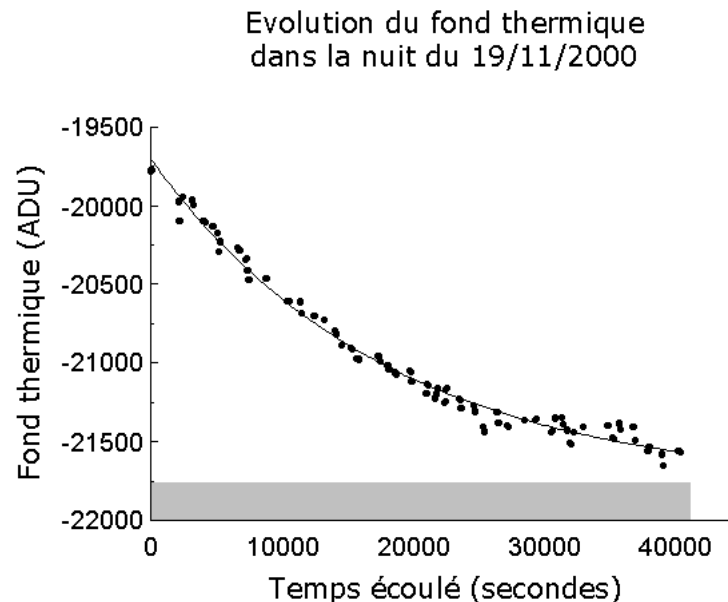


FIG. 2.14 – Dérive du fond thermique en bande L au cours de la nuit du 19/11/2000. Le temps écoulé est compté à partir de la première mesure, qui a eu lieu à 18h42 heure locale, soit une heure et demie après le coucher du soleil. La dernière mesure a eu lieu à 5h55 heure locale, deux heures et demie avant le lever du soleil. La hauteur de la bande grisée correspond au flux reçu d'une étoile de magnitude -1 (à la limite de sensibilité de TISIS).

Fluctuations basses fréquences L'amplitude de ces fluctuations est estimée en ramenant chaque *scan* à un point moyen, puis en calculant l'écart-type sur la séquence constituée de tous ces points mesurés sur un *batch*. Comme la période d'échantillonnage est de l'ordre de 650 ms, la fréquence de coupure de ces mesures est d'environ 0,8 Hz. La figure 2.15 montre que les fluctuations ainsi mesurées, au contraire de ce qui avait été constaté sur les données de mars, ne dépendent pas de l'étoile observée. Le signal stellaire, pour les étoiles les plus faibles de l'échantillon

final (R Lep, R Cnc, R Aqr de magnitudes respectives $-0,9$, $-1,1$, $-1,2$), est de l'ordre de 4σ . Les points se répartissent par paires, en raison de la double séquence sur le ciel qui est faite sur chaque étoile ; cela permet de vérifier que la variation de l'écart-type du fond entre les deux séquences de mesures sur le ciel est faible devant son niveau moyen.

Fluctuations hautes fréquences L'amplitude de ces fluctuations est estimée en calculant l'écart-type sur chaque *scan*, puis en faisant la moyenne de ces écarts-type sur chaque *batch*. Le résultat est représenté en fonction du signal stellaire sur la figure 2.16. Là encore, on constate que les variations du signal sur le ciel sont indépendantes du signal stellaire. De plus, sur de petites échelles de temps (la durée totale d'un *scan* est de l'ordre de 200 ms), l'écart-type reste encore plus petit d'un facteur 3 que le flux observé pour les étoiles les plus faibles de l'échantillon.

En début de mission (une semaine auparavant), le bruit de détecteur avait été mesuré à 14 mV rms, mesuré avec une bande passante programmée à 400 Hz sur le filtre analogique. Le taux de conversion est de 6 553,4 ADU par volt ; il s'ensuit que le bruit mesuré sur le détecteur était de l'ordre de 92 ADU rms, ce qui, ramené à la bande passante de 300 Hz utilisée dans les mesures étudiées ici, équivaut à un peu plus de 79 ADU.

Cette valeur est comparable au rms mesuré sur le ciel, quelques jours plus tard. On peut donc :

1. en déduire que les fluctuations du fond thermique sont négligeables devant le bruit de détecteur à haute fréquence ;
2. confirmer que la sensibilité de TISIS est limitée par le bruit de détecteur.

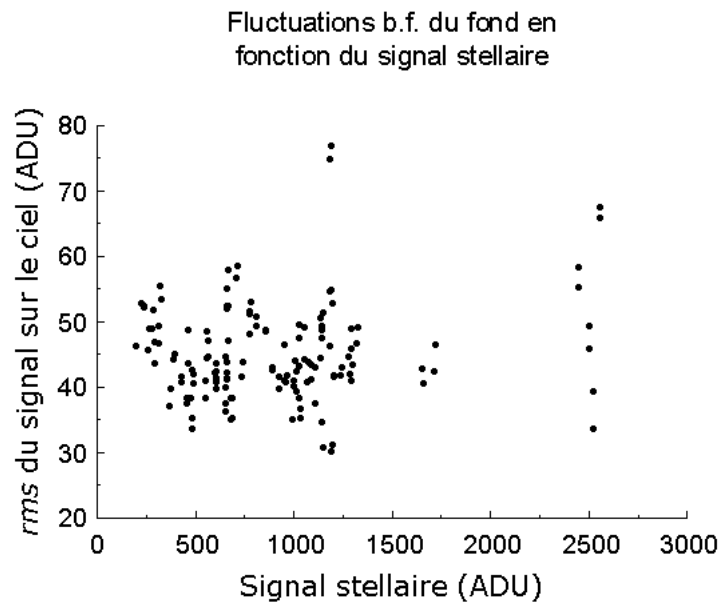


FIG. 2.15 – Fluctuations basses fréquences du fond thermique en L. En abscisse, le signal stellaire; en ordonnée, l'écart-type des fluctuations mesurées sur chaque *batch*.

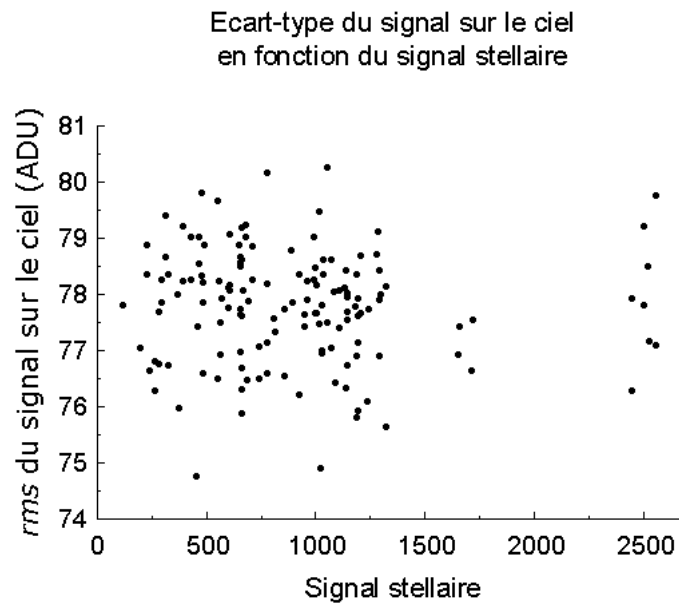


FIG. 2.16 – Fluctuations hautes fréquences du fond thermique en L. En abscisse, le signal stellaire; en ordonnée, l'écart-type des fluctuations mesurées sur chaque *batch*.

Conclusions

1. Le fond thermique décroît le long de la nuit, suivant une loi exponentielle, avec un temps caractéristique de l'ordre de cinq heures. Il est dommage que nous

n'ayons pas relevé la température (extérieure et intérieure) au long de cette nuit, afin de tracer en parallèle son évolution.

2. Les fluctuations hautes fréquences du fond sont négligeables devant le bruit de notre détecteur, un InSb, caractérisé par une NEP de l'ordre de 10^{-14} W/Hz^{1/2}.
3. Les fluctuations basses fréquences sont telles qu'une étoile de magnitude L=-1 est détectée à 4σ sur IOTA.

Des éclaircissements secondaires peuvent aussi être déduits de ces mesures sur les performances de l'instrument :

1. les mesures à haute fréquence, à l'échelle des *scans*, confirment que la *détection des franges* est limitée par le bruit de détecteur. Une étoile de magnitude -1 « sort » à 3σ de ce dernier.
2. en revanche, la *détection d'un signal stellaire*, préliminaire à celle des franges, se faisant à basse fréquence (par une optimisation manuelle de l'injection sur la tête de fibre), est limitée par les fluctuations du fond. Une étoile de magnitude -1 « sort » à un peu plus de 4σ du bruit dû au fond thermique.

Ces deux constatations peuvent expliquer *a posteriori* pourquoi des étoiles comme 119 Tau et W Ori, pour lesquelles un signal stellaire a effectivement été détecté à *basse fréquence*, ne montrent pas un rapport signal sur bruit suffisant pour permettre la détection des franges.

b. Caractérisation en bande M

Contexte Ainsi que l'indique la figure 1.15, la bande M est particulièrement riche en raies, ce qui la rend d'autant plus intéressante pour l'étude de l'environnement circumstellaire... et difficile, en raison notamment de la présence de nombreuses raies d'absorption de l'eau. De plus, étendre TISIS à la bande M, où le problème du fond thermique se pose de manière plus aiguë qu'en bande L et *a fortiori* en bande K, eût permis de préparer un tant soit peu le terrain avant l'installation de l'interféromètre 10 μ m du VLTI MIDI.

Cependant, cette richesse-même en motifs spectraux est probablement une des raisons pour lesquelles les observations que nous avons essayé de réaliser sur IOTA avec TISIS se sont soldées par un échec. Seules des franges en autocollimation^{2.2} ont pu être obtenues, ainsi qu'en témoigne la densité spectrale de puissance de la figure 2.17.

2.2. Dans cette configuration, des coins de cube sont placés aux extrémités des tubes émergeant des cuves des lignes à retard dans les coupoles.

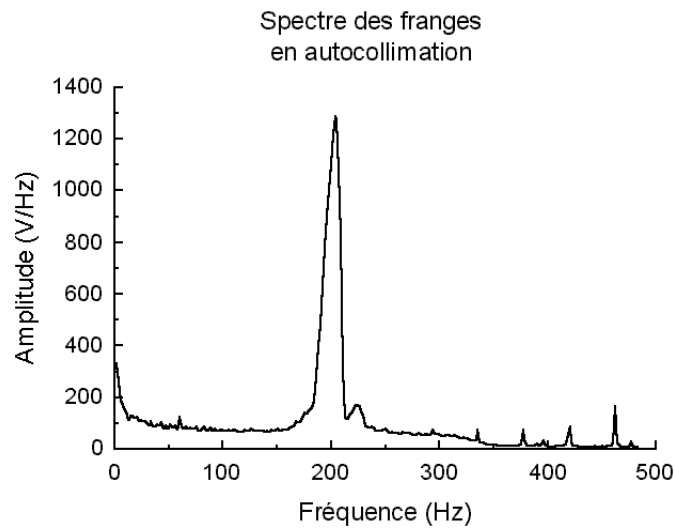


FIG. 2.17 – Densité spectrale de puissance des franges obtenues en bande M en autocollimation.

Mesures

Les configurations de mesure Afin d'essayer de cerner l'origine du problème, de nombreux tests ont été effectués dans des conditions variées. Le tableau 2.4 en donne la liste complète. Les colonnes indiquent :

1. Ind : le numéro de ligne pour le renvoi au tableau 2.5 ;
2. Fichier : le nom du fichier de données ;
3. Dét. allumé : le détecteur a parfois été éteint. Seul le bruit numérique et les parasites captés par les câbles de transport du signal étaient donc accessibles ;
4. Obt. fermés : les obturateurs de faisceau peuvent être maintenus en position fermée ;
5. Obt. alimentés : comme il était possible que l'air chauffé près des obturateurs de faisceau par leurs moteurs électriques devienne une source en bande M, nous avons essayé de couper cette alimentation ;
6. Gain : le réglage du gain en dB sur l'amplificateur/filtre analogique ;
7. f_c : la fréquence de coupure du filtre analogique.

Bruits mesurés

Présentation du tableau Comme on le voit, les tests, bien qu'assez complets, ont été assez désordonnés. Leurs résultats sont exposés dans le tableau 2.5. Les colonnes indiquent :

1. Ind. : le numéro de ligne dans le tableau 2.4 ;
2. Gain : le réglage du gain en dB sur l'amplificateur/filtre analogique ;

3. f_c : la fréquence de coupure du filtre analogique ;
4. $f_e \text{ scans}$: la fréquence d'échantillonnage dans le scan (typiquement de l'ordre du kHz) ;
5. $T_{\max} \text{ scan}$: le temps mis pour qu'un scan entier soit parcouru (égal au nombre d'échantillons multiplié par l'inverse de la fréquence d'échantillonnage) ;
6. $\langle \sigma \rangle_{\text{scan}}$: la moyenne des écarts-types calculés sur chaque scan ;
7. σ' : la valeur précédente est ensuite ramenée à une bande passante équivalente de 300 Hz et une amplification de 30 dB pour pouvoir comparer plus aisément les résultats ;
8. $f_e \text{ batch}$: la fréquence d'échantillonnage dans le *batch*. Elle est calculée à partir du temps moyen séparant deux acquisitions de scan. Lorsque le système d'acquisition a une opération à effectuer, comme c'est le cas dans les deux dernières lignes du tableau, où il cherchait des franges, cette fréquence d'échantillonnage est naturellement plus basse.
9. $T_{\max} \text{ batch}$: le temps total du *batch*. Ce temps est directement lié au nombre de *scans* acquis, qui était fortement variable.
10. $\langle \sigma \rangle_{\text{batch}}$: la moyenne des écarts-types calculés sur chaque *batch*. Une unique valeur moyenne est alors attribuée à chaque scan, et c'est à partir de la suite de ces valeurs moyennes qu'est calculée une nouvelle séquence de données, sur des échelles de temps plus grandes ;
11. σ'' : la valeur précédente est ensuite ramenée à une bande passante équivalente de 0,3 Hz et une amplification de 30 dB pour pouvoir comparer plus aisément les résultats.

Bruits basses fréquences On notera pour la discussion à suivre :

- σ_n le bruit numérique dû à la carte National Instruments ;
- σ_r le bruit de lecture du détecteur ;
- σ_d le bruit thermique dû au détecteur (visible quand ce dernier se voit lui-même, lorsqu'un miroir est placé devant la fenêtre) ;
- σ_c le bruit thermique dû au capuchon placé devant le détecteur. Ce capuchon est à température ambiante ;
- σ_s le bruit thermique dû aux obturateurs de faisceau. *A priori*, ces obturateurs montés sur de petits électro-aimants sont à une température légèrement supérieure à la température ambiante ;
- σ_{cc} le bruit thermique dû aux coins de cube. Ces coins de cube, situés dans les coupoles^{2,3} sont à une température inférieure à la température ambiante ;
- σ_o le bruit thermique dû à l'émissivité non nulle des optiques entre la table FLUOR et les coins de cube ;
- σ_{ciel} le bruit dû au fond de ciel ;

2.3. Et il faisait la plupart du temps assez froid lors de cette mission !

- σ_* le signal supplémentaire dû au flux stellaire^{2.4}.

Le tableau 2.5 nous permet de dériver les égalités suivantes, en supposant que le bruit thermique dû aux obturateurs ne dépend pas de leur état alimenté ou non :

1. les lignes 1 et 2 donnent $\sigma_n^2 = 31$;
2. les lignes 3 à 5 donne $\sigma_n^2 + \sigma_r^2 + \sigma_d^2 = 711$;
3. la ligne 6 donne $\sigma_n^2 + \sigma_r^2 + \sigma_c^2 = 581$;
4. les lignes 7 à 9 donnent $\sigma_n^2 + \sigma_r^2 + \sigma_s^2 = 678$;
5. les lignes 10 et 11 donnent $\sigma_n^2 + \sigma_r^2 + \sigma_o^2 + \sigma_{cc}^2 = 644$;
6. les lignes 12 à 17 donnent $\sigma_n^2 + \sigma_r^2 + \sigma_o^2 + \sigma_{ciel}^2 = 687$;
7. la ligne 18 donne $\sigma_n^2 + \sigma_r^2 + \sigma_o^2 + \sigma_{ciel}^2 + \sigma_*^2 = 812$.

On en tire les sept relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_n^2 = 31 \\ \sigma_*^2 = 125 \\ \sigma_r^2 + \sigma_d^2 = 680 \\ \sigma_d^2 - \sigma_c^2 = 130 \\ \sigma_s^2 - \sigma_c^2 = 97 \\ \sigma_{ciel}^2 - \sigma_{cc}^2 = 37 \\ \sigma_r^2 + \sigma_o^2 + \sigma_{ciel}^2 = 656 \end{array} \right.$$

Ces valeurs appellent un certain nombre de remarques :

1. Le « signal stellaire » n'est supérieur que d'un facteur 2 au bruit numérique, et est inférieur d'un facteur 2,3 aux émissions du fond de ciel, des optiques et du bruit de lecture sur le détecteur. Cela confirme le fait que le flux stellaire n'était peut-être pas correctement injecté dans la fibre.
2. Le bruit thermique des obturateurs est supérieur à celui du capuchon, comme on devait s'y attendre au vu de leurs températures respectives.
3. En revanche, le bruit thermique du détecteur est supérieur au bruit thermique des obturateurs, ce qui renforce l'idée selon laquelle une source supplémentaire de bruit aurait été oubliée.

Bruit hautes fréquences Avec les notations précédentes, mais cette fois appliquées aux données hautes fréquences, on obtient de même les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_n^2 = 4 \\ \sigma_*^2 = 255 \\ \sigma_r^2 + \sigma_d^2 = 346 \\ \sigma_c^2 - \sigma_d^2 = 7 \\ \sigma_s^2 - \sigma_c^2 = 359 \\ \sigma_{ciel}^2 - \sigma_{cc}^2 = 96 \\ \sigma_r^2 + \sigma_o^2 + \sigma_{ciel}^2 = 438 \end{array} \right.$$

2.4. Il ne s'agit là que d'une hypothèse: il n'a en effet pas été possible de certifier que le flux stellaire était effectivement injecté.

Ces valeurs appellent un certain nombre de remarques :

1. Le « signal stellaire » est relativement plus important qu'à basse fréquence, d'autant plus que les contributions des sources de bruit diminuent dans l'ensemble.
2. à haute fréquence, le bruit de détecteur devient du même ordre de grandeur que le bruit thermique dû au capuchon (c'est-à-dire à un corps noir à la température de la pièce).

Conclusion sur les bruits mesurés Que ce soit à hautes ou basses fréquences, le bruit dû à l'émission thermique des optiques et du fond de ciel et à la lecture du détecteur d'une part ($\sigma_r^2 + \sigma_o^2 + \sigma_{\text{ciel}}^2$), et le bruit lié au détecteur d'autre part ($\sigma_r^2 + \sigma_d^2$), sont du même ordre de grandeur. Notons pour simplifier

$$\begin{cases} \sigma_o^2 + \sigma_{\text{ciel}}^2 = \sigma_b^2 \\ \sigma_r^2 + \sigma_d^2 = \alpha \\ \sigma_r^2 + \sigma_b^2 = \alpha + \epsilon \end{cases}$$

avec $\epsilon \ll \alpha$. On obtient donc $\sigma_b^2 - \sigma_d^2 = \epsilon$. Or σ_d^2 , par définition un bruit thermique, doit être négligeable devant σ_b^2 , car le détecteur est nettement plus froid que le ciel et les optiques (le rapport des flux entre un corps noir à 77 K et un autre à 290 K est de 10^{13} en bande M). On en déduit que $\sigma_b^2 \approx \epsilon$: le bruit de lecture du détecteur est donc dominant par rapport au bruit de fond dû aux optiques et au fond de ciel.

Spectres Les bruits mesurés ne représentent qu'une partie de l'information disponible. Ces données fournissent en effet des informations tant basse que haute fréquences, en analysant respectivement l'évolution du signal de *scan* à *scan*, et son évolution à l'intérieur d'un même scan. Les densités spectrales de puissance apportent une information complémentaire.

1. **Informations basses fréquences.** On reconstruit un signal temporel à partir de la moyenne de chaque scan, sur l'ensemble du *batch*. La fréquence d'échantillonnage est estimée à partir de l'intervalle de temps moyen entre chaque scan. Les longueurs des séquences varient avec le nombre de *scans* acquis. Les spectres qui en résultent sont présentés sur les figures 2.18. Ces données montrent un bruit grossièrement blanc à partir de 0,02 Hz environ, quelles que soient les conditions expérimentales. De plus, comme les fluctuations à très basse fréquence (en-dessous de 0,02 Hz) sont également présentes lorsqu'un miroir est présenté devant la fenêtre du détecteur, on en déduit qu'elles sont principalement dues à des fluctuations *internes* à ce dernier.
2. **Informations hautes fréquences.** Les spectres sont cette fois-ci calculés individuellement sur chaque scan, puis sommés sur l'ensemble du *batch*. On obtient ainsi les informations hautes fréquences, représentées dans les figures 2.19.

Les spectres montrent que les signaux mesurés, quelles que soient leurs origines, présentent une densité spectrale de puissance blanche aux basses fréquences, à partir

d'environ 20 mHz. Il n'est pas possible, d'après ces courbes, de discriminer entre ce qui pourrait être d'origine stellaire, et ce qui pourrait être dû à un bruit (détecteur ou fond thermique). Quant aux hautes fréquences, rien de très remarquable semble apparaître ; le spectre peut être considéré comme blanc au-delà d'environ 200 Hz, ce qui peut servir de guide au choix d'une valeur minimale de fréquence à laquelle la différence de marche doit être balayée.

Ind.	Fichier	Dét. allumé	Source	Obt. fermés ¹	Obt. alimentés	Gain (dB)	f_c (Hz)
1	detecteur_eteint_10dB	non	–	–	–	10	300
2	detecteur_eteint	non	–	–	–	30	300
3	detecteur_voyant_miroir	oui	miroir	–	–	20	300
4							
5							
6	detecteur+capuchon	oui	capuchon	–	–	20	400
7	shutters_fermes_20dB	oui	obturateurs	oui	oui	20	400
8	51_Peg_B... ²	oui	obturateurs	oui	oui	20	400
9	shutters_fermes	oui	obturateurs	oui	non	30	300
10	optique.2	oui	coins	–	oui	30	400
11	optique+ciel+... ^{3,4}	oui	coins	non	non	30	300
12	optique+ciel+... ^{3,4}	oui	ciel	non	non	30	300
13	ciel+optique.3	oui	ciel	–	oui	20	400
14							
15	ciel+optique.2	oui	ciel	–	oui	30	400
16	optique+ciel	oui	ciel	–	oui	30	300
17	junk990410 ⁴	oui	ciel	–	oui	30	300
18	junk990410 ⁴	oui	étoile	–	oui	30	300

TAB. 2.4 – Conditions des tests effectués en bande M. Le récapitulatif des colonnes figure dans le corps du texte.

1. Lors d'une séquence d'acquisition standard, les obturateurs sont alternativement ouverts et fermés. Lors de ces tests, nous les forçons parfois dans une de ces positions.
2. Nom complet : 51_Peg_B_shutters_sans_oscillo. C'était le 1^{er} avril! L'oscilloscope de contrôle était déconnecté pour ce test.
3. Nom complet : optique+ciel+shutters_eteints.
4. Dans le fichier se trouvent en effet concaténées deux séquences d'observations réalisées dans des configurations différentes.

Ind.	Gain	f_c	f_e scan	T_{\max} scan	$\langle \sigma \rangle_{\text{scan}}$ (mV)	σ' (mV)	f_e batch	T_{\max} batch	$\langle \sigma \rangle_{\text{batch}}$ (mV)	σ'' (mV)
1	10	300	1050,42	0,49	4,2	42,0 ¹	0,29	138	0,2	2,1
2	30	300	1050,42	0,49	3,7	3,7	0,30	135	2,1	2,1
3	20	300	1050,42	0,49	8,5	26,9	0,26	434	6,8	23,1
4	20	300	1050,42	0,49	8,5	26,9	0,26	86	5,4	18,3
5	20	300	1050,42	0,49	8,3	26,2	0,25	76	3,9	13,5
6	20	400	965,25	0,53	8,8	24,1	0,21	58	5,0	18,9
7	20	400	965,25	0,53	9,4	25,7	0,24	203	5,9	20,9
8	20	400	965,25	0,53	9,2	25,2	0,25	203	5,9	20,4
9	30	300	1050,42	0,49	27,2	27,2	0,20	766	29,4	36,0
10	30	400	965,25	0,53	28,0	24,2	0,23	221	15,7	17,9
11	30	300	1050,42	0,49	26,5	26,5	0,26	573	18,0	19,3
12	30	300	1050,42	0,49	26,2	26,2	0,27	557	17,5	18,4
13	20	400	965,25	0,53	9,4	25,7	0,23	56	6,5	23,5
14	20	400	965,25	0,53	9,4	25,7	0,24	150	5,9	20,9
15	30	400	965,25	0,53	28,3	24,5	0,22	228	16,0	18,7
16	30	300	1050,42	0,49	26,6	26,6	0,27	553	22,1	23,3
17	30	300	1050,42	0,49	28,4	28,4	0,13	171	13,7	20,8
18	30	300	1050,42	0,49	28,5	28,5	0,13	152	17,4	26,4

TAB. 2.5 – Résultats des tests effectués en bande M. Le récapitulatif des colonnes figure dans le corps du texte. Toutes les fréquences sont en Hertz, et les temps en secondes.

1. Cette correction n'a guère de sens, puisque l'on mesure en fait le bruit numérique *en aval* du filtre analogique.

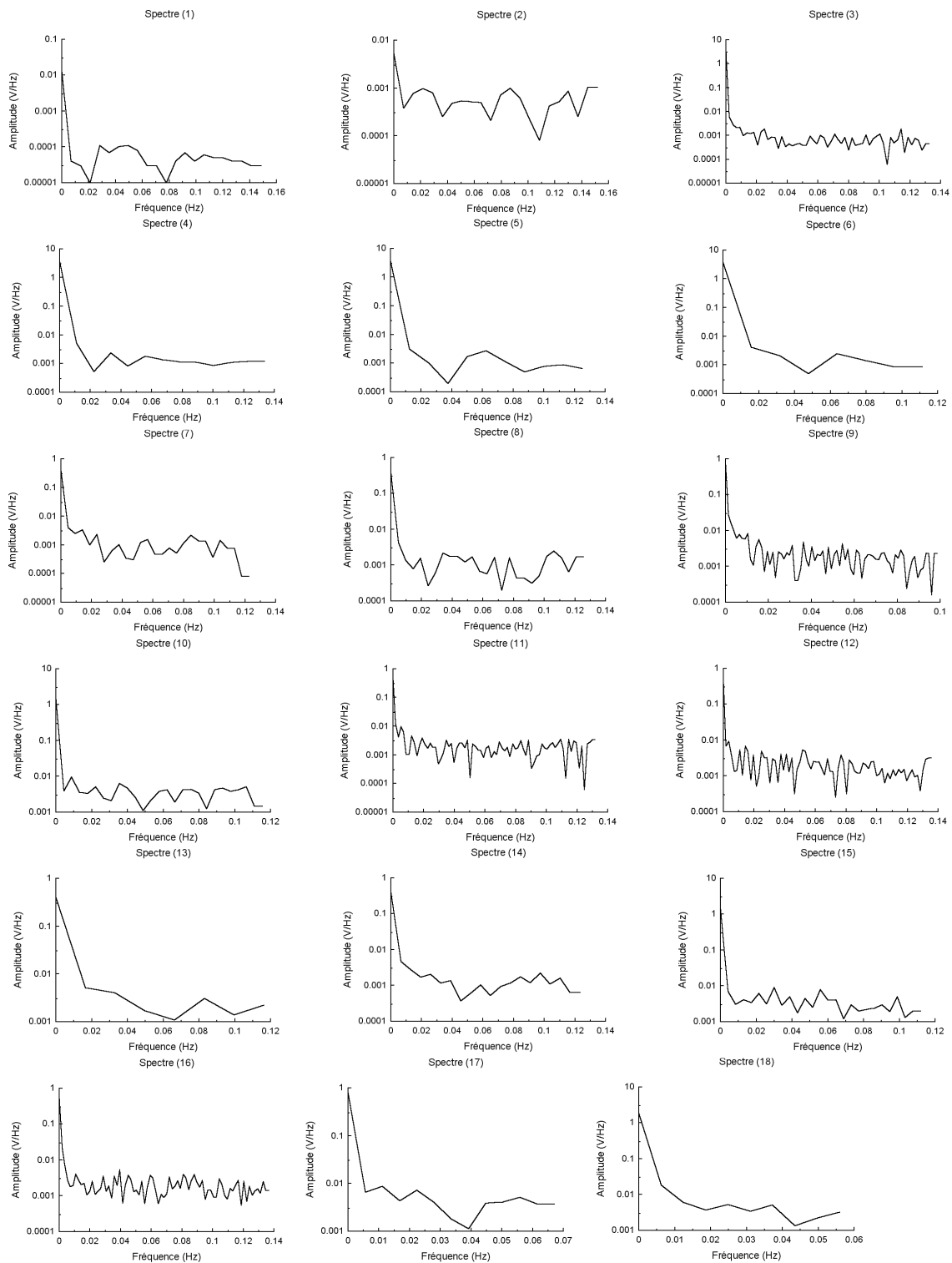


FIG. 2.18 – Spectres basses fréquences du fond mesuré en bande M. Les numéros renvoient aux lignes dans le tableau 2.4.

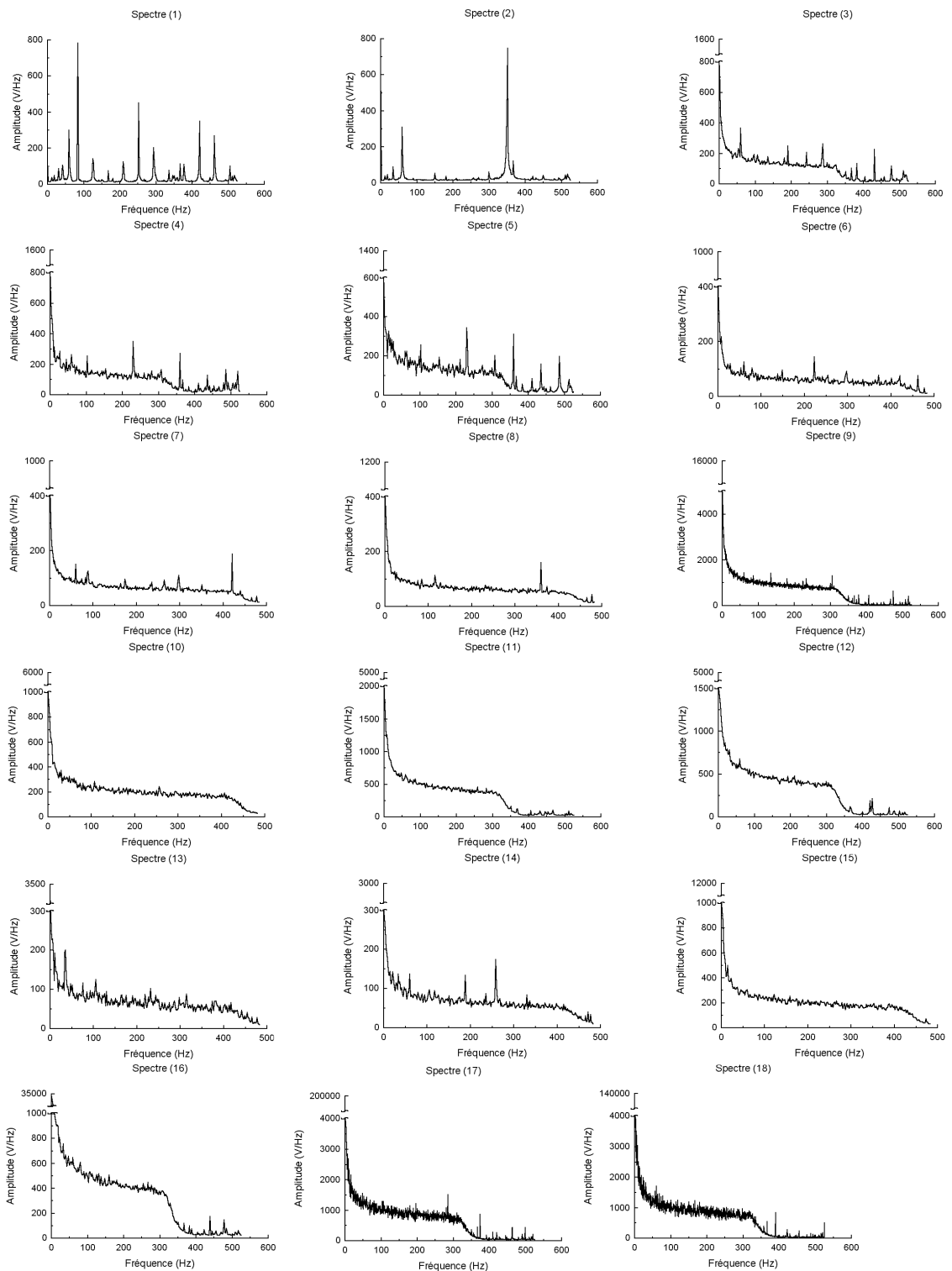


FIG. 2.19 – Spectres hautes fréquences du fond mesuré en bande M. Les numéros renvoient aux lignes dans le tableau 2.4.

Conclusion Il semble que les mesures aient été dominées par le bruit de lecture du détecteur. Cela n'explique cependant pas pourquoi nous n'avons pas réussi à certifier qu'une étoile était présente ou non dans la ligne de visée.

L'interprétation des mesures est en fait d'autant plus ardue que nombre d'entre elles ont été faites dans des conditions non reproductibles. Un des paramètres importants de ces observations était les conditions météorologiques. Cette mission a en effet été perturbée par de nombreuses chutes de neige. Il est probable que la ligne de visée était chargée en vapeur d'eau au moment des observations sur le ciel, ce qui a nui d'une part à la reproductibilité des mesures et à leur qualité, et d'autre part à leur interprétation.

Il est possible qu'en fin de compte, les incohérences remarquables dans les mesures exposées précédemment soient imputables à des variations météorologiques sur la ligne de visée. Dès lors que des nuages de vapeur d'eau étaient susceptibles de passer devant les télescopes, il était illusoire d'espérer préserver un signal stellaire stable.

L'interférométrie en bande M n'est cependant pas à jeter aux oubliettes ; un ciel plus favorable (plus sec) semble en être une condition préalable, ce qui laisse optimiste quant à une éventuelle installation sur le VLTI.

2.3.2 Données 10 μm : caméra MAX sur UKIRT

a. Introduction

Au début des années 90, des mesures d'exploration du fond thermique à 10 μm ont été effectuées à La Silla, afin de caractériser la fréquence minimale de modulation du fond nécessaire sur le VLT [Käufl *et al.*, 1991]. Ces mesures, par leur nature, ne s'intéressaient cependant pas aux fréquences plus élevées où le fond thermique pourrait occasionner des difficultés en interférométrie.

Afin de pouvoir spécifier les contraintes à venir sur la modulation du fond thermique sur le VLTI imposées par l'utilisation de MIDI, l'Institut Max Planck de Heidelberg a procédé, en octobre 1997 et en avril 1998, à des tests utilisant la caméra MAX, installée sur le télescope britannique UKIRT à Hawaï. Ces tests devaient se consacrer à l'étude du fond thermique à basse fréquence ; j'ai essayé de les exploiter au maximum afin d'en tirer des informations sur les fluctuations du fond thermique à plus hautes fréquences.

b. Présentation des données

Tant les données d'octobre 1997 que celles d'avril 1998 se présentent sous la forme de fichiers FITS, contenant chacun une image, soit du ciel, soit du courant d'obscurité, acquise sur différents filtres : bande de 1 μm de large centrée à 11 μm pour les données d'octobre 1997, ou bien à 7,694 μm pour celles d'avril 1998. Les temps d'intégration sont ceux attendus pour le mode ABCD de MIDI, c'est-à-dire

25 ms. Les images donnant le courant d'obscurité sont acquises sur des obturateurs de faisceau froids.

La valeur du fond thermique dépendant beaucoup de la longueur d'onde, ces deux jeux de données ont dû être traités séparément. Je me suis plus spécialement intéressé à celles d'octobre 1997, dont la bande passante spectrale était plus proche de la longueur d'onde centrale de MIDI. Ces données sont principalement constituées, aux longueurs d'onde qui nous préoccupent, de deux séquences de 100 acquisitions de la caméra (100 trames), séparées de 24 s, suivies de 200 acquisitions de fond (des « darks ») qui donnent les courants d'obscurité pixel par pixel, acquises entre une et deux minutes après le début des observations de ciel. Chaque trame fait 128×128 pixels.

c. Traitement

L'ordre des opérations est le suivant :

1. pour chacun des 128×128 pixels, on calcule la valeur moyenne sur les 200 images du courant d'obscurité ;
2. pour chacune des images, le courant d'obscurité est soustrait pixel à pixel ;
3. pour chaque série de 100 trames, on calcule la densité spectrale de puissance (DSP), pixel à pixel. A la fin de cette étape on se trouve donc avec deux fois 128×128 DSP de signal. On fait de même avec les 200 acquisitions de fond ;
4. on moyenne les DSP de signal et on moyenne les DSP de fond en ignorant les pixels identifiés comme défectueux dans la trame de la caméra.

Le résultat final consiste en deux densités spectrales de puissance moyennes pour le signal qui nous intéresse (à savoir celui mesuré sur le ciel et étant majoritairement dû aux optiques chaudes) et une densité spectrale de puissance pour le courant d'obscurité de la caméra. Il est à noter que comme les acquisitions du fond ont eu lieu sur une durée deux fois plus longue que celles sur le ciel, la résolution en fréquence est deux fois meilleure. Il en est tenu compte dans les comparaisons qui suivent.

d. Résultats

Signaux initiaux

Densités spectrales de puissance La figure 2.20 rapporte les densités spectrales de puissance ainsi calculées pour les deux séries de mesure du fond, et les mesures de courant d'obscurité. La différence entre les deux séries de mesures sur le ciel montre que le signal observé avait varié entre les deux acquisitions, c'est-à-dire dans un intervalle de l'ordre de quelques secondes. De plus, le faible écart à basse fréquence entre la densité spectrale de puissance de la deuxième série, et celle du

courant d'obscurité incite à penser que les variations du fond jusqu'à des fréquences de l'ordre de 10 Hz *peuvent* être négligeables devant le bruit dû au détecteur. Mais il n'en est pas toujours le cas, ainsi que le montre la densité spectrale de puissance de la première série.

De plus, les deux séries montrent également que leur densité spectrale de puissance « blanchit » au-delà de 10 Hz, alors que juste en dessous de ce seuil, sa dépendance en fonction de la fréquence est tout à fait comparable à celle du courant d'obscurité. On peut alors penser que c'est à partir de cette fréquence que, dans le contexte de MAX sur UKIRT, le bruit de photons (blanc) dû au fond commence à devenir non négligeable par rapport au bruit de détecteur.

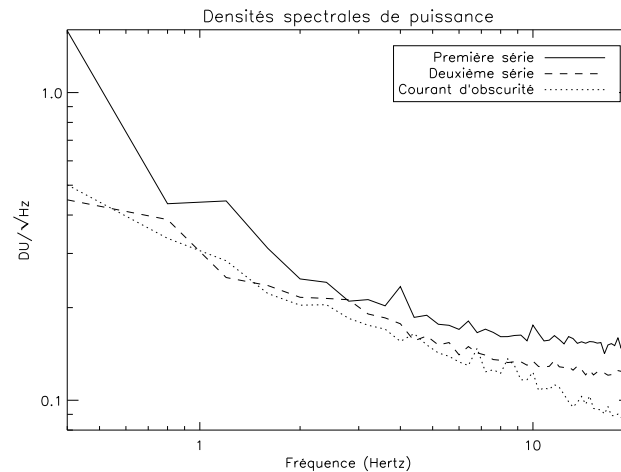


FIG. 2.20 – Densités spectrales de puissance pour les images de la première et de la deuxième série, et pour les images de courant d'obscurité.

Grandeurs statistiques La valeur moyenne des signaux observés sur la première et la seconde série est de $4 \cdot 10^4$ DU ; celle du *dark* vaut $1,3 \cdot 10^4$ DU. Faute d'élément de comparaison, il n'est bien sûr pas possible d'étalonner cette mesure dans l'absolu, en la comparant par exemple avec le flux reçu en pointant une étoile de référence. L'écart-type est faible, et vaut 4 DU pour la première série, et 3 DU pour la seconde. Cela n'est que légèrement supérieur à l'écart-type mesuré sur le courant d'obscurité (2,7 DU), ce qui indiquerait que les fluctuations du fond ne seraient au pire égale qu'à la moitié du bruit de détecteur dans ce cas.

Signaux dérivés

Introduction La période d'échantillonnage est de $T = 25$ ms, soit exactement le temps de pose prévu pour chaque échantillon A, B, C et D dans MIDI. Afin d'estimer les fluctuations du fond sur cette échelle de temps, on construit le signal

dérivé : pour chaque pixel de coordonnées i, j , on construit la quantité

$$p_{i,j}(t_0 + nT) - p_{i,j}[t_0 + (n - 1)T]$$

Cette opération est répétée à deux, trois et cinquante échantillons d'intervalle (correspondant respectivement à des intervalles de temps de 50, 75 et 1,25 ms).

Histogrammes On considère les valeurs obtenues comme autant de réalisations de la même variable aléatoire. Tracer l'histogramme de la répartition de ces valeurs fournit donc une estimation de la densité de probabilité de cette variable. On ne constate pas à l'œil de différence notable entre les histogrammes à un, deux ou trois échantillons d'intervalle sur les données sur les figures 2.21. En revanche, ces histogrammes sur les données montrent des maxima secondaires que l'on ne trouve pas sur les histogrammes correspondants du dark.

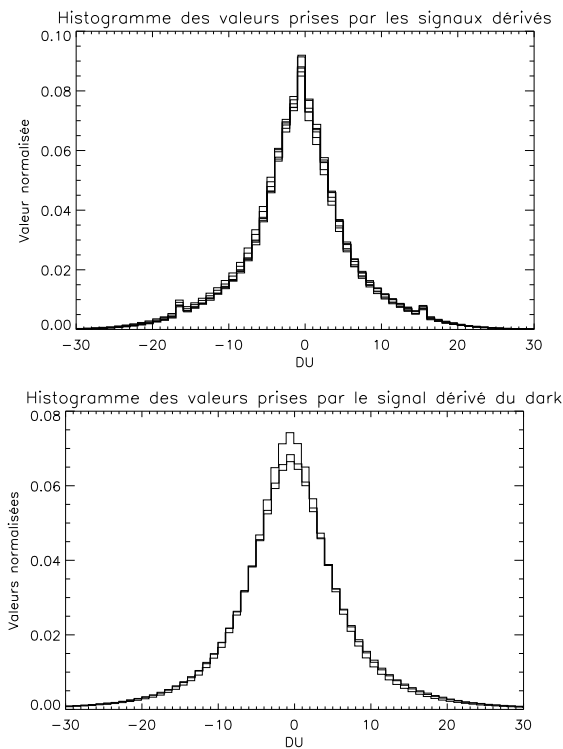


FIG. 2.21 – Histogrammes des signaux dérivés des données MAX.

En « étudiant » ce qui se passe à 50 échantillons de distance en temps, sur la figure 2.22, les histogrammes sont considérablement déformés. Il est possible que la déformation provienne d'une différence sur la valeur moyenne, due à une valeur légèrement plus faible dans le deuxième cas de la lente dérive dans le temps de son niveau.

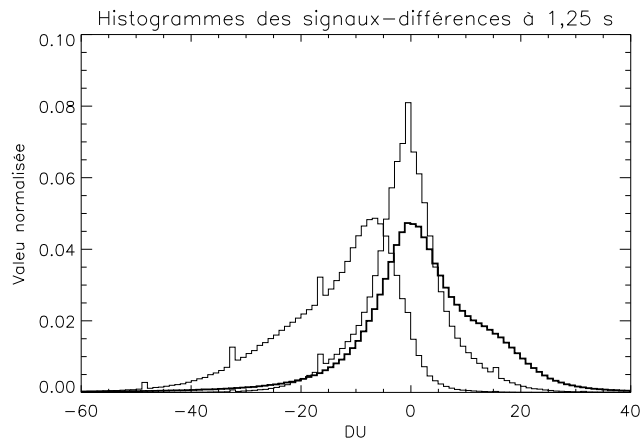


FIG. 2.22 – Histogrammes des signaux dérivés des données MAX à 1,25 s. La première série de données présente l’histogramme le plus déformé. Le *dark* est en gras.

On constate la présence de minima secondaires aux valeurs $-64,4$, $-48,5$, $-32,5$, $-16,5$, $+15,5$ et $+31,5$. Il y a donc accumulation de valeurs sur le 4^e bit du détecteur, ce qui peut indiquer une mauvaise dynamique du détecteur (la courbe de réponse montre des paliers tous les 8 DU).

e. Conclusions

Ces mesures ne peuvent suffire à caractériser les fluctuations du fond thermique dans la bande N pour MIDI. Il y a à cela plusieurs raisons :

1. les données sont légèrement biaisées en raison de la mauvaise dynamique de la réponse, mais cela ne change pas significativement pas les mesures.
2. la fréquence d’échantillonnage étant de 40 Hz, l’analyse de ces données ne peut donner de résultat extrapolable aux modes de MIDI utilisant un balayage de type Fourier de la différence de marche, car ce balayage impose aux franges une fréquence apparente supérieure ; elles ne peuvent servir éventuellement de référence que pour les modes ABCD de l’instrument.
3. les différences matérielles abondent entre un instrument comme MIDI monté derrière un VLTI, et la caméra MAX au foyer du télescope monopupille UKIRT : nombre d’optiques chaudes, présence ou non de pièces mouvantes dans le train optique, stabilité mécanique de l’ensemble, stabilisation de la position du foyer (dynamiquement ajustée dans le cas du VLTI), performances du détecteur...
4. enfin, l’absence d’étalonnage absolu des données rend difficile l’extrapolation au VLTI.

Il semble difficile dans ces conditions de pouvoir garantir une extrapolation convaincante des résultats de cette expérience à MIDI, tout du moins du point de vue de la stabilité du fond thermique.

Une expérience dédiée semble nécessaire.

2.3.3 Caractérisation du fond sur le VLTI

a. L'expérience TheBEs

L'expérience TheBEs fut à l'origine imaginée afin de fournir à MIDI des données sur de possibles fluctuations du fond thermique sur le VLTI. Elle fut refusée pour des motifs qui seront plus loin explicités (dans le paragraphe b.). Cependant, certaines des questions que sa mise au point souleva restent d'actualité dans le contexte d'une caractérisation du fond thermique sur le VLTI directement avec MIDI, dans la perspective de l'installation de GENIE[Gondoin *et al.*, 2002].

Contexte L'expérience devait s'adapter au contexte général du VLTI, et ce d'autant plus que comme il s'agissait d'une adjonction qui était fort loin de suivre les standards imposés par l'ESO, il lui fallait avoir un impact minimal sur les opérations de validation de l'interféromètre. Cela exigeait de prendre en compte :

- la possibilité de disposer d'au moins une table optique dans le laboratoire interférométrique afin de pouvoir installer les composants de l'expérience ;
- les ressources humaines et matérielles nécessaires à l'installation mais aussi – et surtout – à la mise en œuvre de l'expérience (disponibilité des télescopes, lignes à retard, par exemple) ;
- l'impact sur VINCI, déjà présent dans le laboratoire interférométrique qui devait être minimal et, dans la mesure du possible, nul car les opérations de validation du VLTI devaient se poursuivre avant, pendant et après TheBEs ;
- l'impact sur le VLTI lui-même, qui devait être nul.

Des contraintes budgétaires serrées s'appliquaient de plus à l'expérience : non prévue à l'origine dans le budget de la contribution française à MIDI, elle devait s'insérer sans causer de préjudice aux autres activités françaises au sein du consortium, et plus particulièrement celles dans lesquelles l'Observatoire de Paris était impliqué. Enfin, et ceci est lié aux contraintes financières, la disponibilité d'un détecteur 10 μm devait être examinée en priorité.

Mise en œuvre Afin d'explicitier les caractéristiques de l'expérience, des documents ont été rédigés et envoyés à l'ESO. Ils figurent dans l'annexe A de ce mémoire.

b. Utilisation de MIDI

Généralités L'expérience TheBEs, bien que sa nécessité fût reconnue à l'ESO, fut rejetée pour un certain nombre de raisons qui mettaient en doute la pertinence des informations qu'elle aurait pu fournir :

- il s'agissait de caractériser le fond thermique sur le VLTI dans des conditions de fonctionnement aussi proches que possible de celles rencontrées par MIDI.

Or le schéma optique proposé, et donc le trajet optique depuis les télescopes, était très différent de celui de MIDI juste après l'entrée des faisceaux dans le laboratoire interférométrique, plus précisément après la *switchyard table* chargée de compresser et distribuer les faisceaux aux instruments ;

- le détecteur était de moindre qualité ;
- l'intervalle de temps entre les mesures et l'installation de MIDI aurait été trop court pour laisser le temps au consortium ou à l'ESO de mettre au point des solutions au cas où des fluctuations auraient été détectées.

Mais la nécessité de mener à bien ces mesures afin de pouvoir *a priori* mieux caractériser les performances de MIDI demeurerait. Deux remarques peuvent dans cette situation tout de suite être faites :

1. la qualité des mesures sera bien plus grande avec l'instrument définitif, tant du point de vue des rapports signal sur bruit, que de celui de la proximité des conditions expérimentales avec celles rencontrées par MIDI en fonctionnement scientifique nominal – et pour cause ;
2. en revanche, si des fluctuations importantes (dans le sens où elles dégradent significativement les performances de MIDI) sont détectées, le temps nécessaire à la mise au point de solutions sera pris sur le temps de validation de l'instrument.

En 2002, l'ESA et l'ESO sont parvenues à un accord pour la mise en œuvre d'un instrument de démonstration d'interférométrie à frange centrale noire à $10\mu\text{m}$ sur le VLTI, en préparation à la mission spatiale DARWIN, GENIE [Gondoin *et al.*, 2002]. Cet instrument ayant *a priori* des contraintes en terme de stabilité du fond thermique supérieures à celles de MIDI, il fut décidé d'utiliser ce dernier afin de caractériser ses fluctuations, dans le cadre plus général du *commissioning* du VLTI.

Les opérations TheBEs répertoriait trois origines possibles pour d'éventuelles fluctuations sur les UTs, à savoir les miroirs du train Coudé, les miroirs de basculement et le miroir à courbure variable de la ligne à retard. Cependant, l'utilisation de MIDI permet de prendre en compte les fluctuations possibles dues à une quatrième source : les miroirs de modulation rapide de la différence de marche. Ces miroirs sont en effet « chauds », proches de l'instrument, et se déplacent lors des acquisitions d'interférogrammes. Afin de complètement caractériser le comportement thermique du VLTI en préparation aux observations de MIDI, il faudrait donc adjoindre aux tests initialement prévus des procédures spécifiques pour vérifier l'impact de ces miroirs ; mais dans la mesure où ces expériences n'apporteraient rien dans la perspective d'une préparation à l'instrument GENIE, seuls les tests relatifs au VLTI lui-même ont été effectués. La préparation et la définition de ces tests se sont servis des travaux que nous avons menés pour TheBEs (voir le document A.4, en annexes).

1. **Caractérisation de MIDI :** MIDI dispose d'un écran noir, pouvant être placé dans le faisceau de l'instrument, et servir de source de référence. Les seules

fluctuations éventuelles détectées sont donc celles dues à l'instrument lui-même (détecteur, miroirs de modulation de la différence de marche...);

2. **Caractérisation des lignes à retard :** ces tests n'étaient pas envisageables dans le contexte de TheBEs, dont l'impact sur le VLTI devait être minimisé. Ils consistent dans le placement d'un corps noir dans le faisceau des lignes à retard. Ce corps noir est observé alors que les lignes à retard restent fixes, ou bien se déplacent à différentes vitesses et directions, conformément à nos recommandations ;
3. **Caractérisation de la stabilité du VLTI :** il s'agit, lors de cette phase, de tester le comportement du train optique dans son ensemble, jusqu'au télescope. A cet effet, la source de référence est la coupole elle-même. Des essais sont effectués, en maintenant le télescope fixe dans un premier temps, puis en simulant le suivi d'une étoile, enfin en ajoutant une simulation de modulation du fond, le télescope devant être manipulé dans des conditions similaires.
4. **Caractérisation du fond de ciel :** les mêmes tests sont effectués sur le ciel lui-même, conformément à nos recommandations.
5. **Étalonnage :** enfin, une dernière phase d'étalonnage est prévue, en pointant une source astronomique. Le but de cette phase est de tester le comportement du fond par rapport à une source « réelle », mais aussi de fournir un étalonnage absolu des fluctuations mesurées.

Un certain nombre de ces expériences a été mené à bien en février 2003, mais leurs données n'ont pas été accessibles.

Chapitre 3

Le fond thermique en interférométrie

CE CHAPITRE analyse l'impact du fond thermique, et plus précisément d'une mauvaise estimation de ce dernier, sur les observables d'un interféromètre. Le biais introduit peut se faire sentir à deux étapes de l'estimation du contraste : au moment de l'estimation du continu d'une part, et lors de celle du signal cohérent d'autre part. Il est cependant possible de corriger tout ou partie d'éventuelles fluctuations parasites ; ces études concluent le chapitre.

3.1 Position du problème

3.1.1 Généralités

Mesurer le contraste d'un interférogramme revient essentiellement, on l'a vu dans le paragraphe 1.2.3, à devoir déterminer deux paramètres : le niveau du continu, autrement dit le signal stellaire moyen et non cohérent de l'interférogramme, et l'amplitude de la modulation des franges. Le contraste n'est rien d'autre que le rapport de ces deux quantités. Or la présence d'un fond thermique peut agir sur ces deux estimations :

1. sur celle du continu par une mauvaise soustraction de son niveau moyen ;
2. sur celle de la modulation par la présence du bruit thermique et de fluctuations du fond.

C'est le rôle de la modulation du fond de fournir une estimation correcte du niveau moyen du fond thermique, *et* de donner une évaluation de l'erreur possible sur cette détermination. Il s'agit là d'une opération habituelle en astronomie à 10 μm mono-télescope, mais dont l'efficacité reste à démontrer dans le cas d'un interféromètre. Le problème est différent en ce qui concerne l'importance que peut revêtir la présence de fluctuations du fond thermique, puisqu'à ce jour aucune expérience spécifiquement dédiée à cette détermination n'a eu lieu sur un interféromètre.

3.1.2 Historique à 10 μm

a. Introduction

A notre connaissance, à l'exception notable d'ISI [Danchi *et al.*, 1994; Hale *et al.*, 2000], aux principes de fonctionnement toutefois très éloignés de l'interférométrie optique et infrarouge « classique » puisqu'il s'agit d'hétérodynage, seuls deux instruments s'étaient essayés à l'interférométrie à 10 μm avant MIDI : SOIRDETE avec Jean GAY, et une expérience de spectroscopie à Transformée de Fourier au télescope Mayall, sur le Kitt Peak, par Steven RIDGWAY notamment. Ces deux expériences rencontrèrent des difficultés.

b. SOIRDETE

Sur cet interféromètre, le défilement des franges était opéré en utilisant la rotation terrestre (voir [Rabbia *et al.*, 1990]). Aucun système de modulation du fond thermique spécifiquement dédié à cette tâche n'existait ; le fond était soustrait en dépointant un des télescopes de l'étoile et en inversant la pupille. Des fluctuations du fond thermique ont été observées. Ces fluctuations ne suivaient pas uniquement une loi statistique simple, ainsi qu'il nous a été confirmé par Jean GAY (communication privée), et étaient présentes jusqu'à une fréquence de l'ordre de la vingtaine de Hertz. Une hypothèse avancée serait que ces fluctuations temporelles traduisaient le défilement devant les pupilles des télescopes d'inhomogénéités spatiales atmosphériques.

c. Spectrométrie à Transformée de Fourier à Kitt Peak

Dans cette expérience consacrée aux bandes K à N [Ridgway et Mariotti, 1988], l'interférogramme était balayé à une fréquence assez grande pour maintenir la modulation des franges à un niveau beaucoup plus élevé que le bruit atmosphérique. Cependant, un des miroirs du train Coudé était animé de mouvements saccadés lors de son suivi de l'étoile. Bien que ces mouvements n'eussent qu'une seule fréquence fondamentale, des fluctuations du fond thermique apparaissaient à des harmoniques de ce fondamental jusqu'à des fréquences relativement élevées. Selon Steven RIDGWAY, ces fluctuations étaient dues au passage de baffles chauds devant les baffles froids dans un plan pupille. Au moment des saccades, des portions du support du secondaire vignettaient par instants le faisceau ; or ce support était émissif. Cela produisait des composantes hautes fréquences au passage brutal des bords francs des baffles dans le faisceau. Ces fluctuations limitèrent de fait la sensibilité de ce télescope de 4 m et du FTS à une magnitude aux environs de $N=-3$ (Steven RIDGWAY, communication privée).

Les montures des miroirs du VLT ont été optimisées pour l'infrarouge, et le support du secondaire n'entoure pas ce dernier, donc la mésaventure arrivée sur le KPNO ne se reproduira pas.

3.2 Détermination du fond continu

Ainsi qu'il a été rappelé plus haut, la mesure du contraste d'un interférogramme consiste essentiellement dans le rapport d'une intensité modulée sur un continu. L'estimation de ce dernier peut être entachée d'une erreur liée à une mauvaise correction du fond thermique ou, plus généralement, de toute composante continue imparfaitement corrigée.

Cette partie étudie tout d'abord la propagation d'une erreur donnée sur l'estimation du fond dans l'estimation d'un contraste, puis en dérive numériquement des contraintes quant à la stabilité thermique requise le long du train optique.

3.2.1 Propagation de l'erreur sur le fond

Considérons le contraste « réel » μ_0 égal à une intensité modulée \tilde{I} divisée par un continu I_0 , qui n'est autre que l'intensité moyenne du signal stellaire lors de l'acquisition de la frange ou de l'interférogramme :

$$\mu_0 = \frac{\tilde{I}}{I_0}$$

Supposons qu'une erreur e soit commise dans l'estimation du fond thermique. Cette erreur peut être supposée petite devant le fond thermique lui-même, mais ne peut être considérée comme négligeable *a priori* devant le signal stellaire lui-même. Le contraste estimé vaut alors

$$\mu = \mu_0 \frac{I_0}{I_0 + e}$$

L'erreur *relative* ϵ sur l'estimation du contraste vaut

$$\epsilon = \frac{\mu - \mu_0}{\mu_0} = \frac{e}{e + I_0}$$

Il s'ensuit que si l'on impose une erreur relative ϵ maximale sur le contraste, il est nécessaire que l'erreur sur le fond soit inférieure à $I_0 \frac{\epsilon}{1-\epsilon}$. Le tableau 3.1 récapitule ces contraintes.

Ce tableau montre qu'il est nécessaire de disposer d'une estimation du fond fiable à mieux de 0,1% sur les UT si l'on veut avoir accès à des étoiles de magnitude positive avec une précision sur une estimation individuelle de contraste « raisonnable », de l'ordre de 5%. Mais une telle précision dans la détermination du niveau du fond sur les ATs ne donne accès qu'à des étoiles de magnitude inférieure à -3... Deux pistes peuvent donc être proposées :

1. si l'on constate que le niveau moyen du fond thermique varie peu, c'est-à-dire à l'intérieur de la barre d'erreur sur sa détermination que l'on s'est fixée, au

cours de plusieurs acquisitions d'interférogrammes (soit donc sur une durée de l'ordre d'une centaine de temps de cohérence, soit une dizaine de secondes en bande N), alors on peut envisager de l'estimer par plusieurs acquisitions avant et après ces séquences, et de considérer comme valeur estimée sa valeur moyenne ;

2. si en revanche la valeur moyenne du fond varie par exemple de 1% sur cette même durée d'une dizaine de secondes, alors il est nécessaire ou bien de réserver ce type de cycle d'acquisition à des étoiles de magnitude inférieure à -2, ou bien de réduire les intervalles de temps entre les estimations du fond, ce qui limite *de facto* le cycle d'activité de l'instrument.

Magnitude N	Télescopes	Flux stellaire (W)	$\frac{\epsilon}{B}$ (%)	$\frac{\epsilon}{B}$ (%)	$\frac{\epsilon}{B}$ (%)
			$\epsilon = 10\%$	$\epsilon = 5\%$	$\epsilon = 1\%$
-5	VLTi (AT)	$5,1 \cdot 10^{-10}$	1,0	0,46	0,09
	VLTi (UT)	$1,1 \cdot 10^{-8}$	20,8	9,9	1,9
-3	VLTi (AT)	$8,1 \cdot 10^{-11}$	0,15	0,07	0,01
	VLTi (UT)	$1,7 \cdot 10^{-9}$	3,2	1,5	0,29
-1	VLTi (AT)	$1,3 \cdot 10^{-11}$	0,02	0,01	< 0,01
	VLTi (UT)	$2,7 \cdot 10^{-10}$	0,51	0,24	0,05
0	VLTi (AT)	$5,1 \cdot 10^{-12}$	0,01	< 0,01	< 0,01
	VLTi (UT)	$1,1 \cdot 10^{-10}$	0,21	0,10	0,02
+1	VLTi (UT)	$4,2 \cdot 10^{-11}$	0,08	0,04	0,01
+3	VLTi (UT)	$6,7 \cdot 10^{-12}$	0,01	0,01	< 0,01

TAB. 3.1 – Erreur maximale relative autorisée sur la détermination du fond thermique pour entraîner une erreur relative donnée sur l'estimation d'un contraste individuel, en bande N. On suppose une transmission de 40% de chaque interféromètre, ce qui correspond à une émissivité des optiques chaudes de 60%. Seules les contraintes supérieures ou égales à 0,01% du fond sont indiquées. B désigne le niveau moyen du fond thermique, égal à 5,88 nW en bande large.

3.2.2 Influence d'une fluctuation de température sur le fond thermique

a. Fluctuation du rayonnement de corps noir

Une des raisons pour lesquelles le fond thermique pourrait être mal estimé réside dans de possibles légères inhomogénéités thermiques le long du train optique, en particulier lors des phases de modulation du fond.

Le fond thermique est supposé être égal au rayonnement d'un corps noir, dans une étendue de faisceau de λ^2 . La bande spectrale de travail est notée $\Delta\lambda$. Il s'agit là d'un cas pessimiste, puisque cela revient à supposer une émissivité de 1 des optiques.

Dans ces conditions, le flux total reçu sur le détecteur, en W, est égal à

$$B_0(T,\lambda) = B_\lambda(T,\lambda)\lambda^2\Delta\lambda = \frac{2hc^2\Delta\lambda}{\lambda^3 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]}$$

où c , h et k désignent respectivement la célérité de la lumière dans le vide, la constante de Planck et la constante de Boltzmann.

Pour de petites variations de température δT , le flux reçu varie de δB_0 . Comme, aux longueurs d'onde et températures considérées $\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) \gg 1$, on a

$$\delta T \approx \frac{\lambda^4 k T^2 \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right)}{2h^2 c^3 \Delta\lambda} \delta B_0 \quad (3.1)$$

b. Stabilités thermiques requises en L' et en N

Il est alors possible de déterminer quel est l'écart de température suffisant pour produire une erreur $\delta B_0 = e$ dans l'estimation du fond thermique. Les tableaux 3.2 et 3.3 donnent ces valeurs de fluctuations de température, respectivement dans le cas d'un instrument fonctionnant dans la bande L' (tel TISIS), sur différents interféromètres (IOTA, CHARA, mais également le VLTI avec UT ou AT), et dans celui de MIDI sur le VLTI.

Magnitude L'	Télescopes	Flux stellaire (W)	δT pour $\epsilon = 10\%$	δT pour $\epsilon = 5\%$	δT pour $\epsilon = 1\%$
-3	IOTA	$3,5 \cdot 10^{-11}$			20K
-1	IOTA	$5,5 \cdot 10^{-12}$		17K	3K
	CHARA	$2,7 \cdot 10^{-11}$			16K
0	IOTA	$2,2 \cdot 10^{-12}$	14K	7K	1K
	CHARA	$1,1 \cdot 10^{-11}$			6K
	VLTI (AT)	$8,7 \cdot 10^{-11}$			21K
+1	IOTA	$8,7 \cdot 10^{-13}$	6K	3K	0,5K
	CHARA	$4,3 \cdot 10^{-12}$	28K	13K	2,5K
	VLTI (AT)	$1,4 \cdot 10^{-11}$			8K
+3	IOTA	$1,4 \cdot 10^{-13}$	0,9K	0,4K	0,1K
	CHARA	$6,8 \cdot 10^{-13}$	4K	2K	0,4K
	VLTI (AT)	$2,2 \cdot 10^{-12}$	14K	7K	1K
	VLTI (UT)	$4,6 \cdot 10^{-11}$			27K
+5	IOTA	$2,2 \cdot 10^{-14}$	0,1K	0,06K	0,01K
	CHARA	$1,1 \cdot 10^{-13}$	0,7K	0,3K	0,06K
	VLTI (AT)	$3,5 \cdot 10^{-13}$	2K	1K	0,2K
	VLTI (UT)	$7,2 \cdot 10^{-12}$		21K	4K

TAB. 3.2 – Fluctuation de température nécessaire pour entraîner une erreur relative donnée dans l'estimation d'un contraste individuel, en bande L'. On suppose une transmission de 40% de chaque interféromètre. Ces fluctuations ne sont indiquées que lorsqu'elles sont petites devant la température du corps noir à 300K.

c. Considérations sur la stabilité thermique du VLTI

L'Interface Control Document du VLTI [Jander *et al.*, 2000] indique que les variations spatio-temporelles de température à l'intérieur du laboratoire interférométrique sont au maximum de 0,22 K au-delà ou en-deçà de la valeur moyenne de 15 °C. Le gradient vertical est de $-0,04 \pm 0,00$ K/m. Les dimensions des faisceaux et des optiques étant de l'ordre du centimètre à la dizaine de centimètres, ces valeurs permettent de placer un seuil aux environs de quelques dizaines à quelques centaines de μ K correspondant aux variations de température attendues pour les parties du train optique placées dans le laboratoire interférométrique. La stabilité thermique du tunnel de la ligne à retard est raisonnablement au pire du même ordre de grandeur, puisqu'encore moins d'interventions humaines y sont prévues. En revanche, on peut s'attendre à des fluctuations de plus grande ampleur sur les parties « lointaines » du train optique vu de l'instrument, à savoir notamment les télescopes eux-mêmes, en contact avec l'air extérieur. Néanmoins, la contribution des télescopes au fond est négligeable par rapport à celle des miroirs chauds les plus proches de MIDI, pour deux raisons :

1. la transmission des optiques est telle que le nombre de photons issus de l'émission thermique des miroirs les plus éloignés est plus faible que le nombre de photons émis par les miroirs proches ;
2. les miroirs les plus éloignés (par exemple le primaire du télescope) sont *a priori* plus froids que les miroirs les plus proches, situés dans le laboratoire interférométrique.

Magnitude N	Télescopes	Flux stellaire (W)	δT pour $\epsilon = 10\%$	δT pour $\epsilon = 5\%$	δT pour $\epsilon = 1\%$
-5	VLTI (AT)	$5,1 \cdot 10^{-10}$	0,7K	0,3K	64mK
	VLTI (UT)	$1,1 \cdot 10^{-8}$	15K	7K	1,3K
-3	VLTI (AT)	$8,1 \cdot 10^{-11}$	0,1K	50mK	10mK
	VLTI (UT)	$1,7 \cdot 10^{-9}$	2K	1K	0,2K
-1	VLTI (AT)	$1,3 \cdot 10^{-11}$	18mK	8mK	2mK
	VLTI (UT)	$2,7 \cdot 10^{-10}$	0,4K	0,2K	30mK
0	VLTI (AT)	$5,1 \cdot 10^{-12}$	7mK	3mK	0,6mK
	VLTI (UT)	$1,1 \cdot 10^{-10}$	150mK	70mK	13mK
+1	VLTI (AT)	$2,0 \cdot 10^{-12}$	3mK	1mK	0,2mK
	VLTI (UT)	$4,2 \cdot 10^{-11}$	58mK	28mK	5mK
+3	VLTI (AT)	$3,2 \cdot 10^{-13}$	0,4mK	0,2mK	40 μ K
	VLTI (UT)	$6,7 \cdot 10^{-12}$	9mK	4mK	0,8mK
+5	VLTI (AT)	$5,1 \cdot 10^{-14}$	70 μ K	32 μ K	6 μ K
	VLTI (UT)	$1,1 \cdot 10^{-12}$	1,5mK	0,7mK	0,1mK

TAB. 3.3 – Fluctuation de température nécessaire pour entraîner une erreur relative donnée dans l'estimation d'un contraste individuel, en bande N. On suppose une transmission de 40% de chaque interféromètre. Ces fluctuations ne sont indiquées que lorsqu'elles sont petites devant la température du corps noir à 300K.

d. Remarques

1. De manière générale, les fluctuations de température précédemment calculées sont des fluctuations de la température *moyenne*. Afin qu'elles soient détectées, il est nécessaire qu'elles s'appliquent à l'*ensemble* de la surface émissive dans le champ de vue de l'instrument. Or, dans le cas de la modulation du fond thermique, seule une petite partie de la surface émissive change entre la phase d'observation de l'étoile et la phase sur le ciel. Pour produire le même effet qu'une variation de température affectant tout le champ de vue, une fluctuation de température sur cette petite surface doit donc être plus grande. Cela est envisageable si la portion d'optique concernée est portée par un piézoélectrique, par exemple, pour lequel on peut supposer un excès de chauffage local.
2. Les erreurs résiduelles sur les estimations individuelles de contraste ne peuvent être diminuées par moyennage que s'il ne s'agit pas d'erreurs systématiques, autrement dit de biais ; or si une erreur est due au fait que l'instrument, lors de la phase de modulation du fond, « regarde » une portion en permanence chauffée du train optique, elle ne peut être corrigée. Un biais est alors introduit lors de la mesure de contraste finale. Comme de plus les portions des trains optiques illuminées lors des phases de modulation du fond sont *a priori* différentes entre la source et le calibrateur (qui occupent des positions différentes dans le ciel), cette erreur ne peut même pas être corrigée lors de l'étalonnage ; on peut même envisager une amplification du biais. Les erreurs introduites sont d'autant plus difficilement corrigées que, dépendant de la position de l'étoile dans le ciel, pour une même étoile elles varient dans le temps.

e. Conclusions

1. **pour la bande L'** : *a priori*, les observations ne devraient pas être gênées dans cette bande sur le VLTI en raison de la stabilité thermique du train du VLTI, que ce soit sur les UT ou les AT.
Sur CHARA, il est possible que ces effets apparaissent pour les étoiles les plus faibles, et si la contrainte est forte sur les erreurs individuelles sur chaque estimation de contraste.
Avec TISIS sur IOTA, les effets sont moins apparents en raison de la faible magnitude limite de l'instrument (de l'ordre de -1), ce qui le rend *de facto* insensible à des fluctuations de température inférieures à quelques degrés.
2. **pour la bande N** : comme attendu, les ordres de grandeur sont beaucoup plus contraignants, à tel point que ces considérations suffiraient à décourager toute tentative d'observations en bande N sur IOTA ou même CHARA. Les effets commencent à être remarquables à partir d'une magnitude de l'ordre de $N=+3$ sur les AT, et $N=+5$ sur les UT. Cela concorde avec les estimations de magnitudes limites pour MIDI, déterminées par ailleurs à partir de seules considérations sur le rapport signal sur bruit, en ne considérant comme source de bruit que le seul bruit des photons du fond thermique (voir la fin du paragraphe b. de description de MIDI). Si l'on veut assurer une estimation de

contraste individuelle sur une étoile de magnitude $N=+3$ observée sur un UT, il faut pouvoir certifier l'homogénéité thermique de la surface des miroirs du train optique (ou, à tout le moins, des plus proches de l'instrument) au mK près, pour une transmission totale de 60% qui correspond à un coefficient de réflexion pour chaque miroir « chaud » de 96% environ ; cette contrainte est plus forte d'un facteur 20 en cas d'observation sur les ATs.

3.3 Détermination des fluctuations du fond

L'estimation du continu du fond thermique est une source d'erreurs dans l'estimation du contraste ; il en existe une autre, liée à l'estimation des fluctuations du fond synchrones avec le signal, modulé, des franges.

3.3.1 Analyse du contexte

La présence de fluctuations ne pose de problème dans l'estimation de l'intensité des franges que si elles sont synchrones avec ces dernières. Il faut donc, pour chaque estimateur, déterminer tout d'abord la fréquence de la modulation caractéristique du signal cohérent.

a. Estimateur ABCD

Dans le cas de MIDI, l'échantillonnage de la frange se fera à une fréquence de 40 Hz, correspondant à des prises d'échantillons toutes les 25 ms. La fréquence du signal cohérent est donc de 10 Hz. Cette fréquence, peu élevée, rend ce mode d'acquisition particulièrement sensible à des fluctuations d'origine mécanique, si ce n'est dans leur fondamental, tout du moins dans leurs harmoniques (voir précédemment le cas de l'expérience d'un FTS au Kitt Peak). On peut imaginer que les mouvements saccadés du miroir de basculement sur les télescopes principaux ou des miroirs de rattrapage dans le train Coudé, induisent des fluctuations du fond thermique dont les harmoniques pourraient apparaître jusqu'à des fréquences compatibles avec l'acquisition de franges en mode ABCD. Il est possible également qu'à cette fréquence soit visible une contribution qui résulterait des variations basse fréquence de la forme du miroir à courbure variable de la ligne à retard.

De plus, l'effet est similaire à celui d'une fluctuation d'origine photométrique du flux de la source. Dans ce cas, la cause principale de fluctuation est la turbulence atmosphérique. Pour un instrument comme MIDI, avec un filtrage spatial, celle-ci se traduit par des fluctuations dans le temps de l'intensité du flux reçu.

b. Estimateur Fourier

La gamme de fréquences à considérer pour l'estimateur Fourier est plus élevée. En effet, durant le même temps de cohérence (de l'ordre de 100 ms), l'interférogramme entier doit être balayé, et non plus seulement une frange. Cependant, en bande large, de 4 à 5 μm , la longueur de cohérence est ainsi comprise entre 20 et 25 μm dans la bande N, soit deux à trois franges. Comme il y a peu de franges à échantillonner, à raison de 5 points par frange, il n'est pas nécessaire d'augmenter la fréquence d'échantillonnage, d'autant plus que le bruit de lecture du détecteur n'est pas négligeable (de l'ordre de 1000 e^-). C'est pourquoi il est prévu pour MIDI que la fréquence d'échantillonnage soit comprise entre 40 et 250 Hz, avec une valeur nominale de 125 Hz [Leinert, 2000].

Il s'ensuit que la fréquence du signal cohérent, dans le cas d'un estimateur Fourier pour MIDI, est comprise entre 8 et 50 Hz, avec une valeur nominale de 25 Hz.

Cette fréquence est plus élevée que la fréquence caractéristique dans le cas d'un estimateur ABCD ; il est donc probable, à moins de se trouver en coïncidence avec une résonance mécanique, que l'amplitude de fluctuations éventuelles du fond soit moindre. S'il y a une résonance mécanique, il est possible en dernière extrémité, s'il est impossible de s'en débarrasser physiquement, de décaler la fréquence des franges. C'est ce qui a parfois été envisagé sur IOTA avec TISIS dans le cas de vibrations parasites d'origine mécanique.

c. Une difficulté majeure

Quoi qu'il en soit, et cette remarque vaut pour les deux familles d'estimateurs, l'effet d'une fluctuation du niveau du fond thermique est, vu du détecteur, analogue à celui d'une fluctuation d'origine photométrique. Elle se traduit de la même manière par une variation aléatoire du flux dans au moins un des deux bras de l'interféromètre, et cette variation est, de même, non corrélée entre les deux voies de « surveillance » photométrique.

Si une telle fluctuation survient, elle sera donc interprétée lors de la réduction des données comme une variation photométrique, et traitée comme telle. Il s'ensuit qu'elle entraînera une erreur dans l'estimation de cette dernière. Un estimateur ABCD « classique » ne prend pas en compte une telle variation ; il sera donc encore plus biaisé. Un estimateur ABCD corrigé d'une dérive du niveau moyen (voir 3.4.2), tout comme un estimateur de type Fourier, ne pourront pas faire de différence avec une fluctuation d'origine photométrique.

Ces fluctuations étant considérées par l'algorithme de réduction comme d'origine photométrique, celui-ci est biaisé dans son estimation de la photométrie de l'étoile, par laquelle il normalise l'interférogramme.

3.3.2 Contraintes

On suppose que le contraste non biaisé s'exprime sous la forme générale du rapport entre l'amplitude $\mu_0 I_0$ d'une modulation et un continu I_0 (voir 1.2.3). On ajoute à l'amplitude modulée une intensité de fond e synchrone. L'estimateur de contraste vaut alors

$$\mu = \frac{\mu_0 I_0 + e}{I_0}$$

L'erreur relative $\epsilon(\mu_0, e) = |\mu/\mu_0 - 1|$ vaut donc

$$\epsilon(\mu_0, e) = \frac{|e|}{\mu_0 I_0}$$

Cet ordre de grandeur est valable pour les estimateurs ABCD et Fourier. Cette fois-ci, contrairement à l'effet d'une erreur sur l'estimation du continu, l'erreur dépend du contraste, ce qui était *a priori* prévisible.

Magnitude N	Télescopes	Flux stellaire (W)	$\frac{e}{B}$ (%)	$\frac{e}{B}$ (%)	$\frac{e}{B}$ (%)
			$\epsilon = 10\%$	$\epsilon = 5\%$	$\epsilon = 1\%$
-5	VLTi (AT)	$5,1 \cdot 10^{-10}$	0,87	0,43	0,09
	VLTi (UT)	$1,1 \cdot 10^{-8}$	18,7	9,4	1,87
-3	VLTi (AT)	$8,1 \cdot 10^{-11}$	0,14	0,07	0,01
	VLTi (UT)	$1,7 \cdot 10^{-9}$	2,9	1,5	0,29
-1	VLTi (AT)	$1,3 \cdot 10^{-11}$	0,02	0,01	< 0,01
	VLTi (UT)	$2,7 \cdot 10^{-10}$	0,46	0,23	0,05
0	VLTi (AT)	$5,1 \cdot 10^{-12}$	0,01	< 0,01	< 0,01
	VLTi (UT)	$1,1 \cdot 10^{-10}$	0,19	0,09	0,02
+1	VLTi (UT)	$4,2 \cdot 10^{-11}$	0,07	0,04	0,01
+3	VLTi (UT)	$6,7 \cdot 10^{-12}$	0,01	0,01	< 0,01

TAB. 3.4 – Fluctuations maximales du fond thermique, synchrones avec le signal des franges, permises pour entraîner une erreur relative donnée sur l'estimation d'un contraste individuel, en bande N. On suppose une transmission de 40% de chaque interféromètre. Seules les contraintes supérieures ou égales à 0,01% du fond sont indiquées. Ces valeurs sont données pour un contraste référence de 1. Pour un contraste μ_0 donné à atteindre, il faut diviser ces seuils par μ_0 : les valeurs indiquées dans ce tableau sont donc optimistes. B désigne le niveau moyen du fond thermique, égal à 5,88 nW en bande large.

Etant donné que nulle estimation des fluctuations du fond n'est disponible *via* la procédure de réduction des données, les quantités exposées dans le tableau 3.4 renvoient directement à l'amplitude maximale des fluctuations acceptables pour atteindre une précision donnée dans une estimation individuelle de contraste. Par exemple, si on considère une procédure d'acquisition dédiée à un mode ABCD, pour observer une source de magnitude +1 dont le contraste attendu est de 0,7, avec l'objectif d'atteindre une précision sur un contraste individuel de 5%, sur un UT, il faut

que les fluctuations ne dépassent pas $0,04/0,7 \approx 0,06$ % du niveau moyen du fond thermique sur la bande passante centrée autour de 10 Hz (la fréquence des franges en ABCD). Dans le cas d'un estimateur de type Fourier, la quantité à prendre en compte pour le calcul de l'amplitude des fluctuations est l'intégrale de leur densité spectrale de puissance sur la bande passante considérée pour celui du contraste. Par rapport à la bande passante du mode ABCD, l'intervalle de calcul est alors élargi afin de tenir compte du piston atmosphérique et du spectre de la source ; cependant, on s'attend à des fluctuations plus faibles car à plus haute fréquence.

3.4 Estimations des fluctuations basses fréquences

Entre le continu et la gamme de fréquences où les fluctuations du fond sont susceptibles d'influencer l'estimation du contraste, il existe une bande de fréquences où peuvent se manifester d'autres fluctuations du fond, plus lentes, telle par exemple une dérive du niveau moyen. Ces manifestations peuvent elles aussi biaiser l'estimation du contraste. En effet, en raison de la bande passante de l'échantillonnage, une dérive se traduit partiellement dans l'estimation du niveau moyen de l'interférogramme ; cela est équivalent à une dérive d'origine photométrique dans le cas de l'estimateur Fourier, et est particulièrement sensible dans les algorithmes ABCD. Cette partie propose deux méthodes afin d'estimer ces fluctuations basses fréquences pour chacune des familles d'estimateurs.

3.4.1 Estimateurs de type Fourier

Introduction Ainsi qu'il a déjà été souligné dans le paragraphe 3.3.1, on ne peut séparer, dans un interférogramme, les contributions dues à des fluctuations d'origine photométrique, de celles dues à des variations du fond thermique, à la fréquence du signal modulé.

Il est en revanche possible de remonter à une partie de l'information statistique concernant ces fluctuations, en tirant parti du fait que les fluctuations photométriques d'une part, et la variation du contraste « instantané » lors du balayage de la différence de marche au long de l'interférogramme d'autre part, sont corrélées.

Nous allons nous placer dans le cas d'un instrument disposant du suivi de la photométrie dans chacune de ses deux branches (comme FLUOR ou, dans certains cas, MIDI).

Interférogramme monochromatique en l'absence de fluctuations On suppose, pour simplifier, que la transmission et le couplage dans les différentes voies de l'interféromètre sont parfaits, égaux à 1. Un interférogramme peut alors se mettre sous la forme

$$I_\sigma(x) = P_A(x) + P_B(x) + 2\mu(\sigma)\sqrt{P_A(x)P_B(x)}\cos[2\pi\sigma x - \phi(\sigma)]$$

où

1. x désigne la différence de marche ;
2. σ désigne le nombre d'onde ;
3. μ désigne le contraste de l'interférogramme ;
4. ϕ désigne sa phase (on néglige les effets du piston atmosphérique) ;
5. $P_k(x)$ désigne la photométrie dans la voie k .

C'est la somme des signaux photométriques, éventuellement à un facteur de proportionnalité près correspondant à la transmission (un bruit de scintillation additif, à basse fréquence), et d'une sinusoïde dont l'amplitude est modulée par la moyenne géométrique des flux photométriques.

Interférogramme monochromatique en présence de fluctuations Deux contributions de ces fluctuations nous intéressent au premier chef ici :

1. une composante basse fréquence venant bruyeter les contributions photométriques ;
2. une composante à la fréquence des franges.

Les autres composantes sont en effet filtrées lors de la procédure de réduction.

L'expression de l'interférogramme devient donc

$$I_\sigma(x) = [P_A(x) + F_A(x)] + [P_B(x) + F_B(x)] \\ + 2\mu(\sigma)\sqrt{P_A(x)P_B(x)}\cos[2\pi\sigma x + \phi(\sigma)] \\ + F_0(x)\cos[2\pi\sigma x + \phi_F(\sigma)] + \tilde{F}(x)$$

où

1. $F_k(x)$ désigne la modulation du fond dans la branche k de l'interféromètre ;
2. $F_0(x)$ désigne l'amplitude de la modulation du fond à la fréquence des franges, pour chaque position de la différence de marche ;
3. $\phi_F(\sigma)$ la phase instantanée de ces fluctuations ;
4. $\tilde{F}(x)$ désigne toutes les autres composantes des fluctuations.

Information statistique sur les fluctuations synchrones avec les franges
Posons

$$s_1(x) = [P_A(x) + F_A(x)] \times [P_B(x) + F_B(x)]$$

Chacun des deux termes du produit est mesurable sur chaque voie photométrique. s_1 est donc la partie basse fréquence de l'interférogramme. Posons également

$$s_2(x) = P_A(x)P_B(x) + \frac{F_0(x)}{4\mu^2} + \frac{F_0}{\mu}\sqrt{P_A(x)P_B(x)}$$

s_2 est donc le carré de l'amplitude de l'interférogramme, filtré par un filtre passe-bande à la fréquence des franges, et divisée par $4\mu^2$.

Le signal $s_3 = s_1 - s_2$ vaut

$$s_3(x) = F_A(x)F_B(x) + P_A(x)F_B(x) + F_A(x)P_B(x) - \frac{F_0(x)}{4\mu^2} - \frac{F_0}{\mu} \sqrt{P_A(x)P_B(x)}$$

On peut supposer que F_A , F_B et F_0 sont en moyenne nuls sur la longueur de l'échantillon, sous réserve d'une part qu'il n'y ait pas de dérive du niveau moyen du fond tout au long de l'acquisition de l'interférogramme, et d'autre part que les fluctuations à une fréquence donnée (en particulier celle des franges) ne vont pas en s'amplifiant ou s'atténuant continûment durant ce temps d'acquisition.

Sous ces hypothèses, la variance de s_3 se simplifie en

$$\sigma_{s_3}^2 = \sigma_{F_A F_B}^2 + \sigma_{F_0/4\mu^2}^2$$

Or $\sigma_{F_A F_B}^2$ peut être mesuré sur le ciel lors de la phase de modulation du fond thermique, en même temps que la mesure de son niveau moyen. $\sigma_{s_3}^2$ est calculable sur un interférogramme à partir de S_1 et S_2 . On peut donc en déduire $\sigma_{F_0/4\mu^2}^2$ et donc, si une première estimation de μ a été effectuée, au moins vérifier si les variations de l'amplitude des fluctuations à la fréquence des franges n'ajoutent pas un bruit réhibitoire sur l'estimation du contraste.

On peut ainsi, non pas corriger un biais éventuel dû à la présence de fluctuations synchrones avec les franges, mais placer un seuil au-delà duquel on considère que les données sont trop bruitées en raison de ces fluctuations.

Prolongement possible de la méthode Ce prolongement nécessite une hypothèse sur la statistique des fluctuations synchrones avec les franges, et n'est possible que si leur distribution suit une loi normale. Il n'est pas possible de le savoir en l'état actuel des choses, mais c'est une mesure qui peut être menée à bien en utilisant les données acquises lors des observations hors-source avec MIDI.

Il est en effet possible, connaissant l'écart-type d'une loi normale, et ayant une estimation de sa moyenne, de mieux approcher cette dernière avec une incertitude déterminée [Pelat, 1996].

On peut donc, si l'on estime $\sigma_{F_0}^2$, remonter à la valeur moyenne $\overline{F_0}$ de F_0 , avec une certaine incertitude. Cette valeur peut être réinjectée en paramètre d'entrée de l'estimation du contraste, et on peut ainsi répéter la boucle. L'algorithme se décompose donc ainsi :

1. durant la phase de modulation du fond thermique, estimation de $\sigma_{F_A F_B}$ et d'une première valeur de $\overline{F_0}$;
2. avec cette estimation, estimation du contraste ;
3. calcul de $\sigma_{F_0/4\mu^2}^2$, puis de $\sigma_{F_0}^2$;
4. nouvelle estimation de $\overline{F_0}$;
5. retour à la deuxième étape.

Réserves Cette perspective nécessite cependant, pour commencer, une hypothèse qui pour le moment ne repose sur aucune observation : la statistique des amplitudes des fluctuations à la fréquence des franges doit être gaussienne, ce qui *a priori* ne devrait pas être une hypothèse déraisonnable.

Cette méthode nécessite de plus de s'assurer de la fiabilité de l'estimation des fluctuations basse fréquence du fond thermique lors des mesures faites sur le ciel (ou en parallèle si on utilise le triple trou filtrant), en raison du besoin d'une estimation de $\sigma_{F_1 F_2}^2$.

Enfin, en l'état actuel des choses, rien ne permet d'assurer mathématiquement la convergence de l'algorithme. La propagation des erreurs, notamment, qui n'est pas immédiate, laisse entrevoir la possibilité d'une grande sensibilité de la méthode au bruit.

3.4.2 Estimateurs de type ABCD

a. Principe de la méthode

Le principe de base de la méthode repose sur une constatation simple. Dans l'algorithme ABCD « classique » appliqué à un interférogramme monochromatique et monoaxial (voir la section 1.4.1), trois informations sont dérivées des quatre échantillons, qui sont, en reprenant les notations précédemment introduites :

1. la moyenne, c'est-à-dire, si l'on suppose la valeur moyenne du fond thermique correctement soustraite, le signal stellaire, $A + B + C + D$;
2. le contraste μ ;
3. la phase ϕ .

Il apparaît que l'on a là une réduction de l'information disponible, et que potentiellement, une quatrième information est accessible. Si l'on considère le fait que le contraste caractérise le signal à « haute fréquence » (celle correspondant à l'échantillonnage de la frange), et que la moyenne caractérise le signal à une fréquence nulle, alors il reste une information virtuellement accessible dans le domaine des fréquences intermédiaires, notamment une information sur la dérive de la valeur moyenne du signal au cours de l'échantillonnage.

On peut y avoir accès en remarquant de plus que les quantités $A+C$ et $B+D$ sont indépendantes de la valeur du contraste, dans le cas d'un interférogramme acquis en bande étroite (et donc quasiment monochromatique). Dans le cas sans dérive de la valeur moyenne, ces deux quantités sont égales. Mais dans le cas contraire, leur différence donne une indication sur la valeur de la pente le long de la frange (voir la figure 3.1). Cette pente peut être due soit à une variation de la photométrie à basse fréquence sur l'étoile (transcription, par le biais d'une fibre, de la turbulence atmosphérique ayant pour effet de déplacer l'image de l'étoile sur la tête de la fibre), soit de lentes fluctuations du fond thermique.

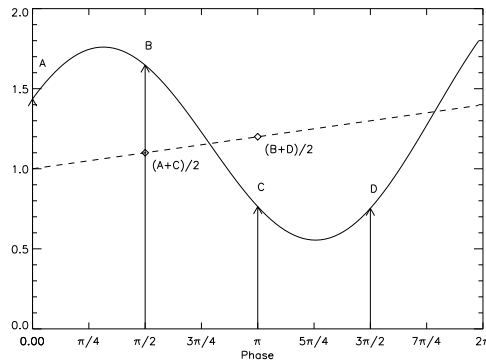


FIG. 3.1 – Echantillonnage ABCD avec dérive du niveau moyen.

b. Notations

Il est nécessaire de raffiner quelque peu les notations introduites dans la section 1.4.1, afin de pouvoir prendre en compte d'éventuelles dérives.

Posons x la différence de marche, $\sigma = 1/\lambda$ le nombre d'onde associé à la longueur d'onde de travail, μ et ϕ respectivement le contraste et la phase de l'interférogramme, avec les limitations déjà retenues en 1.4.1 (sans bruit et sans piston). $P_A(x)$ et $P_B(x)$ désignent les flux photométriques dans les deux voies de l'interféromètre. L'intensité de l'interférogramme peut alors s'écrire sous la forme

$$I(\sigma, x) = P_A(x) + P_B(x) + 2\mu\sqrt{P_A(x)P_B(x)} \cos(2\pi\sigma x - \phi)$$

Les quatre échantillons A , B , C et D s'écrivent alors

$$\begin{cases} A = P_A(0) + P_B(0) + 2\mu_0\sqrt{P_A(0)P_B(0)} \cos \phi \\ B = P_A(\lambda/4) + P_B(\lambda/4) + 2\mu_0\sqrt{P_A(\lambda/4)P_B(\lambda/4)} \sin \phi \\ C = P_A(\lambda/2) + P_B(\lambda/2) - 2\mu_0\sqrt{P_A(\lambda/2)P_B(\lambda/2)} \cos \phi \\ D = P_A(3\lambda/4) + P_B(3\lambda/4) - 2\mu_0\sqrt{P_A(3\lambda/4)P_B(3\lambda/4)} \sin \phi \end{cases}$$

c. Estimateurs de phase et de contraste

Le but est de pouvoir extrapoler les variations éventuelles constatées entre les deux quantités $A+C$ et $B+D$ à l'ensemble de la frange. Pour ce faire, les quantités suivantes sont assignées aux points médians entre les points d'échantillonnage :

1. la quantité $A+C$ est affectée à l'abscisse $\frac{1}{2}(0 + \lambda/2) = \lambda/4$;
2. la quantité $B+D$ est affectée à l'abscisse $\frac{1}{2}(\lambda/4 + 3\lambda/4) = \lambda/2$.

Ces deux points définissent un segment, qui est ensuite extrapolé à l'ensemble de la frange.

Afin de corriger les fluctuations photométriques (ou du fond thermique) et de normaliser l'interférogramme, $I(\sigma, x)$ est alors divisé par la droite résultante, ce qui conduit aux nouvelles valeurs suivantes des échantillons...

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \frac{2A}{2(A+C)-(B+D)} \\ b = \frac{2B}{A+C} \\ c = \frac{2C}{B+D} \\ d = \frac{2D}{2(B+D)-(A+C)} \end{array} \right. \quad (3.2)$$

... à partir desquelles sont établis les nouveaux estimateurs de contraste et de phase...

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{\mu}_1 = 2\frac{\sqrt{(a-c)^2+(b-d)^2}}{a+b+c+d} \\ \hat{\phi}_1 = \arctan \frac{b-d}{a-c} \end{array} \right.$$

d. Conditions des tests

Paramètres P_A et P_B sont supposés varier linéairement en fonction de la différence de marche suivant les lois suivantes, k variant de 0 à 3 :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_A(x = k\lambda/4) = P_{A0}(1 + \alpha x/\lambda) = P_{A0}(1 + \alpha k/4) \\ P_B(x = k\lambda/4) = P_{B0}(1 + \beta x/\lambda) = P_{B0}(1 + \beta k/4) \end{array} \right.$$

Afin de réduire un peu plus le nombre de paramètres indépendants, on fixe par convention $P_{B0} = 1.0$. Il s'ensuit que les paramètres indépendants restants sont :

1. P_{A0}/P_{B0} , qui est une mesure du déséquilibre photométrique entre les deux voies de l'interférogramme ;
2. α et β , qui sont les pentes relatives du flux pour chaque voie, sur une longueur d'une frange ;
3. μ_0 et ϕ_0 , qui sont les contraste et phase théoriques permettant de simuler l'interférogramme.

En conditions « réelles », l'équilibre photométrique P_{A0}/P_{B0} est imposé par le réglage de l'interféromètre et le recombineur. De plus, le contraste à atteindre μ_0 est imposé par la source observée. Les seuls paramètres susceptibles de varier de l'acquisition d'un interférogramme à l'interférogramme suivant sont donc la phase et la pente relative de la variation photométrique.

En l'absence de toute variation du niveau du flux et de bruit, les deux estimateurs sont rigoureusement identiques. Les tests doivent donc être réalisés en faisant explorer à cette pente une plage de valeurs.

Lois de variation sur les pentes relatives et la phase On suppose que les pentes relatives et la phase suivent une loi de distribution normale bornée entre deux limites. Cela traduit l'efficacité du suiveur de frange pour la phase.

e. Estimateur de contraste

En vue de comparer les estimateurs, on rapporte la valeur de l'estimation au contraste théorique attendu ; on construit ainsi les quantités $\hat{\mu}_1/\mu_0$ et $\hat{\mu}/\mu_0$, correspondant respectivement à l'estimateur corrigé présenté dans ce travail, et à l'estimateur « classique ».

Dépendance en fonction du déséquilibre photométrique entre les voies

Un premier test consiste à vérifier la robustesse du nouvel estimateur vis-à-vis d'un éventuel déséquilibre photométrique entre les voies. Pour ce faire, celui-ci variera continûment entre 0,7 et 1/0,7. Les autres paramètres suivent les lois de variation suivantes, illustrées dans les figures 3.2 :

- le contraste varie uniformément entre 0,1 et 0,9 ;
- les pentes relatives varient selon la loi précitée, entre les bornes $\pm 0,3$, afin de préserver la positivité du dernier échantillon (vérifiée si la pente par échantillon est inférieure à 1/3), avec un écart-type de 0,1 ;
- la phase instantanée varie entre les bornes $\pm\pi$, ce qui concrètement signifie que le suiveur de frange stabilise la différence de marche à une demi-frange près, avec un écart-type de $\pi/4$.

Le résultat est indiqué sur la figure 3.3. Le biais de plus en plus important introduit au fur et à mesure que l'on s'écarte de l'équilibre entre les deux voies est égal à

$$(P_{A0} + P_{B0})/2\sqrt{P_{A0}P_{B0}}$$

et correspond à l'impossibilité d'estimer la moyenne géométrique des deux flux alors que l'on ne dispose que de leur moyenne arithmétique. Il apparaît que l'estimateur corrigé a besoin d'un meilleur équilibre entre les voies que l'estimateur classique. En fait, la plage dans laquelle il est bon de se placer dépend légèrement de la stabilité de la phase de la frange ; cependant, que l'on impose que celle-ci soit stabilisée avec un écart-type de $\pi/4$ ou du triple, le déséquilibre photométrique maximum au-delà duquel l'estimateur corrigé donne de moins bons résultats que l'estimateur classique reste de l'ordre de 10%.

Compte tenu de ces remarques, la suite de cette étude va se limiter au cas où les deux voies sont parfaitement équilibrées. Les autres paramètres, sauf mention contraire, varieront dans les limites indiquées précédemment.

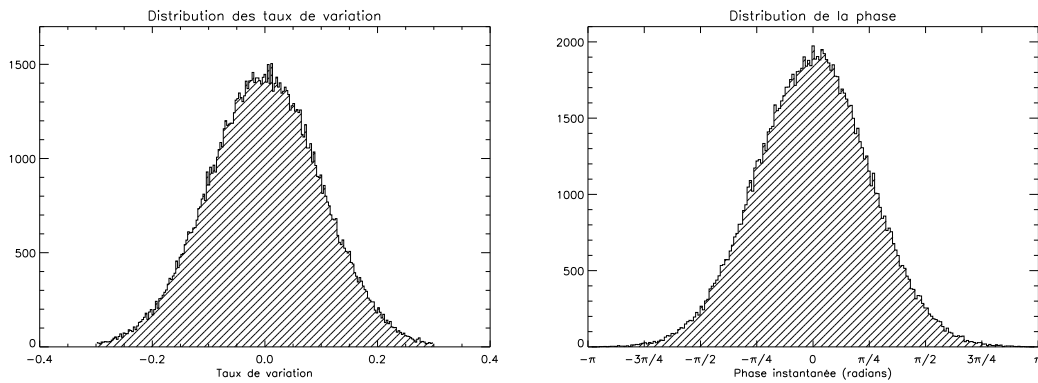


FIG. 3.2 – Distributions des pentes relatives et de la phase.

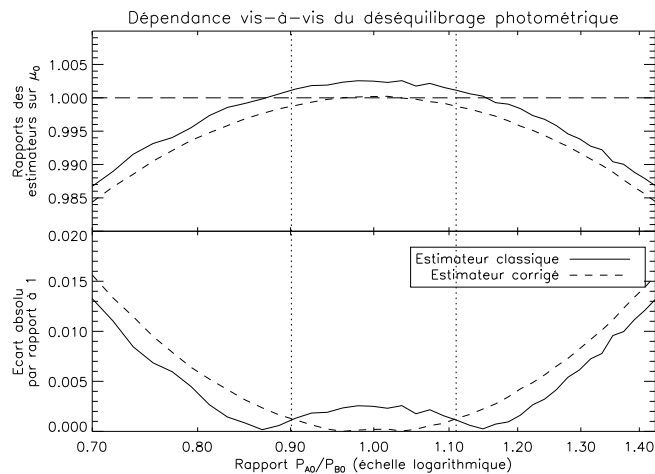


FIG. 3.3 – Comparaison des estimateurs de contraste en fonction du déséquilibre photométrique. En haut, sont indiqués les rapports $\hat{\mu}_1/\mu_0$ et $\hat{\mu}/\mu_0$; en bas, l'écart absolu de ces rapports à la valeur 1.

Dépendance vis-à-vis du contraste à atteindre Il s'agit cette fois de vérifier si l'un quelconque des algorithmes est plus efficace pour une gamme donnée de contrastes. Il apparaît sur la figure 3.4 que l'estimateur corrigé se comporte mieux que l'estimateur classique jusqu'à des contrastes de l'ordre de 50%. Le biais important constaté sur l'estimateur classique aux faibles contrastes est dû au fait que lorsqu'une dérive du niveau moyen est présente le long de la frange, et que le contraste de cette dernière est faible, la dérive est interprétée comme un tronçon de sinusoïde, en raison du faible taux d'échantillonnage inhérent à la méthode. Le contraste non corrigé est alors systématiquement plus grand que le contraste théorique, ce qui explique le biais.

Les deux estimateurs sont équivalents au-delà d'un contraste de 50%.

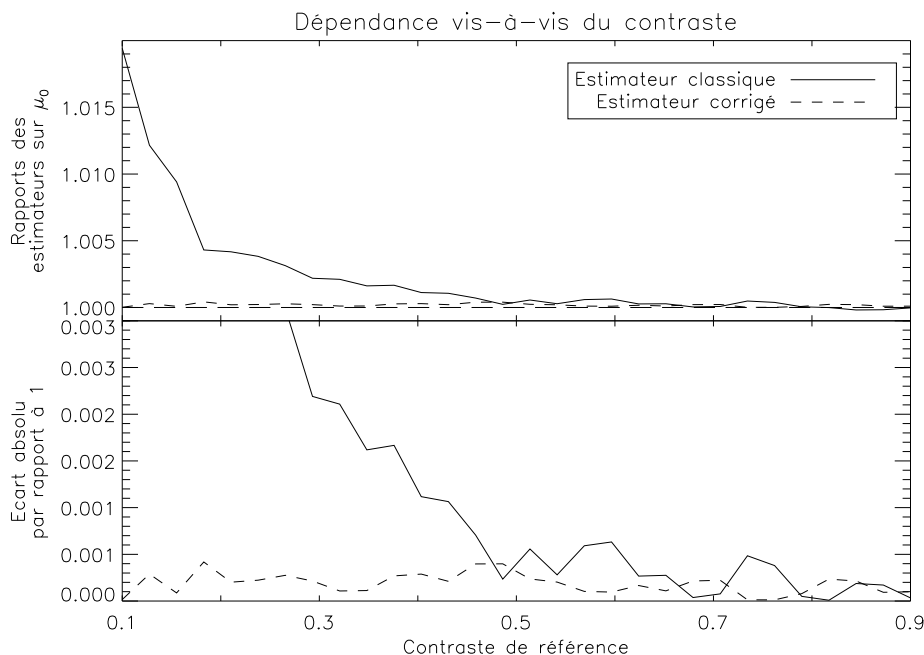


FIG. 3.4 – Comparaison des estimateurs de contraste en fonction du contraste théorique à atteindre. En haut, sont indiqués les rapports $\hat{\mu}_1/\mu_0$ et $\hat{\mu}/\mu_0$; en bas, l'écart absolu de ces rapports à la valeur 1.

Dépendance vis-à-vis de la phase de la frange Une première remarque s'impose dès le premier coup d'œil au vu de la figure 3.5 : la dispersion est bien meilleure pour l'estimateur corrigé que pour l'estimateur classique. On retrouvera cette tendance plus loin. On constate également un « pincement » de la distribution des valeurs, pour les deux estimateurs, aux alentours d'une phase de $-\pi/4$: il est donc *a priori* meilleur, du point de vue de la dispersion des données, de démarrer si possible l'échantillonnage de la frange non pas à son maximum (correspondant à une phase nulle) ou à son passage à zéro (correspondant à une phase de $-\pi/2$), mais entre les deux, au milieu de la pente, à une phase $-\pi/4$.

Sur le premier estimateur, une période π est discernable (elle est atténuée lors de l'impression) ; cette période est de $\pi/2$ pour l'estimateur corrigé.

Considérons une combinaison $(\phi, \alpha + \beta)$ de la phase et de la pente. La frange, résultat de la combinaison $(\pi + \phi, -(\alpha + \beta))$ est symétrique par rapport à la valeur moyenne du premier échantillon. Or la probabilité d'obtenir une pente $p = \alpha + \beta$ est égale, en première approximation (en négligeant le biais dû à la racine carrée du produit des deux flux), à la probabilité d'obtenir la pente opposée $-p = -(\alpha + \beta)$. Il est donc logique que la dispersion constatée du premier estimateur en fonction de la phase de la frange soit périodique, de période π .

La distribution présente un resserrement aux alentours de $\phi = -\pi/4$. Simplifions le problème en supposant effectivement une dérive p parfaitement linéaire de la

valeur moyenne au long de l'acquisition. Les échantillons sont de la forme

$$\begin{cases} A = 1 + \mu \cos \phi \\ B = 1 + p + \mu \sin \phi \\ C = 1 + 2p - \mu \cos \phi \\ D = 1 + 3p - \mu \sin \phi \end{cases}$$

Il est aisé de vérifier que l'estimateur « classique » s'exprime alors ainsi :

$$\mu_1^2 = \frac{\mu^2 + 2p^2 - 2p\mu \cos(\phi - \frac{\pi}{4})}{(1 + \frac{3}{2}p)^2}$$

Pour une valeur de pente p et un contraste μ donnés, la courbe présente donc toujours un ventre en $\pi/4$ et un « nœud » en $-\pi/4$. La dispersion peut s'expliquer par un calcul simple... μ_1^2 peut également s'écrire

$$\mu_1^2 = \frac{8}{9} + \frac{-[2\mu \cos(\phi - \frac{\pi}{4}) + \frac{8}{3}] + (\mu^2 - \frac{8}{9})}{(1 + \frac{3}{2}p)^2}$$

Si l'on note p_m la valeur maximale atteinte par la pente (égale au double de la valeur maximale permise sur une seule voie, donc à 0,6), il est facile de montrer que μ_1^2 est une fonction continue, strictement décroissante sur $[-p_m ; +p_m]$. Les valeurs maximale $(\mu_1^2)_{\max}$ et minimale $(\mu_1^2)_{\min}$ sont donc atteintes en $\pm p_m$. L'écart entre ces valeurs est égal à

$$(\mu_1^2)_{\max} - (\mu_1^2)_{\min} = \frac{p_m \mu^2 \left[6 + 12 \frac{p_m^2}{\mu^2} + \left(4 \frac{p_m}{\mu} + 9 \frac{p_m^2}{\mu} \right) \cos(\phi - \frac{\pi}{4}) \right]}{\left(1 - \frac{9}{4} p_m^2 \right)^2} \quad (3.3)$$

Compte tenu des valeurs prises par les termes du numérateur, il est aisé de montrer que cet écart est minimum pour $\cos(\phi - \frac{\pi}{4}) = -1$, et maximum pour $\cos(\phi - \frac{\pi}{4}) = +1$. Les nœuds et ventres que la figure 3.5 montre pour l'estimateur classique s'expliquent donc par des effets au premier ordre.

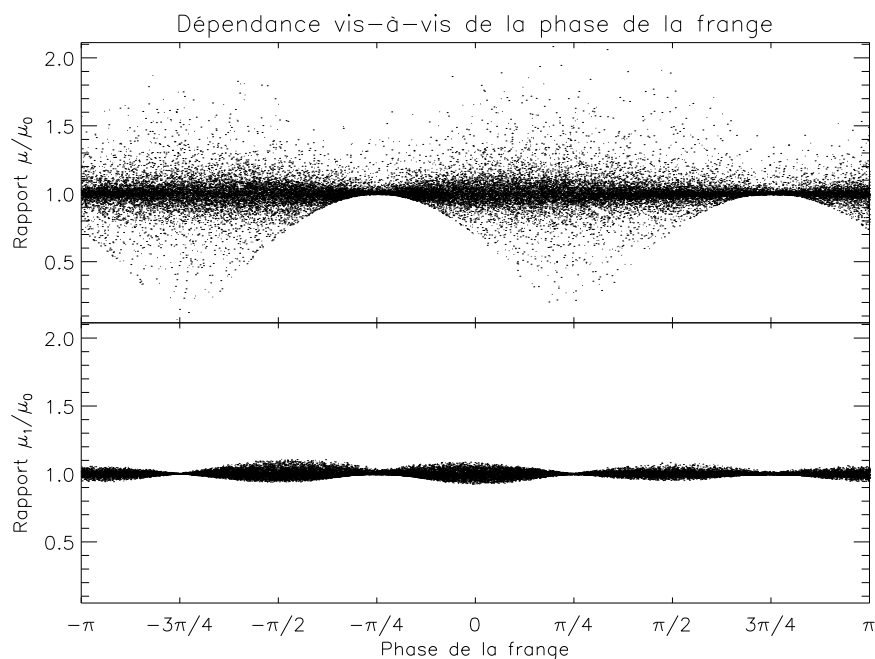


FIG. 3.5 – Comparaison des estimateurs de contraste en fonction de la phase de la frange. En haut est indiqué le rapport $\hat{\mu}/\mu_0$; en bas, le rapport $\hat{\mu}_1/\mu_0$. La distribution de probabilité de la phase est uniforme entre $-\pi$ et $+\pi$.

f. Estimateur de phase

Dépendance en fonction du déséquilibre photométrique entre les voies

Ce paramètre, qui était assez crucial en ce qui concernait l'estimateur de contraste, puisqu'il était nécessaire de s'assurer d'un bon équilibre photométrique entre les voies, perd ici de son importance, puisque la figure 3.6 montre clairement que son influence sur l'estimateur de la phase est nulle.

Dépendance vis-à-vis du contraste à atteindre

Il s'agit cette fois de vérifier si l'un quelconque des algorithmes est plus efficace pour une gamme donnée de contrastes. La figure 3.7 ne montre pas un net avantage d'un estimateur par rapport à l'autre, sauf peut-être de l'estimateur corrigé pour les faibles contrastes. La dispersion des résultats est cependant légèrement meilleure pour l'estimateur corrigé.

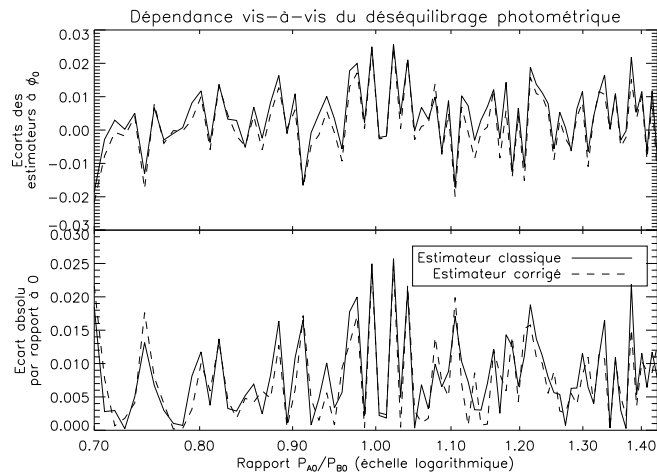


FIG. 3.6 – Comparaison des estimateurs de phase en fonction du déséquilibre photométrique. Les écarts absolus à la phase de référence ϕ_0 sont représentés en fonction du taux de déséquilibre photométrique entre les deux voies.

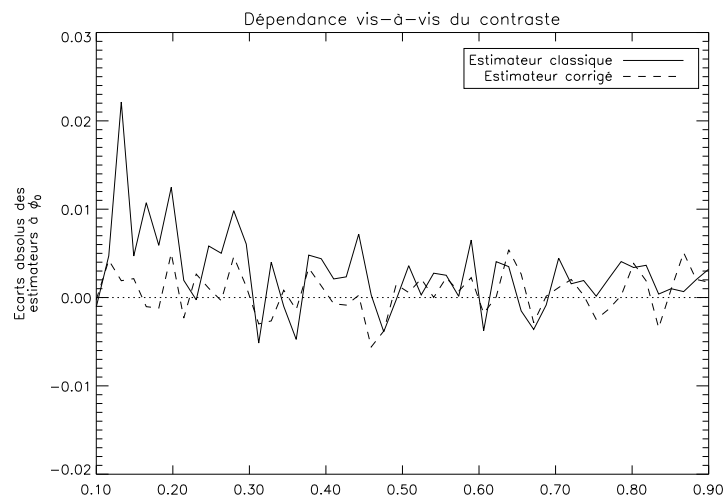


FIG. 3.7 – Comparaison des estimateurs de phase en fonction du contraste théorique à atteindre. Les écarts absolus à la phase de référence ϕ_0 sont représentés en fonction du contraste théorique.

Dépendance vis-à-vis de la phase de la frange La figure 3.8 montre une meilleure distribution de l'estimateur de phase corrigé. Les deux estimateurs sont plus efficaces aux alentours d'une phase de $+\pi/4$. Cela s'explique aisément. Reprenons l'hypothèse simplificatrice déjà énoncée dans le même cas pour la comparaison des estimateurs du contraste, avec une dérive parfaitement linéaire de la valeur

moyenne au long de l'acquisition. Les échantillons étant de la forme

$$\begin{cases} A = 1 + \mu \cos \phi \\ B = 1 + p + \mu \sin \phi \\ C = 1 + 2p - \mu \cos \phi \\ D = 1 + 3p - \mu \sin \phi \end{cases}$$

l'estimateur de phase s'écrit alors

$$\hat{\phi} = \arctan \left(\frac{B - D}{A - C} \right) = \arctan \left(\frac{\mu \sin \phi - p}{\mu \cos \phi - p} \right)$$

Pour $\phi = +\pi/4$, on a, quelle que soit la pente p ,

$$\hat{\phi} = \arctan \left(\frac{\mu - p\sqrt{2}}{\mu - p\sqrt{2}} \right) = \arctan 1 = \frac{\pi}{4}$$

Donc quelle que soit la valeur de la pente, l'estimateur « classique » lui-même est non biaisé pour cette valeur précise de la phase, ce qui est *a fortiori* le cas de l'estimateur corrigé, compte tenu de l'hypothèse simplificatrice utilisée.

Dans le cas général, le biais de l'estimateur classique peut se calculer. Exprimons $\langle \hat{\phi} \rangle_p$, pour une pente p variant entre $\pm p_m$:

$$\begin{aligned} \langle \hat{\phi} \rangle_p &= \frac{1}{2p_m} \int_{-p_m}^{p_m} \frac{\mu \sin \phi - p}{\mu \cos \phi - p} dp \\ &= \frac{1}{2p_m} \left[\int_0^{p_m} \left(\frac{p + \mu \sin \phi}{p + \mu \cos \phi} + \frac{p - \mu \sin \phi}{p - \mu \cos \phi} \right) dp \right] \\ &= \frac{1}{2p_m} \left\{ \int_0^{p_m} \left[2 + \frac{\mu(\sin \phi - \cos \phi)}{p + \mu \cos \phi} + \frac{\mu(\cos \phi - \sin \phi)}{p - \mu \cos \phi} \right] dp \right\} \end{aligned}$$

Soit finalement

$$\langle \hat{\phi} \rangle_p = \arctan \left[1 + \frac{\mu}{p_m \sqrt{2}} \cos \left(\phi + \frac{\pi}{4} \right) \ln \left| \frac{p_m - \mu \cos \phi}{p_m + \mu \cos \phi} \right| \right] \quad (3.4)$$

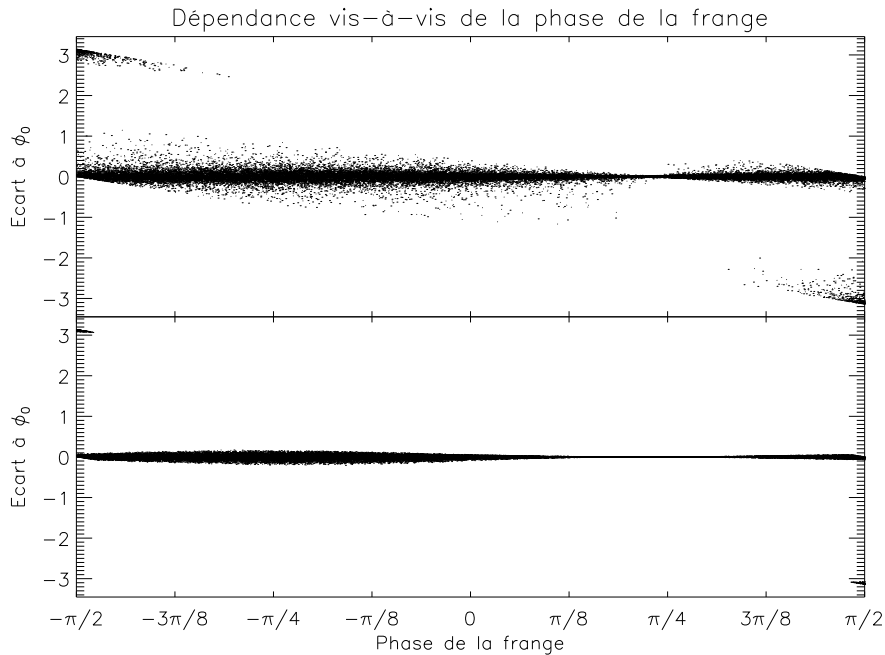


FIG. 3.8 – Comparaison des estimateurs de phase en fonction de la phase de la frange. En haut est indiqué l'écart $\hat{\phi} - \phi_0$; en bas, l'écart $\hat{\phi}_1 - \phi_0$. La distribution de probabilité de la phase est uniforme entre $\pm\pi/2$.

g. Conclusions

Les résultats des simulations précédentes se résument ainsi :

1. **Estimateur de contraste :** l'estimateur corrigé nécessite un meilleur équilibre photométrique entre les voies que celui requis par l'estimateur classique, mais sous réserve que cette condition est vérifiée, il est beaucoup moins biaisé à faible contraste que l'estimateur classique, et est moins sensible à la qualité de la stabilisation de la phase de la frange.
2. **Estimateur de phase :** l'estimateur corrigé offre dans l'ensemble des performances équivalentes à l'estimateur classique, avec peut-être un biais moindre pour les faibles contrastes. Néanmoins, la dispersion des mesures est bien moindre.

Les études précédentes montrent donc que le gain apporté par l'estimateur corrigé est loin d'être négligeable, en particulier pour les faibles contrastes. De plus cette étude montre qu'indépendamment de l'utilisation de l'estimateur corrigé, lorsque l'on s'attend à une dérive du niveau moyen de l'interférogramme, il est préférable de stabiliser la phase de la frange à $-\pi/4$ si l'on veut mettre l'accent sur l'estimation du contraste (ou $+\pi/4$ si l'on privilégie l'estimation de la phase, ce qui est plus rare), lorsque l'on dispose d'un suiveur de franges.

3.4.3 Conclusions

Il est ainsi possible d'estimer la contribution des fluctuations basses fréquences du fond thermique à l'estimation du contraste dans le cas de chacune des deux familles d'algorithmes utilisés par MIDI :

1. dans le cas de l'estimateur Fourier, il est possible de placer un seuil de confiance au-delà duquel on considère que le signal est trop bruité en raison de ces fluctuations, pour donner une estimation que l'on juge correcte du contraste ; il est possible, moyennant quelques hypothèses supplémentaires, d'améliorer cette estimation ;
2. dans le cas de l'estimateur ABCD, une dérive linéaire du niveau moyen du fond thermique peut même être soustraite ; l'estimateur corrigé résultant donne de meilleurs résultats que l'estimateur ABCD classique. De plus, j'ai montré qu'indépendamment de l'utilisation de cet estimateur, il était possible d'optimiser le fonctionnement du suiveur de franges en fonction de l'objectif à atteindre (améliorer l'estimation du contraste, ou celle de la phase).

Néanmoins, le premier de ces algorithmes n'a encore fait l'objet d'aucune simulation ; le second n'a pas été étudié en présence de bruit, et devrait également être testé sur des données réelles. En l'état actuel des choses donc, seul le second algorithme est suffisamment avancé pour être appliqué à des mesures réelles, et testé *in situ*.

Chapitre 4

Observations d'étoiles évoluées dans l'infrarouge thermique

CE CHAPITRE présente tout d'abord un panorama des types d'étoiles variables observées avec TISIS : classification, caractéristiques physiques générales des grandes catégories de l'échantillon (Miras, semi-régulières).

Il expose ensuite la procédure de réduction qui a été appliquée, en précisant notamment le détail des opérations de soustraction du fond thermique, ainsi que les critères de sélection des données.

Viennent ensuite la présentation des mesures elles-mêmes, puis les premiers résultats qui ont pu en être déduits.

4.1 Etoiles évoluées

Cette partie expose quelques généralités sur les étoiles variables, puis aborde un peu plus en détails la catégorie des variables pulsantes à laquelle se rattachent les étoiles de notre échantillon.

4.1.1 Généralités

a. Classification des étoiles variables

Ce problème a depuis longtemps retenu l'attention des astronomes. Ce furent deux astronomes américains, S. et C. GAPOSCHKIN [Payne-Gaposchkin et Gaposchkin, 1938] qui, en 1938, proposèrent une classification fondée à la fois sur l'apparence des fluctuations lumineuses et sur les caractéristiques physiques (spectre et magni-

tude absolue) des étoiles. Dans ses grandes lignes, cette classification est toujours en vigueur.

Les variables pulsantes Les fluctuations lumineuses sont causées par une pulsation de l'étoile. Cette pulsation est fondamentalement due à la lutte entre deux forces en présence : la pression exercée par le rayonnement, qui tend à distendre l'astre et la gravitation, dont le rôle est inverse. Le paragraphe b. revient ci-dessous sur ce thème ;

Les variables éruptives (ou cataclysmiques) L'éclat s'accroît brutalement à la suite d'une éruption qui affecte tout ou partie de l'atmosphère de l'étoile. Cet accroissement d'éclat s'accompagne d'une augmentation de la température, et donc de variations spectrales importantes. Le maximum d'éclat dépassé, l'étoile décline et refroidit lentement ;

Les binaires à éclipses (ou variables géométriques) Il ne s'agit plus de variations physiques, mais d'un phénomène d'occultation. L'une des composantes d'un couple serré passe devant l'autre, provoquant une éclipse, et donc une diminution de l'éclat du couple.

Chacune de ces grandes classes comprend des étoiles qui diffèrent beaucoup entre elles, par la forme et l'amplitude des variations lumineuses, ainsi que par leurs spectres et leurs magnitudes absolues. Elles sont donc elles-mêmes subdivisées en sous-catégories.

La suite de ce mémoire ne traitera que de certaines catégories d'étoiles pulsantes, les Miras et les étoiles semi-régulières, dans la section 4.1.2, qui font partie de la plus vaste catégorie des étoiles dites « évoluées », c'est-à-dire en fin de vie.

b. Quelques mots sur le mécanisme de pulsation

Le paragraphe précédent soulignait que la pulsation était fondamentalement due à l'opposition de deux forces antagonistes, la pression exercée par le rayonnement, qui tend à « pousser » la matière du centre vers l'extérieur, et la gravitation qui tend au contraire à la ramener vers le centre. Lorsque certaines conditions d'équilibre sont réalisées, l'étoile tend à se gonfler et à se dégonfler alternativement, les deux forces devenant prédominantes à tour de rôle.

Supposons ainsi l'étoile à son rayon maximum. La température est alors proche de son minimum ; la vitesse radiale est nulle puisqu'au moment du maximum il n'y a plus de variation du diamètre.

L'étoile commence à se contracter lentement puis la contraction s'accélère sous l'effet de la gravitation et l'étoile s'échauffe ; l'éclat va commencer à augmenter.

Lorsque le rayon arrive au minimum, la température est voisine, elle, du maximum, de même que l'éclat. Quant à la vitesse radiale, elle était positive pendant la phase de contraction ; elle s'inverse lorsque commence la nouvelle phase d'expansion. Au début de celle-ci, l'éclat et la température sont passés par un maximum, puis commencent à décliner. Il y a donc dans tous les cas un décalage des phénomènes.

Une pulsation est une oscillation, qui peut se produire dans le mode fondamental ou suivant un (ou plusieurs) harmoniques ; cela dépend de la position du point origine par rapport à la surface. Il se peut d'ailleurs que l'oscillation ne soit pas à symétrie radiale, mais légèrement décalée, ce qui, combiné à la rotation différentielle de l'étoile, entraîne pour cette dernière un plus ou moins grand écart à la sphéricité.

c. L'environnement circumstellaire

Introduction Quand une étoile en fin de vie quitte la séquence principale, elle se déplace dans le diagramme Hertzsprung-Russel. La plupart des étoiles de moins de six masses solaires atteint un stade dit « AGB », pour Asymptotic Giant Branch. Elles sont alors dotées d'une forte luminosité (supérieure à $3000 L_{\odot}$), et leur température effective est relativement basse, inférieure généralement à 3000 K ; ce sont des géantes rouges.

Perte de masse Lors de la phase AGB, l'étoile éjecte de la matière à un fort taux (le taux de perte de masse est de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-4} masses solaires par an). Mais cette matière est éjectée à vitesse relativement faible, d'environ 10 km/s. Cette phase ne dure qu'une centaine de milliers d'années, mais est suffisante pour entraîner la formation d'un « environnement circumstellaire ». Cette perte de masse est parfois interrompue ; il en résulte des irrégularités dans l'enveloppe, allant jusqu'à la constitution de « coquilles » successives.

Molécules La température décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile centrale, et conditionne les zones de formation ou de disparition des composantes de l'enveloppe. Les molécules (H_2 , CO et H_2O principalement), formées dans les basses couches de l'atmosphère stellaire, sont détruites dans les couches externes sous l'action du rayonnement ultraviolet interstellaire, ou bien en raison de la condensation de grains de poussières (silicates ou carbonates). A grande distance de l'étoile, la dissociation des molécules d'eau produit dans un premier temps des molécules OH et de l'hydrogène atomique ; puis la molécule OH est elle-même dissociée. Il en résulte la formation, dans les couches externes de l'enveloppe, d'une mince zone où se trouvent concentrées les molécules OH, et siège d'une émission maser.

Grains de poussière La formation des grains n'est possible que pour des températures inférieures à 1000 K, ce qui n'arrive en général qu'à une distance de quelques rayons stellaires. A cette distance, les grains ainsi constitués absorbent le rayonnement stellaire, chauffent, et le réémettent thermiquement. Ils prennent aussi du moment et de l'énergie, qu'ils transfèrent par friction au gaz environnant. Le gaz permet ensuite l'évacuation de l'énergie en l'emportant dans les régions éloignées de l'enveloppe.

En définitive, les informations spectrales sur les conditions physiques régnant dans l'enveloppe proviennent de deux sources :

1. l'émission thermique continue des grains de poussière réémettant le rayonnement stellaire ;
2. l'émission de raies caractéristiques des molécules.

4.1.2 Les types d'étoiles pulsantes

La grande classe des variables dites « pulsantes », qui est numériquement la plus nombreuse, regroupe des astres très différents entre eux mais qui ont comme caractéristique commune leur variabilité, c'est-à-dire la pulsation.

On trouve parmi ces étoiles des variables pulsantes bleues ou jaunes, comme les céphéides naines, les étoiles de type δ Scu, RR Lyr, ou W Vir, et les céphéides classiques. Mais on y trouve aussi des variables orangées ou rouges, dont les périodes sont les plus longues : étoiles de type RV Tau, les variables semi-régulières et irrégulières rouges, et les variables à longue période, ou étoiles de type Mira.

Ce sont ces deux dernières catégories que je vais maintenant brièvement exposer.

a. Les variables à longue période

Introduction Ces étoiles sont nombreuses ; l'étoile-type est *o* Cet, ou Mira, car ce fut la première variable périodique découverte, par Fabricius en 1596. La première détermination de la période a été faite en 1667 par Bouillaud, qui trouva 333 jours ; il nota aussi que l'éclat n'est pas le même d'un maximum à l'autre, et que la période n'est pas régulière. On retient aujourd'hui une valeur de la période moyenne de 331,96 jours. Les variations de période sont d'ailleurs une caractéristique générale des Miras.

Spectres Ces étoiles sont des géantes à type spectral tardif de type M, C ou S ; le type M est de loin le plus nombreux, les autres représentant moins de 10% du total.

Courbes de lumière Les courbes de lumière montrent des irrégularités à la fois de la période, mais aussi de l'amplitude du maximum ; trois exemples en sont donnés sur les figures 4.1. Les périodes moyennes des Miras s'étendent de 80 à 1000 jours. Les variations d'amplitude vont de 2,5 à 11 magnitudes dans le visible, mais sont plus faibles en infrarouge ; en bande K, par exemple, elles ne dépassent pas 0,9 magnitude. La relation « période-luminosité » établie pour les étoiles du type Mira est l'inverse de celle des céphéides ; la magnitude décroît lorsque la période augmente (voir par exemple [Bedding et Zijlstra, 1998], dans lequel se trouvent quelques étoiles de l'échantillon).

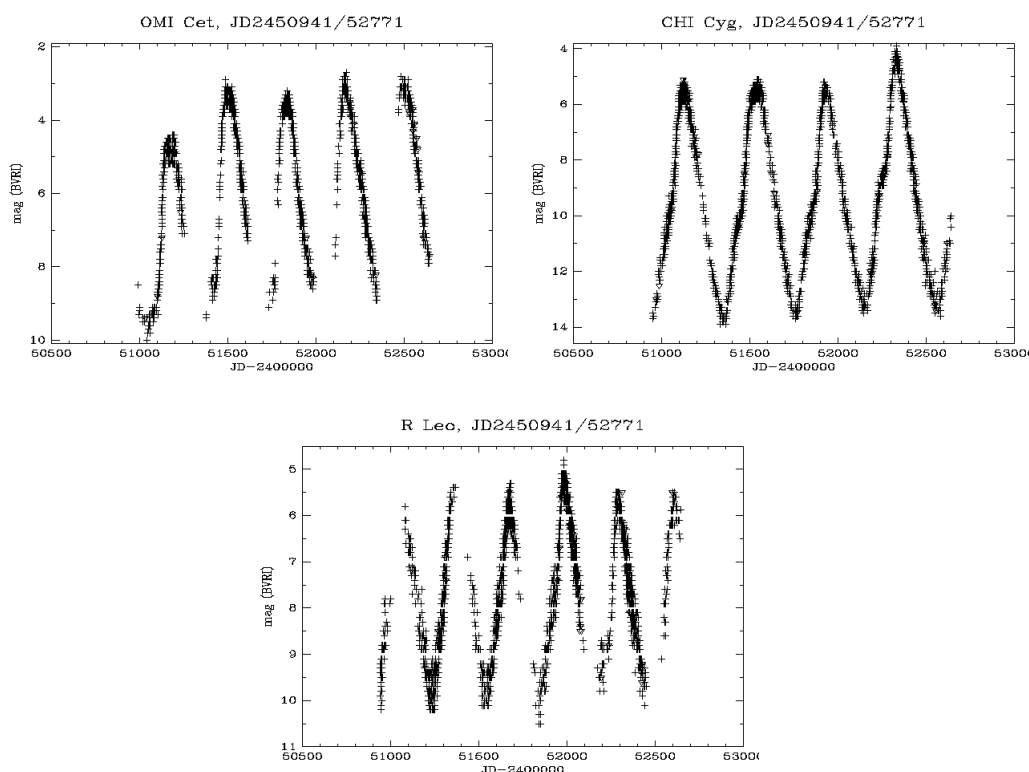


FIG. 4.1 – Quelques courbes de lumière d'étoiles de type Mira. De haut en bas et de gauche à droite : Mira, χ Cyg, R Leo. Source : site de l'Association Française des Observateurs d'Étoiles Variables, <http://cdsweb.u-strasbg.fr/afoev/>.

b. Les semi-régulières

Il est convenu de nommer « variables semi-régulières » des étoiles pulsantes rouges qui se distinguent des variables à longue période par une courbe de lumière souvent plus complexe, multipériodique [Kiss *et al.*, 1999], et par une amplitude plus faible, excédant rarement plus de deux magnitudes dans le visible. Elle sont divisées en quatre sous-types : les sous-types SRa et SRb sont consacrés aux géantes de spectre M, S ou C ; le sous-type SRc comprend les supergéantes M et SRd, des supergéantes de spectre G ou K.

L'échantillon ne présente que des semi-régulières de types SRb et SRc. Les étoiles de la première catégorie se caractérisent par l'existence de plusieurs cycles superposés (voir la courbe de lumière de RX Boo, par exemple, sur la figure 4.2). Il en résulte des fluctuations souvent complexes, avec des variations irrégulières et même des moments de quasi constance de l'éclat. Les étoiles du sous-type SRc sont toutes les supergéantes de type M, extrêmement lumineuses (magnitude absolue dans le visible comprise entre -6 et -5). Il y en a trois dans l'échantillon : α Ori, α Her et RS Cnc, dont la courbe de lumière est donnée sur la figure 4.2.

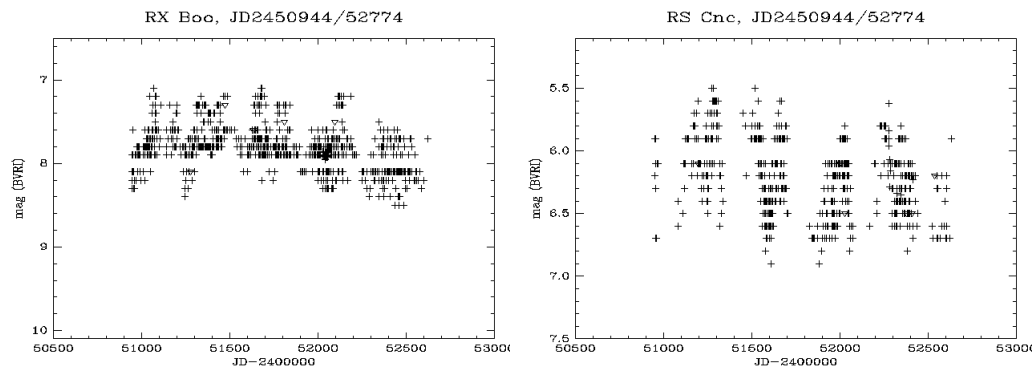


FIG. 4.2 – Deux courbes de lumière d'étoiles semi-régulières. À gauche, une SRb, RX Boo ; à droite, une SRC, RS Cnc. Source : site de l'Association Française des Observateurs d'Étoiles Variables, <http://cdsweb.u-strasbg.fr/afoev/>.

4.1.3 Nécessité de l'interférométrie

Ces étoiles se caractérisent par des enveloppes de gaz et de poussières plus ou moins, et à la géométrie plus ou moins complexe. Compte tenu des températures qui règnent en leur sein, le maximum d'émission spectral se situe dans l'infrarouge thermique.

De plus, la résolution angulaire qu'il est nécessaire d'obtenir est de l'ordre de la vingtaine de millisecondes d'angle. Or, celle que l'on peut obtenir avec un instrument monopupille de diamètre D , à la longueur d'onde λ , vaut λ/D . Pour une longueur de l'ordre de $3\ \mu\text{m}$, il faudrait un télescope d'une trentaine de mètres de diamètre. En l'état actuel des choses, un tel télescope n'existe pas ; il faut donc avoir recours à un interféromètre.

4.2 Observations de mars et novembre 2000 avec TISIS

L'instrument TISIS a permis l'observation de plusieurs Miras et de quelques semi-régulières. Cette partie va décrire les procédures d'observation, de réduction des données et finalement les résultats eux-mêmes.

4.2.1 Procédure de réduction des données

a. Acquisition des données

Une acquisition « standard » de données sur TISIS consiste, pour chacune des deux missions, en une série de *scans* pris sur la source, précédée et suivie de deux

séries de *scans* pris sur le ciel, à 9'' ou 18'' de l'étoile pour les missions de mars et novembre 2000 respectivement (*cf.* 2.2.3).

En mars 2000, les séries sur l'étoile étaient de 100 à 200 interférogrammes, et les séries sur le ciel d'une centaine de *scans*. En novembre 2000, les séries sur l'étoile étaient de 60 interférogrammes, et les séries sur le ciel de 100 *scans* également.

b. Soustraction du fond

La fréquence de modulation du fond est lente (environ 10 mHz). Il est donc nécessaire de prendre en compte une éventuelle variation du fond thermique au cours de l'observation de l'étoile. Cette gestion est assurée par la suite d'opérations suivantes :

1. on calcule la valeur moyenne de chaque scan sur le ciel ;
2. la séquence de ces valeurs moyennes prises dans les deux séries de *scans* avant et après les acquisitions stellaires est approchée par une variation linéaire ;
3. la droite résultante est soustraite de chaque interférogramme.

Une difficulté imprévue s'est présentée quand je me suis rendu compte que les informations relatives à l'instant d'acquisition de chaque scan pris sur le ciel étaient manquantes, car non prévues dans le format de données de FLUOR. Il a donc fallu estimer ces instants d'acquisition. Pour ce faire, deux paramètres sont essentiels :

1. l'intervalle de temps entre deux acquisitions sur le ciel. Cet intervalle de temps étant très faible, mais non évaluable, j'ai choisi de prendre comme valeur l'intervalle de temps minimum entre deux acquisitions du signal stellaire.
2. l'instant de fin d'acquisition pour la série de *scans* sur le ciel précédant les observations sur la source, et l'instant de début d'acquisition pour celle la suivant. J'ai choisi de prendre comme valeurs respectivement les instants de début et de fin des acquisitions sur la source.

Bien entendu, il ne s'agit que d'approximations. Mais elles sont validées *a posteriori* en vérifiant qu'intercaler un délai supplémentaire de quelques secondes à une trentaine de secondes (délai maximal que nous nous autorisons en cours d'observations) entre les acquisitions sur le ciel et sur la source, ne modifie pas significativement l'estimation du fond.

Bien que les variations réelles du fond ne soient évidemment pas linéaires par rapport au temps, cette opération permet d'en retirer la plus grande composante. Elle est similaire à la procédure qui est suivie sur FLUOR pour le calcul de la variation de la fonction de transfert instrumentale [Perrin, 2003]. Cette approximation est validée par le fait que dans la plupart des cas, l'écart-type se limite à quelques pourcents de la valeur du signal stellaire pour les sources les plus faibles.

La figure 4.3 donne un exemple de soustraction du fond thermique dans le cas d'une étoile brillante, α Boo ($L'=-3,1$). Le rapport entre l'écart-type des variations

résiduelles du fond et le signal stellaire est de l'ordre de $1/300$. Certes, les fonds thermiques observés en mars sont contaminés par le signal stellaire (voir le paragraphe c.). Mais α Boo est une des étoiles les plus brillantes de l'échantillon, et pour elle l'écart-type des variations résiduelles du fond est négligeable par rapport au signal stellaire. Pour une étoile de magnitude -1, donc à la limite de sensibilité de TISIS, ce rapport passe donc à environ 2% si l'on se place dans le pire cas, à savoir que les fluctuations du signal sur le ciel sur les étoiles les plus faibles sont du même ordre de grandeur *dans l'absolu* que pour les étoiles les plus brillantes. Ce rapport reste donc faible. De plus, les données de novembre ne sont pas contaminées.

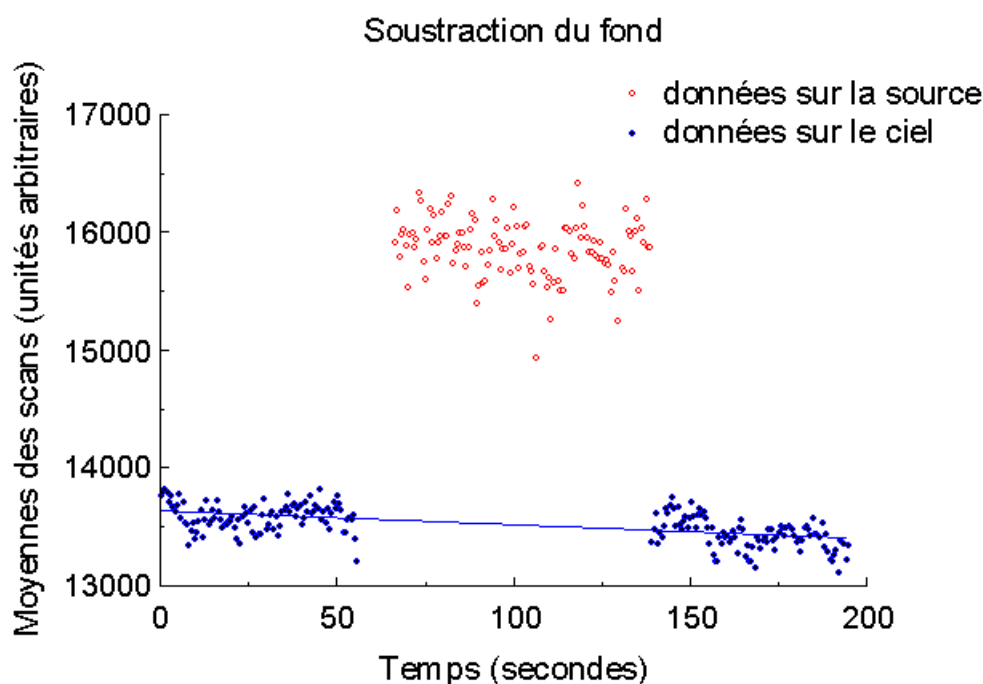


FIG. 4.3 – Exemple de soustraction du fond thermique : α Boo, 14 mars 2000.

c. Réduction des données

Etoiles références Il est nécessaire, afin d'estimer la fonction de transfert instrumentale, d'encadrer chaque série de mesures sur une source par des séries de mesure sur des étoiles références, dont le diamètre est connu.

Dans notre cas, les diamètres n'étaient connus qu'en bande K', par des mesures interférométriques [Di Benedetto et Rabbia, 1987] ou photométriques antérieures. Celles-ci mènent à une incertitude typique de 5% sur l'estimation de diamètre [Perrin *et al.*, 1998]. Nous avons alors dérivé des diamètres de disque uniforme en L' en calculant l'assombrissement centre-bord différentiel entre les bandes K' et L', à partir de tables publiées [Manduca, 1979], pour chaque type spectral de calibrateur. Les diamètres finalement retenus sont résumés dans le tableau 4.1.

Correction des fluctuations photométriques La réduction a été faite selon les procédures standard de réduction de données FLUOR en l'absence de voies photométriques [Coudé du Foresto *et al.*, 1997]. Les fluctuations photométriques sont estimées en gardant la partie basses fréquences des interférogrammes. Cette approximation est valable, dans la mesure où les déséquilibres photométriques entre les deux voies sont conservés tels quels lorsque l'on passe de la source à l'étoile référence. Cela est assuré grâce à l'optimisation de l'injection dans les fibres avant chaque mesure. Cependant, les mesures de mars sont entachées d'une incertitude sur ce point, car l'optimisation a parfois été omise. Cela a résulté en d'apparentes fluctuations de la fonction de transfert instrumentale, et a été pris en compte lors de la sélection des données (*cf.* la section d., consacrée à ce point).

Un biais est susceptible d'être introduit si le déséquilibre photométrique éventuel entre les voies varie entre les mesures sur la source, et celles sur l'étoile référence. La visibilité est ainsi biaisée de 2% si les deux voies sont équilibrées sur l'étoile référence, mais déséquilibrées de 50% sur la source. Un tel écart n'a jamais été observé.

Etoile	Type Spectral	Magnitude L'	\varnothing_{DU} (mas)	Mission
α Boo	K1.5 III	-3.1	20.39 ± 0.10^1	mars
γ Dra	K5 III	-1.5	9.91 ± 0.25^1	mars
μ Gem	M3 III	-2.0	13.63 ± 0.15^1	mars ; novembre
δ Vir	M3 III	-1.4	10.15 ± 0.55^2	mars
β And	M0 III	-2.1	14.40 ± 0.13^1	novembre
α Cet	M1.5 IIIa	-1.9	12.08 ± 0.60^2	novembre
β Gem	K0 IIIb	-1.2	7.76 ± 0.30^1	novembre
α Hya	K3 II-III	-1.4	9.11 ± 0.46^1	novembre
β Peg	M2.5 II-III	-2.4	16.33 ± 0.23^1	novembre
α Tau	K5 III	-3.0	20.24 ± 0.22^1	novembre

TAB. 4.1 – Liste des étoiles références pour les missions TISIS.

1. Mesures d'origine interférométrique [Di Benedetto et Rabbia, 1987].
2. Mesures d'origine photométrique.

d. Critères de sélection des données

Le dispositif étant encore peu rôdé, pour le moins en mars, certaines données ont dû *a posteriori* être rejetées. Plusieurs critères ont été développés, relatifs à la confiance dans la soustraction de la contribution du fond thermique et à l'estimation de la fonction de transfert instrumentale.

Critères relatifs à la soustraction du fond thermique Dans certains cas, l'approximation linéaire de la dépendance du fond thermique en fonction du temps est de manière évidente non adaptée. Dans la plupart de ces cas, le sens de variation des fluctuations diffère entre les mesures faites avant les mesures sur la source, et

les mesures faites après ces dernières. Le résultat, facilement repérable, est une lente croissance ou décroissance dans les estimations individuelles de contraste au long des interférogrammes acquis sur la source. Ces données sont rejetées.

Estimation de la fonction de transfert instrumentale Ce critère s'applique exclusivement aux données de mars 2000 pour lesquelles l'optimisation de l'injection dans les fibres était insuffisante. Cela résulte en une apparente instabilité de l'évolution de la fonction de transfert le long de la nuit. Un critère *ad hoc* a été défini afin de rejeter ces données incorrectes.

Une incertitude sur l'estimation du diamètre d'une étoile référence se traduit par une certaine incertitude sur l'estimation instantanée de la fonction de transfert lorsque cette étoile est observée. Appelons :

- T_0 et ϵ_0 la valeur de la fonction de transfert et celle de son erreur lors de la mesure de contraste sur l'étoile de référence, *avant* l'observation de la source proprement dite.
- T_1 et ϵ_1 la valeur de la fonction de transfert et celle de son erreur lors de la mesure de contraste sur l'étoile de référence, *après* l'observation de la source proprement dite.

L'intervalle de temps entre les deux observations de l'étoile référence est noté τ .

On définit alors le paramètre α tel que

$$\alpha = \frac{T_1 - T_0}{\tau \epsilon_0}$$

Les données sont rejetées si $\alpha > 0,5 \text{ min}^{-1}$. Cette valeur a été empiriquement déterminée, et n'est pas fondée sur des considérations statistiques *a priori* sur la stabilité de la fonction de transfert. Elle n'est pas critique, car les sauts de la fonction de transfert dus aux problèmes d'optimisation sont très grands par rapport aux fluctuations habituelles attendues de la part de l'instrument, et sont repérables sans ambiguïté.

4.2.2 Observations

a. Considérations générales sur les observations

La sélection des données a finalement mené à deux lots d'inégales qualités. Seuls 37 des 59 points de visibilité acquis en mars 2000 ont été conservés (soit 63 %), et il en est de même pour les 89 points de novembre, sur lesquels 68 ont été conservés (soit 76 %). Les données de mars sont de moindre qualité, pour principalement deux raisons :

- un seul détecteur était disponible (Monbazillac), ce qui réduit *de facto* la précision intrinsèque des mesures ;

- l’injection dans les fibres n’était pas toujours optimale.

Une troisième raison pour laquelle on s’attend à ce que les données de mars soient d’une moindre qualité que celles de novembre est la contamination du signal pris sur le ciel par le signal stellaire (*cf. c.*). Enfin, seul un détecteur était disponible en mars 2000, alors que la plupart du temps, deux d’entre eux étaient utilisables en novembre.

b. Mars 2000

Le tableau 4.2 donne la liste de tous les points de visibilité finalement retenus pour les observations de mars 2000.

c. Novembre 2000

Les tableaux 4.3 et 4.4 donnent la liste de tous les points de visibilité finalement retenus pour les observations de novembre 2000.

4.2.3 Résultats

a. Présentation

Les étoiles de cet échantillon présentent une géométrie complexe. Un aussi simple modèle qu’un modèle de disque uniforme est loin de donner une image « fidèle » de leur environnement ; cependant, il permet de fournir un unique paramètre permettant de donner une estimation grossière de la « taille caractéristique » de l’étoile et de son environnement à ces longueurs d’onde, au moins au premier ordre.

La précision de l’ajustement par ce modèle dépend principalement de deux facteurs :

1. des sous-estimations des barres d’erreur sur les visibilitées (cela est *a priori* plus probable pour les données de mars) ;
2. la simplification extrême du modèle lui-même pour les étoiles les plus complexes de l’échantillon.

De plus, seul un point de mesure est disponible pour certaines étoiles (R Aqr, RS Cnc en mars, g Her et RT Vir). D’autres étoiles n’ont été observées qu’à une seule fréquence spatiale (R Cnc, U Her, R Lep, R LMi et ρ Per). Des structures révélant un écart au modèle à un seul paramètre qu’est le modèle de disque uniforme ne peuvent donc pas être mises en évidence.

Ces remarques ont amené à aborder de plusieurs manières la présentation des résultats.

Etoile	Type spectral	Date (TU) (mm/jj)	Date julienne	Phase	Fréquence spatiale (cycles/'')	Azimuth (degrés)	Visibilité (%)
RX Boo	SR M7.5	03/10	51614	0.50	27.24	104.58	65.3 ± 0.6
		03/12	51615	0.51	20.13	71.40	78.4 ± 0.5
		03/12	51616	0.51	20.08	73.38	79.9 ± 0.5
R Cnc	Mira M7IIIe	03/11	51614	0.37	25.61	91.08	79.9 ± 1.1
		03/11	51614	0.37	25.66	94.60	78.3 ± 1.4
RS Cnc	S M6IIIase	03/14	51617	0.77	20.20	99.05	78.1 ± 2.0
α Her	SR M5Ib-II	03/09	51613	N/A	26.45	75.64	36.9 ± 0.4
		03/09	51613	N/A	26.38	76.90	36.6 ± 0.4
		03/09	51613	N/A	26.29	78.68	38.4 ± 0.4
		03/09	51613	N/A	26.22	80.14	36.3 ± 0.4
		03/12	51616	N/A	19.78	63.40	59.7 ± 0.3
		03/14	51618	N/A	20.19	57.81	63.6 ± 0.6
		03/14	51618	N/A	19.88	62.10	62.5 ± 0.5
g Her	SR M6III	03/12	51616	0.55	19.83	61.47	80.3 ± 1.0
U Her	Mira M8IIIe	03/10	51613	0.27	26.76	79.32	83.1 ± 1.9
		03/10	51614	0.27	26.69	96.64	83.1 ± 1.2
R Leo	Mira M8IIIe	03/10	51614	0.81	25.65	96.07	25.3 ± 0.3
		03/10	51614	0.81	26.03	103.86	25.8 ± 0.3
		03/10	51614	0.81	26.12	105.20	24.5 ± 0.2
		03/10	51614	0.81	26.15	105.55	25.1 ± 0.3
		03/10	51614	0.81	26.20	106.15	24.6 ± 0.2
		03/10	51614	0.81	26.23	106.58	24.8 ± 0.2
		03/11	51615	0.81	25.58	86.66	24.9 ± 0.2
		03/11	51615	0.81	26.24	106.74	22.7 ± 0.2
		03/11	51615	0.81	26.59	110.85	22.9 ± 0.3
		03/14	51618	0.82	19.56	62.78	50.4 ± 1.3
		03/14	51618	0.82	19.13	67.44	52.8 ± 1.1
		03/14	51618	0.82	19.05	68.48	51.5 ± 1.1
α Ori	SR M1	03/11	51614	N/A	25.85	108.69	8.5 ± 0.1
		03/11	51614	N/A	26.04	110.40	8.1 ± 0.1
		03/14	51617	N/A	17.62	81.08	52.1 ± 1.1
		03/14	51617	N/A	17.45	88.85	51.7 ± 1.5
		03/14	51617	N/A	17.45	89.49	52.8 ± 1.4
RT Vir	SR M8III	03/11	51614	0.14	24.44	95.07	81.8 ± 1.5
SW Vir	SR M7III	03/09	51612	0.34	22.69	98.57	70.6 ± 0.8
		03/14	51617	0.37	15.87	75.39	84.8 ± 1.2
		03/14	51617	0.37	15.82	76.01	83.0 ± 1.2

TAB. 4.2 – Points de visibilité des observations de mars 2000.

Etoile	Type spectral	Date (TU) (mm/jj)	Date julienne	Phase	Fréquence spatiale (cycles/'')	Azimuth (degrés)	Visibilité (%)
R Aqr	Mira M7IIIpevar	11/20	51868	0.41	14.30	61.74	73.1 ± 1.5
R Cas	Mira M7IIIe	11/14	51862	0.16	25.71	92.45	40.1 ± 0.5
		11/17	51865	0.17	25.10	109.98	45.1 ± 0.8
		11/17	51865	0.17	25.08	109.27	43.2 ± 0.7
		11/18	51866	0.17	25.65	96.56	44.0 ± 0.8
		11/18	51866	0.17	25.65	96.84	41.5 ± 0.8
		11/20	51868	0.18	19.72	79.59	54.6 ± 0.5
		11/20	51868	0.18	19.72	79.86	56.1 ± 0.5
		11/23	51871	0.19	32.31	78.99	29.3 ± 1.0
		11/23	51871	0.19	32.33	79.94	29.4 ± 0.9
		11/23	51871	0.19	32.34	80.71	32.0 ± 1.0
<i>o</i> Cet	Mira M7IIIe	11/14	51862	0.10	23.35	105.91	37.4 ± 0.5
		11/15	51863	0.10	22.49	95.51	41.9 ± 1.2
		11/18	51866	0.11	22.38	89.11	41.0 ± 0.9
		11/18	51866	0.11	22.38	89.53	41.7 ± 1.0
		11/20	51868	0.12	17.28	63.17	55.3 ± 0.7
		11/20	51868	0.12	17.01	64.86	58.1 ± 0.6
		11/23	51871	0.13	25.79	64.23	30.6 ± 0.8
		11/23	51871	0.13	25.67	64.75	31.4 ± 0.8
R Cnc	Mira M7IIIe	11/20	51868	0.06	20.04	58.05	94.0 ± 2.1
		11/20	51868	0.06	20.03	58.22	88.0 ± 2.4
RS Cnc	S M6IIIase	11/17	51866	0.83	27.28	93.20	73.3 ± 3.9
		11/17	51866	0.83	27.28	71.33	73.0 ± 2.5
		11/19	51867	0.85	20.30	71.33	93.0 ± 2.5
		11/19	51867	0.85	20.30	71.69	88.7 ± 2.3
		11/19	51867	0.85	20.29	72.01	90.2 ± 2.6
		11/20	51869	0.86	20.21	58.85	92.1 ± 1.0
		11/20	51869	0.86	20.23	59.52	90.8 ± 0.9
		11/22	51871	0.88	32.81	60.83	75.8 ± 2.0
		11/22	51871	0.88	32.80	61.17	71.1 ± 1.7
χ Cyg	Mira S...	11/14	51862	0.80	27.11	109.13	43.7 ± 0.5
		11/14	51862	0.80	27.00	111.90	42.8 ± 0.4
		11/20	51868	0.82	20.25	94.40	53.6 ± 0.7
		11/20	51868	0.82	20.25	95.05	52.5 ± 0.7
		11/20	51868	0.82	20.27	99.17	53.6 ± 0.9
		11/20	51868	0.82	20.27	99.46	52.7 ± 0.9
		11/23	51871	0.83	32.39	85.49	45.1 ± 1.6
		11/23	51871	0.83	32.38	85.98	43.2 ± 1.6

TAB. 4.3 – Points de visibilité des observations de novembre 2000, de R Aqr à χ Cyg.

Etoile	Type spectral	Date (TU) (mm/jj)	Date julienne	Phase	Fréquence spatiale (cycles/'')	Azimuth (degrés)	Visibilité (%)
R Leo	Mira M8IIIe	11/14	51863	0.61	25.56	87.94	22.0 ± 0.5
		11/15	51864	0.61	25.69	82.66	22.1 ± 0.6
		11/15	51864	0.61	25.56	88.48	21.0 ± 0.5
		11/15	51864	0.61	25.56	88.75	21.7 ± 0.6
		11/18	51867	0.62	25.59	86.33	24.6 ± 0.8
		11/18	51867	0.62	25.58	86.73	24.1 ± 0.8
		11/19	51868	0.63	20.24	55.40	41.8 ± 0.9
		11/19	51868	0.63	20.22	55.69	39.9 ± 0.8
		11/19	51868	0.63	19.68	61.57	40.7 ± 0.8
		11/19	51868	0.63	19.66	61.83	40.2 ± 0.7
		11/20	51869	0.63	20.02	58.04	39.3 ± 0.3
		11/20	51869	0.63	20.01	58.23	38.0 ± 0.4
		11/22	51871	0.64	30.98	60.36	8.3 ± 0.4
R Lep	Mira CIIe	11/20	51869	0.41	12.87	73.59	77.6 ± 2.2
		11/20	51869	0.41	12.83	74.05	72.2 ± 1.9
R LMi	Mira M7e	11/20	51869	0.08	20.22	62.59	77.1 ± 1.5
		11/20	51869	0.08	20.23	62.79	79.7 ± 1.3
α Ori	SR M1	11/15	51863	N/A	24.89	94.97	11.9 ± 0.3
		11/15	51863	N/A	24.91	95.47	11.8 ± 0.2
		11/20	51868	N/A	19.44	60.17	36.3 ± 0.3
		11/20	51868	N/A	19.41	60.39	36.7 ± 0.3
		11/23	51872	N/A	27.15	81.31	7.5 ± 0.2
		11/23	51872	N/A	27.12	81.93	7.3 ± 0.2
		11/23	51872	N/A	27.08	82.55	8.0 ± 0.3
U Ori	Mira M8III	11/15	51863	0.96	26.94	103.08	50.2 ± 2.2
		11/15	51864	0.96	27.10	107.81	47.4 ± 1.6
		11/20	51868	0.97	20.33	56.64	73.4 ± 1.3
		11/20	51868	0.97	20.33	56.79	72.0 ± 1.5
ρ Per	SR M4II	11/20	51868	N/A	20.28	73.14	88.2 ± 0.9
		11/20	51868	N/A	20.29	73.40	89.1 ± 0.9

TAB. 4.4 – Points de visibilité des observations de novembre 2000, de R Leo à ρ Per.

b. Diamètres de disque uniforme et courbes de visibilité

La procédure de réduction fournit, avec le diamètre, le χ^2 réduit de l'ajustement et une barre d'erreur, qui est calculée en faisant varier le χ^2 de l'ajustement jusqu'à ce qu'il soit augmenté de 1 (voir [Perrin *et al.*, 1998]). Trois catégories d'étoiles ont été identifiées :

1. les étoiles pour lesquelles un unique point est disponible, ou pour lesquelles le χ^2 réduit de l'ajustement est inférieur à 1. Le diamètre donné dans le tableau 4.5 est alors celui fourni par la procédure de réduction.
2. les étoiles pour lesquelles le χ^2 réduit est supérieur à 1 *et* dont on n'attend ni n'observe un écart important au modèle de disque uniforme. C'est le cas, en particulier, des supergéantes α Her et α Ori. La barre d'erreur sur le diamètre donné dans le tableau 4.5 est alors augmentée afin de ramener le χ^2 réduit à 1.
3. les étoiles pour lesquelles le χ^2 réduit est supérieur à 1 *et* dont la courbe de visibilité montre un écart significatif au modèle de disque uniforme. Le tableau 4.6 indique alors trois diamètres : le plus petit diamètre de disque uniforme tel que la courbe associée passe par au moins un point, le diamètre de disque uniforme fourni par la procédure de réduction, et le plus grand diamètre de disque uniforme tel que la courbe associée passe par au moins un point.

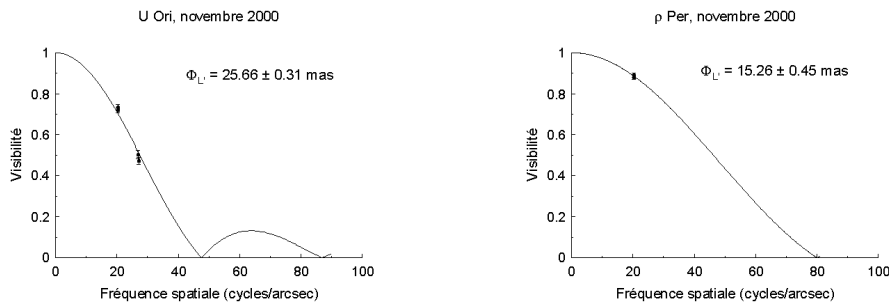


FIG. 4.4 – Courbes de visibilité pour les étoiles observées en novembre 2000, U Ori et ρ Per.

Étoile	Date	Diamètre
	Julienne	(mas)
R Aqr	51868	34.32 ± 1.09^1
RX Boo	51615	21.00 ± 0.27^2
R Cnc	51614	16.59 ± 0.42
—	51868	13.39 ± 2.45^2
RS Cnc	51517	21.71 ± 1.09^1
α Her	51615	31.04 ± 0.26^2
g Her	51616	20.84 ± 0.59^1
U Her	51614	14.26 ± 0.47
R Lep	51869	37.11 ± 2.21^2
R LMi	51869	21.44 ± 0.70^2
α Ori	51616	42.73 ± 0.10^2
—	51868	42.17 ± 0.32^2
ρ Per	51868	15.26 ± 0.45
U Ori	51866	25.66 ± 0.69^2
RT Vir	51614	16.24 ± 0.73^1
SW Vir	51615	22.88 ± 0.33^2

TAB. 4.5 – Diamètres de disque uniforme pour les étoiles sur lesquelles les données ne montrent pas un écart significatif au modèle de disque uniforme.

1. Un seul point de mesure.
2. Augmentation des barres pour ramener le χ^2 à 1.

Étoile	Date	ϕ_{\min}	$\phi_{L'}$	ϕ_{\max}
	Julienne	(mas)	(mas)	(mas)
R Cas	51867	26.78	31.09	33.67
<i>o</i> Cet	51867	33.94	35.21	37.96
RS Cnc	51868	11.88	14.81	18.03
χ Cyg	51867	23.12	30.40	33.70
R Leo	51615	35.50	36.02	36.45
—	51867	35.78	39.08	40.57

TAB. 4.6 – Plus petit diamètre de disque uniforme tel que la courbe associée passe par au moins un point, diamètre de disque uniforme fourni par la procédure de réduction, et plus grand diamètre de disque uniforme tel que la courbe associée passe par au moins un point, pour les étoiles montrant un fort écart au modèle de disque uniforme.

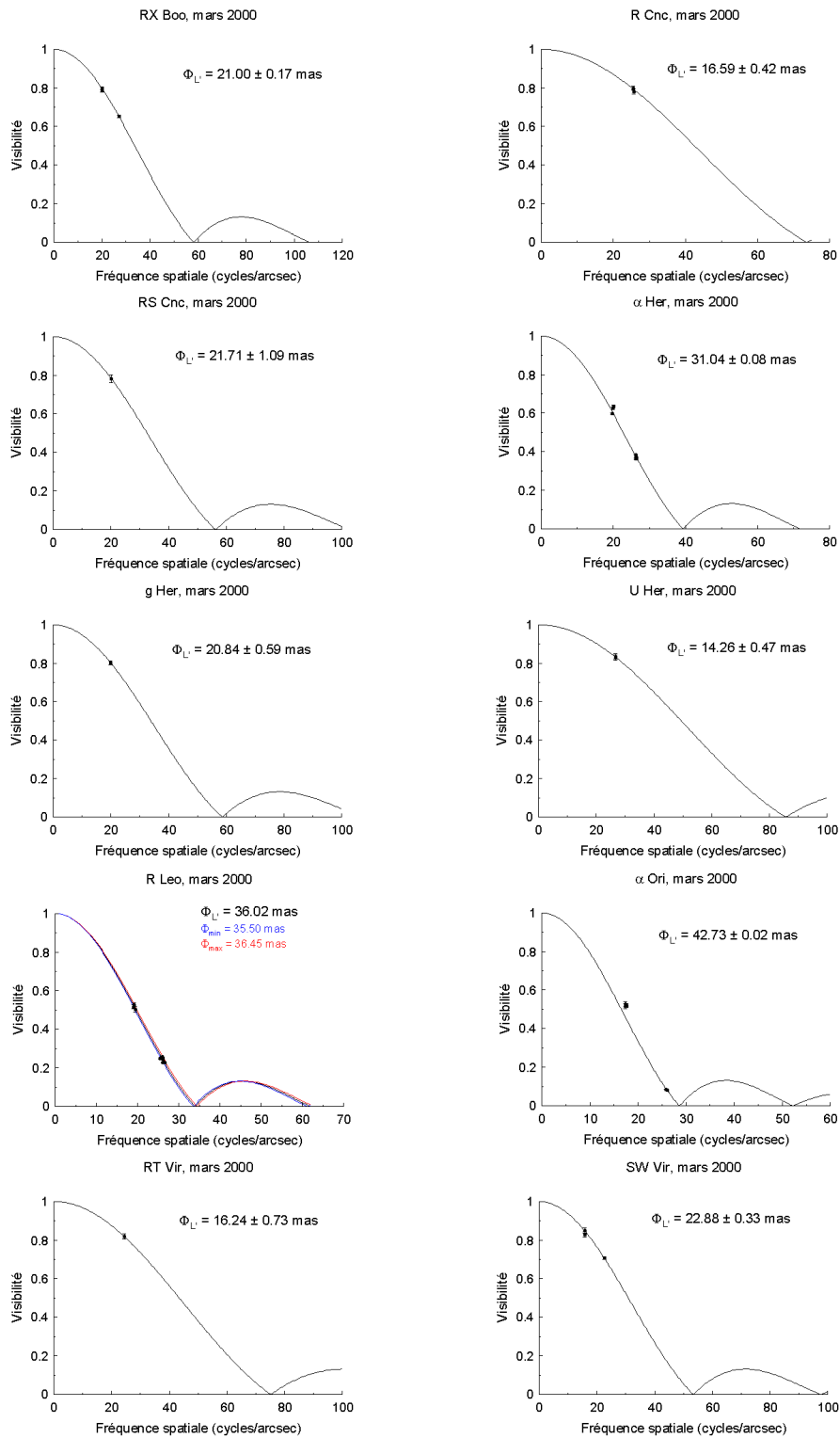


FIG. 4.5 – Courbes de visibilité pour les étoiles observées en mars 2000.

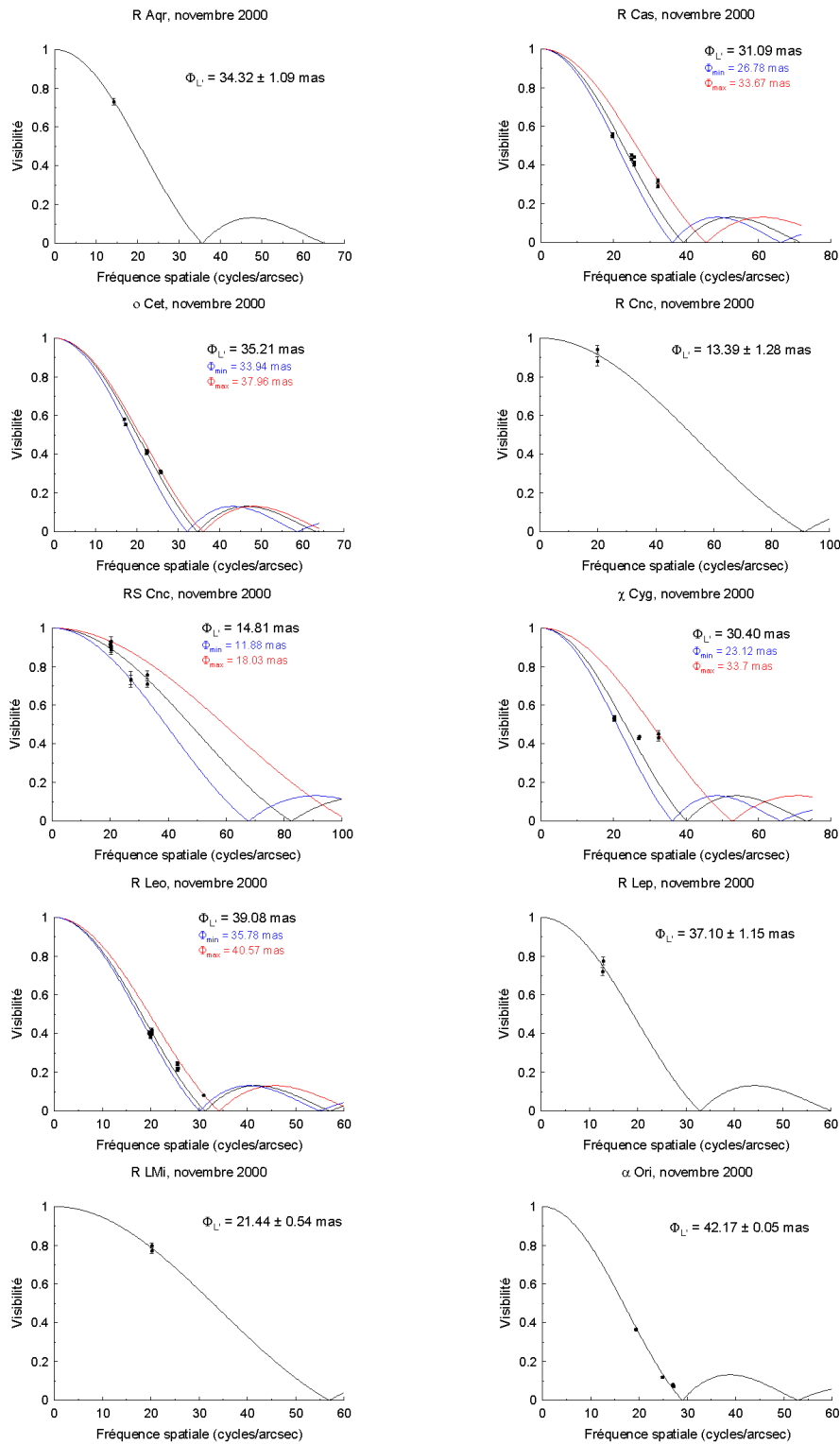


FIG. 4.6 – Courbes de visibilité pour les étoiles observées en novembre 2000, de R Aqr à α Ori.

4.3 Plans rapprochés sur quelques étoiles

Cette partie revient un peu plus en détails sur les étoiles de l'échantillon, commençant par les miras, continuant par les semi-régulières et finissant par les super-géantes.

4.3.1 Les Miras

Des écarts importants au modèle de disque uniforme sont remarquables pour l'ensemble des Miras de l'échantillon pour lesquelles des données acquises à haute fréquence spatiale sont disponibles.

a. R Leo

Les données pour R Leo sont dans l'ensemble de très bonne qualité, que ce soit en précision intrinsèque qu'en stabilité dans le temps au cours d'une mission.

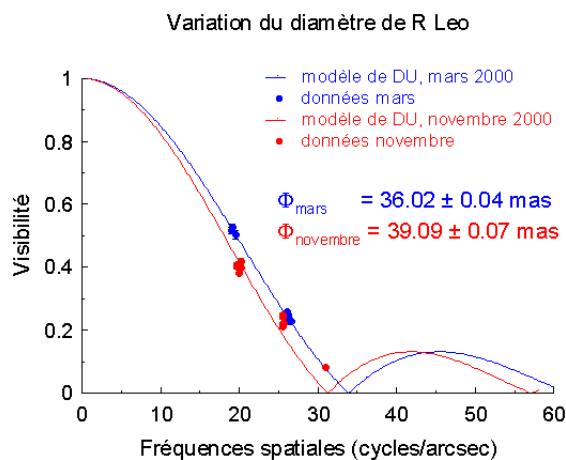


FIG. 4.7 – Variation de diamètre de R Leo entre mars et novembre 2000.

Cependant, il n'en est plus de même dès lors que l'on s'intéresse à des échelles de temps de plusieurs mois. Une nette variation de diamètre est aisément repérable entre les missions de mars et novembre 2000, ainsi que le montre la figure 4.7, avec une augmentation de 3 millisecondes d'angle.

Les données de novembre montrent un excès de visibilité aux fréquences spatiales élevées et intermédiaires, à la différence de celles de mars. De plus, il semblerait que les courbes se rejoignent pour les fréquences spatiales les plus élevées, même si la rareté des points acquis aux alentours d'une fréquence spatiale de 30 cycles/seconde d'angle met un bémol à cette constatation.

Ainsi, les structures de petite échelle dans l'enveloppe de l'étoile dépendraient moins de la phase que les plus étendues. Bien entendu, des données à d'autres fréquences spatiales, ainsi qu'à d'autres phases permettraient de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse.

b. α Cet, R Cas et χ Cyg

α Cet et R Cas montrent un écart au disque uniforme, mais l'effet est moindre que sur χ Cyg, dont la courbe de visibilité s'écarte notablement du modèle de disque uniforme à partir d'une trentaine de cycles par seconde d'angle. La géométrie exacte de l'enveloppe de cette étoile semble complexe, et nécessite des études plus poussées. Il n'est pas impossible, du reste, que les écarts constatés soient dûs à des asymétries : l'azimut des observations faites aux plus basses fréquences spatiales est de l'ordre de la centaine de degrés, celui des mesures faites aux fréquences intermédiaires d'environ 110° , alors que celui des observations aux fréquences spatiales les plus élevées est plutôt d'un peu plus de 85° . Quoi qu'il en soit, aucune combinaison de mesures faites à deux gammes de fréquences spatiales différentes n'est compatible avec un modèle de disque uniforme.

c. R Cnc

R Cnc fut observée lors des deux missions. Les données montrent une importante variation de diamètre, de $16,59 \pm 0,42$ à $13,39 \pm 2,45$ millisecondes d'angle. Le diamètre est minimal au plus près du maximum de la courbe de luminosité dans le visible.

d. U Ori

Les mesures sur U Ori n'ont pu être menées à bien qu'à des fréquences spatiales intermédiaires, et il est possible que l'influence d'une enveloppe diffuse ne se fasse pas sentir à ces échelles de grandeur.

e. R Aqr, R Lep, R LMi et U Her

Les mesures sur ces étoiles n'ont pu être menées qu'à une seule fréquence spatiale ; il n'est donc pas possible de tirer de conclusion sur la pertinence du modèle de disque uniforme.

4.3.2 Les semi-régulières

a. RS Cnc

Cette étoile fut observée lors des deux missions et montre une importante variation de diamètre, de $21,71 \pm 1,09$ à $14,81^{+3,22}_{-2,93}$ millisecondes d'angle. Deux remarques

doivent cependant être soulignées sur leur qualité et la confiance que l'on peut accorder à ces estimations de diamètres :

1. l'estimation de diamètre en mars est fondée sur une unique mesure ;
2. les données de novembre montrent un important écart au modèle de disque uniforme

Il est donc nécessaire de procéder à des mesures complémentaires afin de préciser la géométrie exacte de l'environnement de cette étoile.

b. Les autres semi-régulières

Un seul point de mesure est disponible pour γ Her et RT Vir, et il n'est donc pas possible d'en tirer une conclusion. Il en est de même pour ρ Per, pour laquelle les observations n'ont pu être menées à bien qu'à une seule fréquence spatiale.

Les données sur RX Boo et SW Vir, de ce point de vue, sont plus complètes ; cependant, la résolution spatiale apportée par IOTA n'est pas suffisante pour explorer la gamme des fréquences spatiales les plus élevées, qui pourraient mieux contraindre les modèles.

4.3.3 Les supergéante et géante rouges

a. α Ori

Bételgeuse avait déjà été observée avec TISIS ; les résultats sont exposés dans [Mennesson *et al.*, 2000]. Ils donnent un diamètre de $40,2 \pm 0,2$ millisecondes d'angle. Les données de 2000 sont de meilleure qualité, en particulier en raison du meilleur échantillonnage de l'évolution du fond thermique.

Les diamètres mesurés en mars et novembre sont grossièrement équivalents et ne montrent pas de réelle variation de la taille de l'étoile. Ils sont de plus cohérents avec les estimations de diamètre publiées antérieurement.

b. α Her

α Her avait été observée lors de la toute première mission d'exploitation de TISIS, en mars 1998. Le diamètre qui avait alors été publié dans [Mennesson *et al.*, 1999] était de $32,8 \pm 0,7$ millisecondes d'angle. Les données de mars 2000 mènent à une estimation de diamètre légèrement inférieure, de $31,04 \pm 0,26$ millisecondes d'angle. Cette variation est peut-être un artefact ; l'instrument est maintenant mieux compris, et il est possible que le plus faible diamètre estimé avec les observations de 1998 ne soit qu'une traduction de l'incertitude inhérente aux premières utilisations d'un instrument. La compatibilité de ces estimations, malgré tout, est néanmoins à souligner.

4.4 Un modèle simple pour les Miras

La comparaison des données montra rapidement une très nette différence entre les étoiles de type Mira d'une part, et les semi-régulières et supergéantes d'autre part. Les premières, en effet, montraient une très nette augmentation de diamètre entre les bandes K' et L', au contraire des secondes. Cette augmentation de diamètre peut s'expliquer par l'existence, autour de ces étoiles, d'une couche chaude, étendue et optiquement mince au-dessus de la photosphère. Cette explication a fait l'objet de l'article joint [Mennesson *et al.*, 2002].

4.5 Conclusion sur les mesures

Après les premières observations rapportées dans [Mennesson *et al.*, 1999], et les premières tentatives d'installation d'un système de modulation du fond thermique sur IOTA en mars 2000, les données acquises en novembre ont montré que l'instrument avait alors atteint sa maturité. Il pouvait alors être considéré comme pleinement opérationnel et capable de fournir des données reproductibles de bonne qualité.

Des observations complémentaires sont encore nécessaires pour déterminer les caractéristiques précises de certains environnements stellaires. Ces observations peuvent être menées à de plus faibles fréquences spatiales comme pour χ Cyg, ce qui est envisageable par exemple avec un masque pupillaire sur un télescope monopupille comme le Keck, afin de réaliser en bande L l'équivalent de ce qui avait été réalisé en bande K sur plusieurs étoiles (voir [Monnier *et al.*, 2003]). Des étoiles comme RS Cnc nécessitent au contraire d'être observées sur de plus longues bases.

L'exploitation de TISIS est pour le moment suspendue. FLUOR est maintenant installé sur l'interféromètre CHARA, et l'extension de ses observations en bande L n'est pas à l'ordre du jour. Cependant, d'autres pistes peuvent être exploitées (réalisation d'un deuxième instrument *ex nihilo* à installer sur IOTA car tout n'a pas encore été fait avec la gamme de fréquences spatiales accessible sur cet interféromètre, avec les détecteurs dont nous disposons; extension de VINCI à la bande L sur le VLTI, *etc.*).

Ces observations ont confirmé que des avancées importantes étaient réalisables, dès que l'on explorait une bande spectrale avec une résolution spatiale jusqu'alors jamais atteinte. Elles en appellent d'autres.

Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse fut porté par une dynamique traversant les bandes spectrales : l'influence du fond thermique en interférométrie stellaire dans l'infrarouge.

L'influence du fond, dans le cadre de ce travail, est plus faible dans la bande L, entre $3,4\ \mu\text{m}$ et $4,1\ \mu\text{m}$, que dans les autres bandes analysées. Ce fond a nécessité néanmoins la mise en place et la validation de nouvelles procédures d'acquisition et de réduction des données spécifiques, que ce travail a permis de développer quasiment *ex nihilo*. Un système de modulation du fond thermique a ainsi été installé sur IOTA, et validé.

TISIS, ainsi fortifié, a permis l'observation d'étoiles qui lui avaient été jusqu'à inaccessible. Les conclusions partielles du travail de Bertrand MENNESSON ont pu être étendues, puisque les données montrent, sur les étoiles de type Mira, une augmentation systématique du diamètre entre les bandes K et L. Là ne s'arrêtent pas les résultats de l'instrument, puisque, indépendamment de ces considérations générales, d'autres données intrigantes montrent des géométries complexes autour de certaines étoiles de l'échantillon.

Ces résultats ouvrent une double perspective : la poursuite des travaux en cours fondés sur ces résultats préliminaires, mais aussi, puisque TISIS a été démonté, la possibilité d'étendre la gamme des longueurs d'ondes accessibles à d'autres interféromètres comme le VLTI ou CHARA à la bande L, dont on est loin d'avoir épuisé les richesses.

Des enseignements peuvent être tirés de l'échec des observations dans la bande M, à $5\ \mu\text{m}$. Il est probable que les difficultés rencontrées étaient principalement dues non pas au fond thermique en lui-même, mais plutôt à des fluctuations de la densité de vapeur d'eau le long de la ligne de visée.

Cela ne condamne aucunement l'avenir de l'interférométrie au sol dans cette bande, sous réserve de bénéficier d'un ciel plus sec et plus stable. La bande M présente de plus un intérêt indéniable dans la recherche des planètes extra-solaires, offrant un excellent compromis entre l'écart de magnitudes attendu entre une étoile et son Jupiter chaud d'une part, et la résolution angulaire nécessaire pour les séparer

d'autre part. C'est là une piste à explorer.

C'est vers $10\ \mu\text{m}$, dans la bande N que les problèmes posés par le fond thermique sont les plus importants.

Les contraintes sur les estimateurs de visibilité ont été détaillées dans la mesure du possible dans ce travail. Il permet de condamner *a priori* toute tentative d'installation d'un instrument dédié à cette bande spectrale sur certains interféromètres, mais aussi de donner des ordres de grandeur sur les précautions à prendre, notamment en matière de stabilité thermique. Néanmoins, ces contraintes ne pourront être précisées, dans la perspective de la réalisation de GENIE, que par des mesures *in situ* qui restent à faire.

Ce mémoire a également soulevé quelques idées sur la manière, soit d'estimer en temps réel les fluctuations du fond thermique dans le cas d'un estimateur de type Fourier, soit d'améliorer le comportement d'un estimateur ABCD en présence de fluctuations d'origines diverses. Le premier algorithme doit être étudié plus en détails, mais une fois encore cette étude dépend de mesures encore à réaliser portant sur la statistique des fluctuations du fond. Le second algorithme, une extension de l'ABCD classiquement utilisé, est également adapté à d'autres gammes de longueurs d'ondes où le problème spécifique du fond thermique ne se pose pas.

Ce travail se poursuit donc également naturellement par l'extension de ces algorithmes à d'autres instruments interférométriques utilisant couramment l'algorithme ABCD pour leurs estimations de contraste.

Ces contributions s'inscrivent dans le cadre plus vaste du développement de l'interférométrie optique. Les premiers projets des années 80, concrétisés voici une dizaine d'années, comme IOTA ou le PTI, ont été suivis d'interféromètres au sol plus standardisés, tels le VLTI ou le Keck-Interferometer, en attendant l'envol des projets spatiaux comme TPF ou Darwin... Il reste néanmoins un grand pas à faire dans cette quête de la haute résolution angulaire : faire en sorte que l'interférométrie optique suive la voie de son aînée, l'interférométrie radio, et devienne accessible à la communauté des astrophysiciens dans son ensemble.

Ce sera une tâche ardue, mais une étape nécessaire si l'on veut faire de l'interférométrie optique un outil qui ne serait plus réservé à une minorité de spécialistes ; l'exemple à suivre est celui des progrès de l'optique adaptative.

Annexe A

L'expérience TheBEs originale

CETTE ANNEXE présente les documents qui ont été soumis à l'ESO en juillet 2001, dans le but de fournir de plus amples détails sur l'expérience TheBEs, suite à une réunion du consortium MIDI les 10 et 11 juillet, et sont pour cette raison rédigés en anglais. Ils offrent une bonne vue d'ensemble de l'expérience. On trouvera donc ci-dessous une présentation générale, suivie du détail du montage optique, des questions relatives à l'installation sur le Paranal et enfin les opérations et mesures à effectuer. Certains de ses documents ont été repris lors de la préparation des expériences de caractérisation du fond thermique réalisées sur le VLTI avec MIDI en février 2003.

A.1 General presentation

A.1.1 Introduction

Observations at $10\ \mu\text{m}$ are difficult because of the thermal background. For the VLTI, where warm optics are numerous between the sky and the instruments, thermal background will mainly be due to internal emissions of the optical train (about 93% of the total flux).

Moreover, in an interferometer, visibilities are calibrated by comparing a modulated to a continuous signal. As a consequence, in a $10\ \mu\text{m}$ interferometer, possible limitations could arise from thermal background fluctuations, which may prevent a good quality calibration and, if too strong, could even prevent from detecting sources whose flux is smaller than the fluctuations.

Beyond the fluctuations of the sky due to changes in the atmosphere (layers temperature, water column density variations), the potential major source of concern may be the fluctuations in the warm optics: black body fluctuations, modulations induced by moving mirrors. A temperature difference of 0.1K yields a variation of the thermal background flux which is roughly equivalent to a star of magnitude $N=4$ seen through the whole VLTI, on one UT, with an ideal transmission of 100%.

According to a FTS experiment made at KPNO, it is possible that an important part of the contaminating fluctuations for MIDI may indeed come from effects induced by moving parts of the warm optics. The FTS at KPNO, with the Mayall 4m telescope, was limited to a magnitude $N=-3$ because of thermal background fluctuations induced by a tilt mirror, which moved by discrete steps in the Coudé train (communication from Steve Ridgway). The SOIRDETE interferometer at Plateau de Calern, France, also experienced these kind of problems, which prevented from calibrating visibilities.

VLTI will actually provide us with three different kinds of moving warm optics, each of them being able to induce contaminating modulations: tilt mirrors, moving optics in the Coude trains, and delay lines mirrors.

Those problems may not necessarily occur on VLTI, yet it appears that if we want to achieve a reasonable a priori confidence in the performances of MIDI, those possible fluctuations should be carefully checked and if necessary corrected before commissioning time starts.

That is the reason why, after a first presentation of this issue in fall 1999 in a MIDI consortium meeting, a letter was sent to ESO in spring 2000 asking for the possibility of such an experiment. An official proposal was also sent in the beginning of august 2000 by Dr. C. Leinert, "strongly support[ing] that measurements be performed to verify that the thermal emission behaviour of the VLTI poses no problem for the $10\ \mu\text{m}$ range".

The aim of this paper is to present the general context of this experiment, TheBES (for **T**hermal **B**ackground **E**stimation) and its expected performances.

A.1.2 Constraints on the tests

General constraints

1. the spectral bandwidth of the detector should be as close as possible to MIDI;
2. the optical path seen by the test detector should be as similar as possible as the definitive MIDI's one. That and the additional consideration that the switchyard mirrors are motorized, imply that the test detector should be installed *behind* the switchyard table;
3. as the thermal response of the delay line tunnels may not be the same between the east and west sides, each of the following measurements should be made for two different delay lines, if possible: east and west. That entails the use of two telescopes -not simultaneously.

Mirrors to be tested It is possible that one of the main causes of thermal background fluctuations may be the motions of mirrors in the optical path. Three sets of mirrors are implied for each beam:

1. the Coudé trains;

2. the tilt mirror;
3. the delay line mirrors.

In order to better disentangle their respective contributions, the tests should, as much as possible, involve each set separately. The switchyard mirrors, although they are motorized and thus will probably show slight thermal heterogeneity on their surfaces, should not be considered here as they will not move during an observation.

Comparison with the atmosphere and an astronomical standard We also want to measure the background on sky through the VLTI train of optics to compare the magnitude and spectrum of the natural background with that of the VLTI. The magnitude of the background fluctuations needs to be compared to the brightness of a standard source to anticipate the performances of MIDI.

Characterization of the VLTI transmission at $10\ \mu\text{m}$ This experiment should moreover be able to characterize the whole transmission of the VLTI optical train at $10\ \mu\text{m}$. This entails that the chosen optical design should not add too many emissive devices.

A.1.3 Expected performances

Detector Because of various reasons, no array was available for those tests. We therefore have to use a HgCdTe photometer that Meudon can provide. This detector was first used on the SOIRDETE experiment in the 80's. Its NEP is about $7.10^{-12}\text{W}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. It is provided with a filter ranging from $8\ \mu\text{m}$ to $12.5\ \mu\text{m}$; the spectral response of the detector ranges from 7 to $11\ \mu\text{m}$.

Expected SNRs All the following estimates are for one-shot only acquisitions. Improvements in the SNRs can easily be achieved by performing numerous acquisitions and summing the resulting power spectral densities. An increase of 10 in the SNR can thus be achieved with 100 acquisitions.

The computations are made for a few frequencies:

1. 1 Hz to serve as a reference for further computations (according to the fact that the SNR is proportional to the inverse of the square root of the bandwidth);
2. 5 Hz as this is the ideal chopping frequency according to studies published by the MIDI consortium (above 4 Hz in the VLT-TRE-MID-15828-0110 FDR document).
3. 40 Hz as this corresponds to the 25 ms sampling interval in the ABCD mode of the instrument;
4. 200 Hz for the highest sampling frequencies of MIDI, needed in the Fourier and Coherent Integration modes.

1. 1% fluctuations of a 300K black body

The flux of a 300K black body with an emissivity of 1, in λ^2 , between 7 and $11\mu\text{m}$ equals 3.10^{-9}W . Fluctuations of 1% of this black body can thus be detected with the photometer with the following signal to noise ratios:

Bandwidth	SNR
1 Hz	4.3σ
5 Hz	2σ
40 Hz	0.3σ

2. SNRs on a stellar source: Betelgeuse

In other terms, this sensitivity can be expressed in terms of expected SNRs on a standard stellar "candle" such as Betelgeuse, which has a magnitude $N = -4.7$. The computations assume:

- an overall transmission of the VLTI of 50%;
- a bandwidth ranging from 7 to $11\mu\text{m}$;

Bandwidth	UT	siderostat
1 Hz	1330σ	3.3σ
5 Hz	600σ	1.5σ
40 Hz	210σ	0.5σ
200 Hz	90σ	0.2σ

3. SNR on the Leonardo artificial source

According to the VLT-DWG-MEU-15810-1244 document on the performances of the Leonardo alignment source, the flux between 7 and $11\mu\text{m}$ of Leo is $6.8.10^{-10}\text{W}$. Assuming an overall transmission of the multimode fiber and of the optics of 50%, this yields an impacting flux on the detector of $3.4.10^{-10}\text{W}$, which can be seen with the following SNRs:

Bandwidth	SNR
1 Hz	50σ
5 Hz	22σ
40 Hz	8σ
200 Hz	3.4σ

A.2 Optics

A.2.1 Introduction

The purpose of this document is to present the optical layout that have been determined for TheBEs (**T**hermal **B**ackground **E**stimation). Many issues made this task difficult:

- as we want to be as close as possible to the conditions of MIDI, the pupil will be at equal distance from the beam compressors as MIDI;

- the detector is not adapted to the VLTI context; and as it is only lent to us, no action is possible on the dewar itself. It is then mandatory to design a specific optical layout for the adaptation, with not only flat mirrors. As a result, additional optics are required for alignment purposes;
- moreover, as we want to minimize the impact on the interferometric laboratory, we must be as independent as possible from other experiments;
- however, as TheBEs will be operated in the mid-infrared, and as we want to characterize as precisely as possible the transmission of the VLTI, we have to minimize the number of mirrors.

Those constraints are conflicting with each others. The proposed optical layout takes them into account.

A.2.2 Optical layout

Plan The optical layout adds 4 flat mirrors (possibly 5), and 2 off-axis parabolas to the interferometric laboratory. It also uses two (or three) tables:

1. the MIDI Feeding Optics table for most of the mirrors and the dewar;
2. the VINCI table: the COMA3 mirror is a part of VINCI, is used by TheBEs but will not be touched;
3. possibly the Leonardo table if beamsplitters transparent at $10\mu\text{m}$ cannot be provided by ESO (see the document dedicated to the study of the impact on the VLTI).

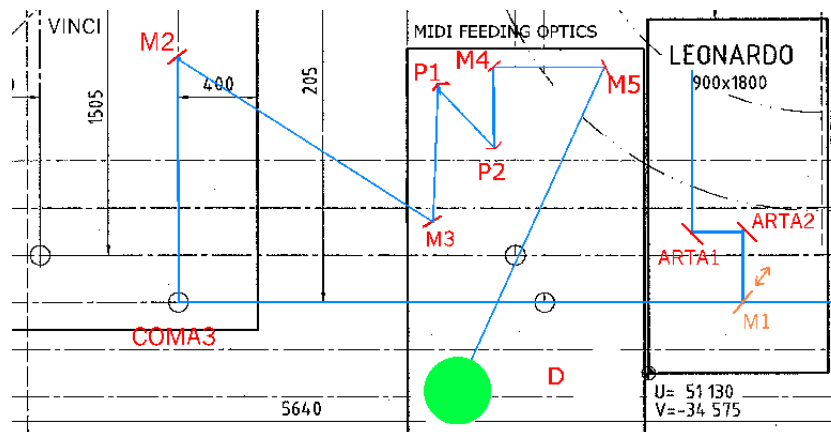


FIG. A.1 – Optical layout. The exact positions of the mirrors are not precise on this figure. The beam, after the M1 mirror, passes by COMA3, M2, M3, P1, P2, M4 and M5, and arrives on the detector.

Details

1. The VINCI table

The COMA3, though it is used by the beam of TheBEs, will not be modified, even for alignment. The only optical component "actively" used by TheBEs is the M2 flat mirror, which will be inserted between the ALI5 and INA units, without requiring to remove any of VINCI items.

2. The MIDI Feeding Optics table

Most of the optical components of TheBEs will take place on this table.

- (a) M3, M4 and M5 are flat mirrors;
- (b) P1 is an off-axis parabola, focal length=106.6 mm;
- (c) P2 is an off-axis parabola, focal length=127 mm.

The detector itself has a cold lens whose focal length is 6mm, whose edges are used as a cold stop, and a filter which, combined with a Germanium window, yields an optical bandpass ranging from roughly 7 to 11 μ m.

3. **The Leonardo table** Installing components on this table depends on the availability or not of beamsplitters transparent at 10 μ m. If such components are not installed on the Leonardo table, it will be necessary to remove the ART4 and replace the BSA1 beamsplitter by a flat mirror M1.

A.2.3 Alignment procedure

Alignment in the visible The first steps intensively use the Leonardo visible source.

1. On the Leonardo table

This step is necessary only in case the beamsplitters transparent at 10 μ m are not provided. BSA1 is replaced by the M1 flat mirror. The alignment procedure uses ALIU as an alignment scope. The tip and tilt of M1 are adjusted until the fiber head image in beam B is coincident with the axis defined by ALIU.

2. M2 – M3

Those two mirrors are used to inject the light onto the two parabolas. The laser beam should impact at the center of the two parabolas, which is made possible thanks to the x , y , θ and ϕ ajustements capabilities of the mirrors.

3. P1 – P2

The two off-axis parabolas are mounted, aligned and interlocked at Meudon before the shipment of the components. Check of alignment quality will be possible at Paranal with the FISBA interferometer.

4. M4 – M5

Those two mirrors are used to inject the light at the right position and with the right angle onto the detector. Unfortunately, the Germanium window and lens which are in front of the chip are opaque in the visible. In order to ajust the θ and ϕ directions, we plan to use a target in front of the dewar, interlocked with its mounting.

Alignment in the infrared That last step should only refine the visible alignment. The infrared source of Leonardo is used, and the $10\mu\text{m}$ multimode fiber inserted. A fine adjustment of M4 and M5 is performed, to maximize the flux on the detector. A synchronous detection will probably be necessary. The z direction is finally adjusted by translating the detector toward the M5 mirror. This last test is also a check of the clean adjustment of θ and ϕ directions.

Checking the alignment on the sky As Leonardo and ALIU guarantee the alignment to be perfect on the VLTI, this procedure is only a check. However, it is made necessary if we want to achieve a good confidence in the estimation of the transmission of the VLTI on one star.

A.2.4 Removal from the interferometric laboratory

This procedure is quite simple, as the impact on the interferometric lab has been deliberately minimized. The MIDI feeding optics and VINCI tables will be entirely freed from all the added optical components. If beamsplitters transparent at $10\mu\text{m}$ can be provided by ESO, the procedure ends here. If it is not the case, here is the planned procedure to re-insert the ART4 and BSA1 beamsplitters in the beams:

1. Alignment of ART4:
 - source = Leonardo visible;
 - alignment scope = ALIU;
 - the tip and tilt of ART4 are adjusted until the fiber head image in beam B is coincident with the axis defined by ALIU (the ALIU reference has not been changed since the cubes were removed).
2. Alignment of BSA1:
 - source = Leonardo visible;
 - alignment scope = ALIU;
 - the tip and tilt of BSA1 are adjusted until the fiber head image in beam A is coincident with the axis defined by ALIU (the ALIU reference has not been changed since the cubes were removed).

Those two alignments are fully decoupled and independent.

A.3 Installation on Paranal

A.3.1 Introduction

The purpose of this document is to study the impact of the installation and operations of TheBEs ((**T**hermal **B**ackground **E**stimation)) in the interferometric

laboratory and, more generally, in the VLTI commissioning plan in terms of hardware and manpower needs and requirements.

All these components have to be available on the mountain when TheBEs arrives (an exception is possible for the beamsplitters of the Leonardo table).

A.3.2 Duration – Observing time requirements

We expect one week to install the experiment in the interferometric laboratory, and one more week to perform the tests. Those values need a few comments:

- The expected exact duration of the installation may vary by one or two days – it can be shorter or larger;
- The tests themselves should not require such an amount of time, but it may be useful to plan a full week of testing to ensure the good quality of the data, as the experiment should not come back to Paranal.

A few additional days are needed to remove the experiment from the lab and restore its original state.

Regarding the telescope observing time, we need full access to the siderostats, on which we intend to perform as many tests as possible, and one hour per night on one UT for three days (one night per arm, and one night for confirmation). However, more hours, extending in the whole week of tests, would be necessary if we want to ensure that the tests on the UTs are not performed in a particularly favourable or unfavourable period.

A.3.3 Hardware requirements

This subsection describes the hardware that is necessary in order to perform the tests. Further considerations on how these requirements impact on the use of the interferometric lab are developed in subsection A.3.5.

Inside the interferometric laboratory

MIDI Feeding Optics Table This optical table is needed to install most of the optics and the detector. It will therefore have to be clean and free from all components when TheBEs arrives.

10 μ m multimode fiber This fiber, used on the Leonardo to feed the optical train with the 10 μ m flux from the artificial source, has to be provided by ESO as it is a part of the Leonardo component.

Power supply for the Leonardo source at $10\mu\text{m}$ This component was not supplied in the package that was shipped to Paranal from Europe. However, it is necessary to operate the thermal source in mid-infrared for alignment purposes for MIDI.

Beamsplitters transparent at $10\mu\text{m}$ Although an alternate optical design is possible if those components are not present on the Leonardo table by the time of the experiment, it would entail a overcost and a potential delay when TheBEs has to leave (because of necessary realignments). One should also keep in mind that the mirrors that would have to be bought to replace the beamsplitters would be useless by the time the definitive beamsplitters would arrive. Moreover, if such beamsplitters are present on the Leonardo table by the time of the experiment, we would not need to touch any optical component of the VLTI during all the operations of TheBEs.

However, beamsplitters can induce difficulties because of:

1. the emissivity of the beamsplitter itself;
2. the emissivity of what is reflected (that is to say, the Leonardo optical components, which will be visible even when the VLTI beam is injected into the detector.)

That is the reason why they should be removed as soon as the alignment in the lab is finished, in order to perform the tests.

Switchyard table As we need the beam to come from one or another delay line, the switchyard table will be operated; it is thus necessary to ensure that it is functional.

Access to a liquid nitrogen tank The detector has to be filled with liquid nitrogen every 12h. Being able to fill it from an external tank can be useful to minimize the movements in the lab.

Protection from the dust It is necessary to have optics as clean as possible because of the poor quality of the detector, and of the emissivity of the dust which is catastrophic at $10\mu\text{m}$. Optics should be handled with gloves, and protected with small plastic bags when not used.

Outside the interferometric laboratory

Variable Curvature Mirrors Those mirrors are necessary for two reasons:

1. they ensure the stability of the position of the pupil in the laboratory whatever the optical path followed by the light;
2. they are moving components and as such, have to be tested by the experiment.

Coudé trains They are also moving components and the impact of one of them has to be tested by TheBEs.

Access to the storage room As we want to minimize our presence in the interferometric lab, we plan to use the storage room to install our computer. We therefore need a table there to put the computer, and coaxial cables to communicate with the detector inside the interferometric lab.

Network access A network access has to be provided to the computer used for the acquisition of the data in order to perform regular back-ups. This connection does not have to be made to the standard archival system of the VLT.

Communication needs As many tests will be made using various elements of the VLTI, it is necessary to plan a communication system between the storage and control rooms of the VLTI, either by human means (for example radio) or by the network.

A.3.4 Manpower requirements

Siderostats As we plan to use at least one siderostat, we will need the necessary staff to operate those telescopes by night.

UTs As MIDI will mainly be used with the UTs, it is particularly important to characterize their behaviour at $10\mu\text{m}$. That is the reason why we are asking for one hour per night on one UT, and thus the necessary staff to operate the telescope.

Delay lines We expect the delay lines to be one of the most critical components which could produce some fluctuations of the thermal background. They will therefore be intensively tested and it is necessary that the necessary staff be provide to operate them for the whole duration of the tests, that is to say one week.

Support in the interferometric laboratory If no beamsplitters transparent at $10\mu\text{m}$ are provided by ESO, we will have to replace some of the components on the Leonardo table. It will then be necessary to plan some re-alignment work after the removal of TheBEs, unless we are allowed to perform this task ourselves.

A.3.5 Impact in the interferometric laboratory

Access to the lab The whole experiment cannot be ESO standard-compliant; however, we intend to have as low impact as possible on the interferometric lab.

Full access should be granted during day-time to the interferometric lab in the first week, planned for the installation of the experiment. During the testing week itself, access should be granted on an irregular basis, at least to refill the dewar if it is not possible from outside.

The detector itself, apart from its amplifier, is not a source of radiations. However, as we intend to carry the analogic signal from the detector to the computer which will be installed in the storage room, electromagnetic interferences may occur in the lab. This should not be a problem, as no other instrument would be operated in this area meanwhile.

MIDI Feeding Optics table As this table will be covered with the optics of the experiment, it will not be available for other purposes, and, as said before, has to be freed from all other equipment by the time of the experiment.

Leonardo table Two different situations can occur:

1. ESO can provide beamsplitters transparent at $10\mu\text{m}$. The only impact of TheBEs in this case would be the insertion of a $10\mu\text{m}$ multimode fiber provided by ESO;
2. ESO cannot provide those beamsplitters. We will therefore have to:
 - (a) remove the ART4 beamsplitter.
 - (b) replace the BSA1 beamsplitter by a flat mirror OR insert a flat mirror between the BSA1 and 2;
 - (c) replace the fiber by the $10\mu\text{m}$ multimode fiber.

VINCI table We need room for inserting a flat mirror between the ALI5 and INA units. The only known impact is the necessary displacement of the "fiber parking device" which is installed at this position.

No action is planned for TheBEs regarding the VINCI optics. Moreover, if no beamsplitter transparent at $10\mu\text{m}$ can be provided by ESO, it is **mandatory** not to touch anything on the VINCI table, as the ALI Unit will serve as a reference for a re-alignment of the Leonardo table after the re-insertion of the beamsplitters.

A.4 Operations

A.4.1 Introduction

The purpose of this document is to present the details of the tests we would want to perform on the VLTI with the TheBEs experiment (**T**hermal **B**ackground **E**stimation). First of all, the data acquisition procedures are described; then specifically the tests on the siderostats, and finally the tests on the UTs.

We want to perform as many tests as possible on the siderostats and thus not to have to ask for too much UT observing time.

A.4.2 Data acquisition

Detector The detector is a HgCdTe photometer installed in a small dewar, the autonomy of which is about 12h. The NEP is about 7.10^{-12} W.Hz^{-1/2}. Its bandpass ranges from 7 to 11 μ m.

As this detector was not specifically designed for this experiment, and as it is only lent to us, no action on it and its dewar regarding its adaptation to the VLTI concept can be achieved and a more or less complex system of parabola has to be inserted in the beams, in order to perform the adaptation to the beams in the interferometric laboratory.

Software The computer is a Quadra 700 with an interface box by National Instruments. The softwares are written in LabView 4.01, are derived from similar ones that have been made for FLUOR and provide the convenient interface that permits to adjust the acquisition parameters, in order to adapt them to the context. Files are saved under the LabView data format (which is a binary format). A simple data processing software exists that provides the user with simple diagnostic tools such as the acquired time sequence of observations, its corresponding power spectral density, statistical quantities, and the possibility to export the data into an ASCII spreadsheet.

The computer is equipped with a network card with one BNC and one RJ45 connector.

Standard test procedure As the thermal behaviour may be different depending on the side of the delay lines tunnel that is considered, using the beams issued from two delay lines should be useful.

Sampling frequencies of 1 Hz, 5 Hz, 40 Hz and 200 Hz are chosen because they are adapted to the typical frequencies used by MIDI, and to the NEP of the detector.

One full test, *in case two delay lines are available*, consists of data acquired while the following succession of operations are done:

1. select beam from delay line 1
2. 200 acquisitions, 1 s per sample;
3. 200 acquisitions, 200 ms per sample;
4. 200 acquisitions, 25 ms per sample;
5. 200 acquisitions, 5 ms per sample;
6. select beam from delay line 2
7. 200 acquisitions, 1 s per sample;

8. 200 acquisitions, 200 ms per sample;
9. 200 acquisitions, 25 ms per sample;
10. 200 acquisitions, 5 ms per sample;

A.4.3 Tests on the siderostats

Delay line tests Because vibrations may depend on the direction when the delay line is moving, the tests must be repeated for both directions. 7mm/s is the maximum speed required for tracking the zero OPD on a star at 60 deg from Zenith, for the longest baseline (200m). The "turn-back point" corresponds to the instant when the delay line has to change its direction. In this case, measurements should be performed on both sides of the turn-back moment. An intermediate speed can also be checked, to see a possible speed-dependence of the fluctuations.

Each of the tests should be done with the telescope at rest, pointing at the sky, then tracking on an empty part of the sky.

1. **First direction**
 - (a) at 7mm/s;
 - (b) at 3.5mm/s;
2. **Turn-back point**
3. **Second direction**
 - (a) at 3.5mm/s;
 - (b) at 7mm/s;

Photometric tests These tests are necessary to have an estimate of the transmission of the VLTI and of the absolute amplitude of the detected fluctuations. They can be performed on both Leonardo and a natural star.

A.4.4 Tests on the UT

As MIDI will mainly be operated on the UTs, it is necessary to understand the behaviour of such telescopes at $10\mu\text{m}$. Moreover, most of the moving optics of the VLTI that can cause fluctuations are located in the UTs: this remark applies to the Coudé trains and to the tip/tilt mirrors. Some of these tests are possible by day-time, with a closed dome, and will not therefore entail any impact on UT official time; however, as we need to test the telescope under conditions that are as close as possible to the ones under which MIDI will be operated, it will be necessary to perform some of the tests on sky, by night-time. As it is a kind of characterization of the UTs for their future interferometric role, this time should be regarded as commissioning and/or technical time.

Coudé trains tests The main difficulty to achieve is to impose that the Coudé train mirrors are moving while the telescope is pointing at a source which cannot produce any fluctuations at $10\mu\text{m}$. As the black body emission of the sky is far less important than that of the optical train, we can assume that pointing at an empty part of the sky, and tracking on it, can provide us with an accurate information about possible fluctuations induced by the Coudé train.

Tip/tilt tests These tests should be done under typical conditions of guidance on a star. This test is possible in day-time, with the telescope, at rest, observing the closed dome. This surface should provide us with a relatively stable black body which can serve as a reference. This has to be tested, and the heating of the dome by the sun may force us to point the telescope in the opposite direction. We suggest to drive the tip/tilt mirror as if the telescope were tracking on a star, under typical atmospheric turbulence. We also have to check whether the possible observed fluctuations should be due to the emissive dome, or to the motion of the tip/tilt mirror; this can be done by night-time, by observing an empty part of the sky. It is mandatory that the telescope should not track during this verification, as this would entail motions in the Coudé train. We have therefore to let the sky pass in front of the telescope.

Annexe B

Acronymes et abréviations

CETTE ANNEXE présente les acronymes et abréviations utilisés dans ce mémoire.

- A -

ADU Analogic to Digital Unit

AMBER Astronomical Multi-Beam Recombiner

AGB Asymptotic Giant Branch

AT Auxiliary Telescope

- B -

BP Bande Passante

- C -

CCD Coupled Charged Device

CHARA Center for High Angular Resolution Astronomy

- D -

DESPA DEpartement d'astrophysique SPAtiale

DRS Data Reduction Software

DSP Densité Spectrale de Puissance

DU Digital Unit

- E -

ESA European Space Agency

ESO European Southern Observatory

- F -

FEP Fonction d'Étalement de Point

FLUOR Fiber Linked Unit for Optical Recombination

FTS Fourier Transform Spectrometer

- G -

GENIE the Darwin Ground-based European Nulling Interferometer Experiment

- I -

IOTA Infrared and Optical Array

ISI Infrared Spatial Interferometer

- K -

KPNO Kitt Peak National Observatory

- L -

LESIA Laboratoires d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

- M -

MAX Mid-infrared Array eXpandable

MIDI MID-infrared interferometric Instrument

MMT Monolithic Mirror Telescope (ex-Multi Mirror Telescope)

- N -

NEP Noise Equivalent Power (densité équivalente de bruit)

- O -

OB Observation Block

OF Observation File

OPD Optical Path Difference

- P -

PRIMA Phase Reference Imaging and Micro-arcsecond Astrometry

PSF Point Spread Function

- S -

SNR Signal to Noise Ratio

SOIRDETE Synthèse d'Ouverture en Infra-Rouge avec DEux TElescopes

- T -

TheBEs THERmal Background ESTimation

TISIS Thermal Infrared Stellar Interferometric Setup

TPF Terrestrial Planet Finder

TTL Transistor-Transistor Logic

- U -

UKIRT United Kingdom InfraRed Telescope

UT Unit Telescope

- V -

VCM Variable Curvature Mirror

VIMA VLT Interferometer Main Array

VINCI VLT Interferometer Commissioning Instrument

VISA VLT Interferometer Secondary Array

VLT(I) Very Large Telescope (Interferometer)

Annexe C

Interferometric observations of evolved stars in the L' band

Bibliographie

- [Bedding et Zijlstra, 1998] Timothy R. Bedding et Albert A. Zijlstra. Hipparcos period-luminosity relations for Mira and semiregular variables. *Astrophysical Journal*, 506:L47–L50, 1998.
- [Berger *et al.*, 2001] J.-P. Berger, P. Haguenaer, P. Kern, K. Perraut, F. Malbet, I. Schanen, M. Severi, R. Millan-Gabet, et W. Traub. Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars. *Astronomy and Astrophysics*, 376:L31–L34, 2001.
- [Bordé *et al.*, 2002] Pascal Bordé, Guy Perrin, Thanh Nguyen, Anne Amy-Klein, Christophe Daussy, Pierre-Ivan Raynal, Alain Léger, et Gwenaél Mazé. 10 μm wavefront spatial filtering: First results with chalcogenide fibers. In *Proceedings SPIE Vol. 4838, Interferometry for Optical Astronomy II*, pages 273–279, 2002.
- [Chagnon *et al.*, 2002] Gilles Chagnon, Bertrand Mennesson, Guy Perrin, Vincent Coudé du Foresto, Philippe Salomé, Pascal Bordé, Marc Lacasse, et Wesley Traub. L'-band interferometric observations of evolved stars. *Astronomical Journal*, 124(5):2821–2832, Novembre 2002.
- [Chagnon *et al.*, 2003] Gilles Chagnon, Bertrand Mennesson, Guy Perrin, Vincent Coudé du Foresto, et Marc Lacasse. Interferometric observations of evolved stars in the L' band. In *Proceedings SPIE Vol. 4838, Interferometry in Optical Astronomy II*, pages 185–192, 2003.
- [Cheng *et al.*, 1986] A. Y. S. Cheng, E. K. Hege, E. N. Hubbard, L. Goldberg, P. A. Strittmatter, et W. J. Cocke. Diameter and limb-darkening measures for alpha Orionis. *Astrophysical Journal*, 309:737–744, 1986.
- [Colavita *et al.*, 1999] M.M. Colavita, J.K. Wallace, B.E. Hines, Y. Gursel, Fabien Malbet, D.L. Palmer, X.P. Pan, M. Shao, J.W. Yu, A.F. Boden, P.J. Dumont, J. Gubler, C.D. Koresko, S.R. Kulkarni, B.F. Lane, D.W. Mobley, et G.T. Van Belle. The Palomar Testbed Interferometer. *Astrophysical Journal*, 510:505–521, 1999.
- [Colavita, 1999] Marc M. Colavita. Fringe visibilities estimators for the Palomar Testbed Interferometer. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111:111–117, 1999.
- [Cotton *et al.*, 2000] W. Cotton, W. Jaffe, et I. Percheron. Observing procedure: Spectrally dispersed mode. Draft version: 1.0, Juillet 2000.
- [Coudé du Foresto *et al.*, 1997] Vincent Coudé du Foresto, Steve Ridgway, et Jean-Marie Mariotti. Deriving object visibilities from interferograms obtained with

- a fiber stellar interferometer. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 121:379–392, 1997.
- [Coudé du Foresto, 1994] Vincent Coudé du Foresto. *Interférométrie astronomique infrarouge par optique guidée monomode*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, Juillet 1994.
- [Cuby *et al.*, 2002] J. G. Cuby, C. Lidman, C. Moutou, R. Johnson, et V. Doublier. *ISAAC User Manual*. ESO, Juillet 2002.
- [Danchi *et al.*, 1994] W. Danchi, M. Bester, C.G. Degiacomi, L.J. Greenhill, et C.H. Townes. Characteristics of dust shells around 13 late-type stars. *Astronomical Journal*, 107(4):1469–1513, 1994.
- [Di Benedetto et Rabbia, 1987] G. P. Di Benedetto et Y. Rabbia. Accurate angular diameters and effective temperatures for eleven giants cooler than K0 by Michelson interferometry. *Astronomy and Astrophysics*, 188:114–124, 1987.
- [Fizeau, 1868] Hippolyte Fizeau. Prix Bordin : Rapport sur le concours de l'année 1867. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 66:932–934, 1868.
- [Fried, 1965] D.L. Fried. Statistics of a geometric representation of wavefront distortion. *Journal of the Optical Society of America*, 55(11):1427–1435, 1965.
- [Gondoin *et al.*, 2002] P. Gondoin, O. Absil, M. Fridlund, C. Erd, R. den Hartog, N. Rando, A. Glindemann, B. Koehler, R. Wilhelm, A. Karlsson, L. Labadie, I. Mann, A. Peacock, A. Richichi, Z. Sodnik, M. Tarenghi, et S. Volonte. The Darwin Ground-based European Nulling Interferometer Experiment (GENIE). In *Proceedings SPIE Vol. 4838, Interferometry for Optical Astronomy II*, pages 700–711, 2002.
- [Habing, 1996] H. J. Habing. Circumstellar envelopes and Asymptotic Giant Branch stars. *Astronomy and Astrophysics Review*, 7:97–207, 1996.
- [Hale *et al.*, 2000] D. D. S. Hale, M. Bester, W. C. Danchi, W. Fitelson, S. Hoss, E. A. Lipman, J. D. Monnier, P. G. Tuthill, et C. H. Townes. The Berkeley infrared spatial interferometer: A heterodyne stellar interferometer for the mid-infrared. *Astrophysical Journal*, 537:998–1012, 2000.
- [Jander *et al.*, 2000] G. Jander, B. Koehler, et P. Gitton. Interface Control Document between VLTI and its instruments. Rapport Technique VLT-ICD-ESO-15000-1826, ESO, Février 2000. Issue 2.0.
- [Käuffl *et al.*, 1991] H. U. Käuffl, P. Bouchet, A. Van Dijsseldonk, et U. Weilenmann. A sky-noise measurement and its implication for ground-based infrared astronomy in the 10-micron atmospheric window. *Experimental Astronomy*, 2:115–122, 1991.
- [Kervella *et al.*, 2000] Pierre Kervella, Vincent Coudé du Foresto, Andreas Glindemann, et Reiner Hofmann. VINCI: The VLT Interferometer commissioning instrument. In *Proceedings SPIE Vol. 4006, Interferometry in Optical Astronomy*, éditeurs Pierre Léna et Andreas Quirrenbach, volume 4006, pages 31–42, Juillet 2000.
- [Kiss *et al.*, 1999] L.L. Kiss, K. Szatmáry, R.R. Cadmus, Jr., et J.A. Mattei. Multi-periodicity in semi-regular variables. *Astronomy and Astrophysics*, 346:542–555, 1999.

- [Leinert *et al.*, 2003] Christoph Leinert, Uwe Graser, L. B. F. M. Waters, Guy S. Perrin, Walter Jaffe, Bruno Lopez, Frank Przygodda, Olivier Chesneau, Peter A. Schuller, Annelie W. Glazenborg-Kluttig, Werner Laun, Sebastiano Ligori, Jeffrey A. Meisner, Karl Wagner, Eric J. Bakker, Bill Cotton, Jeroen de Jong, Richard Mathar, Udo Neumann, et Clemens Storz. Ten-micron instrument MIDI: Getting ready for observations on the VLTI. In *Proceedings SPIE Vol. 4838, Interferometry for Optical Astronomy II*, pages 893–904, 2003.
- [Leinert, 2000] Christoph Leinert. MIDI in overview. document FDR VLT-TRE-MID-15820-0120, MIDI consortium, Janvier 2000.
- [Léna, 1996] Pierre Léna. *Astrophysique - Méthodes physiques de l'observation*. Savoirs actuels. InterEditions/CNRS Editions, 1996.
- [Maitte, 1981] Bernard Maitte. *La Lumière*. Points Sciences, 1981.
- [Malbet *et al.*, 1999] Fabien Malbet, Romain Petrov, U. Beckmann, E. Le Coarer, F. Lisi, D. Mouillet, K. Perrault, A. Richichi, S Robbe, et M. Saccheltini. AMBER - ESO/VLTI Conceptual Design Review 01/20/99, 1999. Report prepared by the AMBER team.
- [Manduca, 1979] A. Manduca. Infrared limb-darkening coefficients for late-type giant model atmospheres. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 36:411–414, 1979.
- [Mariotti, 1988] J.-M. Mariotti. Introduction to Fourier optics and coherence. In *Diffraction Limited Imaging with Very Large Telescopes*, page 3ff, 1988.
- [Mariotti, 1992] J. M Mariotti. Coherent combination instrumentation for the VLTI. In *VLT Report n° 65*. ESO, 1992.
- [Meisner, 1998] Jeffrey Meisner. Coherent integration of fringe visibility employing probabilistic determinations of atmospheric delay. In *SPIE Conference on Astronomical Interferometry, Kona, Hawaï*, volume 3350, pages 294–308, Juillet 1998.
- [Mennesson *et al.*, 1999] Bertrand Mennesson, Jean-Marie Mariotti, Vincent Coudé du Foresto, Guy Perrin, et Steve Ridgway. Thermal infrared stellar interferometry using single-mode guided optics: first results in the L band with the TISIS/IOTA experiment. *Astronomy and Astrophysics*, 346:181–189, 1999.
- [Mennesson *et al.*, 2000] B. Mennesson, G. Perrin, V. Coudé du Foresto, G. Chagnon, C. Ruilier, S. Morel, S. Ridgway, B. Lopez, P. de Laverny, W. Traub, N. Carleton, et M. Lacasse. Thermal infrared stellar interferometry using single-mode guided optics: First scientific results on IOTA. In *Proceedings SPIE Vol. 4006, Interferometry in Optical Astronomy*, éditeurs Pierre Léna et Andreas Quirrenbach, pages 481–490, Juillet 2000.
- [Mennesson *et al.*, 2002] B. Mennesson, G. Perrin, G. Chagnon, V. Coudé du Foresto, S. Ridgway, A. Mérand, P. Salomé, P. Bordé Dans W. Cotton, S. Morel, P. Kervella, W. Traub, et M. Lacasse. Evidence for very extended gaseous layers around O-rich Mira variables and M giants. *Astrophysical Journal*, 579:446–454, Novembre 2002.
- [Mennesson, 1999] Bertrand Mennesson. *Interférométrie stellaire dans l'infrarouge thermique : observations d'environnements circumstellaires par optique guidée mo-*

- nomode et contribution à la mission spatiale DARWIN*. Thèse de doctorat, Université de Paris VII, Décembre 1999.
- [Michelson et Pease, 1921] A. A. Michelson et F. G. Pease. Measurement of the diameter of α Orionis. *Astrophysical Journal*, 53:249–259, 1921.
- [Michelson, 1891] Albert A. Michelson. Measurement of Jupiter’s satellites by interference. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 3(17):274–278, 1891.
- [MIDI, 1998] Consortium MIDI. *Internal Concept Design Review for MIDI, the mid-infrared interferometric instrument for the VLTI*, Juillet 1998.
- [Monnier *et al.*, 2003] J. D. Monnier, R. Millan-Galbet, P. G. Tuthill, W. A. Traub, N. P. Carleton, V. Coudé du Foresto, W. C. Danchi, M. G. Lacasse, S. Morrel, G. Perrin, et I. L. Porro. Aperture synthesis using multiple facilities: Keck aperture masking and the IOTA interferometer. In *Proceedings SPIE, Vol 4838, Interferometry for Optical Astronomy II*, éditeur W. Traub, pages 379–386, 2003.
- [Monnier, 2003] John D. Monnier. Optical interferometry in astronomy. *Reports on Progress in Physics*, 66(5):789–857, Mai 2003.
- [Paresce, 1997] éditeur F. Paresce. *Science with the VLTI, Proceedings of the ESO Workshop Held in Garching, 18-21 June 1996*. European Southern Observatory, 1997.
- [Payne-Gaposchkin et Gaposchkin, 1938] Cecelia Payne-Gaposchkin et Sergueï Gaposchkin. *Variable Stars*, volume 5 de *Harvard Observatory Monographs*. Cambridge Mass., 1938.
- [Pelat, 1996] Didier Pelat. *Cours de Bruits et Signaux*, 1996.
- [Perrin *et al.*, 1998] Guy Perrin, Vincent Coudé du Foresto, Steve Ridgway, Jean-Marie Mariotti, Wesley Traub, M. Carleton, et M. Lacasse. Extension of the effective temperature scale of giants to types later than M6. *Astronomy and Astrophysics*, 331:619–626, 1998.
- [Perrin, 1996] Guy Perrin. *Une unité de recombinaison à fibres pour l’interféromètre IOTA. Application à l’étude des étoiles de type tardif*. Thèse de doctorat, Université de Paris VII, Décembre 1996.
- [Perrin, 2003] Guy Perrin. The calibration of interferometric visibilities obtained with single-mode optical interferometers. Computation of error bars and correlations. *Astronomy and Astrophysics*, 400:1173–1181, 2003.
- [Petit, 1982] Michel Petit. *Les Étoiles Variables*. Masson, 1982.
- [Petrov *et al.*, 2000] Romain Petrov, Fabien Malbet, Andrea Richichi, Karl-Heinz Hofmann, Denis Mourard, Karim Agabi, Pierre Antonelli, Eric Aristidi, Carlo Baffa, Udo Beckmann, Philippe Bério, Yves Bresson, et Frédéric Cassaing. AMBER: The near-infrared focal instrument for the Very Large Telescope Interferometer. In *Proceedings SPIE Vol. 4006, Interferometry in Optical Astronomy*, éditeurs Pierre Léna et Andreas Quirrenbach, pages 68–79, Juillet 2000.
- [Rabbia *et al.*, 1990] Yves Rabbia, Djamel Mékarnia, et Jean Gay. Infrared interferometry at Observatoire de la Côte d’Azur, France. In *SPIE Infrared Technology XVI*, volume 1341, pages 172–182, 1990.

- [Ridgway et Mariotti, 1988] Steve Ridgway et Jean-Marie Mariotti. Double Fourier spatio-spectral interferometry - Combining high spectral and high spatial resolution in the near infrared. *Astronomy and Astrophysics*, 195(1-2):350–363, Avril 1988.
- [Rohloff *et al.*, 2000] Rohloff, Laun, et U. Graser. MIDI cryo design. document FDR VLT-TRE-MID-15822-0123, Consortium MIDI, Février 2000.
- [Ruilier, 1999] Cyril Ruilier. *Filtrage modal et recombinaison de grands télescopes. Contributions à l'instrument FLUOR*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, Décembre 1999.
- [Stéphan, 1874] Edouard Stéphan. Sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 78:1008–1012, 1874.
- [Traub, 1998] W.A. Traub. Recent results from the IOTA interferometer. In *Proceedings of SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation*, volume 3350, pages 848–855, Juillet 1998.
- [van Cittert, 1934] P. H. van Cittert. Die wahrscheinliche Schwingungsverteilung in einer von einer Lichtquelle direkt oder mittels einer Linse beleuchteten Ebene. *Physica*, 1:201–210, 1934.
- [Wilson *et al.*, 1992] R. W. Wilson, J. E. Baldwin, D. F. Buscher, et P. J. Warner. High-resolution imaging of betelgeuse and mira. *Monthly Notices of the Royal Academy Society*, 257(3):369–376, 1992.
- [Wolfe et Zissis, 1978] William L. Wolfe et George J. Zissis. *The infrared handbook*. Environmental Research Institute of Michigan. Infrared Information and Analysis (IRIA) Center, Washington, 1978.
- [Young *et al.*, 1994] A. T. Young, E. F. Milone, et C. R. Stagg. On improving IR photometric passbands. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 105:259–279, Juin 1994.
- [Zernike, 1938] F. Zernike. The concept of degree of coherence and its application to optical problems. *Physica*, 5:785–795, 1938.