Caractérisation du banc stabilisé d'interférométrie en frange noire PERSÉE

Julien Lozi

▶ **To cite this version:**

Julien Lozi. Caractérisation du banc stabilisé d'interférométrie en frange noire PERSÉE. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112047 . tel-00690642

HAL Id: tel-00690642

https://theses.hal.science/tel-00690642

Submitted on 24 Apr 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale d'Astronomie & Astrophysique
d'Île-de-France

CNES — Centre National d'Études Spatiales
Onera — The French Aerospace Lab

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Spécialité Astronomie & Astrophysique

par
M. Julien LOZI

CARACTÉRISATION DU BANC STABILISÉ D'INTERFÉROMÉTRIE EN FRANGE NOIRE PERSÉE

soutenue le 12 mars 2012 devant le jury composé de :

M. Pierre Chavel	Président du jury
M. Olivier Guyon	Rapporteur
M. Fabien Malbet	Rapporteur
M^{me} Françoise Delplancke	Examinatrice
M. Marc Ollivier	Directeur de thèse
M. Frédéric Cassaing	Co-directeur de thèse
M. Jean-Michel LeDuigou	Invité

à mes grands-parents,

à mes parents,

et surtout à Anouck

REMERCIEMENTS

I must not fear. Fear is the mind-killer. Fear is the little-death that brings total obliteration. I will face my fear. I will permit it to pass over me and through me. And when it has gone past I will turn the inner eye to see its path. Where the fear has gone there will be nothing. Only I will remain.

Bene Gesserit Litany Against Fear.
Franck Herbert, Dune (1965)

Il est difficile de savoir dans quoi on s'embarque lorsqu'on signe pour une thèse. En sortant d'école d'ingénieur, il n'y a pas grand monde pour nous dire si le sujet qu'on a choisi sera intéressant, quel impact il aura dans la communauté, et s'il sera suivi de développements futurs. Ce n'est qu'à la fin que ce qu'on a produit n'est pas tout à fait inutile, même si les perspectives ne sont pas les plus idéales. Pendant ces trois et quelques années, j'ai appris à laisser de côté cette peur de l'après thèse. Il faut dire que si le contexte de mon sujet n'est pas sur la meilleure pente actuellement, J'ai tout de même eu l'aide et le soutien d'un grand nombre de personnes, que je tiens à remercier ici. Alors comme dirait un docteur célèbre au fort accent british (quel docteur ?) : « allons-y ! »

Tout d'abord, je remercie fortement Frédéric Cassaing, qui a su m'encadrer et me mener sur les bons chemins, même s'il est parfois difficile à suivre… Ses grandes connaissances en interférométrie jusqu'aux raccourcis emacs m'auront été très profitables. Ses jeux de mots un peu moins, mais ce sont les fameux mots Cassaing, incontournables…

Merci à mon directeur de thèse, Marc Ollivier, qui a été d'une grande aide pour me présenter le contexte de ma thèse, et qui a su se rendre disponible surtout lors de l'épreuve longue de la relecture du manuscrit.

Je remercie également Jean-Michel Le Duigou, qui a communiqué au projet PERSÉE et à mon travail son très grand enthousiasme, malgré la distance Toulouse-Meudon. Il a été jusqu'au bout un chef de projet efficace qui a fortement contribué à la réussite du banc.

Merci également aux deux rapporteurs, Olivier Guyon et Fabien Malbet, qui ont donné de

leur temps pour lire avec intérêt l'ensemble du manuscrit (et il y en a peu qui oseront...). Je remercie également Françoise Delplancke, qui m'a fait l'honneur de participer à mon jury, ainsi que Pierre Chavel, qui l'a aimablement présidé.

Mon travail n'aurait pas été possible sans la participation de toute l'équipe de PERSÉE, que je remercie fortement : dans le désordre, mon prédécesseur Kamel Houairi qui m'a beaucoup aidé au début de ma thèse, Béatrice Sorrente, Joseph Montri, Jean-Michel Reess, Tristan Buey, Vincent Coudé du Foresto, Amandine Caillat, François Hénault, Aurélie Marcotto, Paul Girard, Nicolas Mauclert, Marc Barillot, et surtout le gang des Persée-Cutters, Laurie "Tout Naze" Pham, Émilie "Kiwi" Lhomé et Sophie "Citron" Jacquinod, sans qui ces trois années auraient été plus tristes. Mais aussi moins douloureuses pour ma tête. Comme on dit « you want it... » Alors plein de trololo à elles, mais surtout pas la mouillette ! Je suis sûr qu'elles prendront bien soin des enfants adoptés pendant 3 ans !

Un grand merci aussi à toute l'équipe de l'unité HRA et surtout les voisins de SPHERE, qui mon tenu compagnie plus longtemps que prévu. Je leur doit beaucoup, non seulement pour leurs connaissances dans le contrôle, mais aussi pour l'apprentissage d'une certaine rigueur dans le travail, et pour la solidarité qui forme la cohésion de cette équipe. Un grand grand merci à Nicolas pour ces trois années de soutien, j'espère que tout se passera bien dans sa forêt bavaroise. Bon courage aussi aux futurs docteurs de l'équipe, Amélie, Bruno, Rudolph, Marie, Léo, Juliette, Gaetano, Bertrand, Rémy, Baptiste et Cédric, avec qui j'ai passé de bons moments autour d'un thé ou d'une bière !

Merci également aux Meudonnais du LESIA, avec qui j'ai partagé tant de barbecues, et qui m'ont ouvert les portes de ce site exceptionnel qu'est l'Observatoire de Meudon. Merci également à eux pour m'avoir associé au projet Histoptique, j'espère qu'on continuera cette collaboration, vraiment passionnante !

Merci aussi à toute l'équipe de SCExAO, Olivier, Frantz, Vincent, Christophe, Bob, Paul, Célia et Tyler, pour m'avoir accueilli pendant 3 semaines. Ça m'a fait plaisir de revoir Big Island et les séances de volley !

Merci à tous mes amis de leur soutiens et de leur affection, et notamment ceux qui ont pu venir à ma soutenance, ça m'a fait un très grand plaisir. Merci aussi à ma famille, mes grands-parents et surtout mes parents, qui ont toujours cru en moi et m'ont soutenu dans mes différents projets.

Et enfin, comme j'aime bien garder le meilleur pour la fin, un énorme merci à Anouck, qui me supporte dans tous les sens du terme depuis 5 ans, qui m'a soutenu tout au long de cette thèse. Elle a réussi à organiser un magnifique mariage pendant que je rédigeais, et avec mes parents le meilleur pot de thèse qu'on ait jamais vu. Je ne sais pas ce que l'avenir nous réserve, mais je sais que je pourrai toujours compter sur elle.

Bon courage pour la suite de la lecture !

RÉSUMÉ

L'observation des exoplanètes pose deux problèmes : le contraste entre la planète et l'étoile et leur très faible séparation. L'une des techniques permettant de résoudre ces difficultés est l'interférométrie en frange noire : deux pupilles sont recombinés pour faire une interférence destructive sur l'étoile, et leur base est réglée pour que l'interférence soit constructive sur la planète. Cependant, pour garantir une extinction suffisante de l'étoile, la différence de trajet optique entre les faisceaux doit être de l'ordre du nanomètre, et le pointage meilleur que le centième de tache d'Airy, malgré les perturbations extérieures.

Pour valider les points critiques d'une telle mission spatiale, un démonstrateur de laboratoire, PERSÉE, a été défini par un consortium dirigé par le CNES et incluant l'IAS, le LESIA, l'ONERA, l'OCA et Thales Alenia Space puis intégré à l'Observatoire de Meudon. Ce banc simule une mission spatiale dans son ensemble (interféromètre et cophasage nanométrique). Son objectif est de délivrer et maintenir une extinction de 10^{-4} stabilisé à mieux que 10^{-5} sur plusieurs heures, en présence de perturbations typiques que l'on injecte.

Mon travail de thèse a consisté à intégrer le banc en étapes successives et à développer des procédures d'étalonnage. Ceci m'a aidé à caractériser les différents éléments critiques séparément avant de les regrouper. Après avoir mis en IJuvre les boucles de contrôle du cophasage, leur analyse précise m'a permis de réduire à $0,3$ nm rms le résidu de différence de marche, et à $0,4$ % de la tache d'Airy le résidu de tip/tilt, malgré la présence de perturbations d'une dizaine de nanomètres d'amplitude, constituées de plusieurs dizaines de fréquences vibratoires entre 1 et 100 Hz. Cela a été possible grâce à l'implémentation d'un contrôleur linéaire quadratique gaussien, paramétré par la mesure préalable de la perturbation pour la réduire au maximum. Grâce à ces très bons résultats, j'ai pu obtenir un taux d'extinction record sur la bande $[1,65–2,45]$ µm de $8,8\times10^{-6}$ stabilisé à 9×10^{-7} sur quelques heures, soit une décade meilleure que les spécifications initiales. L'extrapolation de ces résultats au cas d'une mission spatiale montre que les performances attendues sont atteignables si le flux disponible est suffisamment important. Avec des télescopes de 40 cm et une fréquence d'asservissement de l'ordre de 100 Hz, des étoiles de magnitude inférieure à 9 devraient être observables.

ABSTRACT

There are two problems with the observation of exoplanets : the contrast between the planet and the star and their very low separation. One technique solving these problems is nulling interferometry : two pupils are recombined to make a destructive interference on the star, and their base is adjusted to create a constructive interference on the planet. However, to ensure a sufficient extinction of the star, the optical path difference between the beams must be around the nanometer, and the pointing must be better than one hundredth of Airy disk, despite the external disturbances.

To validate the critical points of such a space mission, a laboratory demonstrator, PERSÉE, was defined by a consortium led by CNES, including IAS, LESIA, ONERA, OCA and Thales Alenia Space and integrated in Meudon Observatory. This bench simulates the entire space mission (interferometer and nanometric cophasing system). Its goal is to deliver and maintain an extinction of 10^{-4} stable at better than 10^{-5} over a few hours in the presence of typical injected disturbances.

My thesis work consisted in integrating the bench in successive stages and to develop calibration procedures. This helped me to characterize the critical elements separately before grouping them. After having implemented the control loops of the cophasing system, their precise analysis helped me to reduce down to 0.3 nm rms the residual OPD, and 0.4 % of the Airy disk the residual tip/tilt, despite disturbances of tens of nanometers, consisting of several tens of vibrational frequencies between 1 and 100 Hz. This has been achieved by the implementation of a linear quadratic Gaussian controller, parameterized by the preliminary measurement of the disturbance to minimize. Thanks to these excellent results, I obtained on the band [1.65–2.45] μm a record null rate of 8.8×10^{-6} stabilized at 9×10^{-7} over a few hours, a decade better than the original specifications. An extrapolation of these results to the case of a space mission shows that the expected performance is achievable if the available flux is sufficiently important. With telescopes of 40 cm and a control frequency around 100 Hz, stars brighter than magnitude 9 should be observable.

TABLE DES MATIÈRES

Résumé **v**

Liste des figures **xv**

Liste des tableaux **xxiii**

Sigles et abréviations **xxv**

Introduction **xxix**

1 L'observation des exoplanètes **1**

1.1 La détection et l'observation des exoplanètes 2

1.1.1 Qu'est-ce qu'une exoplanète ? 2

1.1.2 Une observation difficile 6

1.2 Évolution historique de la haute résolution angulaire 10

1.2.1 Qu'est-ce que la résolution angulaire ? 10

1.2.2 Les lentilles de Cassini et l'observation des planètes 12

1.2.3 Des télescopes de plus en plus grands 22

1.2.4 Observer les exoplanètes avec un seul télescope 25

1.3 L'interférométrie pour l'observation des exoplanètes 30

1.3.1 Évolution de l'interférométrie 30

1.3.2 Principe de l'interférométrie en frange noire 35

1.3.3 Taux d'extinction et facteurs limitants . . . 38
1.3.4 Projets pour la détection d'exoplanètes . . . 41
1.3.5 État de l'art des bancs de test d'interférométrie en frange noire. . . . 47
1.4 Conclusion . . . 49

2 PERSÉE, modèle d'interféromètre spatial en frange noire 51
2.1 Le banc PERSÉE . . . 52
2.1.1 Contexte du projet . . . 52
2.1.2 Les objectifs de PERSÉE . . . 53
2.1.3 Décomposition de l'objectif de taux d'extinction . . . 53
2.1.4 Communication au SPIE Astron. telescopes and instrumentation . . . 55
2.2 La mesure de différence de marche pour le cophasage des faisceaux . . . 65
2.2.1 Principe de la modulation ABCD . . . 65
2.2.2 Le Mach-Zehnder modifié, le cœur du banc PERSÉE . . . 67
2.2.3 Mise en équation des intensités en sortie du Mach-Zehnder Modifié . . . 69
2.2.4 Étalonnage de la matrice de démodulation . . . 72
2.3 Le cohérençage, pour étendre la dynamique de mesure . . . 73
2.3.1 Estimateur simple . . . 73
2.3.2 Estimateur élargi . . . 74
2.4 La commande LQG pour la correction de vibrations . . . 75
2.4.1 Boucle d'asservissement pour une perturbation monomode . . . 76
2.4.2 Modélisation temporelle de la perturbation . . . 80
2.4.3 Principe de la commande LQG pour une perturbation monomode . . . 81
2.4.4 Méthode d'identification des perturbations . . . 84
2.5 Ma thèse dans ce contexte . . . 86

3 Intégration et développement du banc PERSÉE 89
3.1 Introduction . . . 90
3.2 Configuration intermédiaire en autocollimation . . . 90
3.2.1 Configuration du banc de test à l'Onera . . . 90
3.2.2 Première configuration du banc à Meudon . . . 92

3.2.3 Deuxième configuration du banc à Meudon . . . 94
3.3 Configuration finale . . . 95
3.3.1 Description . . . 95
3.3.2 Procédure d'alignement . . . 99
3.4 Modifications apportées à la conception initiale . . . 105
3.4.1 Modification du module source . . . 105
3.4.2 Modification de la voie de référence de flux . . . 115
3.5 Développement d'une interface de pilotage et d'analyse . . . 116
3.6 Étalonnage spectral par transformation de Fourier . . . 118
3.6.1 Principe de la mesure . . . 118
3.6.2 Influence et correction des non linéarités de la platine . . . 121
3.6.3 Résultats de l'analyse spectrale . . . 123
3.6.4 Calcul de la largeur spectrale . . . 124
3.7 Conclusion . . . 126

4 Optimisation de la correction de perturbations 127
4.1 Introduction . . . 128
4.2 Description du contrôle de cophasage de PERSÉE . . . 128
4.2.1 Description détaillée des boucles d'asservissement . . . 128
4.2.2 Étalonnage des actionneurs de piston-tip/tilt . . . 133
4.2.3 Analyse des actionneurs . . . 141
4.3 Caractérisation du contrôle du tip/tilt de PERSÉE . . . 143
4.3.1 Étalonnage du senseur de tip/tilt . . . 143
4.3.2 Analyse de la boucle de contrôle de tip/tilt . . . 148
4.4 Caractérisation du contrôle du piston de PERSÉE . . . 152
4.4.1 Étalonnage du senseur de franges . . . 152
4.4.2 Analyse de la boucle de contrôle de piston avec un intégrateur pur . . . 164
4.5 Optimisation de la boucle de piston par un contrôleur LQG . . . 171
4.5.1 Adaptation de l'identification des perturbations à PERSÉE . . . 171
4.5.2 L'intégrateur et le LQG sans perturbations injectées . . . 174
4.5.3 Analyse de l'identification en fonction de la perturbation injectée . . . 179

4.5.4 Correction de perturbations typiques du vol en formation 188
4.5.5 Conclusion 192
4.6 Étude vibratoire du tip/tilt de l'instrument SCExAO 193
4.6.1 Description de l'expérience 193
4.6.2 Analyse vibratoire 209
4.6.3 Conclusions 220

5 Performance de l'extinction sur PERSÉE 221
5.1 Introduction 222
5.2 Taux d'extinction en lumière monochromatique 222
5.2.1 Contributions au taux d'extinction 222
5.2.2 Discussion sur les fuites stellaires 223
5.2.3 Premières mesures dans la configuration en autocollimation 224
5.2.4 Stabilité thermique 226
5.2.5 Mesures avec la caméra scientifique 228
5.3 Procédure d'étalonnage de la voie scientifique 230
5.3.1 Description de la voie scientifique 230
5.3.2 Discussion sur le calcul du taux d'extinction 232
5.3.3 Objectif de l'étalonnage 234
5.3.4 Mesure des densités 235
5.3.5 Étalonnage de la caméra scientifique 236
5.4 Analyse du taux d'extinction sur 100 s 243
5.4.1 Présentation des résultats 243
5.4.2 Perturbations de phase 244
5.4.3 Déséquilibre photométrique 253
5.4.4 Étude de la polarisation 256
5.4.5 Synthèse de l'analyse sur 100 s 258
5.4.6 Taux d'extinction en présence de perturbations 259
5.5 Stabilité sur plusieurs heures 262
5.5.1 Conditions de mesure 262
5.5.2 Présentation des résultats 264

5.5.3 Perturbations de phase . . . 266
5.5.4 Déséquilibre photométrique . . . 270
5.5.5 Synthèse de l'analyse long terme . . . 270
5.6 Conclusions . . . 273

6 Extrapolation au cas d'une mission spatiale 275
6.1 Introduction . . . 276
6.2 Discussion sur les fuites stellaires . . . 276
6.3 Mise à l'échelle de PÉGASE . . . 279
6.3.1 Train optique de PÉGASE . . . 279
6.3.2 Facteurs d'échelle . . . 280
6.4 Résultats de cophasage . . . 281
6.4.1 Pointage fin . . . 281
6.4.2 Différence de marche . . . 283
6.5 Extrapolation du taux d'extinction obtenu . . . 286
6.5.1 Contributions de la phase . . . 286
6.5.2 Déséquilibre photométrique . . . 289
6.5.3 Polarisation . . . 290
6.5.4 Bilan de taux d'extinction de PÉGASE . . . 290
6.6 Conclusions . . . 292

Conclusion et perspectives 293

Bibliographie 297

Annexes 305

A Communication au SPIE Astronomical telescopes and instrumentation (2010) 307

B Communication au SPIE Optics + Photonics (2011) 321

C Liste des publications 339

LISTE DES FIGURES

1.1 Nombre d'exoplanètes détectées par année. 4
1.2 Masse des planètes extrasolaires en fonction de l'année de découverte. 5
1.3 Les différentes méthodes de détection d'exoplanètes. 5
1.4 Séparation angulaire en fonction de la masse des planètes imagées. 7
1.5 Séparation angulaire en fonction du demi-grand axe de l'orbite de la planète. . 8
1.6 Comparaison entre le spectre de la Terre et le spectre du Soleil. 9
1.7 Premiers dessins de Saturne. 12
1.8 Portrait de Jean-Dominique Cassini. 13
1.9 Nuit d'observation à l'Observatoire de Paris, vers 1685. 14
1.10 Objectifs de Cassini. 16
1.11 Mesures du front d'onde et de la FEP associée de la lentille n^{o} 40. 18
1.12 Mesures des fronts d'ondes et des FEP associées aux lentilles n^{os} 41, 43 et 44. . 19
1.13 Saturne, Jupiter et Mars vus à travers les lentilles n^{os} 40, 41, 43 et 44. 21
1.14 Les plus grandes lunettes astronomiques d'Europe. 22
1.15 Évolution de la taille des lunettes et télescopes au fil des siècles. 24
1.16 Grands télescopes actuels et futurs. 25
1.17 Principe de l'optique adaptative. 26
1.18 Première image d'exoplanète. 27
1.19 Les différentes méthodes d'imagerie à haut contraste. 29
1.20 Principe du Phase Induced Amplitude Apodization (PIAA). 30

1.21 Figure d'interférence obtenue avec une expérience de fentes d'Young. 31
1.22 Principe de l'interférométrie optique pour l'astronomie. 31
1.23 Interféromètre de Michelson au télescope Hooker. 33
1.24 Image de Bételgeuse obtenue par interférométrie. 35
1.25 Principe de l'interféromètre de Bracewell. 37
1.26 Carte de transmission d'un interféromètre de Bracewell. 38
1.27 Projet d'interféromètre en frange noire pour l'antarctique, ALADDIN. 42
1.28 Deux configurations du projet Darwin/TPF-I. 43
1.29 Vue d'artiste du projet PÉGASE, proposé au CNES et à l'ESA. 44
1.30 Projet FKSI de la NASA/Goddard Space Flight Center. 46
1.31 Projet DAViNCI, mélange entre TPF-C et TPF-I. 46
1.32 État de l'art des résultats de taux d'extinction. 48
1.33 Le banc Adaptive Nuller. 49

2.1 Les quatre points majeurs d'un interférogramme. 65
2.2 Principe de la modulation ABCD. 66
2.3 Principe du MMZ de Persée. 67
2.4 Principe du cohérençage à deux longueurs d'onde. 73
2.5 Diagramme par blocs d'une boucle d'asservissement en OA ou interférométrie. 76
2.6 Chronologie de la boucle d'asservissement. 77
2.7 Fonctions de transfert de l'intégrateur en fonction de son gain. 79
2.8 DSP relatives d'un AR2 avec différentes valeurs d'amortissement $k^{vib,i}$. 81
2.9 Identification de la composante basse fréquence et du bruit de mesure. 85
2.10 Photo de groupe de l'équipe PERSÉE. 87
2.11 Déroulement du projet PERSÉE, les différents acteurs et les thèses associées. . 88

3.1 Le MMZ n° 1, utilisé pour tester le sous-système de cophasage à l'Onera. . . . 91
3.2 Schéma optique du montage en autocollimation réalisé à l'Onera. 92
3.3 Montage en autocollimation sur le banc PERSÉE. 93
3.4 Faisceaux parasites dans une lame trapézoïdale du MMZ. 94
3.5 Les deux lignes à retard grande course du banc PERSÉE. 95

3.6 Configuration finale du banc PERSÉE. 96
3.7 Collimateur M0, avec les masques des faisceaux. 97
3.8 Les miroirs M1a et M1b intégrés sur le banc. 98
3.9 Déphaseur achromatique de π géométrique. 98
3.10 Miroir annulaire M11 pour le senseur de tip/tilt. 99
3.11 Miroirs de référence de l'alignement. 101
3.12 Théodolite utilisé pour l'alignement. 102
3.13 Optiques utilisées pour l'alignement. 102
3.14 Amélioration de l'alignement des blocs spectrométriques. 105
3.15 Monture rapprochant les trois sources au foyer du collimateur M0. 106
3.16 Franges de cophasage, lorsque la fibre scientifique est au foyer de M0. 107
3.17 Contraste des franges en fonction de la position de la fibre au foyer de M0. . . . 107
3.18 Franges obtenues lorsque la source xénon est utilisée pour le cophasage. 108
3.19 Banc d'injection de la source Fianium. 109
3.20 Fluctuations relatives de la source dans les trois bandes spectrales. 110
3.21 DSP du flux mesuré en $\mathcal{I}$, $\mathcal{J}$ et $\mathcal{K}$ lorsque le flux moyen injecté est maximal. . 111
3.22 DSP du flux mesuré en $\mathcal{I}$, $\mathcal{J}$ et $\mathcal{K}$ lorsque l'injection est réduite. 111
3.23 Variance du signal mesuré en fonction du flux de la source dans le FS. 112
3.24 Variance du signal mesuré en fonction du flux de la source dans la caméra. . . . 113
3.25 Configuration modulaire d'injection de différentes sources. 114
3.26 Banc d'injection des sources monochromatiques. 114
3.27 Mesure du flux de référence près du foyer de M0. 116
3.28 Interface de l'IHM lorsque les boucles sont mises en marche. 117
3.29 Spectre des différents canaux spectraux. 122
3.30 Caractérisation des canaux spectraux de la caméra scientifique. 125

4.1 Les deux senseurs de piston et de tip/tilt, montés sur le banc PERSÉE. 130
4.2 Actionneurs utilisés sur le banc PERSÉE : il y en a deux, un par bras. 130
4.3 Architecture temps réel du banc PERSÉE. 131
4.4 Chronogramme du contrôle temps réel durant une trame de la boucle de piston. 132
4.5 Non-linéarités du FRAS sur l'axe y. 138

4.6 Non-linéarités du FRAS sur l'axe *x*. 138
4.7 Images des deux bras obtenues sur la caméra du FRAS. 139
4.8 Données d'étalonnage du FRAS. 140
4.9 Mesure de la linéarité d'un des deux actionneurs. 141
4.10 Réponse à un échelon de piston des deux platines S316. 142
4.11 Masques motorisés sur chaque bras. 144
4.12 Données d'étalonnage de l'injection dans la fibre scientifique. 144
4.13 Mesures du coefficient de couplage de la fibre monomode. 145
4.14 Données enregistrées par la caméra durant un étalonnage fin du tip/tilt. 148
4.15 Fonction de transfert du suiveur de tip/tilt. 149
4.16 DSP des différents angles mesurés par le senseur de tip/tilt, en boucle ouverte. . 150
4.17 DSP des différents angles mesurés par le senseur de tip/tilt, en boucle fermée. . 151
4.18 Variations des angles des deux bras a et b sur 10 s, en boucle fermée. 151
4.19 Résidu de correction en tip/tilt en fonction du flux dans chaque bras. 152
4.20 Données d'étalonnage du FS avec des sources étroites. 153
4.21 Mesure de la DDM lors de l'injection d'une dérive parabolique. 154
4.22 Données d'étalonnage du FS en polychromatique. 155
4.23 Spectres par transformée de Fourier, dans deux situations d'alignement. 157
4.24 Interférogrammes obtenus lors de l'étalonnage du FS. 159
4.25 Estimation des intensités relatives I_a et I_b dans les voies $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$. 160
4.26 Estimation des visibilités relatives dans les voies $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$. 161
4.27 Estimation de la DDM déroulée. 162
4.28 Erreur absolue d'estimation de la DDM dans les deux bandes spectrales. 163
4.29 Mesure de la DDM avec deux longueurs d'onde. 163
4.30 Fonction de transfert du suiveur de piston. 164
4.31 Plan des environs de l'Observatoire de Meudon. 165
4.32 DDM perturbée par le passage d'un avion. 166
4.33 Effet des lignes à retard sur la DSP de DDM. 168
4.34 Effet des LAR sur la DSP de la DDM en boucle fermée. 169
4.35 Effet des jauges de contrainte sur la DSP de la DDM en boucle fermée. 170

4.36 Fichiers temporels lors de la fermeture de la boucle. 172
4.37 DSP de la DDM en boucle ouverte, avec et sans les jauges de contrainte. 175
4.38 Perturbations du laboratoire en boucle ouverte et en boucle fermée. 176
4.39 Effet de la surestimation du bruit de mesure. 177
4.40 Performances de l'intégrateur pour différentes valeurs de flux. 178
4.41 Performances du LQG pour différentes valeurs de flux. 178
4.42 Résidus de DDM en fonction du flux pour les deux contrôleurs. 179
4.43 Correction du résidu basse fréquence de pointage des satellites. 181
4.44 Impact de la fréquence de la vibration. 183
4.45 Effet de l'amplitude sur l'estimation. 184
4.46 Correction de deux vibrations séparées de $0,5$ Hz et de $0,1$ Hz. 187
4.47 Correction de 10 vibrations réparties uniformément entre 5 et 55 Hz. 188
4.48 DSP théorique d'une simulation. 189
4.49 Correction des perturbations typiques pour $\sigma_{\text{inj,PS}} = 3$ nm. 190
4.50 Correction des perturbations typiques pour $\sigma_{\text{inj,PS}} = 15$ nm. 191
4.51 Architecture de l'instrument SCExAO. 193
4.52 L'instrument SCExAO tel qu'il a été monté au télescope Subaru. 208
4.53 SCExAO monté au foyer Nasmyth infrarouge du télescope Subaru. 209
4.54 Analyse de la régularité de l'acquisition du CLOWFS. 210
4.55 Analyse de la régularité de l'acquisition du CLOWFS. 211
4.56 Analyse fréquentielle de l'acquisition du CLOWFS. 211
4.57 Zoom sur les hautes fréquences de la DSP. 212
4.58 Hautes fréquences de la DSP des différentes simulations. 213
4.59 Analyse de la régularité de l'acquisition de la caméra infrarouge. 214
4.60 Analyse de la régularité de l'acquisition de la caméra infrarouge. 214
4.61 Analyse fréquentielle de l'acquisition de la caméra infrarouge. 215
4.62 Représentation XY du tip/tilt sur la caméra EMCCD visible. 217
4.63 DSP du tip/tilt sur la caméra EMCCD visible. 218
4.64 Intégrale cumulée du tip/tilt sur la caméra EMCCD visible. 219

5.1 Taux d'extinction minimum dû à l'effet d'enveloppe du spectre de la source. . . 225

5.2 Signaux obtenus lors de mesures de taux d'extinction. 226
5.3 Sondes de températures placées dans le MMZ. 227
5.4 Corrélation entre la dérive de la DDM et la variation de température. 227
5.5 Variation de la température dans différentes conditions. 229
5.6 Taux d'extinction en monochromatique mesuré avec la caméra scientifique. . . 229
5.7 Simulation de la contribution de la DDM au taux d'extinction. 230
5.8 Spectromètre de la voie scientifique pour la mesure du taux d'extinction. 231
5.9 Densité optique des trois densités, sur les différents canaux spectraux. 236
5.10 Données obtenues sur la caméra scientifique lors de l'étalonnage. 237
5.11 Fluctuations typiques de la source. 238
5.12 Mesure de l'écart de flux au cours de l'étalonnage de la voie scientifique. . . . 239
5.13 Franges d'interférence des canaux de la caméra. 240
5.14 Détermination des caractéristiques des franges de la voie scientifique. 241
5.15 Exemple de fichier d'étalonnage de la position de référence du FS. 243
5.16 Meilleur résultat de taux d'extinction sur 100 s. 244
5.17 Le bruit de DDM et sa contribution sur le taux d'extinction. 247
5.18 Contribution du chromatisme sur le taux d'extinction. 248
5.19 Effets du bruit de mesure et du biais de DDM sur le taux d'extinction. 249
5.20 Comparaison des histogrammes des taux d'extinction mesuré et simulé. 250
5.21 Contribution du biais δ_{ref} au taux d'extinction pour chaque canal. 252
5.22 DSP du taux d'extinction mesuré et du taux d'extinction simulé à partir de δ_w. . 252
5.23 Contribution du déséquilibre de flux sur le taux d'extinction. 254
5.24 Contribution de la stabilité de la boucle de tip/tilt sur le taux d'extinction. . . . 255
5.25 Taux d'extinction en fonction de l'angle appliqué sur l'axe x du miroir M1b. . . 257
5.26 Synthèse des contributeurs du taux d'extinction. 258
5.27 Taux d'extinction obtenu avec les deux lois de commande. 260
5.28 DSP du taux d'extinction obtenu avec les deux contrôleurs. 261
5.29 Mesure de la température durant la mesure longue durée. 262
5.30 Durées des deux étalonnages. 263
5.31 Stabilités des boucles d'asservissement durant la mesure. 264

5.32 Dérive du FS durant 7h. 265
5.33 Mesure longue durée du taux d'extinction. 265
5.34 Contribution de δ_w sur le taux d'extinction. 267
5.35 Mesure du chromatisme et sa contribution sur le taux d'extinction. 267
5.36 Dérive moyenne des mesures de taux d'extinction. 269
5.37 Contribution de δ_{ref} sur le taux d'extinction. 269
5.38 Mesure du déséquilibre des flux et sa contribution sur le taux d'extinction. . . . 270
5.39 Profil spectral du taux d'extinction et ses contributions. 271

6.1 Contribution des fuites géométriques sur le taux d'extinction. 277
6.2 Conception du train optique de PÉGASE. 279
6.3 Surface collectrice minimale pour le FRAS en fonction de la magnitude. 283
6.4 Diamètre de pupille minimal pour le FS en fonction de la magnitude. 285
6.5 Contribution du résidu de différence de marche sur le taux d'extinction. 287

LISTE DES TABLEAUX

1 Sigles et acronymes d'institutions et observatoires. xxv
2 Sigles et acronymes d'instruments, télescopes et projets. xxv
3 Abréviations techniques utilisées (Français). xxvii
4 Abréviations techniques utilisées (Anglais). xxviii

1.1 Diamètre angulaire maximal des planètes du système solaire. 11
1.2 Tableau synthétisant les mesures réalisées pour chacune des lentilles. 17
1.3 Liste des interféromètres optiques à longue base en service. 36

2.1 Allocations des contributions au taux d'extinction. 54

3.1 Tolérances de l'alignement obtenu par simulation Zemax du banc. 100

4.1 Correction du résidu de pointage des satellites avec l'intégrateur et le LQG. . . 181
4.2 Influence de la fréquence de la vibration injectée. 182
4.3 Influence de l'amplitude de la vibration sur la correction par le LQG. 185
4.4 Identification en fonction de l'écart fréquentiel entre deux vibrations. 186
4.5 Étude du nombre de vibrations à corriger. 187
4.6 Étude des différents cas de perturbations typiques. 192

5.1 Analyse du meilleur taux d'extinction sur 100 s. 259
5.2 Synthèse des performances des contrôleurs intégrateur et LQG. 261
5.3 Analyse du meilleur taux d'extinction sur 7 h. 272

6.1 Comparaison entre les dimensions de PERSÉE et de PÉGASE. 281
6.2 Performances de PÉGASE extrapolées par rapport à celles de PERSÉE. 291

Tableau *1* – Sigles et acronymes d'institutions et observatoires.

CNES	Centre National d'Études Spatiales
DOTA	Département Optique Théorique et Appliquée
ESA	European Space Agency
ESO	European Southern Observatory
GIS	Groupement d'Intérêt Scientifique
GEPI	Galaxie — Étoile — Physique — Instrumentation
HRA	unité Haute Résolution Angulaire
IAS	Institut d'Astrophysique Spatiale
JPL	Jet Propulsion Laboratory
LESIA	Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
NAOJ	National Astronomical Observatory of Japan
NASA	National Aeronautics and Space Administration
OCA	Observatoire de la Côte d'Azur
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
PHASE	Partenariat Haute-résolution Angulaire Sol-Espace
TAS	Thales Alenia Space
UAI	Union Astronomique Internationale
USNO	United State Naval Observatory

Tableau *2* – Sigles et acronymes d'instruments, télescopes et projets.

ALADDIN	Antarctic L-band Astrophysics Discovery Demonstrator for Interferometric Nulling
BALEINE	BALlon Expérimental pour Interférométrie aNnulante d'Exosystèmes
BENI	Balloon Exoplanet Nulling Interferometer
CHARA	Center for High Angular Resolution Astronomy
CLOWFS	Coronagraphic Low-Order Wavefront Sensor
DAViNCI	Dilute Aperture Visible-Nulling-Coronagraph Imager
E-ELT	European Extremely Large Telescope
FITE	Far-infrared Interferometric Telescope Experiment
FKSI	Fourier-Kelvin Stellar Interferometer
FLAO	First Light Adaptive Optics
GENIE	Ground-based European Nulling Interferometer Experiment

GI2T	Grand Interféromètre à 2 Télescopes
GMT	Giant Magellan Telescope
GPI	Gemini Planet Finder
GTC	Gran Telescopio Canarias
HiCIAO	High Contrast Instrument for the Subaru Next Generation Adaptive Optics
I2T	Interféromètre à 2 Télescopes
IOTA	Infrared Optical Telescope Array
ISI	Infrared Spatial Interferometer
KI	Keck Interferometer
KIN	Keck Interferometer Nuller
LBT	Large Binocular Telescope
LBTI	Large Binocular Telescope Interferometer
MACAO	Multi Application Curvature Adaptive Optics
MIRA	Mitaka InfraRed and optical Array
MROI	Magdalena Ridge Observatory Interferometer
NAOS	Nasmyth Adaptive Optics System
NIC	Nulling Infrared Camera
NOI	Navy Optical Interferometer
NOMIC	Nulling Optimized Mid-Infrared Camera
OHANA	Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy
PERSÉE	PÉGASE Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction
SAXO	SPHERE Adaptive optics for eXoplanet Observation
SCExAO	Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics
SPHERE	Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch
SUSI	Sydney University Stellar Interferometer
SYNAPSE	SYmmetric Nuller for Achromatic Phase Shifter Evaluation
TMT	Thirty Meter Telescope
TPF-C	Terrestrial Planet Finder Coronagraph
TPF-I	Terrestrial Planet Finder Interferometer
VLT	Very Large Telescope
VLTI	Very Large Telescope Interferometer

Tableau *3* – Abréviations techniques utilisées (Français).

AR	Anti-Reflet
AR2	Auto-Régresif d'ordre 2
BF	Boucle Fermée
BO	Boucle Ouverte
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
DDM	Différence De Marche
DSP	Densité Spectrale de Puissance
FTBF	Fonction de Transfert en Boucle Fermée
FTBO	Fonction de Transfert en Boucle Ouverte
IHM	Interface Homme-Machine
LAR	Ligne À Retard
LVF	Le Verre Fluoré
OA	Optique Adaptative
PS	Pointage de Satellites
RSB	Rapport Signal sur Bruit
TF	Transformée de Fourier
UA	Unité Astronomique

Tableau *4* – Abréviations techniques utilisées (Anglais).

ADU	Analog to Digital Unit
APS	Achromatic Phase Shifter
CCD	Charge-Coupled Device
CPA	Classical Pupil Apodization
EMCCD	Electron-Multiplying CCD
FRAS	Field Relative Angle Sensor
FS	Fringe Sensor
FTS	Fourier Transform Spectroscopy
FWHM	Full Width at Half Maximum
GNC	Guidance Navigation and Control
MEMS	MicroElectroMechanical Systems
MMZ	Modified Mach-Zehnder
NCL	Non Critical Loop
OPD	Optical Path Difference
PCF	Photonic Cristal Fiber
PIAA	Phase Induced Amplitude Apodization
PIAAC	Phase Induced Amplitude Apodization Coronagraph
PZT	PieZoelectric Transductor
SLED	Superluminescent Light Emitting Diode
SMF	Single Mode Fiber
SVD	Singular Value Decomposition
TCL	Time Critical Loop
TCP/IP	Transmission Control Protocol/Internet Protocol
XAO	eXtreme Adaptive Optics

INTRODUCTION

Avec la première détection d'une exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale en 1995 [Mayor & Queloz, 1995], la discipline récente qu'est l'exoplanétologie a vu un fort développement. Depuis, plus de 700 planètes extrasolaires ont été détectées [1], de caractéristiques très variées. Ainsi, des catégories de planètes différentes de celles du système solaire ont été définies : les jupiters chauds, ou pégasides, des planètes de la taille de Jupiter gravitant très proche de leur étoile, les super-Terres, des planètes rocheuses plus massives que la Terre, ou encore les possibles planètes océans, dont la surface est totalement liquide. Ces nouvelles découvertes ont ainsi permis d'affiner les modèles d'évolution des planètes suivant leur formation.

Parmi toutes ces planètes détectées, très peu ont été observées directement. En effet, collecter les photons de la planète en ayant un minimum de ceux de l'étoile est très complexe, du fait des caractéristiques du couple étoile/planète. La première est la séparation angulaire entre les deux corps : séparer une planète à côté d'une étoile nécessite une certaine résolution angulaire de l'instrument, directement reliée à ses dimensions. Pour résoudre cette difficulté, deux familles d'instruments se détachent : les télescopes mono-pupilles, disposant un miroir unique ou décomposé en segments, ne formant qu'une ouverture unique, et les interféromètres, constitués de plusieurs pupilles recombinées pour réaliser des interférences. La deuxième caractéristique est le fort contraste entre l'étoile et la planète. En effet, l'étoile émet beaucoup plus de photons que sa planète, le rapport entre les deux quantités dépendant fortement de la bande spectrale d'observation. Il faut donc éteindre au maximum le flux provenant de l'étoile pour pouvoir observer son exoplanète. Là encore deux familles d'instruments se détachent, permettant de réaliser cette extinction. La première, installée sur des télescopes monolithiques, est celle des coronographes. Une image de la planète est réalisée alors que l'étoile est masquée, grâce à l'utilisation d'un masque physique ou de manière plus complexe. La deuxième, utilisant des interféromètres, réalise une frange d'interférence destructive qui éteint le flux de l'étoile.

1. http://www.exoplanet.eu/catalog.php

Dans les deux catégories d'instruments, la qualité optique nécessaire doit être très bonne. C'est pourquoi il a fallut attendre plus d'une dizaine d'année de conception et de bancs de tests avant de tourner les premiers coronographes et interféromètres en frange noire vers le ciel. Les conditions de l'espace étant plus favorables à l'observation de planètes similaires à la Terre, la prochaine étape consiste à placer des instruments sur des satellites ; mais les contraintes technologiques et budgétaires repoussent fortement le lancement de ce genre de missions. En particulier, tous les projets spatiaux d'interférométrie en frange noire ont été différés, à cause du manque de maturité des technologies employées. Pour permettre la réalisation prochaine de ce genre de missions, il est important de valider ces méthodes à l'aide de bancs de tests reproduisant de plus en plus fidèlement leurs conditions.

C'est ainsi dans l'optique de reproduire la mission spatiale d'interférométrie en frange noire PÉGASE qu'est né en 2005 le banc de test PERSÉE (PÉGASE Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction). Financé par le CNES et la région Île-de-France, il a été conçu par un consortium des institutions ayant de l'expérience dans le domaine : l'IAS, l'Observatoire de Paris–Meudon, l'Onera, l'Observatoire de la Côte d'Azur, et Thales Alenia Space. Ce banc a la particularité de simuler à la fois le train optique de PÉGASE, et les conditions de perturbation de la mission. Mon travail de thèse a ainsi consisté à intégrer le banc dans une salle blanche de l'Observatoire de Meudon, à caractériser et analyser les interactions entre ses différents éléments, à réaliser et stabiliser un contraste maximal des franges même dans des conditions de perturbations de PÉGASE, et finalement à extrapoler les résultats obtenus pour permettre le dimensionnement d'une mission comme PÉGASE.

Dans le chapitre 1, je rappellerai le contexte de la détection d'exoplanètes, avec une description de ces planètes, et une description historique de l'instrumentation en astronomie qui a permis d'aboutir aux instruments de précision que sont les coronographes et les interféromètres en frange noire. Le chapitre 2 proposera une description du banc PERSÉE, ainsi que des méthodes utilisées pour la réalisation du cophasage des faisceaux, c'est-à-dire la stabilisation du banc. Ensuite, le chapitre 3 présente la méthode d'intégration du banc, ainsi que les modifications que j'ai dû effectuer sur la conception initiale, après que des limitations soient apparues. Je décrirai également dans ce chapitre une méthode que j'ai mise en œuvre pour caractériser finement le banc. Dans le chapitre 4, j'analyserai les boucles d'asservissement qui réalisent le cophasage des deux bras de l'interféromètre, et je montrerai l'intérêt d'utiliser un contrôleur optimisé pour la correction des vibrations que l'on injecte sur le banc. Je tenterai d'ailleurs d'appliquer ce contrôleur à un coronographe destiné à un télescope au sol, l'instrument SCExAO (Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics). Je présenterai ensuite dans le chapitre 5 la capacité du banc à éteindre le flux de l'étoile, et ce de manière stable sur de longues durées. Cette analyse sera également réalisée dans le cas où on injecte des perturbations typiques de PÉGASE. Enfin, dans le chapitre 6, j'extrapolerai les résultats obtenus sur le banc dans le cas d'une mission spatiale comme PÉGASE, en tirant les premières conclusions sur sa faisabilité, et sur son dimensionnement.

CHAPITRE 1

L'OBSERVATION DES EXOPLANÈTES

A gas giant was in view, seen at an angle that allowed most of it to be sunlit. About it, there curved a broad and brilliant ring of material, tipped so as to catch the sunlight on the side being viewed. It was brighter than the planet itself and along it, one third of the way in toward the planet, was a narrow, dividing line. Trevize threw in a request for maximum enhancement and the ring became ringlets, narrow and concentric, glittering in the sunlight. Only a portion of the ring system was visible on the viewscreen and the planet itself had moved on : A further direction from Trevize and one corner of the screen marked itself off and showed, within itself, a miniature of the planet and rings under lesser magnification. "Is that sort of thing common ?" asked Bliss, awed. "No," said Trevize. "Almost every gas giant has rings of debris, but they tend to be faint and narrow. I once saw one in which the rings were narrow, but quite bright. But I never saw anything like this ; or heard of it, either."

Isaac Asimov, Foundation and Earth (1986)

Sommaire

1.1 La détection et l'observation des exoplanètes 2
1.1.1 Qu'est-ce qu'une exoplanète ? 2
1.1.2 Une observation difficile 6
1.2 Évolution historique de la haute résolution angulaire 10
1.2.1 Qu'est-ce que la résolution angulaire ? 10
1.2.2 Les lentilles de Cassini et l'observation des planètes 12
1.2.3 Des télescopes de plus en plus grands 22

1.2.4 Observer les exoplanètes avec un seul télescope 25
1.3 L'interférométrie pour l'observation des exoplanètes 30
1.3.1 Évolution de l'interférométrie 30
1.3.2 Principe de l'interférométrie en frange noire 35
1.3.3 Taux d'extinction et facteurs limitants 38
1.3.4 Projets pour la détection d'exoplanètes 41
1.3.5 État de l'art des bancs de test d'interférométrie en frange noire. . . 47
1.4 Conclusion 49

1.1 La détection et l'observation des exoplanètes

1.1.1 Qu'est-ce qu'une exoplanète ?

1.1.1.1 Une quête millénaire

Le concept de planètes en dehors du système solaire n'est pas nouveau. Depuis l'antiquité grecque, les astronomes et les philosophes se questionnent sur la possibilité de mondes similaires au nôtre autour d'autres étoiles, et sur l'existence de la vie extraterrestre. En 1584, le partisan de la théorie copernicienne Giordano Bruno émet l'hypothèse d'un univers infini, dont les étoiles sont autant de soleils disposant de planètes habitées, dans son ouvrage *De l'Infinito Universo et Mondi*. Au cours du XVII^{e} siècle, l'idée est reprise plusieurs fois, par Fontenelle dans ses *Entretiens sur la pluralité des mondes* ou encore par Huygens dans son essai *Cosmotheoros*. Ce dernier pose même l'idée d'observer ces nouveaux mondes à l'aide d'instruments astronomiques. Leur recherche s'intensifie au cours du XIX^{e} siècle, notamment avec l'observation d'irrégularités orbitales de l'étoile binaire 70 Ophiuchi, décrites en 1855 par le Capitaine Jacob à l'observatoire de Madras ; ces observations étaient en réalité erronées. L'existance d'autres planètes, parfois habitées, n'est même plus remise en question par les plus grands auteurs de science-fiction du XX^{e} siècle comme Isaac Asimov ou Franck Herbert, qui à travers leurs œuvres devenues cultes comme *Fondation* et *Dune*, spéculent sur un vaste nombre de planètes peuplant la galaxie. Cependant, il faut attendre 1995 pour qu'enfin une planète soit découverte autour d'une étoile semblable au Soleil [Mayor & Queloz, 1995], et que soit lancée la conquête de nouveaux mondes.

1.1.1.2 Définition

Il est tout d'abord important de définir le but de ces recherches. Les termes « exoplanète » ou « planète extrasolaire » désignent toute planète orbitant autour d'une autre étoile que le Soleil. Certaines planètes n'orbitant autour d'aucune étoile sont également suspectées, après

la découverte de naines brunes solitaires, et sont appelées « planètes flottantes ». La définition d'une exoplanète est donc intrinsèquement liée à la définition d'une planète.

À partir de 2003, l'UAI [1] a tenté de redéfinir le terme planète, après la découverte d'objets de taille supérieure à Pluton au sein du système solaire. La définition donnée en 2006 est la suivante [Binzel, 2006] :

> Une « planète » est un corps céleste qui : (a) est en orbite autour du Soleil, (b) a une masse suffisante pour que sa gravité dépasse les forces du corps solide et qu'il se maintienne par équilibre hydrostatique sous une forme quasi-sphérique, et (c) a nettoyé tout voisinage autour de son orbite.

Cependant, cette définition est valable pour les planètes du système solaire, mais ne donne pas de limite supérieure à la taille d'une exoplanète, et ne tient pas compte des planètes flottantes. C'est pourquoi l'UAI définit les planètes extrasolaires de la manière suivante [2] :

1. Les objets avec des masses vraies inférieures à la masse limite inférieure permettant la fusion du deutérium (actuellement déterminée par le calcul comme étant 13 fois la masse de Jupiter pour les objets de métallicité solaire) qui orbitent autour d'étoiles ou de restes d'étoiles sont des « planètes » (quelle que soit la façon dont elles se sont formées). La masse minimum requise pour qu'un objet extrasolaire soit considéré comme une planète devrait être celle qui est utilisée dans le système solaire ;
2. Les objets « sub-stellaires » avec des masses vraies supérieures à la limite pour la fusion thermonucléaire du deutérium sont des « naines brunes », quel que soit leur mode de formation ou leur localisation.
3. Les objets flottants libres dans les jeunes amas d'étoiles avec des masses inférieures à la limite pour la fusion thermonucléaire du deutérium ne sont pas des « planètes » mais sont des « sous-naines brunes » (ou n'importe quel nom plus appropriée).

On le voit, la définition officielle n'est pas tout à fait fixée, d'autant plus que certains objets de masse inférieure à 13 M_j peuvent réaliser une fusion du deutérium, et que cette limite n'a pas été observée dans les mesures actuelles. Il y a donc une zone d'incertitude entre la définition prise d'une exoplanète et la définition d'une naine brune, qui ne pourra être levée qu'en augmentant le nombre des observations.

1.1.1.3 Des découvertes de plus en plus nombreuses

Depuis la découverte de la première exoplanète autour d'une étoile de type solaire en 1995, le nombre de planètes détectées n'a cessé d'augmenter, pour atteindre aujourd'hui (au 7 dé-

1. Union Astronomique Internationale
2. http://www.dtm.ciw.edu/boss/definition.html

cembre 2011) le nombre de 708. La figure 1.1 présente le nombre d'exoplanètes détectées par année. L'histogramme commence en 1989, car plusieurs planètes ont été détectées autour de pulsars, ou retrouvées dans le traitement *a posteriori* d'anciennes données.

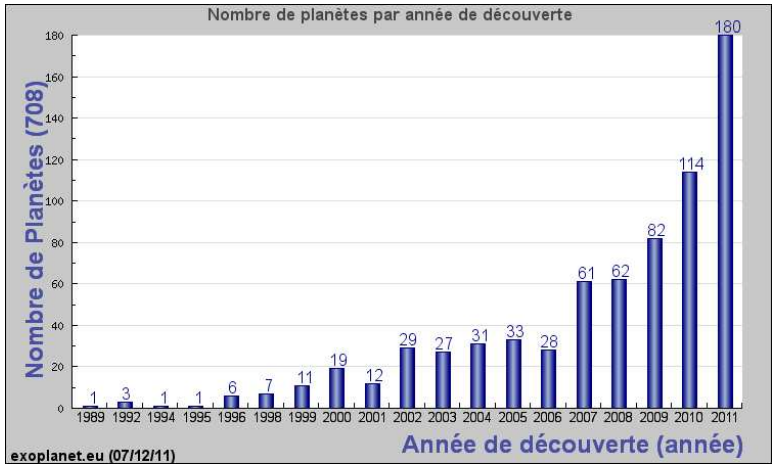


FIGURE *1.1* – Nombre d'exoplanètes détectées par année.

Si on regarde la masse des planètes détectées (figure 1.2), on voit que la répartition des masses s'élargit de plus en plus, et surtout vers le bas : on détecte des planètes de masse de plus en plus petite. La masse terrestre (3×10^{-3} M_j) n'a été atteinte que très récemment — annoncées le 20 décembre 2011, Kepler-20e et Kepler-20f, dont la masse serait inférieure à 3 fois celle de la Terre, avec un diamètre à peu près égal à la Terre (à confirmer) [Fressin *et al.*, 2011], en excluant le cas exceptionnel de 1992, correspondant à un corps rocheux détecté autour d'un pulsar —, pour des raisons de sensibilité des méthodes. On voit également qu'on observe des planètes dont la masse est bien supérieure à celle de Jupiter, et seulement 14 % de systèmes multiples, ce qui montre que le modèle du système solaire n'est pas tout à fait standard. La masse de Jupiter est tout de même une bonne référence pour les planètes gazeuses, car 74 % des planètes détectées ont une masse inférieure à 3 fois celle de Jupiter.

Le nombre croissant de planètes détectées à des masses de plus en plus petites est dû au développement d'un grand nombre de techniques de détection et d'observation, synthétisées dans la figure 1.3.

Depuis une dizaine d'années, la plupart des manuscrits de thèse traitant des exoplanètes proposent une description des différentes méthodes, de manière plus ou moins exhaustive ; j'épargnerai au lecteur cette description, en renvoyant aux thèses de mes prédécesseurs sur le banc PERSÉE [Houairi, 2009 ; Jacquinod, 2010]. Cependant, on peut tout de même distinguer plusieurs courants principaux, donnant plus ou moins de résultats :

- ❒ les méthodes étudiant les effets dynamiques de la planète sur son étoile. Ces méthodes ne permettent pas l'observation directe des exoplanètes, elles sont ainsi des méthodes indi-

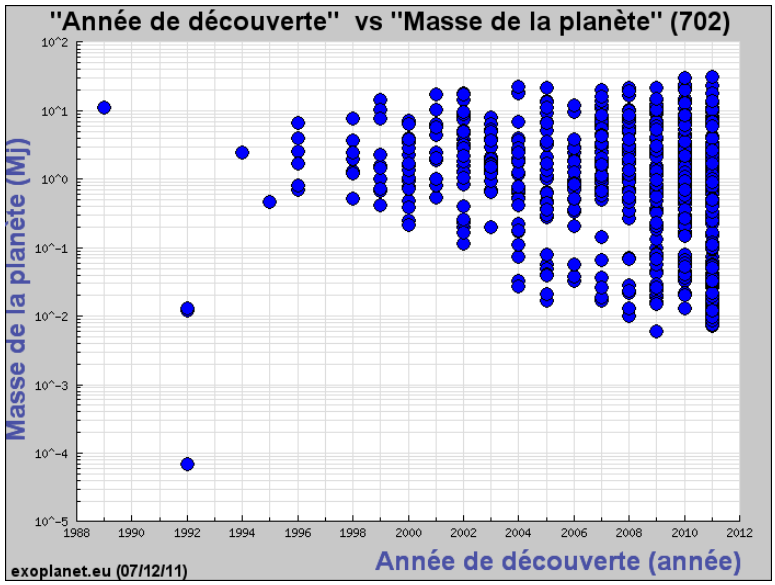


FIGURE *1.2* – Masse des planètes extrasolaires en fonction de l'année de découverte.

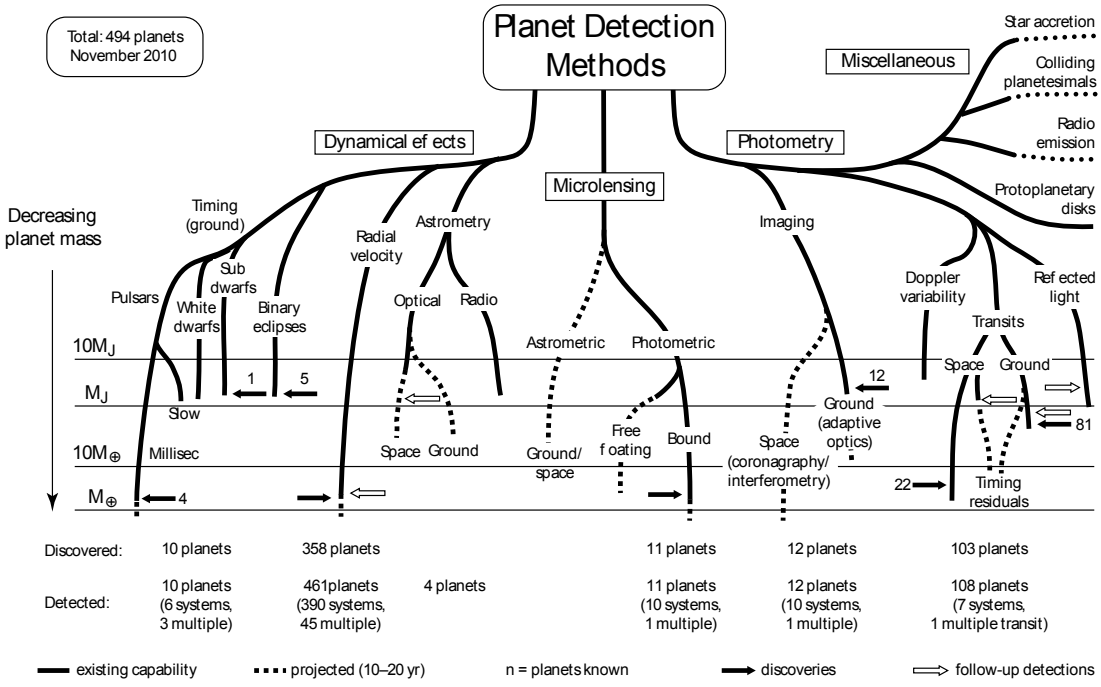


FIGURE *1.3* – Les différentes méthodes de détection d'exoplanètes — *Crédit : M. Perryman (11/12/2010).*

rectes. Ce sont cependant elles qui donnent le plus de résultats actuellement, notamment grâce à la mesure par vélocimétrie radiale ;

- ❒ les méthodes de microlentilles gravitationnelles, qui étudient le flux d'une étoile amplifié par le passage d'un système stellaire dans l'axe de visée depuis la Terre. Ces phénomènes transitoires sont absolument non reproductibles, et on ne mesure que le rapport de masse entre l'étoile et la planète, après modélisation de l'événement ;
- ❒ les méthodes qui étudient la photométrie de l'étoile ou de la planète — en excluant la méthode précédente, qui est aussi une méthode photométrique. Dans ces méthodes, certaines sont indirectes et détectent la planète dans le flux de l'étoile (par ex. méthode des transits), alors que d'autres sont des méthodes directes d'observation des exoplanètes. Ce sont ces dernières qui permettront à terme de pouvoir analyser la composition de leur atmosphère, mais qui sont aussi les plus difficiles à réaliser.

1.1.1.4 Les jupiters chauds, un nouveau type de planète

La première exoplanète détectée en 1995, 51 Pegasi b, est une planète dont les caractéristiques étaient inhabituelles compte tenu de l'analyse du système solaire. En effet, cette planète possède une masse d'environ la moitié de celle de Jupiter, mais gravite autour de son étoile à une distance 100 fois plus proche, à 0,05 UA [3]. Elle est si proche de son étoile que sa température est très élevée, estimée à 1265 K.

Les découvertes de plus en plus nombreuses de géantes gazeuses orbitant très proche de leur étoile a entraîné un changement radical des modèles post-formation des planètes, notamment la rapidité de la formation de la planète, et la migration qui en résulte. Ces planètes ont par la suite été nommées « jupiters chauds » ou « pégasides », en rapport à la première découverte de ce type.

1.1.2 Une observation difficile

La plupart des méthodes utilisées actuellement ne permettent qu'une détection indirecte des exoplanètes. Cependant, pour comprendre la formation des planètes et détecter d'éventuelles présences de vie, il faut pouvoir analyser directement la lumière de la planète. Des méthodes d'observation directe, l'imagerie est celle qui a permis l'étude de quelques exoplanètes.

Cependant, l'observation directe est compliquée par plusieurs problèmes :

- ❒ la faible séparation angulaire entre l'étoile et la planète, qui oblige l'instrument à avoir la résolution suffisante pour les séparer ;
- ❒ le contraste entre l'étoile et la planète, le flux de l'étoile étant beaucoup plus important ;
- ❒ l'environnement de l'exoplanète, qui peut également apporter un flux parasite qui limite l'observation.

3. Unité Astronomique, 1 UA $\simeq 1,5 \times 10^8$ km

1.1.2.1 Le problème de la séparation angulaire

La séparation angulaire est un paramètre important pour l'observation des exoplanète. En prenant l'analogie avec le système solaire, observer une planète comme la Terre, gravitant à 1 UA de son étoile située à 1 parsec, revient à une séparation angulaire entre l'étoile et la planète de 1 seconde d'angle (arcsec) — le parsec est d'ailleurs défini comme la distance donnant une parallaxe d'une seconde pour un observateur sur Terre à 1 UA. Cependant, les étoiles sont observées plutôt à une distance de l'ordre de 10 parsec, l'étoile la plus proche (Proxima Centauri) étant à $1,3$ parsec. La séparation angulaire du même système à 10 parsec est donc de $0,1$ arcsec.

Pour une planète de type géante gazeuse, située typiquement entre 5 et 30 UA, la séparation angulaire est donc entre $0,5$ et 3 arcsec. Au contraire, les planètes de type jupiters chauds sont situées très près de leur étoile, typiquement entre $0,01$ et $0,1$ UA ; à 10 parsec, cela entraîne donc une séparation angulaire très faible entre 1 et 10 milliseconde d'angle (mas). La figure 1.4 présente la séparation angulaire des planètes observées par imagerie directe en fonction de leur masse estimée.

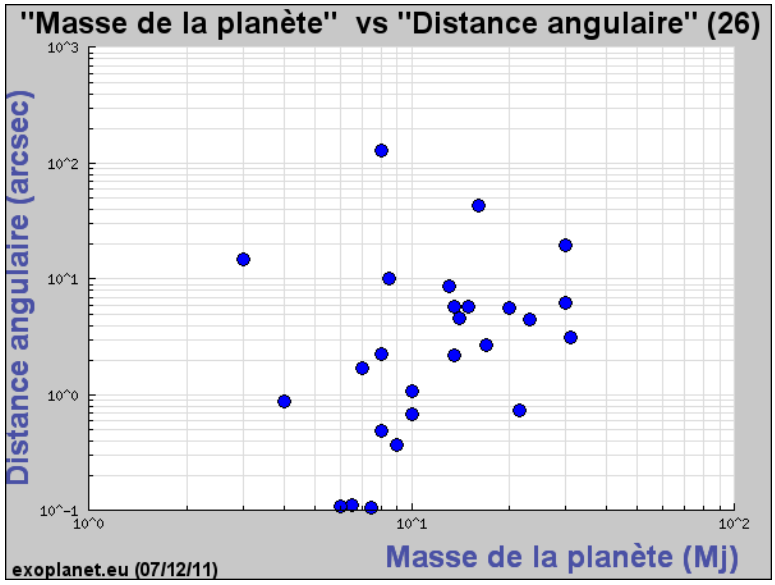


FIGURE *1.4* – Séparation angulaire en fonction de la masse des planètes observées par imagerie.

On peut voir sur cette figure que l'imagerie directe commence à détecter des planètes à 100 mas, mais que la plupart sont à des séparations angulaires supérieures à 1 arcsec. L'imagerie des jupiters chauds est donc encore hors de portée des instruments actuels. Les planètes observées ont tout de même des masses entre 3 et 30 masses de Jupiter ; on est donc encore loin de l'observation d'une planète de type terrestre, avec les instruments d'imagerie actuels.

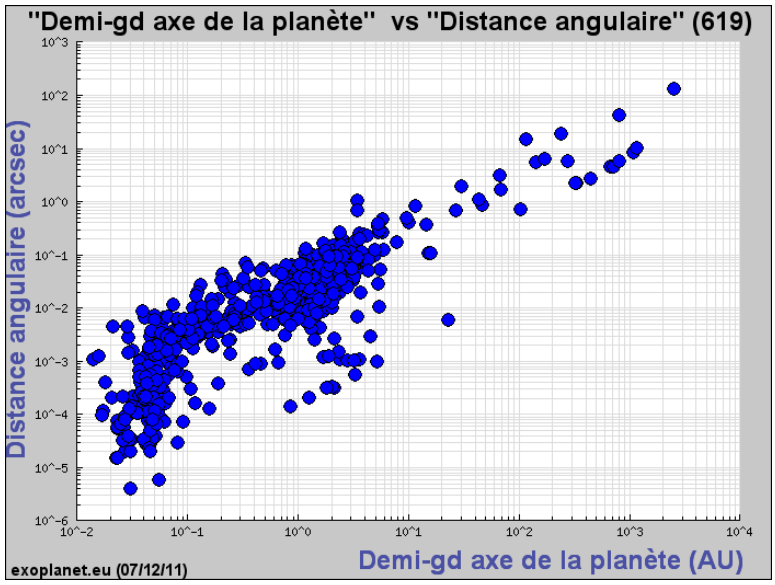


FIGURE *1.5* – Séparation angulaire en fonction du demi-grand axe de l'orbite de la planète.

Si on regarde la séparation angulaire en fonction du demi-grand axe de l'orbite de la planète présentée en figure 1.5, on voit bien dans ce cas la différence entre les techniques d'imagerie et les techniques indirectes ; en effet, l'imagerie observe des planètes dont l'orbite est très grande — entre 10 et 1000 UA —, comparé aux techniques de détections indirectes, qui observent une majorité de planètes dont l'orbite est entre $0,01$ et 10 UA. La majorité des jupiters chauds observés, dont l'orbite est entre $0,01$ et $0,1$ UA, ont ainsi une séparation angulaire entre 10^{-6} et 10^{-2} arcsec. De nouvelles techniques d'imagerie sont donc nécessaires pour pouvoir étudier directement l'atmosphère de ces planètes, et comprendre leur formation.

1.1.2.2 Le problème du contraste

La séparation angulaire n'est pas le seul obstacle à l'observation directe. En effet, on a vu que des planètes ont été observées à $0,1$ arcsec de leur étoile, ce qui est suffisant pour voir une exoterre à 10 parsec. La seconde difficulté qui empêche cette observation est le contraste très important entre la planète et son étoile. Ce contraste dépend principalement de la bande spectrale étudiée, qui correspond aux composants chimiques que l'on veut détecter, comme par exemple le dioxygène. La figure 1.6 illustre ce problème de contraste, avec une comparaison des spectres de la Terre et du Soleil. Dans ce cas, on voit que les bandes d'intérêt correspondent soit à la partie du spectre où la planète réfléchit le plus la lumière de l'étoile, soit à celle où la planète émet un rayonnement thermique important.

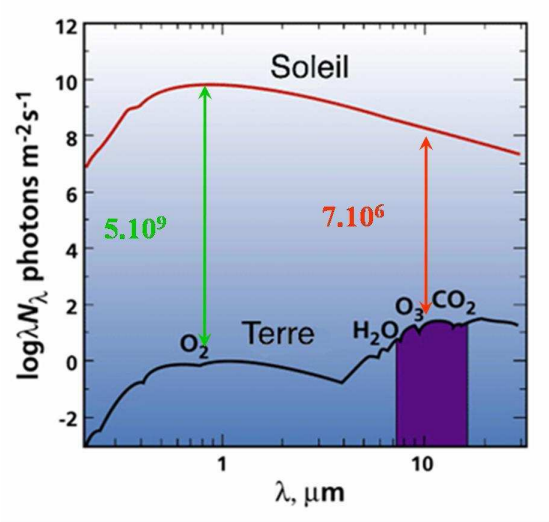


FIGURE *1.6* – Comparaison entre le spectre de la Terre et le spectre du Soleil.

On peut voir sur cette figure les deux maxima locaux du spectre de la Terre : le premier, aux longueurs d'onde visibles, coïncidant avec le maximum du spectre du Soleil, donne un contraste très important de 5×10^9. Au contraire, aux alentours de 10 μm, l'émission thermique de la planète est très importante, alors que le Soleil émet beaucoup moins de photons. Le contraste est ainsi diminué à 7×10^6, ce qui reste tout de même très important. L'inconvénient est que comme on le verra par la suite, la résolution des instruments est proportionnelle à la longueur d'onde ; travailler à une longueur d'onde 10 fois plus élevé réduit donc de 10 fois la distance angulaire discernable par l'instrument. En contrepartie, on réduit aussi d'un facteur 10 les erreurs de fronts d'ondes, les problèmes de stabilités, etc. Les contraintes technologiques sont également très différentes à 10 μm, avec une nécessité de refroidissement, ou encore l'utilisation de technologies nouvelles comme les fibres monomodes à ces longueurs d'onde.

Pour une géante gazeuse comme Jupiter, le contraste dans les longueurs d'onde visible est plus favorable, à 5×10^8, du fait de la taille plus grande de la planète. Par contre, celle-ci étant plus froide, l'émission thermique à 10 μm est plus faible qu'une planète de type terrestre, certes plus petite, mais plus chaude, ce qui donne un contraste de 5×10^7.

Dans le cas des jupiters chauds, si on considère une planète de la taille et la masse de Jupiter, mais gravitant à $0,05$ UA de son étoile, alors les contrastes sont beaucoup plus favorables, à la fois dans le visible (4×10^4) et à 10 μm (10^3). L'observation de ce type de planète nécessite cependant une résolution angulaire beaucoup plus grande.

1.1.2.3 L'environnement exoplanétaire, source de difficultés

Dans le système solaire, l'espace entre les planètes n'est pas vide. Il existe un disque de poussières, constitué de grains provenant entre autres des poussières cométaire et astéroïdale. Son plan est proche de l'écliptique, et il s'étend bien au-delà de l'orbite de la Terre. Cette poussière est éclairée et chauffée par le Soleil, et est visible depuis la Terre : c'est la lumière zodiacale, visible par nuit sans Lune dans les endroits où le ciel est suffisamment sombre. La température de cette poussière étant de 300 K à 1 UA du Soleil, son émission thermique est maximale à peu près aux mêmes longueurs d'onde que celle de la Terre, et son émission totale intégrée sur tout le disque est 300 fois plus importante que celle de la Terre. On n'a presque aucune information sur les disques exozodiacaux — ou exozodis — des systèmes extrasolaires, mais s'ils ont des rayonnement équivalent ou supérieurs à celui du système solaire, ils peuvent fortement dégrader la mesure du flux de la planète, qui sera à la fois noyé dans le flux de l'étoile et dans le flux de son exozodi.

1.1.2.4 Synthèse des difficultés d'observation

On va donc chercher à réaliser des instruments capables de pallier ces trois difficultés pour permettre l'observation d'exoplanètes, que ce soient des jupiters chauds, dont le contraste avec l'étoile n'est pas trop grand, mais la résolution angulaire nécessaire est importante, ou des planètes semblables à la Terre observées à une dizaine de parsec, dont la résolution nécessaire est presque atteinte actuellement, mais dont le contraste nécessaire est beaucoup plus grand.

Ces observations doivent être effectuées malgré un environnement exoplanétaire qui peut être limitant, le flux de l'exozodi pouvant être plus important que celui de la planète.

1.2 Évolution historique de la haute résolution angulaire

1.2.1 Qu'est-ce que la résolution angulaire ?

1.2.1.1 L'importance de la taille de la pupille…

Depuis la préhistoire, les hommes ont toujours observé les étoiles ; en effet, l'astronomie est considérée comme la plus ancienne des sciences. Différentes cultures ont étudié le cycle des saisons, les phases de la Lune, les constellations, où encore le mouvement plus complexe des planètes. Les premiers sites astronomiques font ainsi leur apparition, à Nabta Playa en Égypte au v^{e} millénaire avant notre ère, ainsi que Stonehenge en Angleterre, quelque 2000 ans plus tard ; ils avaient à la fois une fonction religieuse et une fonction plus pratique, pour l'organisation des récoltes et de la vie sociale. L'astronomie moderne s'est réellement développée avec l'apparition des mathématiques dans l'antiquité grecque, qui ont permis de théoriser le mouve-

ment des astres. Grâce à leurs observations, les astronomes de cette époque ont ainsi compris la différence entre les étoiles, fixes sur la sphère céleste, et les planètes, dont les mouvements sont plus complexes ; le terme « planète » vient d'ailleurs du grec πλανήτης ἀστήρης, qui veut dire astre errant. Les plus proches planètes du système solaire — Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne —, visibles à l'œil nu, sont ainsi probablement connues depuis la préhistoire. Cependant, jusqu'au début du XVII^e siècle, les astronomes ont dû se contenter de leurs seuls yeux pour observer les phénomènes astronomiques.

TABLEAU *1.1* – Diamètre angulaire maximal des planètes du système solaire visibles à l'œil nu.

Mercure	Vénus	Mars	Jupiter	Saturne
12,4 arcsec	65,3 arcsec	25,6 arcsec	49,8 arcsec	20,8 arcsec

En vision scotopique (c.-à-d. à faible luminosité), la résolution théorique de l'œil humain est d'environ 30 arcsec. Selon le tableau 1.1 qui présente le diamètre angulaire maximum des plus proches planètes, celles-ci sont ainsi à la limite de résolution de l'œil, et avant le XVII^e siècle, il était difficile de discerner le moindre détail sur ces planètes ; les astronomes Mayas ont tout de même décrit avec précision les phases de Vénus, qui est en limite de résolution.

1.2.1.2 . . . mais ça n'est pas suffisant !

Vers la fin du XVI^e siècle, les premières lunettes grossissantes sont inventées, appelées lunettes d'approche, et servant à des applications militaires d'observation. Il faut attendre l'année 1609 pour que ces lunettes soient tournées vers le ciel ; Galilée est l'un de ces précurseurs, notamment lors de la présentation de sa lunette le 21 août 1609 devant le Doge et les membres du Sénat vénitien au campanile de la place Saint-Marc. Ses premières lunettes avaient des objectifs entre 30 et 70 mm de diamètre, mais avaient une qualité déplorable, à la fois dans l'homogénéité de leur indice, et dans le polissage des surfaces. Selon lui, sur 60 lentilles fabriquées, seules quelques unes étaient utilisables ; c'étaient donc les aberrations de l'objectif et non le diamètre de la pupille qui limitaient fortement la résolution.

Malgré ces instruments de piètre qualité, Galilée découvre tout de même le 7 janvier 1610 les 4 satellites principaux de Jupiter qui portent son nom ; le 25 juillet 1610, il observe les anneaux de Saturne, et les décrit tour à tour comme des « oreilles », des « anses », et « deux serviteurs aidant le vieux et lent Saturne à faire son chemin », comme on peut le voir sur les représentations de Galilée et de ses contemporains en figure 1.7.

C'est Huygens qui comprendra leur nature en 1656, en décrivant : « il est entouré par un anneau mince et plat qui ne touche nulle part la planète et qui est incliné sur l'écliptique ». En septembre 1610, Galilée étudie également les phases de Vénus.

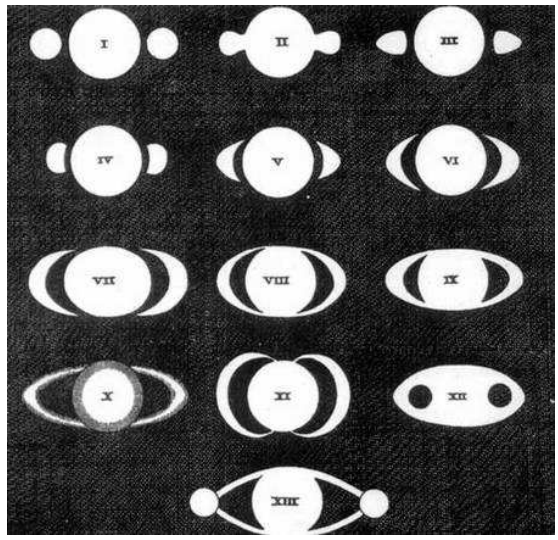


Figure *1.7* – Les premières représentations de Saturne au début du xvii^e^ siècle témoignent déjà de l'aspect changeant de la planète, qu'on n'expliquera qu'à partir de 1656. i. Galilée, 1610. ii. Scheiner, 1614. iii. Riccioli, 1640. iv à vii. Hévélius, 1640 à 1650. viii et ix. Riccioli, 1648, 1650. x. Eustachio Divini, 1647. xi. Fontana, 1648. xii. Gassendi, 1645. xiii. Riccioli, 1630 — *Crédit : DR*.

La qualité des instruments s'améliorera fortement avant la fin du xvii^e^ siècle, comme on le verra dans la section 1.2.2.2. Le principal problème des lentilles de cette époque est l'aberration chromatique, qui limite fortement la qualité des images pour une lentille simple. C'est pourquoi les focales utilisées étaient de plus en plus grandes, pour réduire l'impact de cette aberration.

1.2.2 Les lentilles de Cassini et l'observation des planètes

En 1669, Jean-Dominique Cassini est appelé en France par Colbert pour participer à la nouvelle Académie des Sciences. En 1671, grâce à un financement de Louis XIV, il participe à la création de l'Observatoire de Paris. Cassini amène d'Italie une lunette, de 17 pieds de focale (5,5 m) fabriquée par Campani, célèbre verrier de Rome. Cette lunette, fabriquée avant 1665, lui permet de découvrir les éclipses des satellites galiléens, ainsi que la grande tache rouge. En 1665, il calcule ainsi la période de rotation de Jupiter, et de Mars en 1666 [Cassini, 1705]. À la création de l'Observatoire, Colbert demande à Campani de fournir sa meilleure lentille, et d'en fabriquer d'autres, de plus grande focale. En décembre 1672, Campani envoie donc un objectif de 34 pieds de focale (11 m), et plus tard des objectifs de 80, 90, 100 et 136 pieds. L'objectif de 34 pieds est placé sur un tube de plus de 11 m, actionné par un système de poulies pour pouvoir pointer les cibles astronomiques. Cette lunette est visible sur le portrait de Cassini présenté en figure 1.8.

FIGURE *1.8* – Portrait de Jean-Dominique Cassini, avec en arrière plan la façade sud de l'Observatoire de Paris, et sur son toit la lunette de 34 pieds.

Avec cette lunette, il décrit en 1675 une séparation dans les anneaux de Saturne, qui sera plus tard nommée la division de Cassini :

> Deinde latitudo Annuli dividebatur bifariam, Lineâ obscurâ apparenter Ellipticâ reverâ Circulari quasi in duos annulos concentricos, quorum interior exteriori lucidior erat. Hanc phasim statim post emersionem Saturni è Solaribus radiis per totum annum usque ad ejus Immersionem conspexi ; primò quidem, Telescopie Pedum 35, deinde minori, Pedum 20. Ejus delineationem, utcumque rudem, properante calamo hic adjeci.
>
> Ensuite la largeur de l'anneau était divisée en deux, par une ligne sombre, d'apparence elliptique, en réalité circulaire, comme en deux anneaux concentriques, dont l'intérieur était plus brillant que l'extérieur. J'ai observé durant toute l'année immédiatement après cette phase où Saturne a émergé des rayons du Soleil jusqu'à son immersion ; en effet d'abord avec la lunette de 35 pieds, ensuite avec la plus petite de 20 pieds. Je l'ai esquissé, bien que grossièrement, et l'ai ajouté à la hâte ici.

An Extract of Signor Cassini's Letter concerning a Spot lately seen in the Sun, together with a remarkable Observation of Saturn, made by the same, Philosophical Transactions, **Vol. XI**, 25 septembre 1676, p. 690

À l'époque de l'observation, l'anneau avait un diamètre maximal de 38,5 arcsec, et la division de Cassini une largeur maximale dans les anses de 0,65 arcsec. Or avec un objectif de 108 mm de diamètre comme celui de 34 pieds, la résolution théorique est d'environ 1 arcsec. En ajoutant à cela le chromatisme de la lentille et ses éventuels défauts, ainsi que la turbulence atmosphérique, il y a toujours eu un doute que Cassini ait réellement observé cette division.

Les autres objectifs ont des focales très grandes, jusqu'à 50 m, c'est pourquoi il fallait trouver d'autres moyens que le tube supporté par des poulies, pour pouvoir les utiliser. La figure 1.9 est une gravure présentant une observation à l'Observatoire de Paris, vu depuis l'ouest du bâtiment, vers 1685.

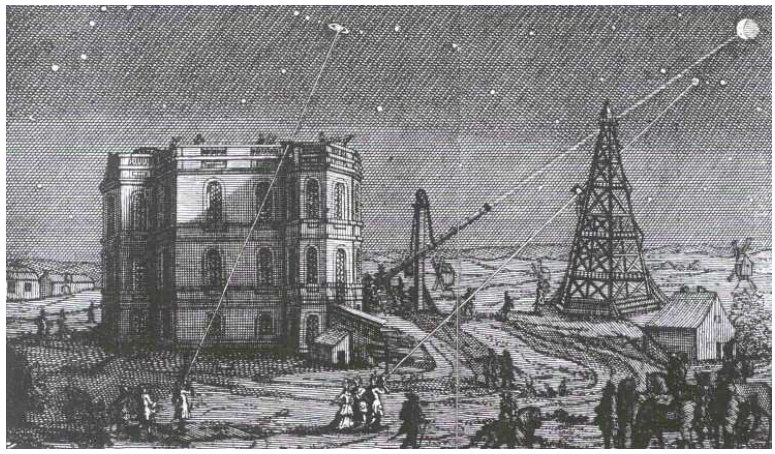


Figure *1.9* – Nuit d'observation à l'Observatoire de Paris, vers 1685.

On peut voir sur la gauche un astronome utilisant un objectif de moins de 100 pieds posé sur le toit de l'Observatoire, au centre la lunette de 34 pieds, et à droite une observation avec un objectif de grande focale posé sur la tour de Marly, une tour militaire rapatriée à la demande du marquis de Louvois, ministre de Louis XIV.

Ces lentilles sont toujours entreposées à l'Observatoire de Paris. Après une demande des conservatrices de l'Observatoire, un groupe d'ingénieurs opticiens s'est formé au LESIA [4] à l'Observatoire de Paris — Meudon, auquel j'ai participé, pour étudier ces lentilles dont on ne connaît que très peu de caractéristiques. Dans une première étude, nous avons testé cinq lentilles, dont la célèbre lentille de 34 pieds. Les résultats de cette étude, présentés dans les sections suivantes, feront l'objet d'un article dans un journal à comité de lecture, ainsi qu'une présentation en 2012 durant l'exposition dédiée au tricentenaire de la mort de Cassini.

4. Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

1.2.2.1 Mesure des caractéristiques des lentilles

L'Observatoire de Paris possède une collection de plus d'une trentaine d'objectifs datant de l'époque de Cassini. Cependant, on ne connaît que très peu de choses sur ces lentilles, à part la focale approximative de certaines ; mais la focale précise, la qualité du verre ou encore la variation chromatique de l'indice sont inconnues. Ces données sont indispensables pour déterminer la qualité des observations de Cassini, et surtout s'il a pu observer la division des anneaux de Saturne. C'est pourquoi nous avons étudié les caractéristiques des cinq plus grandes, montées dans des châssis en bois, et présentées sur la figure 1.10.

Les cinq lentilles étudiées sont présentées dans la figure 1.10a, et la gravure sur la lentille de 34 pieds est détaillée en figure 1.10b : *Giuseppe Campani in Roma anno 1672*. Les cinq lentilles seront dans la suite nommées d'après leur numéro de référencement. Dans l'ordre de la figure 1.10a, en bas de gauche à droite : n^{os} 40 (celle de 34 pieds) et 44, en haut de gauche à droite : n^{os} 42, 43 et 41. Les lentilles sont toutes de diamètre supérieur à 135 mm, mais certaines sont vignettées soit par le cadre en bois, soit par un masque de carton, certainement pour limiter les aberrations. Seules les lentilles n^{os} 40 et 41 sont gravées par Campani. Les mesures des caractéristiques des lentilles nous permettront peut-être également de déterminer leur origine.

En premier lieu, on cherche à déterminer les caractéristiques mécaniques des lentilles, c'est-à-dire leur diamètre, épaisseur, ainsi que rayon de courbure des deux faces. Les diamètres utiles D et épaisseurs e sont mesurés à l'aide d'un pied à coulisse et d'un palpeur. Les rayons de courbures sont calculés à l'aide d'un sphéromètre, un appareil qui permet la mesure de la flèche d'une surface sphérique. Il est constitué d'un cercle de rayon r, avec au centre un palpeur avec lequel on mesure la différence de flèche h par rapport à une surface plane de référence. Le rayon de courbure est alors donné par l'équation :

$$R = \frac{r^2 + h^2}{2h}. \tag{1.1}$$

Le tableau 1.2 résume les caractéristiques des 5 lentilles testées. Les focales ont été mesurées avec un laser à 532 nm. Le chromatisme étant important, ces valeurs varient fortement avec la longueur d'onde, avec plusieurs centimètres de différence entre les plans focaux des différentes longueurs d'onde. Il y a par exemple 50 mm entre le plan focal rouge à 633 nm et le plan focal vert pour la lentille n^{o} 40.

Les épaisseurs e n'ont pas toutes été mesurées, car pour des problèmes de conservation, on ne peut pas enlever les lentilles de leur monture en bois. Cependant, on peut dire que toutes les lentilles sont très fines, avec un rapport D/e de l'ordre de 20, alors que les lentilles actuelles ont ce rapport inférieur à 10, pour des questions de solidité. Mais à l'époque, les défauts d'homogénéité du verre étaient importants, donc en limitant au maximum l'épaisseur, on réduisait les défauts de la lentille.

(a) Objectifs utilisés par Cassini — *Crédit : J. Counil / Bibliothèque de l'Observatoire de Paris.*

(b) Gravure du verrier Campani sur la lentille de 34 pieds.

FIGURE *1.10* – Objectifs de Cassini, dont deux au moins ont été fabriquées par Campani à Rome.

Tableau *1.2* – Tableau synthétisant les mesures réalisées pour chacune des lentilles.

N° d'inventaire	40	41	42	43	44
D [mm]	137	181	239	183	84
r [mm]	45	75	75	75	35
h_1 [µm]	85	75	22	−15	−64
h_2 [µm]	85	61	105	120	245
R_1 [m]	11, 9	37, 5	128	−188	−9, 57
R_2 [m]	11, 9	46, 1	26, 8	23, 4	2, 50
e [mm]	6, 25	—	—	—	—
$f_{@\ 532\ \mathrm{nm}}$ [m]	10, 9	40, 2	47, 3	48, 5	6, 30

1.2.2.2 Mesure du front d'onde

Ces caractéristiques ne suffisent pas à connaître la qualité des observations de Cassini. Pour déterminer la qualité optique d'un système, il est important de mesurer le front d'onde, c'est-à-dire la manière dont est modifiée la phase d'une onde incidente traversant le système. Pour faire cette mesure, on utilise un interféromètre Zygo, et on place un miroir sphérique de très bonne qualité avec son centre de courbure au foyer de la lentille. Le Zygo émet un front d'onde plan à partir d'une source monochromatique, qui traverse la lentille étudiée, et comme le miroir sphérique a son centre au foyer de la lentille, les rayons réfléchis par le miroir reviennent dans la direction incidente. Le front d'onde revenant dans l'instrument est alors recombiné avec une référence plane, ce qui crée des franges d'interférences dans la pupille ; c'est à partir de ces interférences que l'instrument mesure la forme de l'onde. Enfin, il faut diviser le défaut mesuré par deux, le front d'onde étant mesuré en passant deux fois dans le système.

Cette méthode est celle classiquement utilisée pour mesurer un système dioptrique ; cependant, on a vu que les focales des lentilles étudiées sont très importantes, ce qui impose pour certaines d'avoir 50 m entre la lentille et le miroir sphérique ! Sur de telles distances, la turbulence atmosphérique détériore trop la mesure, mais surtout il faut avoir la place suffisante. C'est pourquoi j'ai proposé d'utiliser un doublet de référence convergent, de focale 750 mm, placé juste après la lentille étudié. Ce doublet, dont on connaît les caractéristiques, permet de réduire la focale à moins d'un mètre pour toutes les lentilles ; la mesure est ainsi plus pratique. Cependant, il faut tout de même déduire de la mesure l'aberration apportée par cette lentille de référence. Cette lentille a été conçue et optimisée dans une configuration en infini-foyer, alors qu'ici, étant placée après la lentille étudiée, l'objet n'est pas à l'infini. Cela apporte de l'aberration sphérique, que l'on corrige *a posteriori* dans les mesures.

Grâce à la mesure du front d'onde, on calcule également la fonction d'étalement du point

(FEP), c'est-à-dire l'image d'un point source à travers la lentille. Pour la lentille n° 40 ayant servi à la découverte de la division des anneaux, ces mesures sont présentées dans la figure 1.11.

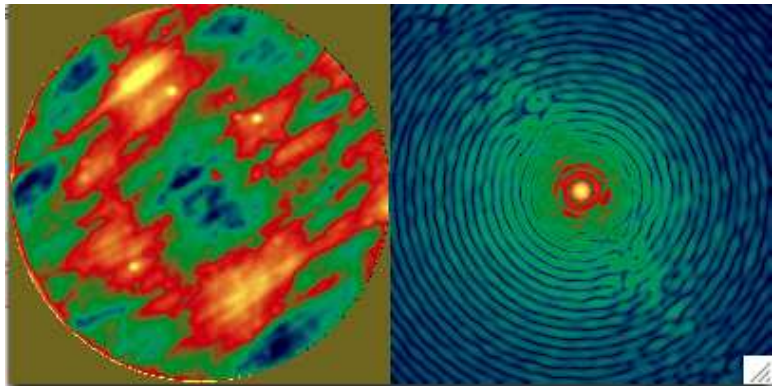


FIGURE *1.11* – Mesures du front d'onde et de la FEP associée de la lentille n° 40.

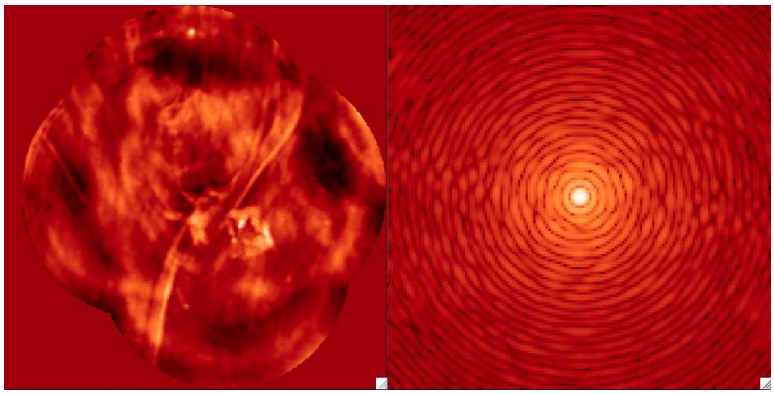
L'erreur de front d'onde est très faible, car elle a une amplitude maximale de $0,325\ \lambda$, et un écart quadratique moyen de $\mathbf{0,049\ \lambda}$; la qualité optique est donc très bonne, pour un instrument de cette époque. On voit cependant dans le front d'onde mesuré une direction générale en diagonale des variations ; ce sont donc certainement des variations d'indice, dues à une homogénéisation imparfaite du verre lors de sa fabrication. En effet, ce motif est typiquement dû à l'étirement du verre fondu lorsque celui-ci est mélangé pour obtenir un indice suffisamment homogène.

La qualité de l'image finale est en général quantifiée par un facteur, le rapport de Strehl, qui compare l'énergie lumineuse dans le pic central de la tache de diffraction obtenue, avec sa valeur théoriquement optimale. Ainsi, si le rapport de Strehl est égal à 1, la lentille est parfaite, et on atteint sa résolution théorique. Dans le cas de la FEP présentée en figure 1.11, le rapport de Strehl calculé est de $\boldsymbol{S = 0,83}$. On a donc une très bonne qualité d'image.

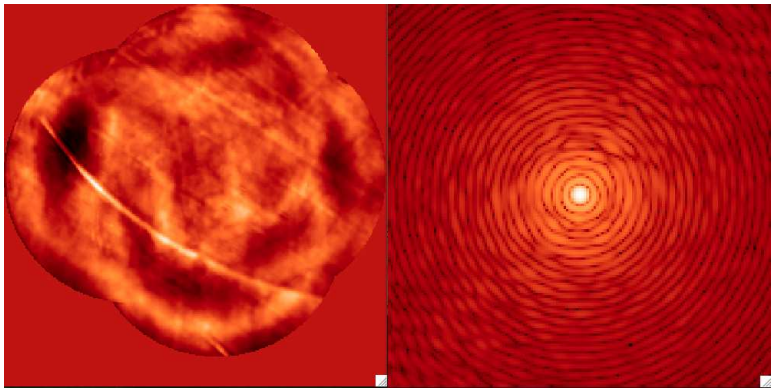
La figure 1.12 présente les mesures de fronts d'ondes et de FEP des lentilles nos 41, 43 et 44. Lest lentilles nos 41 à 43 ont des diamètres plus important que la lentille de référence et la pupille du Zygo, c'est pourquoi nous avons réalisé plusieurs mesures en translatant les lentilles. Les fronts d'ondes sont alors reconstruits grâce aux défauts locaux communs. Cette reconstruction n'a pas été possible pour la lentille n° 42, c'est pourquoi elle n'est pas présentée dans la figure 1.12. La reconstruction ne recouvre pas toute la lentille, ce qui donne les formes de pupilles originales des figure 1.12a et 1.12b.

Pour les lentilles nos 41 et 43, la qualité est exceptionnelle pour l'époque, car l'écart quadratique moyen de front d'onde est de $\mathbf{0,027\ \lambda}$, ce qui donne un rapport de Strehl de $\boldsymbol{S = 0,94}$. On distingue encore des variations d'homogénéités du verre, formées au moment de leur fabrication.

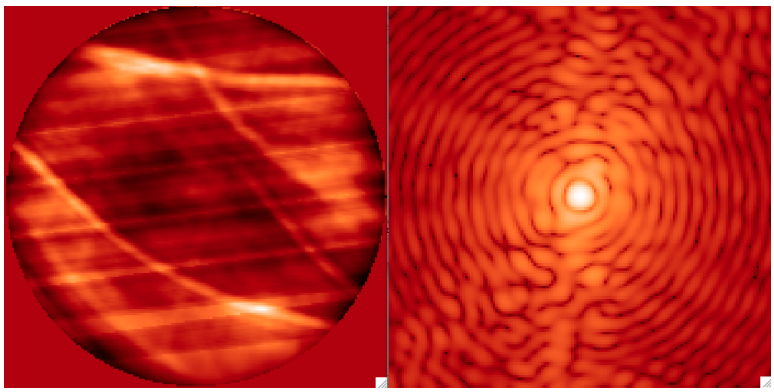
La lentille n° 44 est moins bonne que les précédentes, avec un écart quadratique moyen



(a) Front d'onde et FEP pour la lentille n° 41.



(b) Front d'onde et FEP pour la lentille n° 43.



(c) Front d'onde et FEP pour la lentille n° 44.

FIGURE *1.12* – Mesures des fronts d'ondes et des FEP associées aux lentilles n^{os} 41, 43 et 44.

de $\mathbf{0,07}\ \boldsymbol{\lambda}$, ce qui donne un rapport de Strehl de $\boldsymbol{S = 0,67}$. La qualité du verre est là aussi limitée par les inhomogénéités, dirigées dans une certaine direction. Cette lentille est fortement vignettée par un masque en carton collé dessus, ce qui laisse à penser que les défauts sont encore plus importants aux bords.

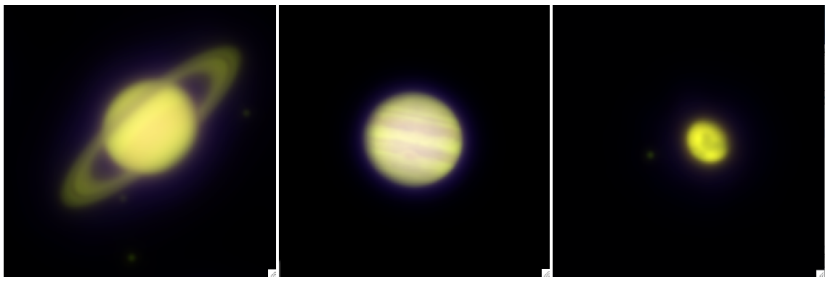
1.2.2.3 Que voyait Cassini ?

Ces résultats de fronts d'ondes ont été obtenu avec une lumière monochromatique à 633 nm. Cependant, la principale limitation des lunettes de cette époque est le chromatisme de l'indice, plus important lorsque la focale est faible ; c'est pourquoi les focales utilisées étaient de plus en plus grandes. Des mesures du chromatisme de l'indice vont être réalisées prochainement, mais en attendant, des simulations ont été réalisées en utilisant un verre BK7.

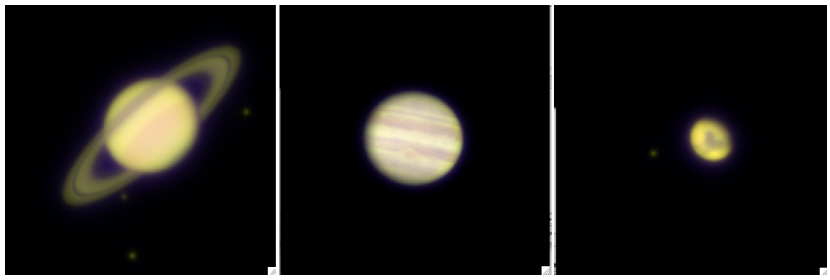
Les résultats présentés dans la section 1.2.2.2 ne concernent que les objectifs, cependant on ne connaît rien des oculaires utilisés, qui peuvent également apporter des aberrations. On suppose donc que ceux-ci étaient de très bonne qualité pour réaliser les simulations de la figure 1.13. Pour ces simulations, on utilise des images des planètes Saturne, Jupiter et Mars, telles qu'elles étaient visibles au début de l'année 1675. On utilise ainsi les FEP calculées précédemment, le chromatisme des lentilles et la courbe de sensibilité de l'œil.

Les satellites visibles dans ces images ne sont pas du tout à l'échelle photométrique, c'est pourquoi il ne faut pas en tenir compte. L'aberration chromatique est bien visible sur ces simulations, surtout dans le bleu ; en effet, lorsqu'on est bien focalisé vers 550 nm — le maximum de sensibilité de l'œil —, l'image dans le bleu est complètement défocalisée, surtout pour les focales plus faibles des lentilles n^{os} 40 et 44. Même si cela est très difficile dans la lentille n^{o} 44, on voit à chaque fois la division dans les anneaux de Saturne, ainsi que la Grande Tache Rouge de Jupiter, et les zones sombres de Mars.

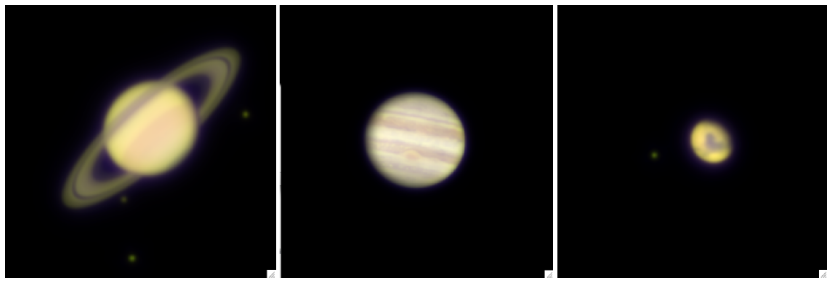
Ainsi, pour de tels objets, il est difficile d'appliquer une définition de la résolution angulaire, pour dire si oui on non Cassini a pu observer cette division dans les anneaux. D'autant plus que dans ces simulations, on ne tient compte ni de la qualité de l'oculaire, ni de la turbulence atmosphérique qui détériore la qualité de l'image. Cependant, l'œil est un formidable outil, car il est capable d'intégrer les informations jusqu'à 6 secondes consécutives, en conservant les détails les plus importants d'une images ; on pourrait comparer cela à la technique de *lucky imaging* [Fried, 1978], qui consiste à ne conserver que les meilleurs images d'une séquence d'acquisitions — voire les meilleurs zones de chaque image — prise en conditions turbulentes pour obtenir une résolution proche de la résolution théorique de l'instrument. Dans tous les cas, malgré le soin apporté à ces simulations, il est de toute manière très difficile de rendre compte numériquement des observations réalisées par Cassini. On peut tout de même penser qu'effectivement, sur toute l'année d'observation de Saturne, il a pu trouver les conditions favorables de turbulence pour observer la fameuse division qui porte son nom, et que cela n'était pas un « coup de chance », contrairement aux canaux martiens de Schiaparelli, ou au satellite de Vénus, Neith, « observé » deux fois par le même Cassini.



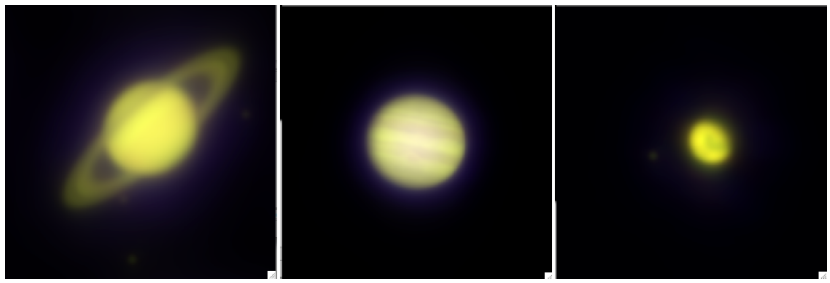
(a) Planètes à travers l'objectif n° 40.



(b) Planètes à travers l'objectif n° 41.



(c) Planètes à travers l'objectif n° 43.



(d) Planètes à travers l'objectif n° 44.

FIGURE *1.13* – Saturne, Jupiter et Mars vus à travers les lentilles n^{os} 40, 41, 43 et 44.

1.2.3 Des télescopes de plus en plus grands

1.2.3.1 Les lunettes, des instruments encombrants

Depuis l'époque de Cassini, les astronomes cherchent à avoir des pupilles de plus en plus grandes. Le lien avec la résolution de l'instrument n'est pas encore établi, mais c'est plus une question de flux : plus la pupille est grande, plus on collecte de photons, et plus on observe d'objets de faible magnitude. Les fabricants de lunettes se heurtent alors à différents problèmes : la qualité et l'homogénéité du verre, et la qualité de polissage. D'après la qualité des optiques étudiées précédemment, on peut voir que les techniques se sont très vite perfectionnées au cours du XVII^{e} siècle. En 1758, l'invention du doublet achromatique par John Dollond permet de réduire l'ouverture f/D, qui était entre 100 et 600 pour les plus grandes focales des lentilles simples, à une ouverture d'environ 10 à 20 pour les doublets, avec un chromatisme équivalent. L'encombrement des lunettes est alors largement réduit.

(a) Grande lunette de Meudon.

(b) Lentille du doublet de la grande lunette de l'exposition universelle de Paris de 1900.

FIGURE *1.14* – Les plus grandes lunettes astronomiques d'Europe.

Des lunettes jusqu'à 1 m de diamètre sont alors construite avant 1900. La plus grande d'Europe encore en état se trouve à l'Observatoire de Meudon, avec son double objectif de

62 et 83 cm de diamètre et 12 m de focale (figure 1.14a). Les plus grandes lentilles jamais construites furent celle du doublet de la grande lunette de l'exposition universelle de Paris de 1900. Avec 1,25 m de diamètre et 57 m de focale, la lunette était impossible à bouger, c'est pourquoi il fut utilisé un énorme sidérostat de Foucault, avec un miroir de 2 m de diamètre. Cette lunette fut un échec complet, et fut démontée quelques années plus tard. Les lentilles et le miroir du sidérostat sont toujours dans les sous-sols de l'Observatoire de Paris (figure 1.14b). Cet échec annonça la fin des grandes lunettes, car elles nécessitaient des coupoles de plus en plus grandes, et il était très difficile de construire des lentilles de diamètre plus grand que 1 m. En effet, un objectif de lunette ne peut être tenu qu'à ses bords. Du fait de son poids, et en fonction de l'orientation de la lunette, le centre de la lentille a alors tendance à s'affaisser et donc à se déformer. Du même coup, les images sont elles aussi déformées. C'est pourquoi une autre technique permettant d'obtenir des diamètres plus importants a connu un développement important : les télescopes à miroirs.

1.2.3.2 L'évolution des télescopes à miroirs

Parallèlement à l'évolution des grandes lunettes, les télescopes à miroirs sont également développés, tout d'abord à partir de miroirs métalliques. Des miroirs jusqu'à 1,8 m sont ainsi construits, mais souffrent du même défaut que les lentilles de grand diamètre, ils se déforment sous leur poids, mais aussi à cause des variations thermiques.

En 1857, Foucault invente un procédé qui permet de déposer une couche d'argent sur du verre. C'est alors le début de la course aux grands miroirs. En effet, c'est à la même époque, en 1828, que Herschel décrit les anneaux de diffraction autour des étoiles vues à travers un télescope, et en 1835 qu'Airy propose une explication. Dans la deuxième moitié du XIX^{e} siècle, Rayleigh définit le critère qui porte son nom, et qui donne l'angle minimal que doivent avoir deux étoiles pour être discernables dans un télescope. Pour une pupille circulaire, cet angle est usuellement donné par le critère de Rayleigh :

$$\theta \simeq \sin\theta = 1,22\frac{\lambda}{D}, \tag{1.2}$$

en considérant que les étoiles sont de magnitudes comparables, et que l'une est positionnée sur le minimum des anneaux de diffraction de l'autre. Cependant cette définition n'est pas unique, et par exemple, le critère de Sparrow définit la résolution comme le moment où on n'observe plus de ligne sombre entre les taches d'Airy, soit en réalité la moitié du critère de Rayleigh.

La plupart du temps, on s'intéressera plutôt aux fréquences spatiales résolues, c'est-à-dire qu'en prenant une grille avec un pas variable, la résolution est définie pour un pas où la grille observée devient uniforme. Ce pas, correspondant à l'inverse de la fréquence de coupure — le télescope étant vu comme un flitre passe-bas —, est alors donné par le critère suivant :

$$\theta = \frac{\lambda}{D}. \tag{1.3}$$

C'est ce critère de résolution qu'on utilisera par la suite. Dans tous les cas, quelque soit la définition, plus la pupille D est grande, plus on peut séparer deux objets proches angulairement. On récolte également plus de photons, car la surface du miroir évolue avec le carré du diamètre ; on peut donc observer des objets plus faibles.

La figure 1.15 résume l'évolution des diamètres pupillaires au cours du temps. Au cours du xx^{e} siècle, les miroirs sont passés de 1 à 10 m, ce qui a augmenté la résolution théorique maximale d'un facteur 10, et le nombre de photons collectés d'un facteur 100.

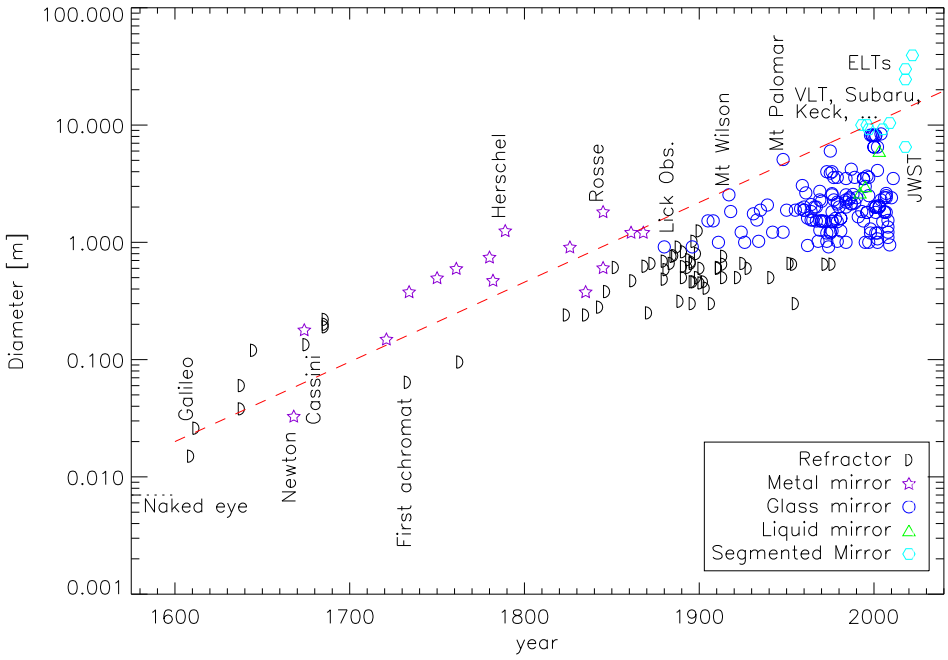
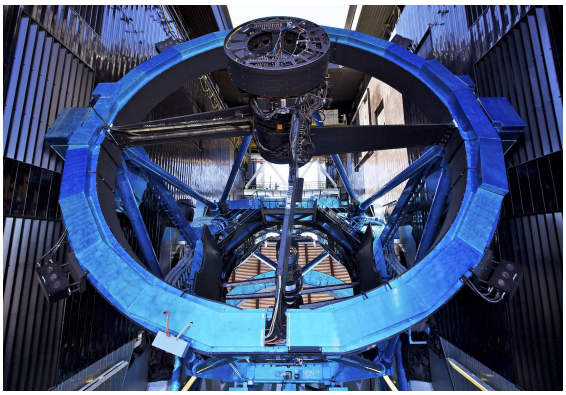
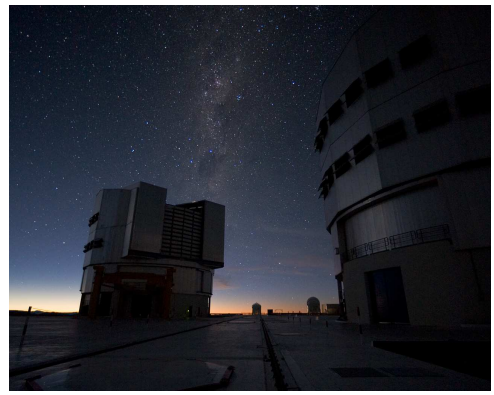


FIGURE *1.15* – Évolution de la taille des lunettes et télescopes au fil des siècles.

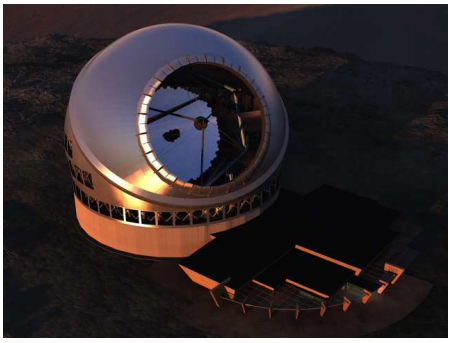
La réalisation de miroirs monolithiques atteint désormais une limite de 8,4 m, avec entre autres les télescopes Gemini, les télescopes du Very Large Telescope (VLT), les deux miroirs du Large Binocular Telescope (LBT) — qui ont en réalité un structure plus complexe en nid d'abeilles —, ou encore le télescope Subaru, dont nous reparlerons par la suite. La réalisation de miroirs segmentés, c'est-à-dire constitués de différents morceaux en contact ou presque les uns des autres, a permis ces dernières années de dépasser encore cette limite, avec les deux télescopes Keck et le Gran Telescopio Canarias (GTC) et leurs miroirs d'un peu plus de 10 m. Les futurs projets de télescopes visent à faire un bond en avant dans la résolution angulaire théorique maximale, ainsi que dans le flux récolté, avec des miroirs segmentés de 24,5 m pour le Giant Magellan Telescope (GMT), 30 m pour le Thirty Meter Telescope (TMT), et 39 m pour l'European Extremely Large Telescope (E-ELT) (figure 1.16).



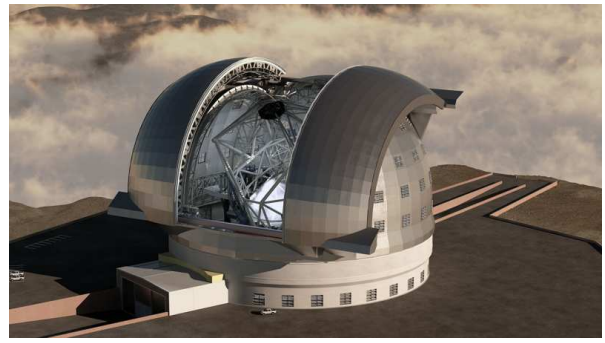
(a) Télescope Subaru — *Crédit : NAOJ*.



(b) Télescopes du VLT — *Crédit : ESO / H. H. Heyer*.



(c) TMT — *Crédit : TMT Observatory Corporation.*



(d) E-ELT — *Crédit : ESO.*

FIGURE *1.16* – Grands télescopes actuels (pupilles monolithiques), et les futurs Extremely Large Telescopes (pupilles segmentées).

1.2.4 Observer les exoplanètes avec un seul télescope

1.2.4.1 L'optique adaptative, pour exploiter au mieux le télescope

Bien que les diamètres des miroirs primaires des télescopes soient de plus en plus grand, la résolution réelle des télescopes au sol est toujours limitée par la turbulence atmosphérique. En effet, les rayons provenant de l'objet observé traversent la couche d'atmosphère terrestre, et celle-ci n'étant pas homogène optiquement, ils subissent une déviation. Cela déforme donc le front d'onde incident, ce qui fait que l'image subit dynamiquement des aberrations qui la détériorent. La résolution est alors limitée à la dimension typique des zones où l'atmosphère est homogène ; cette dimension est appelée le paramètre de Fried, et est noté r_0. Ce paramètre est dépendant de la longueur d'onde d'observation, avec une loi en $\lambda^{\frac{6}{5}}$; ainsi, il est d'environ

10 cm dans le visible, et 40 cm dans le proche infrarouge. Donc dans le visible, même avec un miroir de 8 m de diamètre, la résolution de l'instrument est équivalente à celle d'un télescope de 10 cm. Une méthode permet de compenser ces variations de l'atmosphère, c'est l'Optique Adaptative (OA), présentée en figure 1.17.

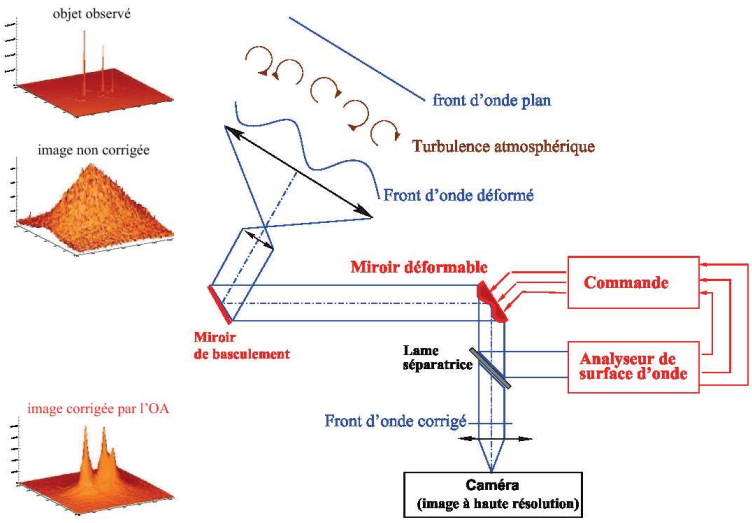


FIGURE *1.17* – Principe de l'optique adaptative.

Cette méthode est en fait une boucle d'asservissement :

- ❒ un analyseur de surface d'onde mesure les perturbations subies par le front d'onde plan provenant de l'objet observé ;
- ❒ un calculateur temps réel calcule la commande à envoyer à l'actionneur pour compenser au mieux les déformations du front d'onde ;
- ❒ un miroir déformable constitué de plusieurs actionneurs — des éléments mobiles, de type électromagnétiques, piézoélectriques, … —, déforme sa surface réflectrice selon la commande envoyée par le calculateur, ce qui modifie le front d'onde incident, qui est une nouvelle fois mesuré par l'analyseur de surface d'onde.

La qualité de la correction dépend alors de la qualité de la mesure de l'analyseur, du nombre d'actionneurs, de la vitesse de la boucle d'asservissement et de la manière de calculer la commande à envoyer au miroir déformable. Dans le cas où on cherche à observer plusieurs objets, ou sur un champs large, la correction dépend également du nombre de couches turbulentes corrigées ; pour l'observation des exoplanètes, la qualité de la correction doit être très bonne sur un champs très petit, la planète étant très proche de son étoile. Un seul miroir déformable corrigeant globalement la turbulence mesurée sur l'axe suffit pour cette application. Lorsque la boucle est fermée, si la correction est de bonne qualité, on atteint la résolution angulaire théorique de l'instrument, l'image d'une source ponctuelle donnant un pic central de l'ordre de λ/D, entouré d'anneaux de diffraction et de speckles plus ou moins fort en fonction de la

qualité de la correction.

Comme on l'a vu en section 1.2.2.2, la qualité d'un système optique est quantifié par le rapport de Strehl. À cause des turbulences, les télescopes de grande taille sans optique adaptative ont des rapports de Strehl très faibles, de l'ordre du pourcent. Les systèmes d'OA actuels atteignent des rapport de Strehl de l'ordre de 0,6 : par exemple 0,5 pour MACAO [5] et 0,6 pour NAOS-CONICA [6] au VLT, jusqu'à 0,7 sur l'AO188 [Hayano *et al.*, 2010] de Subaru. Cette technique a permis d'obtenir la première image d'exoplanète en 2004, avec l'optique adaptative du VLT (figure 1.18) [Chauvin *et al.*, 2004].

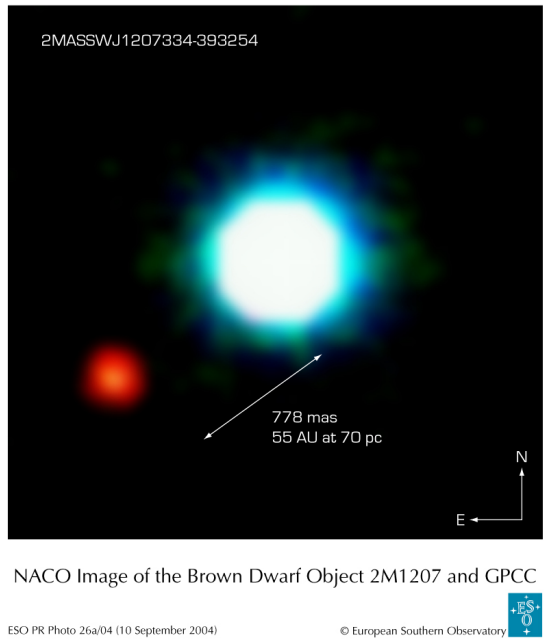


FIGURE *1.18* – Première image d'exoplanète, obtenue au VLT en 2004 — *Crédit : ESO*.

Cependant, dans ce cas, la distance angulaire entre la planète et l'étoile est bien supérieure à la résolution théorique du télescope, et l'étoile étant une naine brune et la planète étant encore très chaude car très jeune, le contraste entre les deux flux, d'environ 10^2, est assez faible comparé aux valeurs présentées en section 1.1.2.2. Un rapport de Strehl de 0,6 est donc suffisant pour séparer l'étoile de la planète. Or les planètes que l'on veut imager sont en général angulairement plus près de leur étoile, bien que la résolution théorique d'un miroir d'un mètre soit suffisante pour observer une exoterre à 10 parsec. C'est également le résidu de speckle autour du pic central de l'étoile qui complique cette observation, car plus la correction de la turbulence est mauvaise, plus le contraste entre ces speckles et la planète est important. Il faut

5. Multi Application Curvature Adaptive Optics
6. Nasmyth Adaptive Optics System

donc corriger au maximum le front d'onde pour pouvoir distinguer la planète de ces speckles. C'est pourquoi une nouvelle génération d'OA a été développée, appelée OA extrême — eXtreme AO en anglais, ou XAO —, qui corrige plus précisément le front d'onde simplement en augmentant le nombre d'actionneurs d'un ordre de grandeur, tout en augmentant la fréquence de la boucle de correction. La correction est alors extrêmement limitée autour de l'étoile guide, ce qui correspond bien à l'application de l'observation des exoplanètes, souvent très proche de leur étoile.

Le système FLAO [7] du LBT est le premier a fournir des images sur ciel avec un rapport de Strehl pouvant dépasser 0,9 [Esposito *et al.*, 2011]. D'autres systèmes d'OA extrême sont en préparation : le système SAXO [8] [Fusco *et al.*, 2006] de l'instrument SPHERE [9] pour le VLT [Beuzit *et al.*, 2006], GPI [10] au télescope Gemini [Macintosh *et al.*, 2006], et SCExAO [11] au télescope Subaru [Martinache & Guyon, 2009], auquel j'ai contribué.

1.2.4.2 La coronographie, une méthode pour éteindre les étoiles

Comme on l'a vu dans la section 1.1.2, obtenir des images à la limite de résolution n'est en général pas suffisant pour observer les exoplanètes. Pour le cas de la figure 1.18, la planète de 5 masses de Jupiter gravite autours d'une naine brune de 25 masses de Jupiter ; le contraste entre la planète et l'étoile n'est alors pas très élevé. Mais, dans le cas d'un système planétaire comparable au système solaire, le contraste entre une planète de la taille de Jupiter et une étoile de type Soleil est de l'ordre de 10^{-7} dans le visible, et 10^{-6} dans l'infrarouge. Si la planète est plus proche de l'étoile, comme c'est le cas pour les pégasides, le contraste n'est plus que de quelques 10^{-4} dans le visible et 10^{-3} dans l'infrarouge. Donc avec une optique adaptative seule, la planète est le plus souvent noyée dans le flux de l'étoile, ou dans les ordres supérieurs de la diffraction, que ce soit les anneaux ou les speckles. Il faut donc un système qui permet de bloquer le flux de l'étoile sans atténuer celui de la planète. Un grand nombres de techniques ont ainsi été développées pour l'imagerie à haut contraste, résumées dans la figure 1.19.

Pour un télescope mono-pupille, ces techniques sont appelées coronographie, car elles s'inspirent du coronographe de Lyot, conçu dans les années 1930 [Lyot & Marshall, 1933] à l'Observatoire de Paris-Meudon, pour réaliser des observations de la couronne solaire en l'absence d'éclipse. On ne va évidemment pas détailler toutes ces techniques, mais on peut voir qu'elles ont toutes un lien entre elles. Sur la figure 1.19, on peut tout de même les différencier en 4 catégories principales :

- ❒ Les coronographes interférentiels en plan pupille (en violet, en haut à gauche), qui éteignent l'étoile en créant une interférence destructive dans la pupille ;

7. First Light Adaptive Optics
8. SPHERE Adaptive optics for eXoplanet Observation
9. Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch
10. Gemini Planet Finder
11. Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics

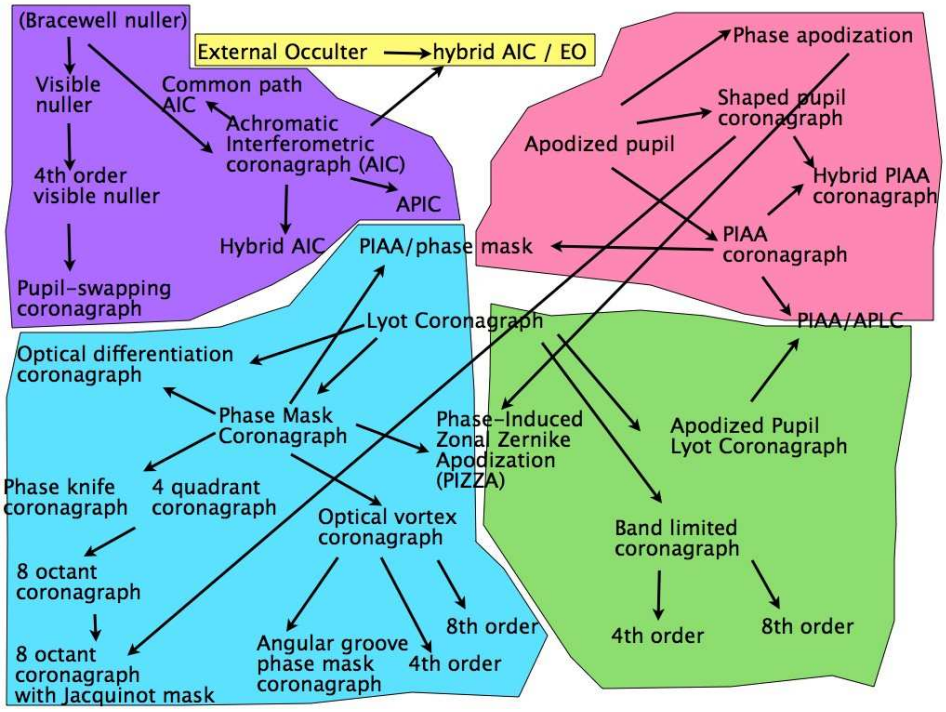


FIGURE *1.19* – Les différentes méthodes d'imagerie à haut contraste — *Crédit : O. Guyon*.

- ❒ Les coronographes interférentiels en plan image (en bleu, en bas à gauche), qui réduisent le flux de l'étoile en créant une interférence destructive dans le plan image, celui-ci étant réimagé plus loin. Un masque de Lyot en plan pupille enlève éventuellement le résidu de lumière qui passe à travers le masque en plan image ;
- ❒ Les coronographes d'amplitude, (en vert, en bas à droite), qui ne modifient que l'amplitude (l'apodisation), mais ne touchent pas à la phase. Là aussi, un masque de Lyot en plan pupille est utilisé ;
- ❒ Les coronographe qui apodisent la pupille par une manipulation de la phase (en rose, en haut à droite), couplé à un masque dans le plan image pour bloquer la lumière de l'étoile.

La plupart des systèmes d'OA extrême présentés en section 1.2.4.1 seront couplés à un coronographe. Les méthodes étant en pleine évolution, les instruments SPHERE et SCExAO pourront même accueillir différents types de coronographes, et permettront de comparer les différentes techniques proposées.

L'une des techniques qui permet la détection d'exoplanètes à presque λ/D est le Phase Induced Amplitude Apodization Coronagraph (PIAAC) développé par O. Guyon [Guyon, 2003], qui sera testé sur ciel sur l'instrument SCExAO. À l'aide d'un premier dioptre fortement asphé-

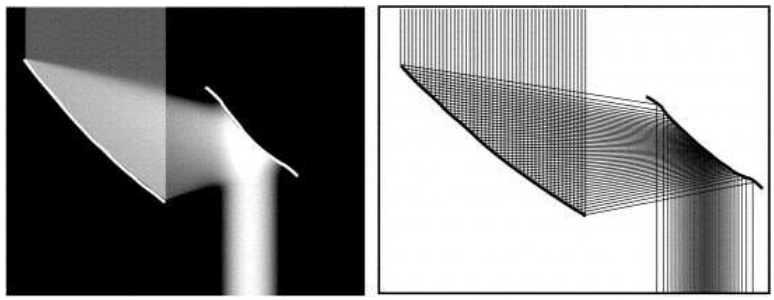


FIGURE *1.20* – Principe du Phase Induced Amplitude Apodization (PIAA) — *Crédit : O. Guyon.*

rique (miroir ou lentille), le front d'onde incident subit des modifications de phase et d'amplitude ; un deuxième dioptre, également fortement asphérique, corrige ces variations de phase. Ainsi, après les deux dioptres, la phase du front d'onde est plane, et l'amplitude n'est plus uniforme, mais est similaire à une gaussienne — en réalité un sphéroïde prolate. Les anneaux de diffractions sont donc fortement réduits pour obtenir un contraste maximal au plus proche du lobe central. Cette technique permet d'obtenir des contrastes très élevés à $1\lambda/D$: 10^{-6} pour l'instrument SCExAO, et jusqu'à 10^{-10} pour des applications spatiales.

1.3 L'interférométrie pour l'observation des exoplanètes

1.3.1 Évolution de l'interférométrie

1.3.1.1 Interférences à deux ondes

Bien que dans la nature, on puisse observer des phénomènes dus à l'interférométrie, comme l'irisation à la surface des hydrocarbures, c'est en 1801 que remonte la première expérience pour étudier l'interférométrie, lorsque Thomas Youg fait interférer deux faisceaux de lumière issus d'une même source : c'est la célèbre expérience des fentes d'Young (voir figure 1.21). Il met alors en évidence la nature ondulatoire de la lumière.

Il existe deux types d'interféromètres : à division de front d'onde, à l'image des fentes d'Young, et à division d'amplitude, comme par exemple l'interféromètre de Michelson. Les premiers utilisent des parties distinctes du front d'onde issues de la même source, pour les faire interférer ensuite, alors que les seconds utilisent le même front d'onde incident, dont l'amplitude est séparée pour être recombinée ensuite.

Certaines techniques de coronographie présentées en figure 1.19 réalisent un interféromètre à division d'amplitude, pour éteindre l'étoile avec une interférence destructive. Au contraire, les interféromètres à longue base utilisés actuellement en astronomie sont à division de front

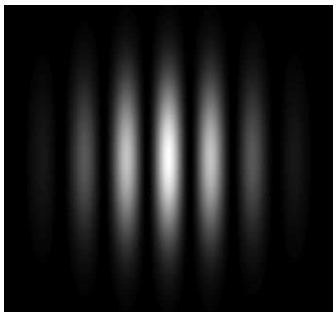


FIGURE *1.21* – Figure d'interférence obtenue avec une expérience de fentes d'Young.

d'onde, car ils sont constitués de plusieurs pupilles distinctes dont on fait interférer les faisceaux (voir figure 1.22).

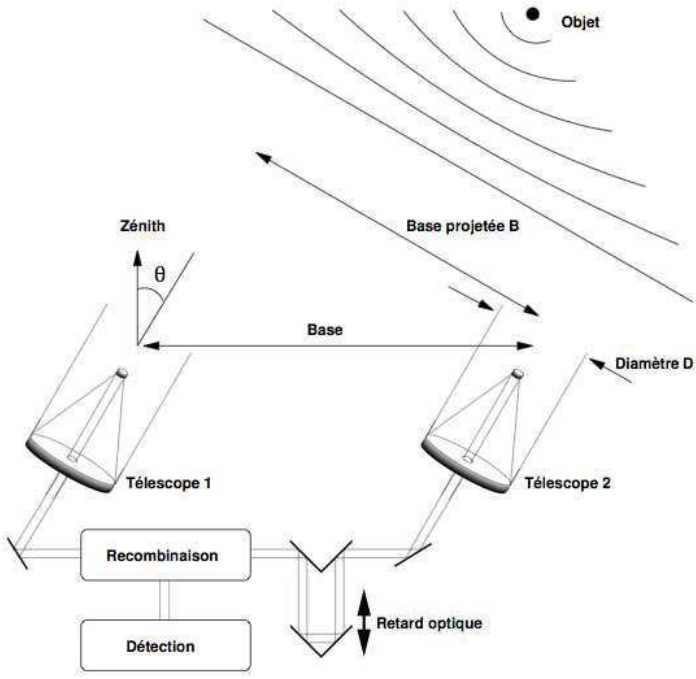


FIGURE *1.22* – Principe de l'interférométrie optique pour l'astronomie.

Dans le cas d'interférences à deux ondes d'intensités I_1 et I_2, pour une source ponctuelle, si on appelle δ la différence de marche (DDM) — c'est-à-dire la différence de chemin optique

entre les faisceaux —, alors le flux mesuré en fonction de cette DDM est donné par

$$I(\delta) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,|\gamma(\delta)| \cos\left(\phi_\gamma + 2\pi\sigma\delta\right). \tag{1.4}$$

Comme on peut le voir sur la figure 1.22, la différence de marche (ou retard optique sur la figure) peut être modifiée à l'aide d'une ligne à retard (LAR), c'est-à-dire un système de miroirs mobiles qui modifient la longueur du chemin entre les bras.

Par la suite, lorsque on parlera d'interférométrie, on emploiera comme ici le nombre d'onde σ plutôt que son inverse, la longueur d'onde λ ; en effet, les différentes quantités évoquées par la suite sont majoritairement proportionnelles à σ, à l'instar de la fréquence en électronique, ce qui a tendance à alléger les calculs et faciliter les interprétations.

Dans l'équation (1.4) dépendante de la DDM δ, le terme γ correspond au degré de cohérence temporelle de la source. γ est en réalité la Transformée de Fourier (TF) du spectre S de la source à travers l'interféromètre [Goodman, 1985] :

$$\gamma(\delta) = |\gamma(\delta)|e^{i\phi_\gamma} = \mathrm{TF}\,[S\,](\delta). \tag{1.5}$$

Ainsi, plus le spectre étudié est étroit, plus la cohérence temporelle est étalée, et plus on pourra observer des franges loin de la DDM nulle. La distance caractéristique pour laquelle on observe des franges avec un contraste suffisant est appelée longueur de cohérence L_c. Celle-ci est dépendante de l'étendue spectrale de la source $\Delta\lambda$ en longueur d'onde, ou $\Delta\sigma$ en nombre d'onde :

$$L_\mathrm{c} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{1}{\Delta\sigma}. \tag{1.6}$$

Par exemple, avec une source laser, la longueur de cohérence peut dépasser le mètre voire le kilomètre, alors que pour une source blanche, comme le spectre visible d'une étoile de type solaire, elle n'est plus que d'une dizaine de microns.

Cette relation fondamentale entre le spectre et la cohérence temporelle est extrêmement intéressante justement pour mesurer ce spectre ; cette technique est appelée Spectrométrie par Transformation de Fourier (FTS) [Connes & Michel, 1975]. On réalise cette mesure en faisant varier linéairement la différence de marche à l'aide d'une ligne à retard, décrite précédemment.

1.3.1.2 Les débuts de l'interférométrie pour l'étude des astres

L'interférométrie optique appliquée à l'astronomie a tout d'abord débuté avec la tentative de mesures de diamètres stellaires par Fizeau et Stephan en 1868 [Fizeau, 1868]. Les observations ayant été réalisées avec une base inférieure au mètre, ils ne sont pas parvenus à mesurer de diamètres stellaire. Ce n'est que 22 ans plus tard, en 1890, que la technique est validée par Michelson, sur les satellites de Jupiter, des cibles plus faciles à observer, et dont le diamètre est déjà connu. À la suite de cela, il construit avec son collègue Pease un interféromètre dont la

base est plus importante, car il est constitué d'une poutre d'environ 4 m montée sur le télescope Hooker de 2,5 m du Mont Wilson, sur laquelle est placé un système de périscopes (figure 1.23). Celui-ci a permis de faire la première mesure de diamètre stellaire sur l'étoile Bételgeuse en 1920 [Michelson & Pease, 1920].

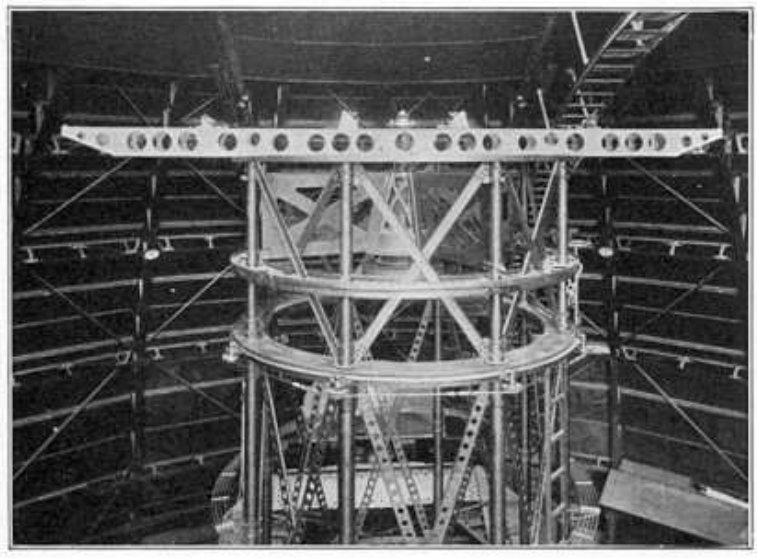


FIGURE *1.23* – Interféromètre de Michelson de 6 m de base attaché au télescope Hooker de 2,5 m (1920).

À la fin des années 1930, le développement des transmissions par ondes radios lance le début de la radioastronomie, dont les contraintes sont moindres : la longueur d'onde étant beaucoup plus grande que dans le domaine visible, les contraintes sont moindres : la sensibilité aux vibrations ou à la turbulence atmosphérique est négligeable, le signal n'est pas limité par la bruit de photon, et surtout on mesure directement l'amplitude et la phase de l'onde, contrairement au domaine optique qui ne mesure que le carré de l'amplitude. Cependant, dans les années 1970, les travaux d'Antoine Labeyrie relancent l'interférométrie optique, avec notamment les instruments I2T [12] [Labeyrie, 1975] et GI2T [13] [Labeyrie *et al.*, 1986 ; Mourard *et al.*, 1994] sur le plateau de Calern. Depuis, l'interférométrie optique n'a cessé de se développer, à la fois pour augmenter le nombre de télescopes, et pour agrandir la base B des interféromètres, c'est-à-dire la séparation entre les pupilles.

12. Interféromètre à 2 Télescopes
13. Grand Interféromètre à 2 Télescopes

1.3.1.3 Résolution d'un interféromètre et imagerie

La résolution d'un interféromètre est définie par la distance angulaire entre deux sources qu'il faut pour que les réseaux de franges des deux sources soient en opposition, c'est-à-dire que le maximum du premier réseau se retrouve sur le minimum du second. Cette distance angulaire est donc au minimum le demi interfrange. La résolution de l'interféromètre est donc donnée par :

$$\theta = \frac{\lambda}{2B}. \tag{1.7}$$

Cependant, contrairement aux télescopes mono-pupilles, on ne fait pas nécessairement directement une image des objets qu'on observe, mais on obtient une figure d'interférence. Dans certains cas, il est tout de même possible de reconstruire une image de l'objet observé. Cette propriété est basée sur le théorème de Zernike-Van Cittert, que l'on peut formuler ainsi :

> Pour une source quasi-monochromatique et spatialement incohérente, le facteur complexe de cohérence est égal à la transformée de Fourier normalisée de la distribution d'intensité de la source.

Donc si μ est ce facteur complexe de cohérence, il est définit par [Goodman, 1985] :

$$\mu(u,v) = \frac{\langle \mathrm{E}(x,y)\,\mathrm{E}^*(x+\lambda u, y+\lambda v)\rangle_S}{\langle |\,\mathrm{E}(x,y)|^2\rangle_S}, \tag{1.8}$$

avec u et v les fréquences spatiales des deux directions du plan pupille. Ainsi, d'après le théorème, μ est relié à $I(\alpha,\beta)$, l'intensité de l'objet observé en fonction des angles α et β, par :

$$\mu(u,v) = \frac{\mathrm{TF}\,[I]\,(u,v)}{\mathrm{TF}\,[I]\,(0,0)}. \tag{1.9}$$

Donc pour pouvoir reconstruire l'image, il faut faire la transformée de Fourier inverse de μ, mais pour cela, il faut pouvoir mesurer μ pour un nombre suffisant de couples $(u,\ v)$: plus ce nombre est élevé, plus l'image reconstruite sera détaillée. Deux télescopes séparés par une base fixe ne réalisant qu'un point de mesure, il faut pouvoir augmenter le nombre de points. Avec seulement deux télescopes, l'idée est déjà d'attendre que l'objet tourne dans le ciel, car la base restant fixe, la base projetée (cf. figure 1.22) va varier au cours de la nuit. Pour augmenter plus rapidement le nombre de mesures, il faut également augmenter le nombre de bases, en multipliant le nombre de télescopes et/ou en utilisant des télescopes mobiles.

Une fois la couverture du plan $(u,\ v)$ suffisante, on peut ainsi par exemple imager la surface d'autres étoiles que le Soleil. La figure 1.24 présente un récent résultat de la vue la plus détaillée obtenue de la surface de l'étoile Bételgeuse, à l'interféromètre IOTA [14] [Haubois *et al.*, 2009]. Cette image a été réalisée à l'aide des logiciels de reconstruction interférométrique MIRA développé par Éric Thiébaut, et WISARD développé par Serge Meimon et Laurent Mugnier à l'Onera [Meimon, 2005].

14. Infrared Optical Telescope Array

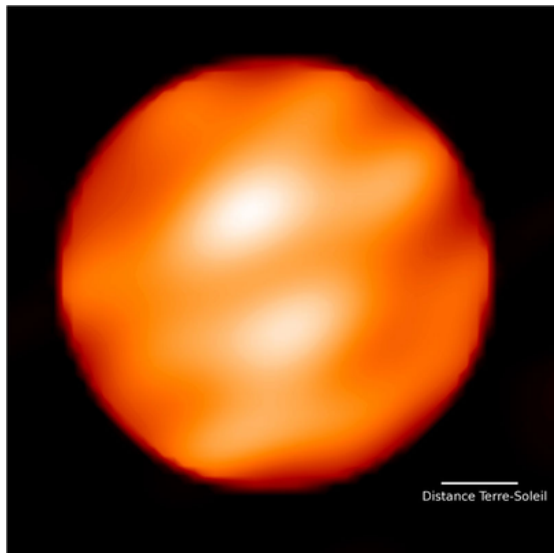


FIGURE *1.24* – La surface de Bételgeuse à $\lambda = 1,64$ µm avec l'interféromètre IOTA, qui fait apparaître des détails de 9 mas sur un champs de vue de 55 mas — *Crédit : Haubois/Perrin (LESIA, Observatoire de Paris)*.

1.3.1.4 Les interféromètres au sol dans le monde

Le tableau 1.3 présente les différents interféromètres au sol encore en utilisation ou en construction en 2011. On peut distinguer différents types, correspondant à différentes utilisations. Les interféromètres à base fixe mais avec des télescopes de grande taille, comme le KI — dont l'exploitation sera arrêté mi-2012 — ou le VLTI VIMA, permettent d'observer des objets de faibles magnitudes, mais pas de faire de la reconstruction d'image. Au contraire, d'autres interféromètres comme le VLTI VISA ou le NOI (ex NPOI), multiplient le nombre de bases pour permettre la reconstruire des images, mais ont des télescopes de plus faibles diamètres, et sont donc dédiés à des objets plus lumineux.

1.3.2 Principe de l'interférométrie en frange noire

Comme nous l'avons vu dans la section 1.2.4.2, pour observer les exoplanètes, on cherche à réduire le flux trop intense de leur étoile hôte. Dans cette section, nous avons présenté le principe de la coronographie, qui utilise un télescope unique. Il est également possible d'éteindre cette étoile avec un interféromètre à longue base, en réalisant une interférence destructive du flux de cette étoile. Cette technique est appelée interférométrie en frange noire. En 1978, Ronald N. Bracewell a proposé d'utiliser un interféromètre à deux télescopes pour éteindre le flux d'une étoile et pouvoir ainsi observer une exoplanète à proximité [Bracewell, 1978].

Tableau *1.3* – Liste des interféromètres optiques à longue base en service.

Nom	Opérateur	Lieu	Début	N_D	D [m]	N_B	B [m]	λ [µm]
ISI [a]	University of California	Mt. Wilson, CA, USA	1988	3	1,65	3	70	8–13
SUSI [b]	Sydney Institute for Astronomy	Narrabri, NSW, Australia	1991	2	0,12	10	5-160	0,43–0,95
NOI [c] (NPOI)	USNO [d]	Anderson Mesa, AZ, USA	1994	6	0,12	435	2–437	0,45–0,85
CHARA [e] Array	CHARA	Mt. Wilson, CA, USA	1999	6	1	15	34–331	0,5–2,4
KI [f], fin mi-2012	JPL	Mauna Kea, HI, USA	2001 2004	2	10	2	85	2–2,4 8–13
MIRA-I.2 [g]	NAOJ [h]	Tokyo, Japan	2002	2	0,3	2	30	0,6–1
VLTI [i] VIMA	ESO [j]	Cerro Paranal, Chili	2002 2004	2 3	8,2	6	47–130	8–13 1,1–2,4
VLTI VISA	ESO	Cerro Paranal, Chili	2005	2 3	1,8	248	8–202	8–13 1,1–2,4
OHANA [k] (tests)	Mauna Kea Observatories	Mauna Kea, HI, USA	2005	7	3–10	7	800	0,5–2,4
LBTI [l]	Consortium LBT	Mt. Graham, AZ, USA	2011	2	8,4	2	23	1–2,4
MROI [m]	New Mexico Tech	Magdalena Ridge, NM, USA	2013	10	1,5	10	340	0,6–2,4

a. Infrared Spatial Interferometer
b. Sydney University Stellar Interferometer
c. Navy (Prototype) Optical Interferometer
d. United State Naval Observatory
e. Center for High Angular Resolution Astronomy
f. Keck Interferometer
g. Mitaka InfraRed and optical Array
h. National Astronomical Observatory of Japan
i. Very Large Telescope Interferometer
j. European Southern Observatory
k. Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy
l. Large Binocular Telescope Interferometer
m. Magdalena Ridge Observatory Interferometer

La figure 1.25 présente le principe de l'interféromètre de Bracewell. Il est constitué en réalité d'une version très « simple » d'interféromètre : deux télescopes séparés par une base B observent un couple étoile/planète séparé par un angle θ. On se place dans une configuration où la différence de marche est maintenue à zéro. Si les faisceaux des deux télescopes sont recombinés en l'état, l'interférence de l'ordre zéro est constructive, donc le flux de l'étoile est

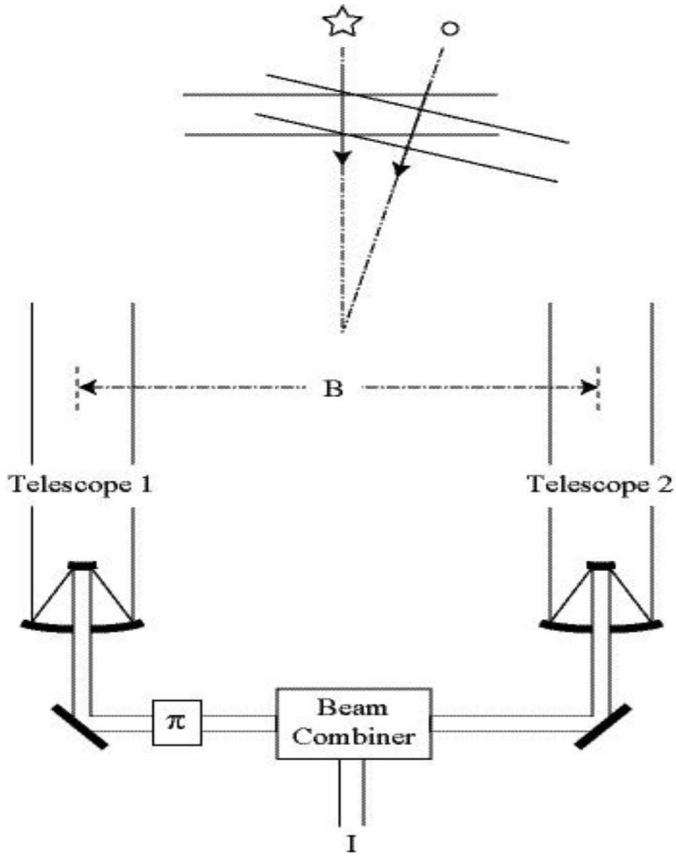


FIGURE *1.25* – Principe de l'interféromètre de Bracewell.

maximum. On réalise donc un déphasage de π achromatique entre les deux bras, pour que l'interférence soit destructive à toutes les longueurs d'onde. Donc si l'étoile est parfaitement dans l'axe des télescopes, alors celle-ci voit son flux atténué par l'interférence destructive. Au contraire, on s'arrange pour avoir la planète sur une interférence constructive, pour pouvoir analyser son flux. Le demi interfrange étant $\lambda/2B$, la base de l'interféromètre est alors idéalement

$$B = \frac{\lambda}{2\theta}. \tag{1.10}$$

Par contre, comme il est expliqué dans la section 1.3.1.3, il n'est pas possible de faire des images de la planète observée avec seulement deux ouvertures. L'analyse de la planète se fait en réalité en intégrant le flux du champ de vue des deux télescopes multiplié par une carte de transmission correspondant à la figure d'interférence de l'interféromètre. La figure 1.26 présente une telle carte de transmission pour une observation à 10 μm d'un couple étoile/planète séparé de 0,1 arcsec.

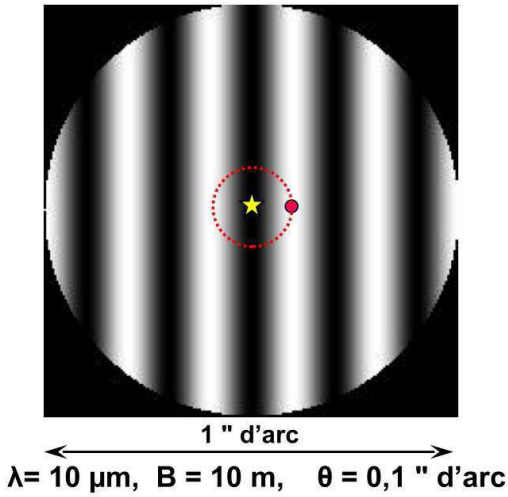


FIGURE *1.26* – Carte de transmission d'un interféromètre de Bracewell de base $B = 10$ m, qui observe un couple étoile/planète à $\lambda = 10$ µm séparé de 0,1 arcsec.

En réalité, on ne connaît pas forcément l'orientation qu'a la planète par rapport à son étoile ; c'est pourquoi il faut mettre en rotation la base de l'interféromètre. La planète passera ainsi alternativement de la frange brillante à la frange sombre ; le signal de la planète est donc modulé par la rotation, contrairement au signal de l'étoile, qui reste constant quelque soit l'orientation de l'interféromètre. Un disque exozodiacal qui n'est pas vu par le dessus aura lui aussi son signal modulé mais de manière distincte de la planète ; on peut donc discriminer les deux contributions.

1.3.3 Taux d'extinction et facteurs limitants

Comme on cherche à éteindre la lumière de l'étoile, la principale caractéristique d'un interféromètre en frange noire est le résidu de lumière de l'étoile qui reste transmis par l'interféromètre. On définit alors deux quantités : le taux d'extinction N et son inverse, le taux de réjection ρ, par

$$N = \frac{I_{\text{min}}}{I_{\text{max}}} \qquad \text{et} \qquad \rho = \frac{1}{N} = \frac{I_{\text{max}}}{I_{\text{min}}}, \tag{1.11}$$

avec I_{min} le résidu de flux transmis par l'interféromètre, et I_{max} le flux transmis par l'interféromètre dans le cas d'une interférence constructive.

On cherche donc à avoir N le plus proche de zéro, et ρ le plus grand possible. Dans toutes les analyses suivantes, on utilisera préférentiellement le taux d'extinction N.

Cependant, le cas idéal $N = 0$ n'est pas possible, même avec un interféromètre parfait ; en effet, l'étoile n'est pas ponctuelle, mais possède un certain diamètre angulaire. Bien qu'il soit

bien inférieur à la résolution de l'interféromètre, il y a toujours des fuites du flux de l'étoile à travers la carte de transmission de l'interféromètre, qui dépendent du profil spatial d'extinction. Le résidu obtenu est appelé résidu géométrique ou stellaire.

Dans la réalité, un interféromètre possède aussi des erreurs instrumentales, qui dégradent également le taux d'extinction. Le résidu donné par ces erreurs, à différencier des fuites géométriques, correspond aux fuites instrumentales. La plupart des erreurs de fronts d'ondes qu'apportent l'instrument sont filtrées par des fibre monomodes ; il reste cependant certains modes qu'il faut contrôler, le piston différentiel — ou différence de marche — et les modes de basculement — ou tip/tilt —, qui influent sur l'injection dans la fibre monomode.

Certaines de ces fuites instrumentales sont étudiées depuis un certain temps, mais c'est E. Serabyn qui le premier a réalisé une étude synthétique [Serabyn, 2000] ; il décompose ainsi le taux d'extinction en différents termes indépendants :

$$N = N_\star + N_\phi + N_\varepsilon + N_{\text{pol}}, \tag{1.12}$$

avec :

- ❒ $N_\star$ le résidu stellaire dû seulement à la dimension angulaire de l'étoile observée ;
- ❒ N_ϕ l'effet des perturbations de phase dans l'interféromètre ;
- ❒ N_ε l'effet des différences de flux entre les deux faisceaux ;
- ❒ N_{pol} les effets de polarisation dans l'interféromètre.

1.3.3.1 Résidu stellaire

Le résidu stellaire dépend du diamètre angulaire de l'étoile $\theta_\star$, de la base de l'interféromètre B, et du spectre de l'étoile à travers l'interféromètre $S(\sigma)$. On a donc [Serabyn, 2000] :

$$N_\star = \frac{\pi^2}{16}(B\theta_\star)^2 \int S(\sigma)\sigma^2 \,\mathrm{d}\sigma \simeq \frac{\pi^2}{16}(\sigma_{\max} B\theta_\star)^2. \tag{1.13}$$

L'approximation faite sur le terme spectral surestime légèrement cette contribution du résidu stellaire, mais donne une bonne approximation de ce qu'on obtient.

Les termes quadratiques sont dû au fait qu'on approxime le minimum de la sinusoïde des interférences par un terme quadratique. Ceci n'est donc valable que dans le cas d'un interféromètre à deux télescopes et pour une étoile de petit diamètre angulaire ; en effet, il existe des configurations avec plus de télescopes qui permettent d'obtenir une fonction quartique (en puissance 4) plutôt que quadratique, comme la configuration à 4 télescopes en croix d'Angel généralisée [Mennesson & Mariotti, 1997 ; Absil, 2001]. La forme quartique de la frange noire permet ainsi de réduire la contribution du résidu stellaire dans le taux d'extinction.

1.3.3.2 Perturbations de phase

Les perturbations de phases sont de deux types :

- ❒ la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre est perturbée, ce qui fait qu'on est pas tout à fait dans le fond de la frange noire ;
- ❒ on observe sur une bande spectrale étendue, or le déphasage de π censé être achromatique ne l'est pas tout à fait sur toute la bande spectrale.

ce terme perturbateur est dépendant de la différence de phase entre les faisceaux $\delta\phi_{\mathrm{d}}(\sigma, t)$ et du spectre de l'étoile à travers l'interféromètre $S(\sigma)$ [Serabyn, 2000] :

$$N_{\phi}(t) = \frac{1}{4}\int S(\sigma)\Delta\phi_{\mathrm{d}}(\sigma, t)^2 \,\mathrm{d}\sigma. \tag{1.14}$$

Or dans le cas où la différence de phase moyenne est nulle, on peut décomposer ce terme en deux parties indépendantes :

$$\Delta\phi_{\mathrm{d}}(\sigma, t) = \Delta\phi_{\mathrm{moy}}(t) + \Delta\phi_{\sigma}(t). \tag{1.15}$$

Le terme $\Delta\phi_{\mathrm{moy}}(t)$ correspond à la perturbation de la phase (c.-à-d. de différence de marche δ) à la longueur d'onde moyenne, alors que $\Delta\phi_{\sigma}(t)$ est la dispersion de phase sur la bande spectrale étudiée.

Dans ce cas, on peut décomposer N_{ϕ} en deux termes indépendants N_{δ} et N_{σ}. N_{δ}, dépendant de la différence de marche δ, est donné par :

$$N_{\delta} = \frac{1}{4}\Delta\phi_{\mathrm{moy}}(t)^2 = (\pi\sigma_{\mathrm{moy}}\delta)^2, \tag{1.16}$$

σ_{moy} étant le nombre d'onde moyen du spectre $S(\sigma)$.

N_{σ}, quant à lui, est donné par :

$$N_{\sigma} = \frac{1}{4}\Delta\phi_{\sigma}(t)^2. \tag{1.17}$$

1.3.3.3 Déséquilibre photométrique

Le flux de chaque bras est également important pour la qualité du taux d'extinction. En effet, on doit avoir une égalité des flux la meilleure possible pour avoir un contraste maximal des franges.

Pour caractériser la contribution N_{ε} du déséquilibre photométrique, on définit tout d'abord l'écart des flux ε par rapport au flux des deux bras I_1 et I_2 par :

$$\varepsilon = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}. \tag{1.18}$$

On a alors [Serabyn, 2000] :

$$N_{\varepsilon} = \frac{1}{4}\varepsilon^2. \tag{1.19}$$

En réalité, comme pour la phase, on peut décomposer l'écart de flux en deux composantes indépendantes : $\varepsilon_{\text{moy}}(t)$ la variation de l'écart de flux au nombre d'onde moyen, et $\varepsilon_{\sigma}(t)$ la dispersion d'écart de flux sur la bande spectrale.

1.3.3.4 Effets de polarisation

Les effets de polarisation sont de deux ordres :

- ❒ Il existe un écart de phase entre la polarisation transverse électrique s et la polarisation transverse magnétique p, noté $\Delta\phi_{\text{s-p}}$, qui crée une contribution $N_{\text{s-p}}$ donnée par :

$$N_{\text{s-p}} = \frac{1}{16}\Delta\phi^2_{\text{s-p}}; \tag{1.20}$$

- ❒ Les polarisations s (ou p) des deux bras ne sont pas forcément parallèles, mais il peut y avoir un angle α_{rot}. Cet angle amène aussi une contribution dans le taux d'extinction :

$$N_{\text{rot}} = \frac{1}{4}\alpha^2_{\text{rot}}. \tag{1.21}$$

Toutes ces contributions sont donc à prendre en compte lors de la définition d'un interféromètre en frange noire, car aucune n'est vraiment négligeable lorsqu'on cherche à réduire au maximum les différents termes.

1.3.4 Projets pour la détection d'exoplanètes

1.3.4.1 Projets d'interféromètres en frange noire au sol

Différents projets on vu le jour ou sont prévus mettant en jeu un interféromètre en frange noire.

Aux télescopes Keck, l'instrument KIN [15] a été installé en 2004. Il combine les deux télescopes de 10 m de diamètre, et réalise des taux d'extinction de l'ordre de 10^{-3} en bande N (autour de 10 μm) [Serabyn *et al.*, 2006]. Il a pour but d'observer les disques exozodiacaux des étoiles les plus brillantes, ainsi que les disques de débris autour d'étoiles jeunes et certains pégasides. KIN, comme les autres instruments utilisant les deux Keck en mode interférométrique, sera arrêté après le premier semestre 2012 pour manque de financement.

Au LBTI, présenté précédemment, a été installé l'instrument NIC [16], un mode d'interférométrie en frange noire sur deux bandes spectrales : entre 8 et 13 μm pour la partie NOMIC [17]

15. Keck Interferometer Nuller
16. Nulling Infrared Camera
17. Nulling Optimized Mid-Infrared Camera

et entre 3 et 5 μm pour un caméra d'imagerie. Le taux d'extinction attendu est de l'ordre de 10^{-4}.

Le projet GENIE [18] a été étudié par l'ESA [19] pour le VLTI, comme démonstrateur pour les futures missions spatiales. Mais due à l'infrastructure trop compliquée de l'interféromètre et aux perturbations trop élevées de la différence de marche — de l'ordre de 200 nm rms —, le projet a été abandonné.

ALADDIN [20] est un projet d'interféromètre en frange noire proposé par V. Coudé du Foresto [Coudé du Foresto *et al.*, 2006] pour le Dôme C, en Antarctique. Il reprend les spécifications scientifiques de GENIE, sans les inconvénients du VLTI. Comme on peut voir en figure 1.27, ALADDIN est un interféromètre de Bracewell, composé de deux télescopes de 1 m de diamètre, sur un rail permettant de changer la base, le tout sur un rail circulaire permettant de tourner l'interféromètre. Ce rail circulaire devait être construit à plus de 30 m de hauteur, pour se placer au dessus de la couche turbulente de l'Antarctique, située au niveau du sol.

Figure *1.27* – Projet d'interféromètre en frange noire pour l'antarctique, ALADDIN.

À cause des conditions politiques du continent, il n'est pas facile de construire une infrastructure aussi lourde, car il faut pouvoir l'enlever après son exploitation. Le projet a donc peu de chances de voir le jour.

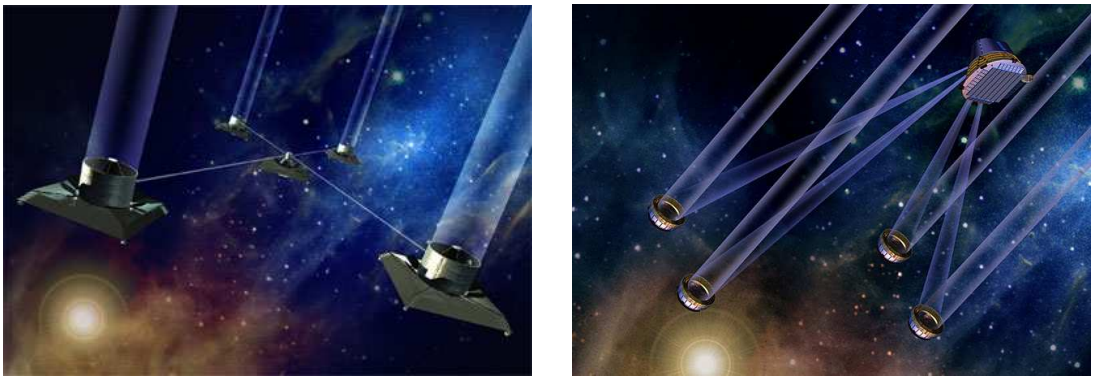
1.3.4.2 Darwin/TPF-I : Des projets ambitieux pour l'observation d'exoterres

Deux projets très ambitieux ont été imaginés il y a une dizaine d'années pour observer les planètes extrasolaires de type terrestre. Entre autres, le projet Darwin [Léger *et al.*, 1996 ;

18. Ground-based European Nulling Interferometer Experiment
19. European Space Agency
20. Antarctic L-band Astrophysics Discovery Demonstrator for Interferometric Nulling

Leger & Herbst, 2007], proposé à l'ESA en Europe et le projet TPF-I [21] [Beichman *et al.*, 1999 ; Lawson, 2000], proposée à la NASA [22] aux États Unis, sont deux projets similaires qui ont pour but d'observer les exoterres qui sont dans la zone habitable — où l'eau peut être liquide à leur surface —, et de faire l'analyse spectroscopique de leur atmosphère en vue de détecter la triple signature (H_2O, CO_2, O_3) comme biosignature. La bande spectrale d'analyse est entre 6 et 20 μm, où le contraste entre l'étoile et la planète sont le plus bas et le flux de la planète est le plus fort, et où les zones d'intérêt se trouvent. La comparaison entre les spectres de la Terre et du Soleil réalisée en section 1.1.2.2 montre que le contraste entre les deux corps est beaucoup plus faible dans cette gamme de longueur d'onde, car elle correspond à l'émission thermique de la planète, qui est chauffée par son étoile. Au contraire, les coronographes vont plutôt chercher à observer les exoterres dans le proche infrarouge, qui correspond au rayonnement réfléchi de l'étoile sur la planète, à cause de la résolution des télescopes monolithiques ; en effet, celle-ci est presque 10 fois plus élevée que vers 10 μm. Ainsi, alors que les coronographes qui observent des exoterres ont besoin d'un contraste meilleur que 10^{-8} à environ λ/D, les interféromètres en frange noire comme Darwin et TPF-I n'ont besoin que d'un taux d'extinction meilleurs que 10^{-5}. Le flux résiduel de l'étoile est toujours plus fort que celui de la planète, mais grâce à la rotation de l'interféromètre et à un traitement du signal efficace, on peut retrouver son spectre dans le résidu de l'étoile.

Vu l'ambition de ces projets et le budget qu'ils nécessitent, il a été proposé une collaboration pour qu'il n'y ait qu'un interféromètre, financé à la fois par la NASA et l'ESA. Plusieurs configurations ont été proposées, avec entre 4 et 6 télescopes (figure 1.28). En effet, pour observer les exoterres, un interféromètre de Bracewell est insuffisant pour obtenir le contraste désiré, en particulier à cause des fuites stellaires.



(a) Une des configurations alternatives. ***(b)*** Configuration finale.

FIGURE *1.28* – Deux configurations du projet Darwin/TPF-I.

21. Terrestrial Planet Finder Interferometer
22. National Aeronautics and Space Administration

Le projet a finalement convergé pour la solution à 5 satellites présentée en figure 1.28b [Mennesson & Mariotti, 1997 ; Mennesson *et al.*, 2005] : 4 miroirs paraboliques hors-axes de 2 m de diamètre recombinés dans une station focale qui sert également de relais de données à la Terre. Le tout réalise du vol en formation, c'est-à-dire que les satellites sont asservis les uns aux autres sans liens physiques, au point de Lagrange L2 du couple Terre/Soleil. La base varie entre 10 et 500 m selon la cible observée, et les satellites sont stabilisés au centimètre près. L'objectif est d'obtenir un taux d'extinction meilleur que 10^{-5} stabilisé à 10^{-9} dans la bande spectrale d'intérêt. Ces spécifications ambitieuses nécessitent un contrôle très précis des perturbations du taux d'extinction, ainsi qu'une grande précision dans le positionnement des satellites volant en formation. La technologie était loin d'être mature lorsque Darwin et TPF-I ont été proposés, c'est pourquoi d'autres interféromètres moins ambitieux ont vu le jour, permettant de valider certains outils nécessaires à un interféromètre pour l'observation des exoterres.

1.3.4.3 PÉGASE, un précurseur de Darwin/TPF-I pour l'observation des pégasides

Un de ces précurseurs à Darwin et TPF-I est le projet PÉGASE, proposé au CNES [23] en 2004 et à l'ESA en 2007 [Le Duigou *et al.*, 2006 ; Le Duigou, 2006 ; Ollivier et al., 2007], et dédié à l'observations des pégasides, mais également de naines brunes et de disques protoplanétaires. Il est basé sur un concept d'interféromètre de Bracewell, utilisant le vol en formation. La figure 1.29 présente une vue du projet PÉGASE.

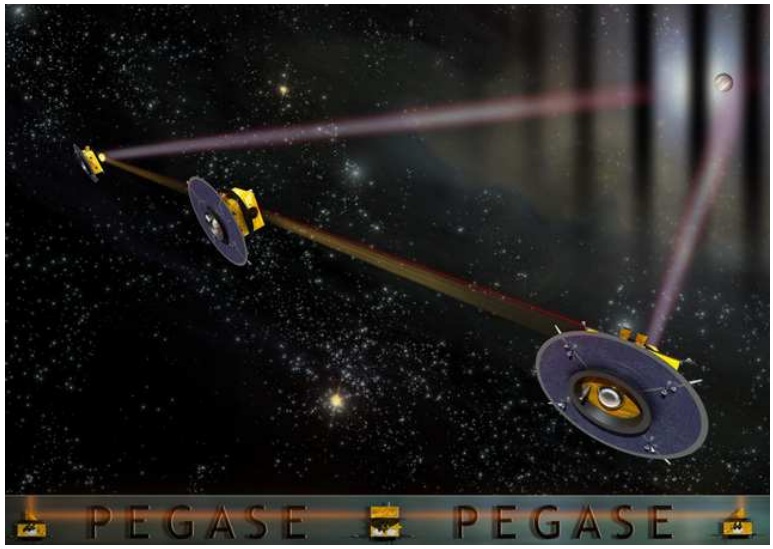


Figure *1.29* – Vue d'artiste du projet PÉGASE, proposé au CNES et à l'ESA.

PÉGASE cherchant à observer les pégasides et les environnements circumstellaires (les

23. Centre National d'Études Spatiales

exozodis), il ne nécessite pas un taux d'extinction aussi bas que pour Darwin/TPF-I. La spécification est de 10^{-4} avec une stabilité de 10^{-5}, dans la bande [2,5-5] μm. Comme on peut le voir sur les figures 1.29, l'interféromètre est constitué de deux sidérostats — deux miroirs plans — de 40 cm, qui renvoient la lumière de l'étoile vers un satellite central. Ce satellite contient les télescopes qui vont réduire les faisceaux, ainsi que le module de recombinaison et la caméra scientifique. La base de l'interféromètre peut varier de 10 à 500 m, permettant une résolution angulaire entre environ 0,5 et 50 mas. Pour obtenir un tel taux d'extinction, le cophasage des faisceaux est très important, car il faut un résidu de perturbations de DDM inférieur à 2 nm.

Bien qu'étant un précurseur de Darwin/TPF-I, PÉGASE n'en est pas moins une mission coûteuse, et exploite une technologie encore nouvelle. De plus, le retour scientifique attendu n'était pas jugé suffisant par l'ESA au vu du coût de la mission. C'est pourquoi, à l'instar de Darwin et TPF-I, et malgré le soutien du CNES, elle a été refusée également par l'ESA à cause du manque de maturité des technologies utilisées.

1.3.4.4 Les autres projets spatiaux pour l'observation des exoplanètes

D'autres projets spatiaux ont également cherché à utiliser l'interférométrie en frange noire pour observer les pégasides, avec des contraintes moins grandes que Darwin/TPF-I.

FKSI [24], concept voisin de PÉGASE, est étudié à la NASA/Goddard Space Flight Center [Danchi *et al.*, 2006 ; Danchi *et al.*, 2008]. Il a pour but de caractériser des exoplanètes déjà détectées par d'autres méthodes, ainsi que des disques protoplanétaires, et des disques de débris. La figure 1.30 présente le concept retenu pour FKSI. Il est intéressant de noter qu'à partir de deux études indépendantes, PÉGASE et FKSI ont abouti aux mêmes objectifs, ainsi qu'à une conception optique très proche.

Comme on peut le voir sur cette figure, contrairement à PÉGASE, FKSI n'utilise pas le vol en formation, mais est constitué d'une poutre fixe de 10 à 20 m de long, avec un sidérostat à chaque bout, et le recombineur au centre. Il n'a donc pas l'inconvénient du fait que le vol en formation ne soit pas assez mature. Cependant, avec une poutre de cette taille, les perturbations basses fréquences risquent d'être importantes, et doivent faire l'objet d'une étude spécifique. Les deux sidérostats font 50 cm de diamètre, et sont refroidi à 60K. La bande spectrale d'observation est entre 3 et 8 μm. Cependant, bien que la conception soit bien avancée et la plupart des points validés, le projet n'a toujours pas été retenu par la NASA.

Enfin, DAViNCI [25] est un projet proposé en 2009 par le JPL comme concept hybride entre l'interféromètre en frange noire TPF-I et le coronographe TPF-C [26] ; En effet, c'est un interféromètre qui observe en plan focal comme un coronographe, contrairement à un interféromètre en frange noire qui observe en plan pupille. Il est constitué de 4 miroirs de 1,1 m de diamètre

24. Fourier-Kelvin Stellar Interferometer
25. Dilute Aperture Visible-Nulling-Coronagraph Imager
26. Terrestrial Planet Finder Coronagraph

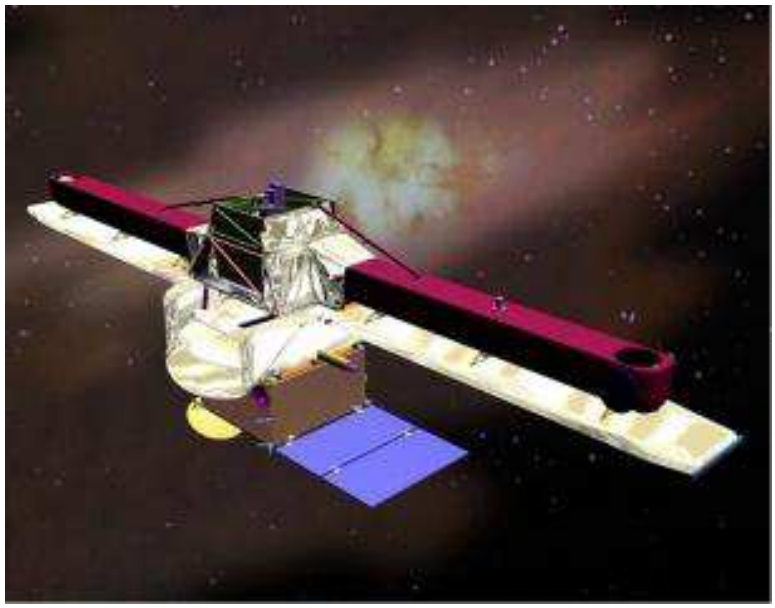


FIGURE *1.30* – Projet FKSI de la NASA/Goddard Space Flight Center.

sur une base carrée entre 1.5 et 2 m de côté (télescopes sur rails), il n'y a donc pas non plus de vol en formation ici. La figure 1.31 présente une version de l'étude de DAViNCI :

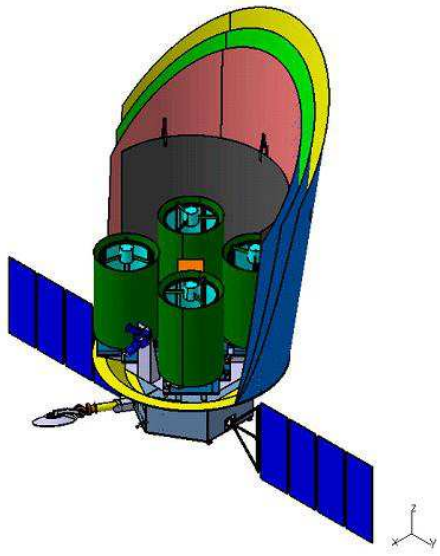


FIGURE *1.31* – Projet DAViNCI, mélange entre TPF-C et TPF-I.

La recombinaison est en configuration de coronographie annulante, avec un contraste de

10^{-9} à $2\lambda/D$, soit un taux d'extinction de 10^{-6} pour la frange noire, entre 0,5 et 1,7 μm. Le coût estimé de ce projet est plutôt raisonnable, car malgré des performances équivalentes, 4 miroirs de 1,1 m de diamètre ont un coût 60 fois moins important qu'un unique miroir de 8 m de diamètre, pour des performances équivalentes. DAViNCI vise à détecter des exoplanètes de type terrestre, et de caractériser leur atmosphère, à l'aide d'un spectromètre.

1.3.5 État de l'art des bancs de test d'interférométrie en frange noire.

Du fait du manque de maturité des techniques d'interférométrie en frange noire, plusieurs bancs de tests on vu le jour à travers le monde depuis plus de 10 ans, pour valider les différents concepts proposés. La figure 1.32 résume les différents résultats de taux d'extinction de ces bancs, en fonction de la largeur relative de la bande spectrale utilisées. Cette largeur est en fait calculée par le quotient $\Delta\lambda/\lambda$, avec $\Delta\lambda$ l'extension spectrale, et λ la longueur d'onde moyenne.

Il faut cependant noter que dans cette figure, les taux d'extinction on été obtenus sur des bandes spectrales différentes, sur des durées plus ou moins longues, et en lumière polarisée ou non polarisée. En lumière monochromatique ou quasi-monochromatique, beaucoup ont réussi à avoir un taux d'extinction inférieur à 10^{-5}, jusqu'à 10^{-7} [Samuele *et al.*, 2007]. Mais lorsque la bande spectrale s'élargit, les facteurs de chromatisme entrent en jeu dans le taux d'extinction final, et il est difficile de dépasser cette limite de 10^{-5}. Comme on le voit sur cette figure, certains bancs ont obtenu un taux d'extinction meilleur que 10^{-4}, la valeur requise pour PÉGASE notamment, sur des bandes spectrales plus ou moins large. Cependant, il n'y a que deux bancs qui ont atteint cette valeur pour une bande spectrale supérieure à 30 % [Gappinger *et al.*, 2009 ; Peters *et al.*, 2008].

On peut noter la performance du banc Adaptive Nuller testbed [Peters *et al.*, 2008], qui a atteint un taux d'extinction de 10^{-5} pendant plusieurs heures, en lumière non polarisée, et sur une bande spectrale large de 34 %, autour d'une longueur d'onde de 10 μm. Ce banc a une conception unique, qui corrige les variations de différence de marche et de flux sur plusieurs canaux spectraux et pour les deux états de polarisations à l'aide d'un miroir déformable. En effet, le flux de chaque bras est dispersé spectralement à l'aide de réseaux, et en polarisation à l'aide de prismes de Wollaston. Le taux d'extinction est optimisé pour chaque canal avec le miroir déformable, puis tous les canaux sont regroupé avec un système symétrique. La figure 1.33 présente le principe de l'Adaptive Nuller et le banc de test du JPL qui a fourni ce résultat. À noter que le taux d'extinction obtenu est celui recherché pour les projets Darwin et TPF-I, avec une bande spectrale suffisante ($\geq$ 25 %).

Ce banc possède donc une conception plutôt complexe, avec un technique utilisant un miroir déformable, technologie qui n'a pas encore fait ses preuves dans les projets spatiaux. De plus, la plupart de ces bancs ne tiennent pas compte de tous les éléments d'un interféromètre spatial, et en particulier les fortes perturbations subies par la différence de marche.

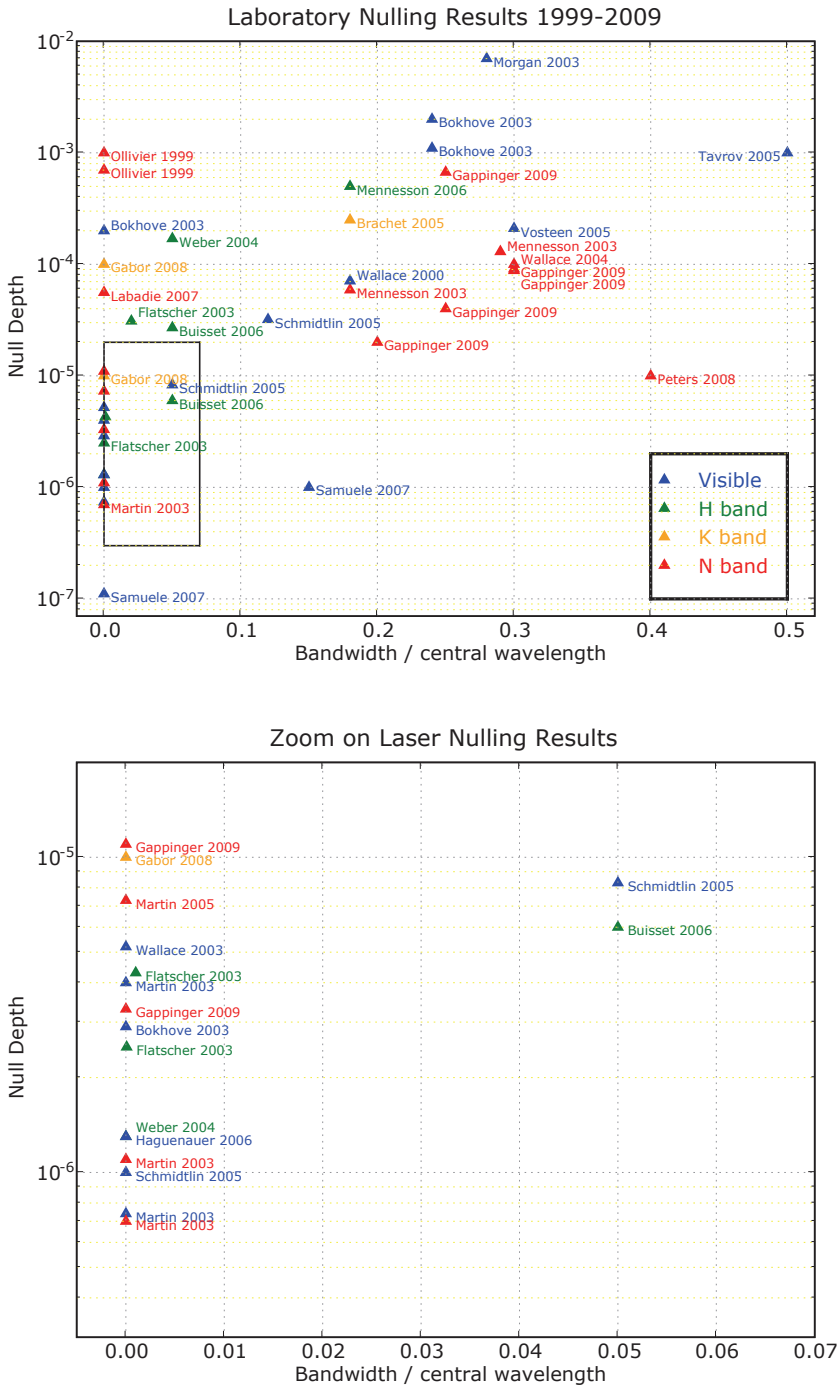
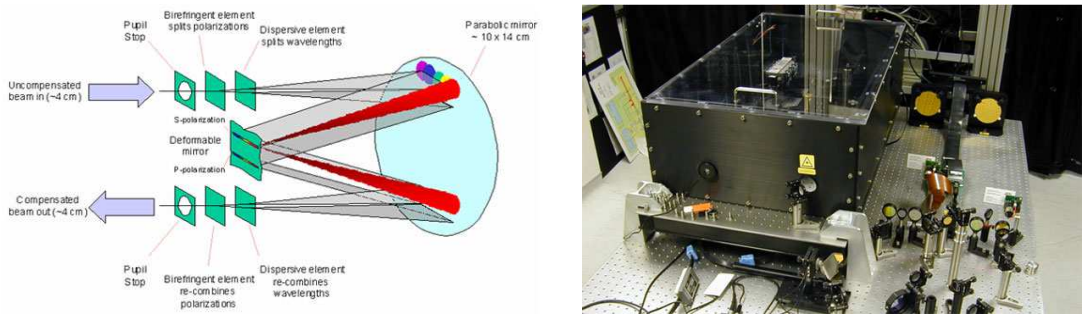


FIGURE *1.32* – État de l'art des résultats de taux d'extinction sur les bancs d'interférométrie en frange noire, entre 1999 et 2009 — *Crédit : P. Gabor*.



(a) Principe de l'adaptive nuller.

(b) Présentation du banc de test.

FIGURE *1.33* – Présentation du principe de l'Adaptive Nuller et banc expérimental testant le principe dans l'infrarouge moyen.

1.4 Conclusion

L'observation des exoplanètes n'est pas chose facile ; elles sont très proche de leur étoile, ont un contraste très faible, et sont potentiellement noyées par un disque de poussière entourant l'étoile. Malgré un nombre important de planètes découvertes, il est encore difficile de les observer directement, et ainsi d'analyser leur atmosphère. À l'instar de Cassini qui cherchait à observer les détails des planètes du système solaire, on commence à obtenir la résolution suffisante pour réaliser des images de planètes comme Jupiter et bientôt comme la Terre, grâce à des télescopes classiques, dont les performances sont optimisées par des optiques adaptatives de plus en plus complexes. Le développement de l'interférométrie permet d'aller encore plus loin dans la haute résolution, en combinant la lumière de plusieurs télescopes. Le contraste entre la planète et son étoile est également réduit grâce au développement de techniques comme la coronographie et l'interférométrie en frange noire. Cependant, ces techniques nouvelles ont encore besoin de faire leurs preuves expérimentalement pour démontrer la faisabilité de projets spatiaux, les seuls à même de faire des spectres de jupiters chauds et surtout d'exoterres. C'est l'axe majeur de ma thèse, qui est de valider cette technique d'interférométrie en frange noire dans des conditions réalistes que subirait un interféromètre spatial, à travers l'étude du banc PERSÉE que je vais présenter dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 2

PERSÉE, MODÈLE D'INTERFÉROMÈTRE SPATIAL EN FRANGE NOIRE

One can judge from experiment, or one can blindly accept authority. To the scientific mind, experimental proof is all important and theory is merely a convenience in description, to be junked when it no longer fits.

Robert A. Heinlein, Life-Line (1939)

Sommaire

2.1 Le banc PERSÉE 52
2.1.1 Contexte du projet 52
2.1.2 Les objectifs de PERSÉE 53
2.1.3 Décomposition de l'objectif de taux d'extinction 53
2.1.4 Communication au SPIE Astron. telescopes and instrumentation . . 55
2.2 La mesure de différence de marche pour le cophasage des faisceaux . . 65
2.2.1 Principe de la modulation ABCD 65
2.2.2 Le Mach-Zehnder modifié, le cœur du banc PERSÉE 67
2.2.3 Mise en équation des intensités en sortie du Mach-Zehnder Modifié 69
2.2.4 Étalonnage de la matrice de démodulation 72
2.3 Le cohérençage, pour étendre la dynamique de mesure 73
2.3.1 Estimateur simple 73
2.3.2 Estimateur élargi 74
2.4 La commande LQG pour la correction de vibrations 75

2.4.1 Boucle d'asservissement pour une perturbation monomode 76
2.4.2 Modélisation temporelle de la perturbation 80
2.4.3 Principe de la commande LQG pour une perturbation monomode . 81
2.4.4 Méthode d'identification des perturbations 84
2.5 Ma thèse dans ce contexte 86

2.1 Le banc PERSÉE

2.1.1 Contexte du projet

Comme on l'a vu dans la section 1.3.5, des taux d'extinction extrêmement bas ont été obtenus sur différents bancs de test à travers le monde. Cependant, ces bancs se focalisent sur le cophasage, mais n'incluent pas les perturbations typiques que pourraient subir l'interféromètre spatial. En effet, que ce soit pour un projet comme FKSI ou comme PÉGASE, la différence de marche est perturbée, soit par les flexions de la poutre utilisée pour l'un, soit par la dérive des satellites volant en formation pour l'autre, par les dérives thermo-élastiques des structures, ainsi que par les vibrations engendrées par des composants internes comme les roues à réaction ou les pompes cryogéniques.

C'est donc dans l'objectif de simuler au mieux l'ensemble d'une mission spatiale comme PÉGASE qu'à été conçu le banc PERSÉE (PÉGASE Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction) en 2006. Financé par la Recherche et Développement du CNES et la région Île-de-France, il est développé par un consortium composé du CNES, de l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), du LESIA à l'Observatoire de Paris–Meudon, de l'unité DOTA/HRA [1] de l'Onera — l'Observatoire et l'Onera faisant partie du GIS PHASE [2] —, du laboratoire FIZEAU de l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) et de Thales Alenia Space (TAS).

PERSÉE cherche a coupler un interféromètre en frange noire travaillant sur une large bande infrarouge, avec un système de cophasage en différence de marche et tip/tilt, ainsi qu'un simulateur du guidage, de la navigation et du contrôle (GNC [3]) de satellites volant en formation, qui introduit des perturbations typiques.

Bien que sa conception soit basée sur le projet PÉGASE, le banc PERSÉE peut également être adapté aux autres projets à deux télescopes comme FKSI (section 1.3.4.4) ou encore ALADDIN (section 1.3.4.1), car les configurations optiques de ces projets sont très similaires. Il cherche donc a valider au sol le système global, en analysant le lien entre charge utile et GNC, et éventuellement en relâchant certaines contraintes de ce GNC.

1. Département Optique Théorique et Appliquée / unité Haute Résolution Angulaire
2. Groupement d'Intérêt Scientifique Partenariat Haute-résolution Angulaire Sol-Espace
3. Guidance, Navigation and Control

2.1.2 Les objectifs de PERSÉE

Le démonstrateur de laboratoire PERSÉE doit permettre de valider les performances que l'on attend de l'interférométrie en frange noire utilisée pour la mission PÉGASE. Quantitativement, il a pour but d'atteindre les objectifs suivants :

- ❒ Obtenir un taux d'extinction moyen de 10^{-4} avec une stabilité de 10^{-5} sur plusieurs heures dans différentes bandes spectrales entre 1,65 et 3,3 μm ;
- ❒ Valider l'acquisition de franges défilant jusqu'à 250 $\mu m.s^{-1}$;
- ❒ Caractériser les bruits et dérives maximales pouvant être supportées par les deux boucles d'asservissement contrôlant le tip/tilt et la différence de marche ;
- ❒ Étudier l'interaction des entre les boucles de pointage, de différence de marche, et la stabilité du flux ;
- ❒ Garantir la stabilité différentielle entre la voie de mesure scientifique et la voie de contrôle de la différence de marche ;
- ❒ Mettre en place les processus de calibration en prenant compte des mesures des boucles de cophasage afin d'optimiser les performances de taux d'extinction ;
- ❒ Valider le fonctionnement du banc avec des perturbations externes réalistes ;
- ❒ Étudier les effets de la polarisation, notamment causée par la rotation des sidérostats.

Comme on l'a vu en section 1.3.5, un taux d'extinction de 10^{-4} a déjà été validé plus d'une fois à travers le monde [Samuele *et al.*, 2007 ; Buisset *et al.*, 2006 ; Schmidtlin *et al.*, 2006 ; Gappinger *et al.*, 2009 ; Peters *et al.*, 2008], cependant certains ont été obtenus pour une lumière polarisée, et jamais sur une bande spectrale aussi grande. Cependant, l'originalité du banc PERSÉE provient surtout du fait qu'on cherche à atteindre ce niveau de taux d'extinction malgré les perturbations typiques du vol en formation que l'on injecte.

Un démonstrateur comme celui-ci est absolument nécessaire pour prouver que des missions d'interféromètres spatiaux en frange noire comme PÉGASE ou même Darwin/TPF-I sont réalisables.

2.1.3 Décomposition de l'objectif de taux d'extinction

La capacité du banc PERSÉE à stabiliser le taux d'extinction doit être démontrée sur deux horizons de temps : 100 s et 10 h. La durée de 100 s correspond à une phase d'acquisition, où les deux collecteurs dérivent du fait de la pression solaire avec comme seul contrôle les roues à réaction. En effet, pour le projet PÉGASE, le choix a été fait d'utiliser des propulseurs à impulsions de gaz pour le positionnement des satellites, et des roues à réaction pour leur orientation angulaire ; ainsi, la position des satellites n'est corrigée par les jets de gaz qu'une fois toute les 100 s. La durée de 10 h correspond au temps d'intégration total nécessaire pour collecter le faible flux provenant de la planète extrasolaire.

Cependant, la stabilité de la mesure du taux d'extinction dépend fortement du temps d'intégration du détecteur utilisé ; en effet, plus cette durée est grande et plus on moyenne les

perturbations autres qu'une dérive. C'est pourquoi, sur PERSÉE, on choisit de considérer une durée typique d'acquisition de 1 s. Plusieurs quantités seront ainsi analysées :

- ❒ la valeur moyenne du taux d'extinction sur $T = 10$ h, notée $\langle N \rangle_{T=10\text{h}}$;
- ❒ sa stabilité sur $T = 100$ s, pour un temps d'intégration $\tau = 1$ s, notée $\sigma_{N,\tau=1\text{s}}$;
- ❒ sa stabilité sur $T = 10$ h, correspondant à la stabilité des taux d'extinction moyens mesurés sur 100 s $\langle N \rangle_{T=100\text{s}}$, et notée $\sigma_{N,\tau=100\text{s}}$.

Une spécification a ainsi été affectée à ces paramètres selon les performances attendues pour le projet PÉGASE :

$$\begin{cases} \langle N \rangle_{T=10\text{h}} = 10^{-4} \\ \sigma_{N,\tau=1\text{s}} = 1,5 \times 10^{-5} \\ \sigma_{N,\tau=100\text{s}} = 10^{-5} \end{cases} . \tag{2.1}$$

À partir de l'expression du taux d'extinction présentée en section 1.3.3, des spécifications ont été attribuées à chaque contributeur au taux d'extinction de l'équation (1.12), puis ces sous-allocations ont été converties en spécifications instrumentales (stabilité de différence de marche, équilibre des flux ou polarisation) pour permettre la définition de l'instrument. Le tableau 2.1 présente les allocations du taux d'extinction ainsi établies.

Tableau *2.1* – Allocations des contributions au taux d'extinction.

Poste	$\langle N \rangle_{T=10\text{h}}$	$\sigma_{N,\tau=1\text{s}}$	$\sigma_{N,\tau=100\text{s}}$
Équilibre des flux	2×10^{-5}	3×10^{-6}	10^{-6}
Différence de marche	$3,5 \times 10^{-5}$	$1,5 \times 10^{-5}$	7×10^{-6}
Chromatisme	$3,5 \times 10^{-5}$	—	10^{-6}
Polarisation	10^{-5}	—	10^{-6}
TOTAL	$\mathbf{10^{-4}}$	$\mathbf{1,5 \times 10^{-5}}$	$\mathbf{10^{-5}}$

On suppose que le chromatisme dans chaque canal spectral n'évolue pas sur une échelle de 100 s, ainsi que les termes de polarisation. Le total des contributions moyennes correspond à une somme linéaire, ce qui correspond au cas le plus défavorable, ce qui n'est pas forcément le cas dans la réalité.

Cela entraine donc des contraintes sur les performances des sous-systèmes, compatibles avec des performances déjà obtenues sur d'autres bancs. La stabilité de DDM est par exemple fixée à 2 nm rms, ce qui garantit un taux d'extinction inférieur à $1,5 \times 10^{-5}$ à la longueur d'onde minimale à 1,65 µm. Cette performance a déjà été obtenue par Gappinger sur l'*Achromatic Nulling Testbed* au JPL [Gappinger *et al.*, 2009], et par Peters sur le banc *Adaptive Nuller* [Peters *et al.*, 2009]. L'écart de flux est quant à lui fixé à 0,7 %, une valeur qui a déjà été atteinte par Gabor sur le banc SYNAPSE de l'IAS [Gabor *et al.*, 2008]. On voit donc que l'objectif est

tout à fait atteignable au vu de l'état de l'art ; la principale difficulté consistera donc à assurer une bonne correction des perturbations.

2.1.4 Communication au SPIE Astronomical telescopes and instrumentation, Marseille (2008)

Cette communication de F. Cassaing [Cassaing *et al.*, 2008], présentée à la fin de la phase de définition de PERSÉE, décrit précisément la conception retenue pour le banc. Des précisions seront apportées dans les sections suivantes sur certains sous-systèmes, qui seront utiles pour la suite du manuscrit. Pour une description plus complète du cophasage et du recombineur de PERSÉE, voir les publications associées, respectivement [Houairi *et al.*, 2008] et [Jacquinod *et al.*, 2008].

J'ai apporté certaines modifications à cette conception initiale, qui seront plus précisément décrites dans le chapitre 3.

Persee: a nulling demonstrator with real-time correction of external disturbances

F. Cassaing[a,h], J. M. Le Duigou[b], J. P. Amans[c,h], M. Barillot[g], T. Buey[e,h], F. Henault[f], K. Houairi[a,b,h], S. Jacquinod[d,b], P. Laporte[c,h], A. Marcotto[f], L. Pirson[g], J. M. Reess[e,h], B. Sorrente[a,h], G. Rousset[e,h], V. Coudé du Foresto[e,h], M. Ollivier[d]

[a]Onera, Optics Department, BP 72, 92322 Châtillon Cedex, France;
[b]Centre National d'Etudes Spatiales, 18 Avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse Cedex 4, France;
[c]GEPI, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France;
[d] Institut d'Astrophysique Spatiale, Centre Universitaire d'Orsay, Bt 121, 91405 Orsay, France
[e]LESIA, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France;
[f]Observatoire de la Côte d'Azur, Avenue Nicolas Copernic, 06130 Grasse, France;
[g]Thales Alenia Space, 100 Bd du Midi, 06322 Cannes-la-Bocca, France
[h]PHASE, the high angular resolution partnership between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis Diderot Paris 7;

ABSTRACT

Nulling interferometry is one of the most promising methods to study habitable extrasolar systems. Several projects, such as Darwin, TPF, Pegase, FKSI or Aladdin, are currently considered and supported by R&D programs.

One of the main issues of nulling interferometry is the feasibility of a stable polychromatic null despite the presence of significant disturbances, induced by vibrations, atmospheric turbulence on the ground or satellite drift for spaceborne missions. To reduce cost and complexity of the whole system, it is necessary to optimize not only the control loop performance at platform and payload levels, but also their interaction.

In this goal, it was decided in 2006 to build a laboratory demonstrator named Persee. Persee is mostly funded by CNES and built by a consortium including CNES, IAS, LESIA, OCA, ONERA and TAS. After a definition phase in 2006, the implementation of the sub-systems has now begun and the integration near Paris by GIS-PHASE (LESIA, ONERA and GEPI) is planned in 2009.

This paper details the main objectives of PERSEE, describes the definition of the bench, presents the current status and reports results obtained with the first sub-systems.

Keywords: Nulling, Interferometry, cophasing, formation flying, ground demonstration

1. CONTEXT

The spectral characterization of exoplanets in the infrared requires very challenging instruments based on dark fringe interferometry (or nulling) and accurate free flying. The recent outcome of the ESA Cosmic Vision selection for the 2015-2025 period posponed the Darwin mission. One of the main reasons is a too low global technology readiness level. Hence a hard work has still to be done in R&D to demonstrate the feasibility of such a mission. This will probably lead to a full demonstration of a deep and stable null on ground in the required spectral band (6-20 μm). Another axis is trying to reduce as much as possible the complexity of the spacecrafts to reduce the so far huge cost of such a mission. A better understanding of the free flying constraints imposed by the nulling requirements and their good balancing between the active payload and the spacecrafts is a key issue to successfully achieve such ambitious missions.

E-mail: Ferderic.Cassaing@onera.fr +swap letters 2-3

Starting from the Pegase context – which was studied in 2005 at phase 0 level[1] and recently proposed to ESA[2] – CNES and French laboratories initiated a breadboard called Persee to study this question from an experimental point of view. The idea is to couple a nulling interferometer, derived from the Synapse[3]and MAII[4]state of the art, a Guidance-Navigation-Control simulator able to introduce realistic perturbations in the breadboard, and a real-time cophasing system. Persee is not intended to explore very deep nulling in the 6-20 µm band, as this will probably be the objective of other breadboards, but focuses on the maximum level of perturbation that can be accepted by the interferometer, and more precisely the active internal loops controlling the optical path difference (opd) and the pointing. The goal is to reduce as much as possible the constraints applying on the spacecrafts and rely on a very efficient active payload. This paper presents the detailed goals, the status of the definition and the first results obtained on the fine pointing control loop.

2. GENERAL DESCRIPTION OF PERSEE

Persee (Pegase Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction) is developed by a consortium composed of CNES, IAS, LESIA, OCA ONERA and TAS with contributions froms GEPI. It will be implemented at LESIA in Meudon (near Paris). In 2006 a definition phase was completed and submitted to a review in 2007, April. The implementation of the sub-system is now started. The final integration will start by end 2008 and should last about one year. In 2009, the breadboard is intended to be open to european participations.

The various subsystems of Persee are detailed in the next section. We emphasize here on the global specifications.

2.1 Overall specifications

The detailed goals of Persee are the following:

1. *Reach an average null of 10^{-4} with a 10^{-5} stability over a few hours in 5 spectral bands in [1.65-3.3]* µm : the scientific domain of Pegase ([2.5-5] µm) has been shifted to smaller wavelengths to reduce cost, but keeping similar relative width (one octave).

2. *Validate fringe acquisition with a drift speed up to 150* µm/s: maximizing this speed will eventually allow Pegase to get rid of a longitudinal metrology and thus reduce cost.

3. *Characterize the external noise allowed for the two active loops (opd and tip/tilt)*: a bottom-up approach will allow to specify the spacecrafts performance.

4. *Investigate the interaction between the opd/tip-tilt/flux loops*: tip/tilt residues are converted by the Single Mode Fibers (SMF) into intensity fluctuations, which interact with other flux control means (static balance between the beams during assembly, knife on each beam). Tip/tilt and opd can be coupled by the cophasing loops (position of the active mirrors wrt pupil location).

5. *Demonstrate the differential stability between the nulling and cophasing sensors*: recent results of nulling breadboards (see,[3,4]) show this is a major topic for the nulling performance. A passive stability would allow to get rid of an internal metrology.

6. *Investigate the calibration procedures, taking into account measurements from the cophasing loops*: in order to identify prior tracking the best operation point for the cophasing system.

7. *Validate the full operation with realistic external disturbances*: for a full demonstration, not only the main mode (tracking) should be demonstrated, but also other modes such as star/fringe acquisition in the presence of perturbations or unloading of small-stroke fine correctors. The successful global operation is a key issue for a complex system.

8. *Study the effects of polarization*: oblique reflexions are necessary in the Pegase design (siderostats, tip/tilt mirrors, beam-splitters) but introduce differential phase-shifts between the s and p polarizations. Because of dynamic disturbances, the angles of incidence can have different values on each beam and thus affect the nulling performance.

To satisfy these goals, Persee includes a nuller (beam combiner and detection), a cophasing system (Star Tracker and Fringe Tracker), a source module, an optical train and a perturbation system.

2.2 Spectral bands

In order to be as representative as possible of the Pegase mission, and taking all the constraints into account, the spectral band of Persee was set to 0.6 - 3.3 µm. The 0.6 µm lower limit is imposed by the gold coating of the mirrors. The upper limit is a direct consequence of cost consideration. Going beyond 3.3 µm would mean a very effective detector (of the HAWAI type), too expensive.

This large band is divided in subbands, named in this paper following the astronomical convention (table 1). The nuller IR bands (H+K+L) covers an octave, with 5 channels (spectral resolution R=10). Even if most Pegase target stars are brighter in the visible, NIR bands are better for the Fringe Tracker (FT) as the central star is less resolved and the optical transmission is higher. Two channels (I&J) allow central fringe identification. The Star Tracker (ST) band was originaly R (best use of silicon camera), but as explained later, the I band is now prefered.

Table 1. Spectral allocation for Persee.

Wavelength (µm)	Name	Usage
[0.6-0.8]	R	alignment + provision for ST
[0.8-1.0]	I	FT channel 1 + ST
[1.0-1.5]	J	FT channel 2
[1.65-2.5]	H+K	nulling measurements (channels 1..4)
[2.5-3.0]	-	unused (water absorption)
[3.0-3.3]	L	nulling measurement (channel 5)

2.3 Operating modes

The subsystems of Persee will support several operating modes. The most complex ones concern the cophasing system:

- Detection: the loop is open. When the star (on each arm) or fringes are detected (for example when the SNR of fringe visibility is larger than 5), their drift speed and direction are estimated and the acquisition mode is activated. For the ST, the field of the camera and the accuracy of the absolute positionning system should make this task easy. Things are more difficult for the FT as the ratio between the coherence length and the opd uncertainty is much lower. It is thus necessary to perform a fringe search, by moving the Optical Delay-Line (ODL) with a linear scan or waiting for the fringes to pass while the spacecrafts drift.
- Acquisition: the correction device is activated to compensate for the drift, whose main part is deterministic. Sucessive detections, with reduced speed, help in getting more accurate estimates of drift parameters and thus more efficient *a priori* tracking. At the end of the acquisition stage, fringes stabilization with large amplitude mechanisms is sufficient to enable fine correction mechanisms to operate with minimum unloading.
- Tracking: the goal is to stabilize the star position at 600 mas and fringes at the 2.0 nm rms level. The stability can be split in two main terms: a noise (typical time scale is 100 s) and a long term drift (typical time scale of 10 hours).

Efforts will be concentrated first in the most critical mode, the opd tracking mode, where performance is mostly limited by the FS measurement noise.

3. DETAILED DESCRIPTION OF PERSEE

The global optical setup is illustrated in Figure 1, and main characteristics of the sub-systems are listed in table 2. A CAD model is shown in figure 2.

Table 2. Main characteristics of the Persee sub-systems. Status: D=under end of Definition ; M=under Manufacturing; A= under Assembly.

Subsystem	Responsible	Spectral band	Status
Source	OCA	I+J, H+K+L	D
Optical train	OCA+TAS	R,I+J, H+K+L	D
Star Sensor	ONERA	R or I	A
Combination	CNES+IAS+ONERA	I+J+K+L	D
Fringe Sensor	ONERA	I+J	A
Nulling detection	LESIA	H+K+L	M
Perturbation	TAS+LESIA+ONERA	-	D
Laboratory	LESIA	-	M

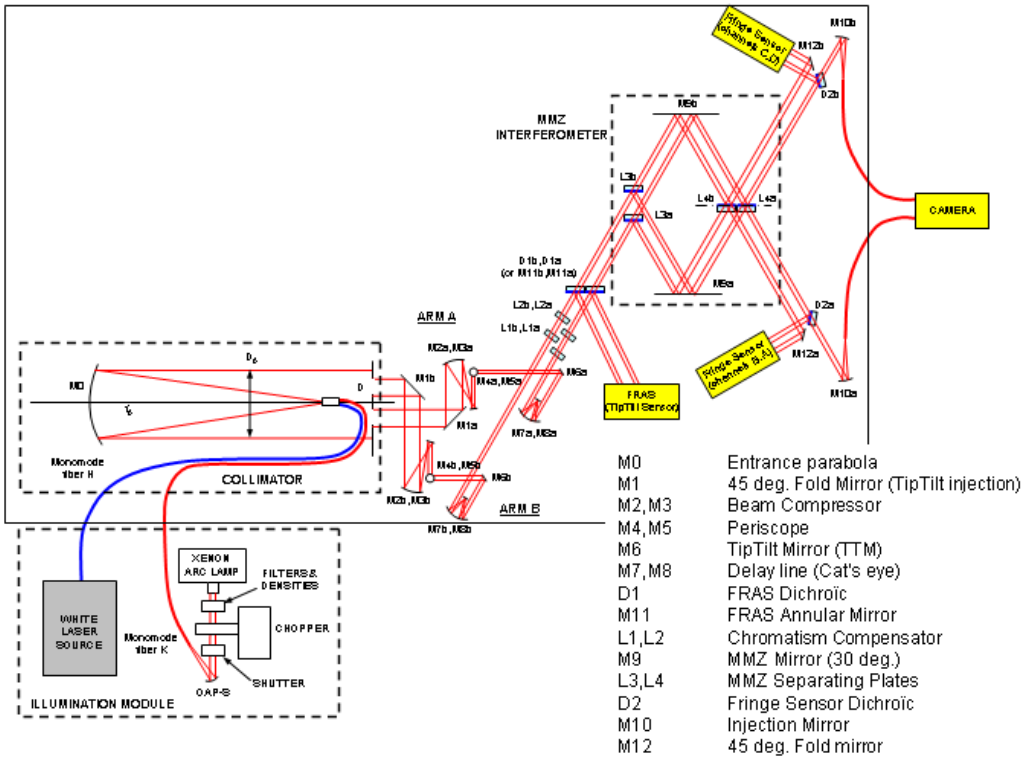


Figure 1. Optical design of the Persee bench (as designed by TAS in June 2008).

3.1 Source and separation modules

To ensure a good spatial coherence and a high wavefront quality, the star simulator is made of a f=0.75 m parabola illuminated at its focus with SMFs carrying the light from a dedicated injection bench. Because it is not possible to transmit in a single SMF the whole spectral band of Persee, several fibers closely linked by a dedicated connector are used. Their separation along a vertical axis makes the source unresolved by the horizontal interferometer baseline. At the output of the parabola, a mask delimits the two Persee beams.

For the H, K and L bands, a Xenon lamp is injected into a fluorid glass SMF from Le Verre Fluoré, with

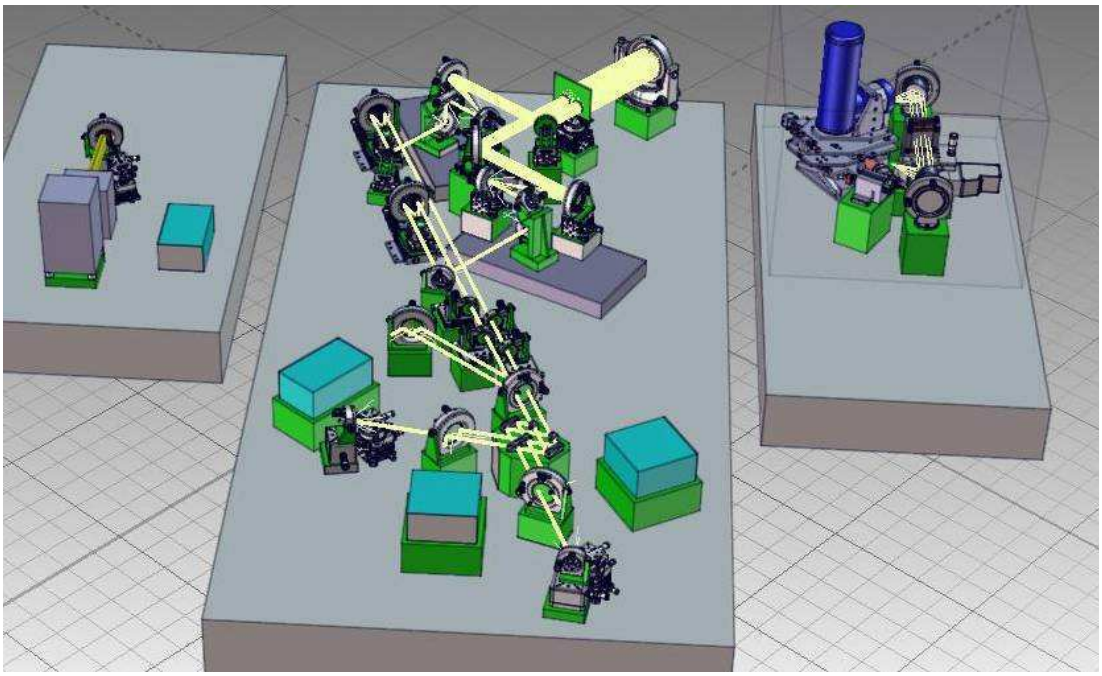


Figure 2. CAD model of the Persee bench (as designed by TAS in June 2008).

a cutting wavelength of 1.65 µm. For the H, I and J bands (cophasing system) a combination of Amplified Spontaneous Emission sources, Superluminescent LED, laser diodes or the Xenon lamp are injected through silica SMFs.

3.2 Optical train

After the mask, the two beams follow identical paths (cf Fig. 1), with unprotected gold coatings and flat surfaces unless mentionned.

The M1 mirrors at 45 deg incidence represent the side spacecrafts of a Bracewell type space interferometer.[5] They transform the collimated beams from the separation module into two parallel counter-propagating beams.

M2 and M3 are parabolic mirrors to simulate the beam-compression function, common to most of the proposed interferometry missions. They form symmetric decentered afocal systems. Of course the real magnification (20 for Pegase) cannot be represented and scale factor will have to be applied to extrapolate results to real systems. The performed trade-off leads to M=3, mainly because of the limited allowable inertia of M1 (used for perturbation injection) and of the coupling of introduced tip/tilt perturbations at this level with the flux imbalance (gaussian output of the collimator). The diameter of the beams is 40 mm near M1 and 13 mm after M3.

M4 and M5 are reflective mirrors, converting the two counter-propagating beams to parallel horizontal beams with the same direction. In addition, a special feature is that M4 combined with M1 form a geometrical Achromatic Phase Shifter (APS) of π. As a π-APS is required for the null to be achromatic, and since this function is naturally present in the periscopic design of Pegase, Persee will first test this simplest possibility to implement the π-APS. In addition, a more classical system based on dispersive prisms (like in Synapse[3]or MAII[4]) is included in the design to correct for any source of differential chromatism (mainly introduced by the combining plates). In case of unexpected problems with the geometric APS (alignment difficulty, polarisation issues), the geometric APS can be removed and the dispersion corrector can easily be converted to a π-APS. An extended review of APS techniques is available in these proceedings.[6]

M6 is a flat mirror used for cophasing. A 30 deg incidence angle has been selected to minimize differential polarization effects coming from the different position of M6a and M6b. M7 (parabolic) and M8 (spherical) form a cat-eye used for opd perturbation/correction and for pupil imaging.

D1 is used to extract the ST beam from the main beam just before the beam combiner. It was first intended to be a dichroic plate: the optical coating analysis showed that the best design is to reflect the R band and transmit all the IR channels. But the complexity of the coating and the induced chromatism lead us to implement an alternative solution with annular mirrors: the outer ring (10 mm$\leq D \leq$13 mm) is reflected toward the star sensor while the main beam (0 mm$\leq D \leq$8 mm) goes through the inner hole towards the combination stage. This design allows the star sensor to use any spectral band: to minimize the number of sources, the current choice is to use the same I source (in the silicon band) than the FS.

D2 is another dichroic plate used to separate the nuller and the FS bands. As it is located after the beam combiner, it only influence the nulled output at SMF injection through the total WFE budget. The nulled and the constructive beams are coupled by parabolic mirrors M10 in two SMFs from Le Verre Fluoré and sent to the detection system.

The pupil stop is located just after D1, and reimaged backwards on the M6 mirrors with the cat-eye M7-M8.

3.3 Star tracker

The main part of the ST is a focal-plane camera, from Imperx (IPX-VGA210-L). To minimize differential paths, the star sensor is common to both beams, and most folding mirrors share the same mounts. Beams reflected by D2 are reflected by M13 towards a common lens of 50 mm diameter and 300 mm focal length with a camera at its focus. The relative arrangement of the D2-M13 mirrors allows to reduce the baseline and introduce the differential angle required to separate the two star images on the camera. A 100x100 Region Of Interest, including both fields, is read at about 500 Hz. Tip/tilt correction is performed on the M6 mirrors (see section 3.7).

3.4 Combining module

To minimize differential paths, the combining stage is common to the nuller and the FS. The tight integration of these two functions is the heart of Persee as it reduces the differential stability requirements between the cophasing metrology and the nulling interferometer. The difficulty translates to the optical coatings of the beam-splitting plates, that have to cover the 0.8-3.3 µm range with stringent phase dispersion properties. Recent work carried at the Fresnel Institute oriented us toward a three-layer silicium/YF3 based coating with a few 0.1 nm rms uniformity of the layers thickness.

In order to maximize symmetry between the two beams, the combination is based on a kind of Modified Mach Zehnder (MMZ) set-up.[7] With a symmetric layout of the beam splitter parts, it can provide two nulled achromatic outputs. An adequate and very precise positioning of one of the beamsplitters enables to generate the four ABCD outputs spatially in the FS spectral range. The induced phase doesn't affect the IR nulled outputs and is chromatic in the FS band, but without hampering the detection performance.

The 30 deg angle is required to obtain a good balance between s and p polarization transmission and reflection factors in the MMZ. The beamsplitters are made of CaF_2 with an appropriate geometrical design to avoid straylight. It is a proposed improvement of the system which was validated on the Synapse breadboard with a 10^{-4} nulling in the K band.

The design of the MMZ is described in more details in a companion paper.[8]

3.5 Fringe Tracker

The Fringe sensor uses the four outputs ($\pi/2$ phase-shifted) of the beam combiner, which perform a spatial modulation as already investigated for stellar interferometry on the ground.[9] The four output beams of the MMZ are sent pairwise (after reflexion on D2) to two spectrometers, where dichroic plates divide them in two spectral channels I and J. Light is then routed through small lenses and multimode fibers to analog single-pixel PIN detectors, made of silicon (I band) or InGaAs (J band). Piston correction is detailled in section 3.7.

The design of the Fringe Sensor is described in more details in a companion paper.[10]

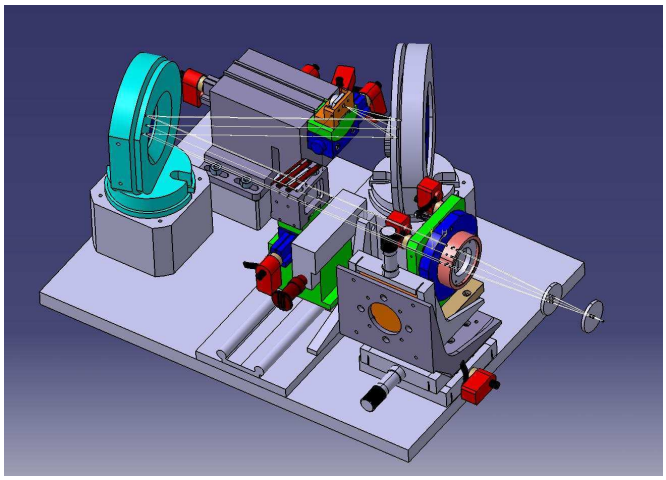


Figure 3. Camera used for the nulling detection.

3.6 Nulling detection

Fibers from the nulled (D) and bright (B) outputs in the H and K bands are tight together and reimaged on a camera using a Picnic 256x256 focal plane (fig 3). A direct-vision prism provides a simultaneous access to 4 IR channels. The very low noise of this camera allows excellent signal to noise ratio SNR with a high frequency bandpass in the nulling mode (SNR >20 at 100 Hz) which will improve the results as compared to previous systems based on monopixel detectors (Synapse,[3] MAII[4]). It also allows a lower transmission of the interferometer (about 1% from M1 to detection, including the quantum efficiency of the detector, 0.05 % from source to detection).

In addition, to cover the L band (5^{th} spectral channel), a monopixel InSb detector from Judson (J10D-M204-500U-60) will be used with reduced performances ($SNR \simeq 10$ at 0.5 Hz).

3.7 Perturbation injection and correction module

The M6 mirrors are the main correctors for the ST and FT. They are mounted on a very precise piezo-system, a Physik InstrumentI S316-10 system with opd and tip/tilt capability (table 3). In a first step, only the M6 mirrors will be used, for the correction of static errors (alignment) and laboratory disturbances. Then, the M6 mirrors will be used to both introduce and correct small perturbations.

In a second step, the M6 mirrors will be used to compensate for the dynamic perturbations injected on M1. The definition of the various actuators for the perturbation system is the subject of a CNES R&D contract run by TAS, GEPI and Onera. On one arm, M1a will introduce small-range opd while on the other arm, M1b will introduce tip/tilt (table 3). Last, in a third step, long stroke opd perturbations will be introduced using a high resolution (1 nm) / long stroke (1 cm) ODL. Another identical ODL is then required on the other arm for correction, driven by the FS from a deterministic desaturation of the M6 mirrors. This ODL will first be implemented by mounting the M7-M8 cat's eye on a commercial translation stage and could be replaced later by a more representative ODL, such as the ODL developed by TPD-TNO under an ESA R & D contract.[11]

Perturbation mirrors M1a, M1b and M7-M8a will be driven by a calculator simulating the GNC residues. The perturbation will be the superposition of parabolic or linear drifts (coming from the differential movements of the spacecrafts under the differential solar pressure effects) and higher frequency effects (due to by instance reaction wheels on board the spacecrafts). Injected perturbations are typical profiles derived during a study of the Pegase GNC performed by EADS-ASTRIUM under a CNES R & D contract.[12]

Table 3. Characteristics of the active mirror mounts (type: P=Perturbation, C=Correction).

Mirror	Type	Mode	Actuator	Mount	Stroke	Resolution
M1a	P	opd	piezo	Newport P752	10 µm	0.5 nm
M1b	P	tip/tilt	piezo	PI S330	100 arcsec	10 mas
M6a-b	C (P)	opd/tip/tilt	piezo	PI S316	12 µm	0.2 nm
M7-M8a	P	opd	linear motor	Newport XMS 50	50 mm	1 nm
M7-M8b	C	opd	linear motor	Newport XMS 50	50 mm	1 nm

3.8 Electronics and computer system

The heart of the computer system is a PXI rack from National Instrument which hosts the real-time Labview software for the FT and the ST and interface cards (Digital AcQuisition for the FS analog detectors, Camera link for the ST camera, and Digital to Analog Conversion for the command of the two M6 piston-tip-tilt mirrors). It is linked to a standard PC under Labview which hosts the Graphic User Interface and provide flexible communication with other subsystems, such as the IR Camera or later the GNC simulator. In a first step, datafiles of preliminary computed disturbances will be used.

To minimize external disturbances, all the sources and electronic units (except for the ST camera) are deported outside the main optical bench through optical fibers.

4. STATUS OF PERSEE

The global design of Persee was approved by a CNES review with external experts in 2007. The most critical parts have been further optimized and the full design is now nearly completed. Some sub-systems are already under manufacturing (cf table 2). The clean-room laboratory will be delivered in summer 2008.

In order to setup the cophasing system before the integration on the Persee bench, a preliminary integration is currently ongoing at Onera. A preliminary MMZ (MMZ1, manufactured by GEPI[10]) will be used to simulate the final MMZ (MMZ2, detailled in[8]). A SMF source is injected into one spectrometer channel: the backwards-illuminated MMZ1 acts a star simulator, generating two collimated beams. These beams are directly sent to the M6 mirrors in autocollimation, which reflect them back to MMZ1, whose three outputs can be analysed by the spectrometers (the fourth output being sacrified for the backwards beam injection). A beam splitter between MMZ1 and the M6 mirrors is used to feed the ST after reflexion on M6.

First tests of the star tracker were performed in 2007, with a preliminary frame rate of 30 Hz. Fig. 4 shows that environmental disturbances are corrected up to a cut-of frequency of about 5 Hz as expected from the slow frame rate. The specification for this control loop is to reach a 600 mas performance (optical, at MMZ input level, which means an equivalent of 30 mas on the sky in the case of Pegase by instance) with a 100 Hz frequency bandpass. The real-time software is currently upgraded to integrated the fringe sensor (1 kHz frame rate) and run the star sensor camera at a comparable frequency using a small Region Of Interest.

5. CONCLUSION

The Persee breadboard detailed definition is now nearly completed. First subsystems are already under integration. In particular, the star tracker has been delivered in 2007 and the fringe tracker is currently integrated on a dedicated breadboard with a preliminary MMZ. In the next months, a preliminary integration of the whole cophasing system will take place at Onera, before the complete integration in Meudon in 2009.

Integration of the whole bench will start in 2009 at LESIA in Paris. Persee should begin in late 2009 to test various perturbation models and associated control laws. In addition, a detailled coupled analysis of the nulling measurements and cophasing residues should teach us where most nulling limitations come from and how to overcome them, optically or numerically after measurement.

Then, it is intended to open Persee to European proposals for various tests (other subsystems such as ODL or sensors).

We believe that Persee will be a very powerful tool for the ground validation of stable nulling despite of disturbances representative of free-flying spacecrafts.

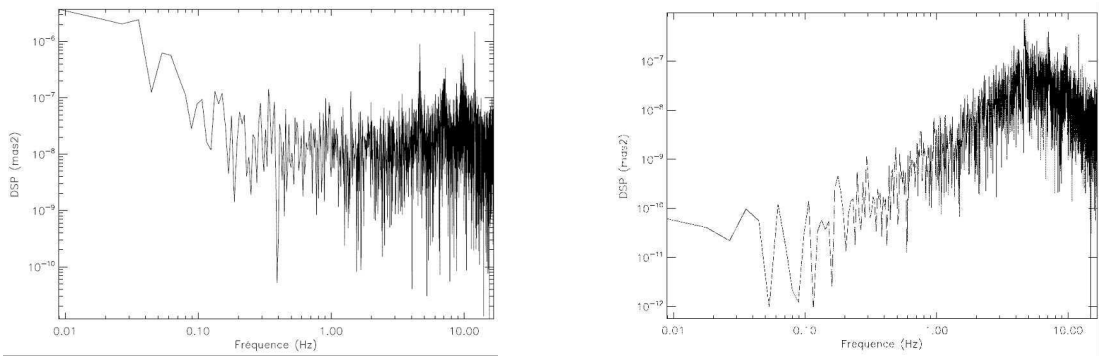


Figure 4. Preliminary results of the start tracker run at 30 Hz: Power spectral density of environmental disturbances in open (left) and closed (right) loop.

REFERENCES

[1] Le Duigou, J. M., Ollivier, M., Cassaing, F., Sorrente, B., Fleury, B., Absil, O., Mourard, D., Rabbia, Y., Escarrat, L., Malbet, F., Rouan, D., Léger, A., Cledassou, R., Delpech, M., Duchon, P., Meyssignac, B., Guidotti, P.-Y., and Gorius, N., "Pegase : a TPF-I/Darwin pathfinder ?," in [*Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter*], Mather, J. C., MacEwen, H. A., and de Graauw, M. W., eds., **6265**, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2006). Conference date: June 2006, Orlando, USA.

[2] Ollivier, M. et al., "Pegase: an infrared interferometer to study stellar environments and low-mass companions around nearby stars," in [*Optical and Infrared Interferometry*], Danchi, W. C., Delplancke, F., and Schöller, M., eds., **7013**, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2008).

[3] Brachet, F., *Etude et developpement d'un déphaseur achromatique pour l'interférométrie en frange noire*, PhD thesis, Université Paris-Sud (XI) (2007).

[4] Buisset, C., Rejeaunier, X., Rabbia, Y., and Barillot, M., "Stable deep nulling in polychromatic unpolarized light with multiaxial beam combination," *Appl. Opt.* **46**(32), 7817–7822 (2007).

[5] Bracewell, R. N., "Detecting non solar planets by spinning infrared interferometer," *Nature* **274**, 780 (1978).

[6] Gabor, P., Rabbia, Y., Launhardt, R., Gay, J., Sodnik, Z., Leger, A. M., Chazelas, B., Decaudin, M., Labeque, A., Brachet, F., Schuller, P. A., Morinaud, G., and Jacquinod, S., "Performance of achromatic phase shifters measured on the synapse test bench," in [*Optical and Infrared Interferometry*], Danchi, W. C., Delplancke, F., and Schöller, M., eds., **7013**, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2008).

[7] Serabyn, E. and Colavita, M. M., "Fully symmetric nulling beam combiners," *Appl. Opt.* **40**, 1668–1671 (Apr. 2001).

[8] Jacquinod, S., Cassaing, F., Duigou, J.-M. L., Barillot, M., Ollivier, M., Houairi, K., and Amans, J.-P., "PERSEE: description of a new concept for nulling interferometry recombination and opd measurement," in [*Optical and Infrared Interferometry*], Danchi, W. C., Delplancke, F., and Schöller, M., eds., **7013**, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2008).

[9] Cassaing, F., Fleury, B., Coudrain, C., Madec, P.-Y., Di Folco, E., Glindemann, A., and Lévêque, S., "An optimized fringe tracker for the VLTI/PRIMA instrument," in [*Interferometry in optical astronomy*], Léna, P. J. and Quirrenbach, A., eds., **4006**, 152–163, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., SPIE, Bellingham, Washington (2000).

[10] Houairi, K., Cassaing, C., LeDuigou, J. M., Sorrente, B., Amans, J. P., and Jacquinod, S., "Persee, the dynamic nulling demonstrator: Recent progress on the cophasing system," in [*Optical and Infrared Interferometry*], Danchi, W. C., Delplancke, F., and Schöller, M., eds., **7013**, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. (2008).

[11] van den Dool, T. et al., "The darwin breadboard cryogenic optical delay line darwin," in [*International Conference on Space Optics*], (June 2006).

[12] Villien, A. et al., "Gnc for the pegase mission," in [*17th IFAC Symposium on Automatic Control in Aerospace*], (June 2007). Toulouse.

2.2 La mesure de différence de marche pour le cophasage des faisceaux

La difficulté de l'interférométrie en frange noire réside dans le fait que la métrologie joue un rôle critique. En effet, il faut pouvoir cophaser les faisceaux, c'est-à-dire asservir la différence de marche, avec une précision de l'ordre du nanomètre. C'est pourquoi il faut pouvoir mesurer cette différence de marche pour ensuite la corriger, et cette mesure doit être valide sur une dynamique suffisante. Les techniques de cophasage présentées ci-dessous ont fait l'objet du travail de thèse de Kamel Houairi, ancien doctorant travaillant sur PERSÉE [Houairi, 2009].

2.2.1 Principe de la modulation ABCD

Un interféromètre fournit un signal appelé interférogramme, qui possède une forme sinusoïdale en fonction de la différence de marche, dont la période correspond à la longueur d'onde λ utilisée par la voie métrologique. En mesurant la phase de l'interférogramme, on peut ainsi en déduire la différence de marche entre les deux faisceaux ; cependant, la mesure de phase étant 2π-périodique, la mesure de DDM est λ-périodique.

Plusieurs techniques ont été mises au point pour mesurer la phase de l'interférogramme, en échantillonnant la frange d'interférence sur au moins deux points [Cassaing, 2001]. La méthode la plus utilisée actuellement en interférométrie optique est celle développée par Wyant [Wyant, 1975 ; Shao *et al.*, 1988], appelée modulation ABCD, qui mesure 4 points distincts en quadrature de phase — c.-à-d. séparés de $\pi/2$ — sur l'interférogramme, dont on peut voir un cas particulier sur la figure 2.1.

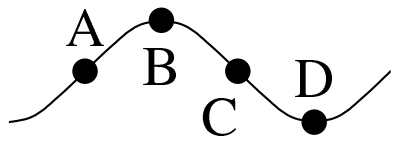


FIGURE *2.1* – Les quatre points majeurs d'un interférogramme.

Les 4 points présentés sur cette figure correspondent à une position particulière de l'interféromètre, où le point D est au minimum de l'interférence. Ainsi, on peut retenir que dans ce cas, ils correspondent aux états suivants :

- ❒ D (Destructive/Dark) : le minimum correspondant à la frange noire, point de fonctionnement d'un interféromètre en frange noire ;
- ❒ B (Brillante/Bright) : le maximum de l'interférogramme, autrement appelé la frange blanche ;
- ❒ A (Aurore/dAwn) : le point d'inflexion sur le front montant ;
- ❒ C (Crépuscule/dusK=C) : le point d'inflexion sur le front descendant.

Lorsqu'une DDM supplémentaire est présente dans l'interféromètre, ces points sont décalés, et donc leur flux varient en fonction de l'interférogramme (figure 2.2). En mesurant ces variations, une opération de démodulation permet de retrouver le décalage de phase qu'a subi l'interférogramme, et ainsi la DDM entre les faisceaux.

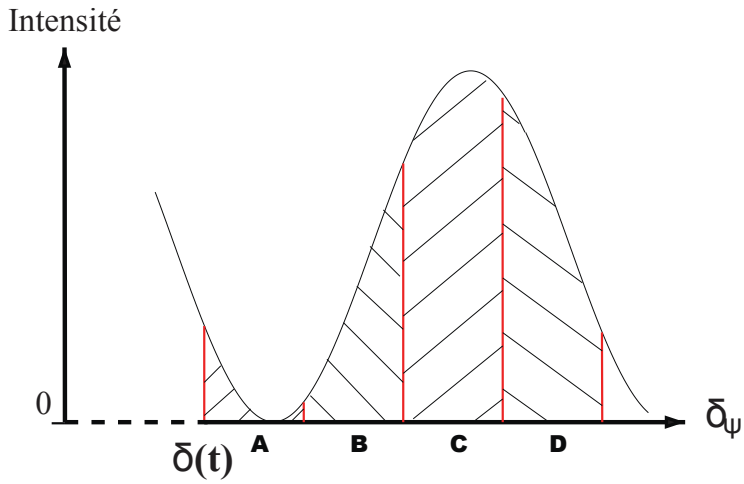


FIGURE 2.2 – Principe de la modulation ABCD — *Crédit : K. Houairi.*

On peut voir sur cette figure que le flux mesuré pour chaque point peut-être complètement différent des positions décrites précédemment. Cependant, dans le cas d'une différence de marche faible, les points A et C, sur des fronts de l'interférence, évoluent beaucoup plus fortement que les points B et D, situés sur des sommets ; la mesure de DDM est donc principalement obtenue par les points A et C. Pour un interféromètre en frange noire, le point D est fondamental, car c'est le point d'intérêt de l'instrument ; on cherchera donc à avoir le point D le plus bas possible.

Pour obtenir ces 4 points de phase, il existe deux techniques :

- La modulation temporelle : les 4 points de phase sont obtenus en translatant une ligne à retard en 4 positions successives, séparées par une distance $\lambda/4$, soit $\pi/2$ en phase. On a donc 4 états séparés par une phase connue, dont la fréquence de mesure dépend principalement du temps de réaction de la ligne à retard.
- La modulation spatiale : le module recombineur est conçu de telle sorte qu'on obtienne 4 sorties indépendantes, déphasées de $\pi/2$ les unes des autres. Généralement, on n'obtient pas exactement des sorties en quadrature, il faut donc étalonner le recombineur pour avoir les différences de phases entre les sorties. Par contre, comme on a les 4 points de mesure en même temps, on n'est plus contraint par un élément mécanique, et on peut ainsi déterminer la DDM à une fréquence plus élevée. Il n'y a également plus de pièce mobile, ce qui est un avantage pour la stabilité d'une mission spatiale.

2.2.2 Le Mach-Zehnder modifié, le cœur du banc PERSÉE

Comme on le voit dans l'article précédent, la recombinaison est réalisée par un interféromètre de type Mach-Zehnder Modifié (MMZ) [Serabyn, 2000], qui a fait l'objet de la thèse de Sophie Jacquinod [Jacquinod, 2010]. Pour éviter au maximum les trajets différentiels, cet interféromètre réalise à la fois la recombinaison de la voie scientifique, et la mesure de la différence de marche. Un schéma de principe du MMZ est illustré en figure 2.3.

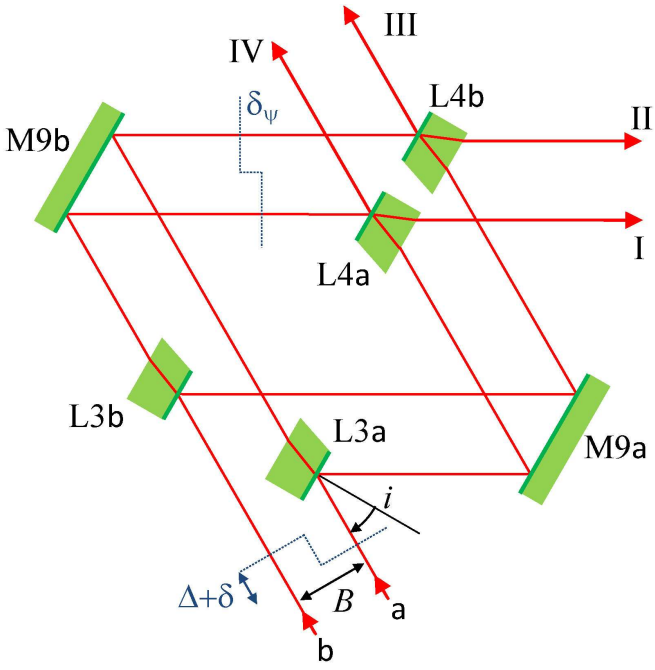


FIGURE 2.3 – Principe du MMZ de Persée.

Son fonctionnement est le suivant [Jacquinod *et al.*, 2008] :

- ❒ deux faisceaux incidents a et b sont divisés en deux paires, par deux lames séparatrices L3a et L3b en CaF_2 ;
- ❒ deux miroirs plans M9a et M9b replient les faisceaux en gardant les paires parallèles ;
- ❒ des lames recombinatrices L4a et L4b — identiques aux lames L3a et L3b — recombinent ces deux paires, créant 4 sorties I, II, III et IV. La disposition des lames L3 et L4 permet de permuter les paires de faisceaux, pour faire interférer les deux bras a et b ;
- ❒ lorsque toutes ces lames et les miroirs de repliement sont rigoureusement parallèles, les quatre sorties sont en teinte plate quelle que soit l'incidence i des faisceaux a et b, supposés parallèles ;
- ❒ dans cette configuration parfaite, en imposant une symétrie du système, la différence de marche interne δ_ψ est alors nulle, et les sorties III et IV sont égales ; de plus si on

considère égaux les flux des deux bras, les sorties I et II sont également identiques. La différence de marche est alors nulle en sortie lorsque le front d'onde en amont du MMZ présente une marche de hauteur $\Delta = B/\sin(i)$ où la base B désigne l'écart entre les faisceaux et i l'angle d'incidence ;

- ❒ lorsqu'une différence de marche additionnelle δ est présente entre les faisceaux, alors les deux paires de sorties vont évoluer en fonction de cette DDM ;
- ❒ une disposition symétrique des composants autour du plan médian permet de s'affranchir d'un effet de dilatation d'ensemble ;
- ❒ les lames du MMZ ont une épaisseur suffisante pour que les faisceaux parasites (réflexion sur la face non traitée) soient séparés de plus d'un diamètre, donc facilement éliminables. Cette évacuation est effectuée par la forme trapézoïdale des lames, qui renvoie le faisceau parasite latéralement par rapport au plan de la lame.

Le principal intérêt du MMZ est de produire deux sorties III et IV que l'on appellera « sorties symétriques ». En effet, si l'on appelle R et T les coefficients de réflexion et de transmission des lames (en énergie), les deux faisceaux a et b pour ces sorties ont subi une atténuation identique en RT, et donc sont équilibrés — en flux et en phase — s'ils l'étaient en entrée. Une telle recombinaison symétrique est indispensable pour obtenir une bonne interférence destructive. Sur les sorties I et II, les faisceaux en R^2 et T^2 ne sont pas équilibrés car il est impossible d'assurer $R = T$ sur une large bande spectrale.

Un MMZ parfait, réglé à différence de marche nulle, délivrerait un état de frange blanche achromatique en III et IV (ces sorties étant parfaitement symétriques, elles sont en interférence constructives à toutes les longueurs d'onde), et un état de frange noire en I et II (minimum complémentaire de la frange blanche, mais dont la valeur dépend de l'équilibrage entre R et T). On ajoute donc un déphaseur achromatique de π (Achromatic Phase Shifter, APS) en amont du MMZ, pour transformer les sorties III et IV en une frange noire achromatique. Le sorties I et II deviennent alors une frange blanche, chromatique.

Le but du senseur de franges (Fringe Sensor, FS) est de mesurer la différence de marche externe δ, pour réaliser un asservissement permettant de stabiliser l'interféromètre en frange noire. L'approche novatrice proposée par l'ONERA est d'intégrer le FS dans le MMZ, afin de minimiser les trajets différentiels [Houairi *et al.*, 2008]. Pour cela, on va introduire dans le MMZ une différence de marche interne δ_ψ supplémentaire, affectant les sorties I et IV, mais pas les sorties II et III. Le cas idéal est de placer les quatre sorties en quadrature, afin de permettre la mesure de phase sur les sorties I et IV (autour des points A et C), quand les sorties II et III sont en B et D. On se retrouve alors dans le cas de l'algorithme de démodulation ABCD présenté en section 2.2.1 : l'utilisation des sorties ABCD permet au FS de mesurer une DDM additionnelle δ.

La voie scientifique n'ayant besoin que des sorties B et D, on perd donc la moitié des sorties du MMZ, et on réduit ainsi d'un facteur $\sqrt{2}$ le RSB de la mesure de taux d'extinction. De même, le senseur de franges pourrait se contenter des sorties A et C pour réaliser la mesure de différence de marche, donc là aussi on réduit le RSB d'un facteur $\sqrt{2}$. Mais en contrepartie,

une telle conception du MMZ garantie la réduction des trajets différentiels, ainsi que la mesure des flux et du contraste, utiles pour l'accrochage des franges.

Pour séparer les longueurs d'onde utilisées pour la partie scientifique et celles utilisées pour la partie métrologie, des dichroïques sont placées en aval des 4 sorties du MMZ. Leur longueur d'onde de coupure est de 1,65 µm ; ainsi, les bandes $\mathcal{H}$ et $\mathcal{K}$ de la voie scientifique sont transmises par les dichroïques, alors que les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ de la voie métrologique sont réfléchies. Ces dichroïques ont également une longueur d'onde de coupure basse de 0,8 µm, ce qui contraint bien la partie métrologie entre 0,8 et 1,65 µm.

Pour mesurer la différence de marche dans deux bandes spectrales par le senseur de franges, les flux de la partie métrologique sont une nouvelle fois séparées en deux bandes spectrales $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ par des dichroïques dont la longueur d'onde de coupure est de 1 µm. Cette mesure de phase dans deux bandes spectrales permet d'appliquer un algorithme de cohérençage qui permet d'étendre la dynamique de la mesure, et qui sera présenté en section 2.3.

2.2.3 Mise en équation des intensités en sortie du Mach-Zehnder Modifié

Le cas du MMZ idéal présenté ci-dessous n'est pas tout à fait réaliste. En effet, les lames séparatrices et recombinatrices de l'interféromètre sont légèrement absorbantes ; cela crée une phase supplémentaire à prendre en compte. Le déphasage appliqué pour obtenir les 4 sorties en quadrature est en réalité une translation de la lame L3a perpendiculaire à sa surface ; cette translation crée une DDM additionnelle, qui est chromatique en phase. Ainsi, la phase ajoutée dans les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ seront différentes. On n'a donc pas les 4 sorties en quadrature parfaites dans les deux bandes spectrales utilisées. On cherche donc à déterminer l'intensité obtenue en sortie du MMZ, en fonction des différents déphasages et différences de marches introduits.

2.2.3.1 Facteurs de réflexion, transmission et absorption d'un dioptre

La première étape consiste à établir les expressions analytiques des intensités mesurées en fonction des coefficients de réflexion et de transmission des lames de l'interféromètre. Pour cela nous définissons les différents coefficients suivants :

- r est le coefficient de réflexion lorsque l'onde se propage dans l'air ;
- t est le coefficient de transmission lors du passage de l'onde de l'air vers le CaF_2 ;
- r' est le coefficient de réflexion lorsque l'onde se propage dans le CaF_2 ;
- t' est le coefficient de transmission lors du passage de l'onde du CaF_2 vers l'air.

On note n_a et n_v les indices de réfraction de l'air et du verre respectivement. Dans le cas où les indices de réfraction des milieux sont réels, les coefficients de réflexion et transmission en

intensité sont définis par :

$$\begin{cases} R = rr^* \\ T = \dfrac{n_\mathrm{v}}{n_\mathrm{a}} tt^* \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} R' = r'r'^* \\ T' = \dfrac{n_\mathrm{a}}{n_\mathrm{v}} t't'^* \end{cases}, \tag{2.2}$$

où z^* représente le nombre conjugué de z.

Tous les coefficients de réflexion et transmission en amplitude étant complexes, ils peuvent se mettre sous la forme

$$r = |r| \times e^{i\phi_r} \qquad \text{et} \qquad t = |t| \times e^{i\phi_t}, \tag{2.3}$$

où i est le nombre imaginaire pur. Dans tous les cas, on a les relations

$$T = T' \qquad \text{et} \qquad \phi_t = \phi_{t'}. \tag{2.4}$$

L'absorption d'une lame est caractérisée par une phase ϕ_L, telle que

$$\phi_\mathrm{L} = \phi_r + \phi_{r'} - 2\phi_t. \tag{2.5}$$

Dans le cas d'un dioptre idéal non absorbant, la conservation de l'énergie impose

$$R = R' \qquad \text{et} \qquad \phi_\mathrm{L} = \pi. \tag{2.6}$$

Les lames du MMZ ont évidemment deux côtés, traités différemment. La surface utile, qui sépare ou recombine deux faisceaux, possède un traitement multicouche semi-réfléchissant, alors que la face arrière (notée Ar) ne possède aucun traitement. En effet, la géométrie particulière des lames en forme de trapèze réduit fortement le flux parasite dans la direction du faisceau utile, ce qui rend inutile un traitement anti-reflet.

2.2.3.2 Expression des intensités mesurées

Dans le cas d'une source monochromatique étendue spatialement, cette extension spatiale crée une baisse de visibilité, définie par le facteur complexe de cohérence μ (voir section 1.3.1.3). On pose I_a et I_b les intensités dans les bras a et b et T_Ar la transmission de la face arrière ; ainsi, les intensités mesurées par le FS se mettent sous la forme [Houairi, 2009] :

$$\begin{cases} I_\mathrm{I} = RR'T_\mathrm{Ar}^2 I_\mathsf{a} + T^2 T_\mathrm{Ar}^2 I_\mathsf{b} + 2\mu\sqrt{RR'}TT_\mathrm{Ar}^2\sqrt{I_\mathsf{a} I_\mathsf{b}}\cos\left(2\pi\sigma\left[\delta + \delta_\psi\right] + \phi_\mathrm{L}\right) \\ I_\mathrm{II} = T^2 T_\mathrm{Ar}^2 I_\mathsf{a} + RR'T_\mathrm{Ar}^2 I_\mathsf{b} + 2\mu\sqrt{RR'}TT_\mathrm{Ar}^2\sqrt{I_\mathsf{a} I_\mathsf{b}}\cos\left(2\pi\sigma\delta - \phi_\mathrm{L}\right) \\ I_\mathrm{III} = RTT_\mathrm{Ar} I_\mathsf{a} + RTT_\mathrm{Ar} I_\mathsf{b} + 2\mu RTT_\mathrm{Ar}\sqrt{I_\mathsf{a} I_\mathsf{b}}\cos\left(2\pi\sigma\delta\right) \\ I_\mathrm{IV} = RTT_\mathrm{Ar} I_\mathsf{a} + RTT_\mathrm{Ar} I_\mathsf{b} + 2\mu RTT_\mathrm{Ar}\sqrt{I_\mathsf{a} I_\mathsf{b}}\cos\left(2\pi\sigma\left[\delta + \delta_\psi\right]\right) \end{cases}. \tag{2.7}$$

On considère ici que les lames sont non absorbantes. I_a, I_b, μ et δ sont les inconnues de ces équations qui constituent donc un système de quatre équations à quatre inconnues.

En prenant en compte le caractère chromatique et l'étendue de la source, il faut considérer le degré de cohérence temporelle de la source γ, présenté en section 1.3.1.1. Ce degré de cohérence dépend des coefficients de transmission et de réflexion des dioptres, ainsi que du spectre de la source à travers le senseur de franges. Or dans la réalité, les spectres vu dans chacune des sorties ne sont pas rigoureusement identiques ; mais pour simplifier le calcul, on supposera que les différences sont négligeables. On prend également en compte l'absorption des lames. Les équations deviennent alors [Houairi, 2009] :

$$\begin{cases} I_\mathrm{I} = \left\langle RR'T_\mathrm{Ar}^2 \right\rangle_\sigma I_\mathrm{a} + \left\langle T^2T_\mathrm{Ar}^2 \right\rangle_\sigma I_\mathrm{b} \\ \quad + 2\mu \left\langle \sqrt{RR'}\,TT^2 \right\rangle_\sigma \gamma(\delta+\delta_\psi)\sqrt{I_\mathrm{a}I_\mathrm{b}}\cos\left(2\pi\sigma\left[\delta+\delta_\psi\right]+\phi_\mathrm{L}\right) \\ I_\mathrm{II} = \left\langle T^2T_\mathrm{Ar}^2 \right\rangle_\sigma I_\mathrm{a} + \left\langle RR'T_\mathrm{Ar}^2 \right\rangle_\sigma I_\mathrm{b} + 2\mu \left\langle \sqrt{RR'}\,TT^2 \right\rangle_\sigma \gamma(\delta)\sqrt{I_\mathrm{a}I_\mathrm{b}}\cos\left(2\pi\sigma\delta-\phi_\mathrm{L}\right) \\ I_\mathrm{III} = \langle RTT_\mathrm{Ar}\rangle_\sigma I_\mathrm{a} + \langle RTT_\mathrm{Ar}\rangle_\sigma I_\mathrm{b} + 2\mu\langle RTT_\mathrm{Ar}\rangle_\sigma \gamma(\delta)\sqrt{I_\mathrm{a}I_\mathrm{b}}\cos\left(2\pi\sigma\delta\right) \\ I_\mathrm{IV} = \langle RTT_\mathrm{Ar}\rangle_\sigma I_\mathrm{a} + \langle RTT_\mathrm{Ar}\rangle_\sigma I_\mathrm{b} + 2\mu\langle RTT_\mathrm{Ar}\rangle_\sigma \gamma(\delta+\delta_\psi)\sqrt{I_\mathrm{a}I_\mathrm{b}}\cos\left(2\pi\sigma\left[\delta+\delta_\psi\right]\right) \end{cases} . \tag{2.8}$$

On voit bien ici qu'on est plus du tout dans le cas idéal présenté en section 2.2.1, avec les 4 sorties en quadrature. On parlera alors d'une modulation quasi-ABCD.

Si on considère que la longueur de cohérence de la source est suffisamment grande en fonction de la différence de marche δ_ψ, on peut poser $\gamma(\delta) \simeq \gamma(\delta+\delta_\psi)$. En développant le sinus et le cosinus des équations précédentes, alors on peut poser l'équation matricielle

$$\underbrace{\begin{pmatrix} I_\mathrm{I} \\ I_\mathrm{II} \\ I_\mathrm{III} \\ I_\mathrm{IV} \end{pmatrix}}_{\mathbf{Y}} = \underbrace{\begin{pmatrix} a_\mathrm{I} & b_\mathrm{I} & c_\mathrm{I} & d_\mathrm{I} \\ a_\mathrm{II} & b_\mathrm{II} & c_\mathrm{II} & d_\mathrm{II} \\ a_\mathrm{III} & b_\mathrm{III} & c_\mathrm{III} & d_\mathrm{III} \\ a_\mathrm{IV} & b_\mathrm{IV} & c_\mathrm{IV} & d_\mathrm{IV} \end{pmatrix}}_{\mathbf{M}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} I_\mathrm{a} \\ I_\mathrm{b} \\ 2\gamma(\delta)\sqrt{I_\mathrm{a}I_\mathrm{b}}\cos\left(2\pi\sigma\delta\right) \\ 2\gamma(\delta)\sqrt{I_\mathrm{a}I_\mathrm{b}}\sin\left(2\pi\sigma\delta\right) \end{pmatrix}}_{\mathbf{X}} . \tag{2.9}$$

Ainsi, le vecteur $\mathbf{Y}$ contient les flux détectés, le vecteur $\mathbf{X}$ contient les 4 inconnues que l'on cherche à déterminer. Enfin, $\mathbf{M}$ est la matrice de modulation, dont les coefficients sont exprimées en fonction des coefficients de réflexion et de transmission des dioptres, le coefficient de cohérence spatiale de la source, ainsi que les déphasages instrumentaux $2\pi\sigma\delta_\psi$ et ϕ_L.

Lorsque la matrice qui décrit le modèle direct $\mathbf{M}$ est inversible, c'est-à-dire lorsque le déterminant de la matrice est non nul, il existe donc une matrice $\mathbf{D}$ telle que :

$$\mathbf{X} = \mathbf{D} \cdot \mathbf{Y}, \tag{2.10}$$

où $\mathbf{D} = \mathbf{M}^{-1}$ est la matrice inverse de M ; elle est appelée la matrice de démodulation.

2.2.4 Étalonnage de la matrice de démodulation

L'intérêt premier du senseur de franges est de mesurer la différence de marche δ. On peut voir qu'à partir du vecteur $\mathbf{X}$, il est possible de remonter à δ, mais également au flux de chaque bras, et au coefficient de cohérence temporelle, par les équations :

$$\begin{cases} I_{\mathsf{a}} = X_1 \\ I_{\mathsf{b}} = X_2 \\ \gamma = \dfrac{X_3^2 + X_4^2}{4X_1X_2} \\ \delta = \dfrac{\lambda}{2\pi} \arctan\left(\dfrac{X_3}{X_4}\right) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ X_4 \end{pmatrix}. \tag{2.11}$$

La donnée de différence de marche est évidemment extrêmement utile pour le cophasage des deux faisceaux, mais les autres grandeurs sont également importantes ; en effet, une perte de flux sur un bras est visible en temps réel, ainsi qu'une perte de visibilité. Ces propriétés sont particulièrement intéressantes pour le cophasage de télescopes au sol, car la turbulence atmosphérique peut détériorer fortement l'injection des flux dans les fibres monomodes utilisées pour filtrer les aberrations d'ordre supérieur. On a alors une indication sur la quantité de flux injecté pour chaque bras, et ainsi sur la validité de la mesure de différence de marche.

Cependant, on ne mesure que les flux qui composent le vecteur $\mathbf{Y}$, dégradés par un bruit de mesure à moyenne nulle et un courant d'obscurité. Pour pouvoir obtenir le vecteur $\mathbf{X}$ et finalement les paramètres présentés ci-dessus à partir des mesures de flux de chaque sortie du MMZ, il faut déterminer la matrice $\mathbf{D}$, ainsi que le courant d'obscurité de chaque détecteur, pour débiaiser les mesures. Pour cela, on détermine d'abord les coefficients de la matrice

La procédure d'étalonnage du senseur de frange développée par K. Houairi [Houairi, 2009], est alors composée de quatre étapes successives :

- ❒ on masque simultanément les bras a et b, ce qui donne la mesure du courant d'obscurité ;
- ❒ on masque le bras b et on mesure les 4 flux du bras a : on accède ainsi aux coefficients a_i, avec $i \in \{I,\ II,\ III,\ IV\}$, de la matrice $\mathbf{M}$;
- ❒ on réalise la même opération sur l'autre voie, pour obtenir les coefficients b_i, avec $i \in \{I,\ II,\ III,\ IV\}$;
- ❒ on applique une modulation de piston connue en présence des deux bras de l'interféromètre. L'élimination de la composante continue, connue via les coefficients a_i et b_i, donne accès aux termes cohérents, dont les parties réelle et imaginaire donnent les coefficients c_i et d_i.

Si les déphasages entre les sorties le permettent, on inverse alors la matrice $\mathbf{M}$ ainsi obtenue pour déterminer la matrice de démodulation $\mathbf{D}$.

Cet étalonnage permet également de déterminer le déphasage ϕ_{L}, ainsi que la différence de marche interne appliquée δ_ψ. Celui-ci étant réalisé pour chaque bande spectrale de la voie

métrologique, on peut également déterminer le rapport des longueurs d'onde de chaque canal, paramètre très important pour l'algorithme de cohérençage, comme on le verra en section 2.3.2, ainsi que le chromatisme entre les déphasages ϕ_L de chaque bande spectrale, l'absorption des lames étant dépendante de la longueur d'onde.

2.3 Le cohérençage, pour étendre la dynamique de mesure

2.3.1 Estimateur simple

L'inconvénient de travailler avec un seul canal spectral, et donc qu'un seul interférogramme, c'est que le signal est périodique, avec une période λ. La dynamique de mesure est donc limitée à la longueur d'onde utilisée, avant que la mesure ne subisse des repliements de phase, comme présenté en figure 2.4 [Houairi & Cassaing, 2009].

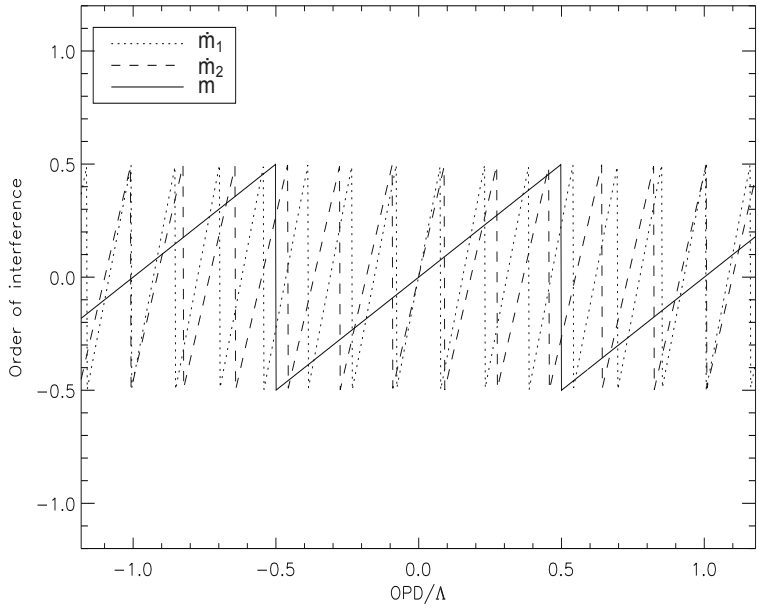


FIGURE *2.4* – Principe du cohérençage à deux longueurs d'onde — *Crédit : K. Houairi*.

Sur cette même figure, on peut voir que pour deux longueurs d'onde différentes (ici $\lambda_1 = 1,31$ µm et $\lambda_2 = 1,55$ µm), la dynamique de mesure autour de la frange centrale est égale à la longueur d'onde, et donc que les repliements ne se trouvent pas aux mêmes différences de marche.

Les algorithmes de cohérençage — c'est-à-dire qui utilisent plusieurs informations spectrales pour calculer la DDM — utilisent justement ces différences dans les repliements pour

étendre la dynamique de mesure.

Si on considère la fraction d'ordre d'interférence m_i défini par la mesure de la DDM δ à une longueur d'onde λ_i, alors

$$m_i = \frac{\delta}{\lambda_i}. \tag{2.12}$$

On décompose m_i en la somme de l'entier le plus proche $\overline{m}_i$ et de son reste $\dot{m}_i$, on a donc

$$\delta = (\overline{m}_i + \dot{m}_i)\,\lambda_i \qquad \text{avec} \qquad \begin{cases} \overline{m}_i & \in & \mathbb{Z} \\ \dot{m}_i & \in &]-0,5;0,5] \end{cases}. \tag{2.13}$$

Avec une seule longueur d'onde, on ne peut pas mesurer l'ordre d'interférence $\overline{m}_i$, mais seulement la fraction repliée $\dot{m}_i$. Cependant, avec deux longueurs d'onde, un estimateur simple [Wyant, 1971 ; Polhemus, 1973] consiste à calculer :

$$\widehat{\delta} = \widehat{m}\Lambda \qquad \text{avec} \qquad \widehat{m} = \text{wrap}\left(\widehat{\dot{m}}_1 - \widehat{\dot{m}}_2\right), \tag{2.14}$$

$\widehat{\delta}$ étant l'estimée de DDM et $\widehat{\dot{m}}_i$ l'estimation de la fraction d'interférence du canal *i*. La fonction wrap enlève à toute valeur un entier tel que le résidu obtenu est dans l'intervalle $]-0,5;0,5]$.

La longueur d'onde résultante Λ, correspondant à la dynamique sur laquelle se fait la mesure, est appelée longueur d'onde de cohérençage, et correspond à :

$$\Lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}. \tag{2.15}$$

Comme on peut voir sur l'exemple de la figure 2.4, la dynamique est augmentée à peu près d'un facteur 6, car dans ce cas, $\Lambda = 8,46$ µm.

2.3.2 Estimateur élargi

On peut voir sur la figure 2.4 que l'estimateur simple n'est pas forcément très efficace. En effet les zéros secondaires de l'estimateur correspondent à des positions où les deux fractions repliées ont des valeurs égales, mais pas forcément nulles. On peut donc trouver un estimateur qui considère à la fois l'écart entre ces deux fractions repliées comme l'estimateur simple, ainsi que leurs valeurs intrinsèques.

Durant sa thèse, K. Houairi a imaginé un estimateur élargi, utilisant une approximation fractionnaire du rapport des deux longueurs d'onde $r_\lambda = \lambda_1/\lambda_2$ [Houairi & Cassaing, 2009].

En effet, on a

$$\delta = \lambda_1\,(\overline{m}_1 + \dot{m}_1) = \lambda_2\,(\overline{m}_2 + \dot{m}_2)\,, \tag{2.16}$$

donc

$$r_\lambda\overline{m}_1 + r_\lambda\dot{m}_1 = \overline{m}_2 + \dot{m}_2, \tag{2.17}$$

Or on estime le rapport des longueurs d'onde par un fraction entière, à laquelle s'ajoute une erreur d'estimation ε_f :

$$r_\lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{p}{q} + \varepsilon_f. \tag{2.18}$$

L'algorithme utilise l'identité de Bézout, qui dit que si p et q sont deux entiers premiers entre eux, alors il existe un entier k tel que :

$$k \times p \equiv 1 \pmod{q}. \tag{2.19}$$

Ainsi, l'estimation de la différence de marche $\widehat{\delta_\oplus}$ pour cet algorithme est donnée par :

$$\widehat{\delta_\oplus} = \widehat{m}_\oplus \Lambda_\oplus \qquad \text{avec} \qquad \widehat{m}_\oplus = q \times \text{wrap}\left(\frac{k}{q} \times \overline{q\left(\widehat{m}_2 - \widehat{r}_\lambda \widehat{m}_1\right)}\right) + \widehat{m}_1. \tag{2.20}$$

La longueur d'onde de cohérençage élargie $\Lambda_\oplus$ est alors un multiple de λ_1 :

$$\Lambda_\oplus = q\lambda_1. \tag{2.21}$$

La démonstration complète de ce résultat est présentée dans [Houairi & Cassaing, 2009]. Ainsi, plus on choisit des coefficients élevés pour p et q, plus l'estimation est étendue ; cependant, on est plus sensible aux erreurs d'estimation des longueurs d'onde des deux canaux, ainsi qu'au bruit de mesure dans chaque canal.

C'est cet algorithme étendu que j'ai implémenté sur PERSÉE, pour l'élargissement de la plage de mesure de la différence de marche. J'ai ainsi cherché à le valider expérimentalement avec une source large bande divisée spectralement à l'aide des lames dichroïques présentées en section 2.2.2 ; on verra dans la section 4.4.1.4 que j'ai fait apparaître une limitation de l'algorithme étendu, qui n'était pas visible lors de la validation de K. Houairi avec des sources monochromatiques [Houairi, 2009].

2.4 La commande linéaire quadratique gaussienne pour la correction de vibrations

Les vibrations peuvent être problématiques pour les instruments qui observent les exoplanètes. En effet, les coronographes et les interféromètres en frange noire ont de telles contraintes métrologiques que la vibration d'un élément peut engendrer de fortes perturbations, en tip/tilt (pointage) pour les uns, et en piston pour les autres. Il existe des méthodes de filtrage passif des vibrations, qui réduisent leur amplitude, mais ne sont pas efficaces pour les réduire complètement.

Une méthode de filtrage actif a été développée pour réduire les vibrations de différence de marche du VLTI, dont le résidu est très important, à 470 nm rms ; un premier filtrage actif, utilisant une mesure par accéléromètres, réduit déjà ce résidu à 360 nm rms. Le deuxième étage de filtrage actif, dénommé Vibration Tracking (VTK), permet de réduire à 260 nm rms le résidu de différence de marche [Lieto *et al.*, 2008]. Cependant, cette technique n'inclut pas d'identification des vibrations qui posent problème, il faut indiquer manuellement les fréquences à corriger. Elle ne tient également pas compte de l'amortissement de la vibration, qui est supposée non amortie. Le système est donc très sensible aux changements de fréquences des vibrations.

Une autre méthode active a été étudiée à l'Onera [Petit *et al.*, 2008 ; Meimon *et al.*, 2010] pour l'instrument d'optique adaptative extrême SPHERE du VLT (section 1.2.4.1). Celle-ci a été conçue pour les modes tip et tilt de l'instrument, mais est adaptable à n'importe quelle aberration. Elle utilise une loi de contrôle Linéaire Quadratique Gaussienne (LQG) qui réalise une correction optimale des perturbations, lorsqu'on considère la variance minimum du résidu de phase. Cependant, le contrôleur LQG nécessite un modèle réaliste de la perturbation pour pouvoir la corriger au mieux. S. Meimon a donc développé un algorithme d'identification [Meimon *et al.*, 2010] qui calcule automatiquement un modèle réaliste à partir d'une séquence temporelle des perturbations en boucle ouverte, et qui sera décrit dans la section 2.4.4.

Les vibrations étant un point critique du cophasage de PERSÉE en présence de perturbations typiques, on implémentera dans l'asservissement temps réel du banc le contrôleur LQG et son module d'identification, pour assurer un contrôle nanométrique du résidu de différence de marche.

2.4.1 Boucle d'asservissement pour une perturbation monomode

2.4.1.1 Modèle temporel

On se place dans le cas où les différents modes considérés (piston, tip et tilt) sont totalement indépendants ; les équations présentées ci-dessus sont ainsi valables pour n'importe lequel de ces modes. La figure 2.5 présente la modélisation par blocs d'une boucle d'asservissement, adaptée aux cas de l'OA et l'interférométrie.

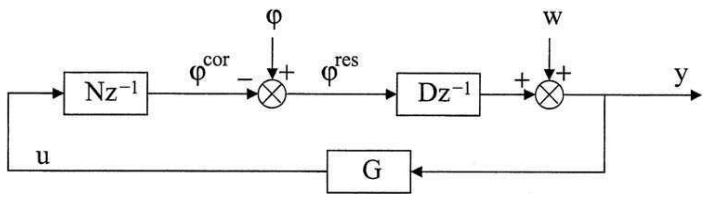


Figure 2.5 – Diagramme par blocs d'une boucle d'asservissement en OA ou interférométrie.

L'actionneur de la boucle transforme une tension u en une phase corrigée ϕ^{cor}. Cette phase corrige une phase perturbée $\phi = \phi^{per}$, et la différence correspond à la phase résiduelle ϕ^{res}. Celle-ci est mesurée par un senseur. Cette mesure y est entachée d'un bruit de mesure w, qu'on suppose être un bruit blanc gaussien de variance σ_w^2. La mesure y est alors transformée par le contrôleur en une nouvelle commande u à appliquer à l'actionneur.

En réalité, toutes ces actions ont une certaine durée incompressible, qui engendre un certain retard entre le moment où la perturbation agit dans le système et l'instant où on cherche à l'appliquer. La chronologie des actions est présentée dans la figure 2.6.

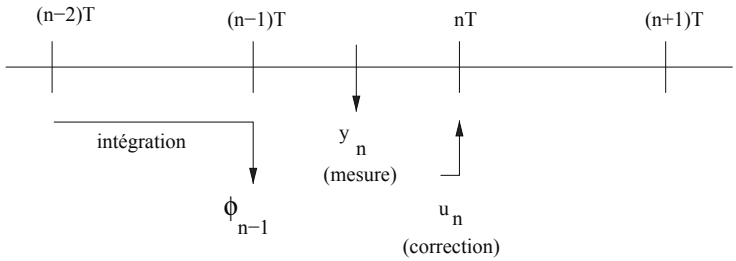


Figure 2.6 – Chronologie de la boucle d'asservissement.

La plupart du temps, la fréquence de la boucle dépend principalement du temps d'intégration du senseur qui mesure la phase ϕ^{res}, et du temps de calcul du contrôleur. On se place ici dans le cas où c'est le senseur qui impose la fréquence de la boucle d'asservissement.

Sur la période de temps $[(n-2)T,\ (n-1)T]$, on intègre la phase ϕ_{n-1}^{res}, qui correspond à la phase perturbée ϕ_{n-1}^{per}, corrigée par la phase de l'actionneur ϕ_{n-1}^{cor}. Cette phase corrigée dépend de l'actionneur, dont on considère qu'il a une réponse instantanée et linéaire, caractérisé par le scalaire N :

$$\phi_{n-1}^{cor} = Nu_{n-2}. \tag{2.22}$$

En effet, l'actionneur transforme la commande u_{n-2} calculé à la période précédente en une phase appliquée pour la période courante ϕ_{n-1}^{cor}.

À l'instant $(n-1)T$, l'intégration du senseur se termine. On considère que celui-ci est également linéaire, caractérisé par un coefficient D, et fournit une mesure y_n entachée d'un bruit de mesure w_n sur le temps d'intégration T. On a alors

$$\begin{aligned} y_n &= D\phi_{n-1}^{res} + w_n \\ &= D\left(\phi_{n-1}^{per} - Nu_{n-2}\right) + w_n. \end{aligned} \tag{2.23}$$

Cette mesure y_n est utilisée par le contrôleur pour calculer la commande u_n à appliquer pour corriger le résidu observé. Cette commande est alors envoyée à l'actionneur à l'instant nT, et appliquée durant la période de temps $[nT,\ (n+1)T]$. Il a donc fallu attendre deux trames (une

demi-trame pour l'intégration, une trame pour le calcul, et une demi-trame pour l'application de la commande), avant de corriger la perturbation. On dit que la boucle a deux trames de retard. Le contrôleur est caractérisé par une certaine opération G, linéaire sur les mesures ; on peut donc considérer qu'une convolution est réalisée [Petit *et al.*, 2008] :

$$u_n = (G * y)_n. \tag{2.24}$$

2.4.1.2 Fonction de transfert en boucle fermée

En automatique, il est commun de réaliser l'analyse dans le domaine fréquentiel, ce qui permet d'étudier les valeurs propres plutôt que les vecteurs propres ; c'est pourquoi dans le cas linéaire à temps discret où nous nous plaçons, il est intéressant d'utiliser la transformation en Z. On notera par la suite $\tilde{x}$ la transformée en Z de la fonction x. L'une des propriétés intéressantes de cette transformation est qu'un retard d'un nombre n de trames d'une fonction se traduit par une multiplication par z^{-n} de sa transformée en Z.

L'équation (2.23) devient alors :

$$\tilde{y}(z) = Dz^{-1}\tilde{\phi}^{res}(z) + \tilde{w}(z). \tag{2.25}$$

La transformée en Z de l'équation (2.24) donne $\tilde{u}(z) = \tilde{G}(z)\tilde{y}(z)$. Donc :

$$\tilde{u}(z) = \tilde{G}(z)Dz^{-1}\tilde{\phi}^{res}(z) + \tilde{G}(z)\tilde{w}(z). \tag{2.26}$$

Or d'après l'équation (2.22), $\tilde{\phi}^{cor}(z) = \tilde{\phi}^{per}(z) - \tilde{\phi}^{res}(z) = Nz^{-1}\tilde{u}(z)$.

Donc :

$$\left(1 + N\tilde{G}(z)Dz^{-2}\right)\tilde{\phi}^{res}(z) = \tilde{\phi}^{per}(z) - N\tilde{G}(z)z^{-1}\tilde{w}(z). \tag{2.27}$$

Par cette équation, on met donc en évidence deux fonctions importantes :

- la fonction de transfert de réjection de l'asservissement $E(z)$, définie par

$$E(z) = \frac{\tilde{\phi}^{res}(z)}{\tilde{\phi}^{per}(z)} \qquad \text{dans le cas où } \tilde{w}(z) = 0. \tag{2.28}$$

  Soit :

$$E(z) = \left(1 + N\tilde{G}(z)Dz^{-2}\right)^{-1}. \tag{2.29}$$

  On retrouve bien la propriété connue en automatique reliant la fonction de transfert boucle fermée (FTBF) et ouverte (FTBO) dans le cas d'un retour unitaire : FTBF = $(1 + \text{FTBO})^{-1}$, avec ici la FTBO étant égale à $N\tilde{G}(z)Dz^{-2}$.
- La fonction de transfert du bruit, défini par

$$H_w(z) = \frac{\tilde{\phi}^{res}(z)}{\tilde{w}(z)} \qquad \text{dans le cas où } \tilde{\phi}^{per}(z) = 0. \tag{2.30}$$

Soit :

$$H_w(z) = -\left(N\tilde{G}(z)z^{-1}\right)\left(1 + N\tilde{G}(z)Dz^{-2}\right)^{-1}. \tag{2.31}$$

Ces deux fonctions définissent l'asservissement dans le domaine fréquentiel, et permettent de simuler la réponse du système à une perturbation donnée, ainsi que la propagation du bruit de mesure.

2.4.1.3 Cas de la commande par intégrateur

Dans le cas où le contrôleur G est un intégrateur, alors le calcul de la commande est simplement

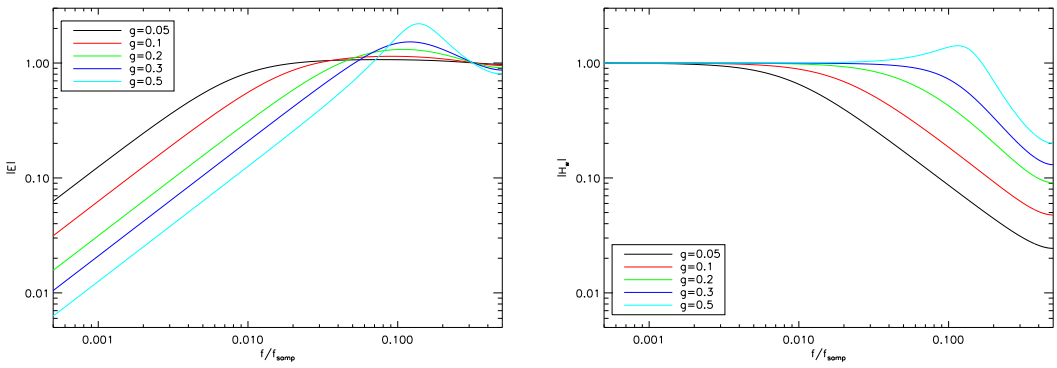
$$u_n = u_{n-1} + g\,y_n, \tag{2.32}$$

avec g le gain de l'intégrateur.

Sa transformée en Z est donc :

$$\tilde{G}(z) = \frac{g}{1 - z^{-1}}. \tag{2.33}$$

On peut ainsi calculer les fonctions de transfert de réjection et de bruit. Ces fonctions sont représentées en figure 2.7, pour différentes valeurs de gains.



(a) Fonction de transfert de réjection. ***(b)*** Fonction de transfert de bruit.

FIGURE *2.7* – Fonctions de transfert de réjection et de bruit de l'intégrateur, en fonction de son gain.

On peut voir sur la figure 2.7a la pente caractéristique de -20 dB/décade aux faibles fréquences. Par contre, après la fréquence de coupure, le retard dans la boucle crée une amplification de la perturbation, ainsi que du bruit (figure 2.7b), dont l'amplitude dépend du gain du contrôleur ; en effet, dans le cas idéal où il n'y a pas de retard, il n'y a pas du tout d'amplification, alors que pour un retard plus important, l'amplification est plus forte.

2.4.2 Modélisation temporelle de la perturbation

À chaque trame n, la perturbation ϕ_n^{per} est modélisé en une somme de contributions indépendantes les unes des autres :

- ❒ une perturbation basse fréquence (BF) ϕ_n^{BF}, qui peut être de la turbulence dans le cas d'un instrument au sol, ou un résidu de boucle d'asservissement de positionnement dans le cas de satellites volant en formations ;
- ❒ un nombre N_{vib} de phases induites par des vibrations, $\phi_n^{vib,i}$. Les vibrations sont en effet des perturbations très particulières, car elles ont un spectre très étroit, et sont très déterministes. On peut donc anticiper leur effet et les corriger au mieux.

Si on considère toutes ces perturbations indépendantes — ce qui est majoritairement le cas —, on a donc :

$$\phi_n^{per} = \phi_n^{BF} + \sum_{i=1}^{N_{vib}} \phi_n^{vib,i}. \tag{2.34}$$

Chaque vibration $\phi_n^{vib,i}$ est en réalité une discrétisation d'une vibration mécanique continue. Celle-ci est caractérisée par une fréquence vibratoire $f^{vib,i}$, et un coefficient d'amortissement $k^{vib,i}$: plus celui-ci est proche de zéro, plus la vibration est proche d'une sinusoïde.

Une approximation en temps discret d'une telle vibration peut être donnée par un modèle Auto-Régressif d'ordre 2 (AR2) [Petit *et al.*, 2008], c'est-à-dire que la valeur de l'état suivant est une combinaison linéaire des deux états précédents, entachée d'un bruit. Si $a_1^{vib,i}$ et $a_2^{vib,i}$ sont les deux coefficients de la combinaison linéaire et $\upsilon_n^{vib,i}$ le terme de bruit, considéré blanc gaussien de variance $(\sigma_\upsilon^{vib,i})^2$, alors :

$$\phi_{n+1}^{vib,i} = a_1^{vib,i}\phi_n^{vib,i} + a_2^{vib,i}\phi_{n-1}^{vib,i} + \upsilon_n^{vib,i}. \tag{2.35}$$

Les deux paramètres $a_1^{vib,i}$ et $a_2^{vib,i}$ sont reliés aux caractéristiques de la vibration, sa fréquence $f^{vib,i}$ et son coefficient d'amortissement $k^{vib,i}$, ainsi que la période de la boucle T [Meimon *et al.*, 2010] :

$$a_1^{vib,i} = 2\exp\left(-2\pi k^{vib,i} f^{vib,i} T\right)\cos\left(2\pi\sqrt{1-\left(k^{vib,i}\right)^2}\, f^{vib,i} T\right) \tag{2.36}$$

$$a_2^{vib,i} = -\exp\left(-4\pi k^{vib,i} f^{vib,i} T\right). \tag{2.37}$$

En fonction du coefficient d'amortissement, il est possible de simuler un pic vibratoire plus ou moins large dans le domaine fréquentiel, comme on peut le voir sur la figure 2.8. D'après cette figure, pour des valeurs de $k^{vib,i}$ supérieures à 0,7, la Densité Spectrale de Puissance (DSP, PSD en anglais) de l'AR2 est strictement décroissante, et peut également être adaptée à une perturbation basse fréquence.

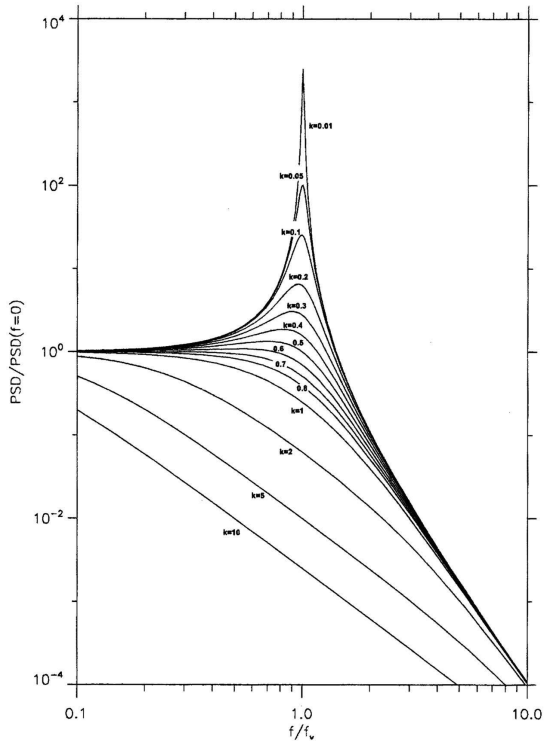


FIGURE *2.8* – DSP relatives d'un AR2 avec différentes valeurs d'amortissement $k^{vib,i}$ *— Crédit : S. Meimon.*

C'est pourquoi, l'approximation de la perturbation ϕ^{BF} est elle aussi un modèle d'AR2, tel que :

$$\phi_{n+1}^{BF} = a_1^{BF}\phi_n^{BF} + a_2^{BF}\phi_{n-1}^{BF} + \upsilon_n^{BF}, \tag{2.38}$$

avec a_1^{BF} et a_2^{BF} les coefficients de l'AR2, et υ_n^{BF} le terme de bruit, supposé blanc gaussien de variance $(\sigma_\upsilon^{BF})^2$.

2.4.3 Principe de la commande linéaire quadratique gaussienne pour une perturbation monomode

2.4.3.1 Modélisation par espace d'état

Pour modéliser le contrôleur LQG, on peut utiliser un modèle par espace d'état, qui transforme les équations utilisées en relations matricielles [Kulcsár *et al.*, 2006]. Ainsi, on peut re-

former les équations (2.34), (2.35) et (2.38) en une équation matricielle :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \phi_{n+1}^{BF} \\ \hline \phi_{n}^{BF} \\ \hline \phi_{n+1}^{vib,1} \\ \phi_{n}^{vib,1} \\ \hline \phi_{n+1}^{vib,2} \\ \phi_{n}^{vib,2} \\ \hline \vdots \end{pmatrix}}_{\mathbf{x}_{n+1}} = \underbrace{\left(\begin{array}{cc|cc|cc|c} a_1^{BF} & a_2^{BF} & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ \hline 0 & 0 & a_1^{vib,1} & a_2^{vib,1} & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ \hline 0 & 0 & 0 & 0 & a_1^{vib,2} & a_2^{vib,2} & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & \cdots \\ \hline \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{array}\right)}_{\mathbf{A}} \underbrace{\begin{pmatrix} \phi_{n}^{BF} \\ \hline \phi_{n-1}^{BF} \\ \hline \phi_{n}^{vib,1} \\ \phi_{n-1}^{vib,1} \\ \hline \phi_{n}^{vib,2} \\ \phi_{n-1}^{vib,2} \\ \hline \vdots \end{pmatrix}}_{\mathbf{x}_n} + \underbrace{\begin{pmatrix} \upsilon_{n}^{BF} \\ \hline 0 \\ \hline \upsilon_{n}^{vib,1} \\ 0 \\ \hline \upsilon_{n}^{vib,2} \\ 0 \\ \hline \vdots \end{pmatrix}}_{\boldsymbol{\upsilon}_n}, \tag{2.39}$$

avec $\mathbf{x}_n$ le vecteur d'état constitué des différentes phases perturbées, $\mathbf{A}$ le modèle de la perturbation contenant les coefficients des AR2, et $\boldsymbol{\upsilon}_n$ le vecteur de bruit.

L'équation (2.23) peut également être mise sous forme matricielle :

$$y_n = \underbrace{\left(\begin{array}{cc|cc|cc|c} 0 & D & 0 & D & 0 & D & \cdots \end{array}\right)}_{\mathbf{C}} \mathbf{x}_n - DNu_{n-2} + w_n. \tag{2.40}$$

On obtient donc un modèle par espace d'état, donnée par les équations

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{A}\mathbf{x}_n + \upsilon_n \tag{2.41}$$

$$y_n = \mathbf{C}\mathbf{x}_n - DNu_{n-2} + w_n. \tag{2.42}$$

2.4.3.2 Étapes du contrôleur linéaire quadratique gaussien à partir d'un filtre de Kalman

Le contrôleur LQG est constitué d'un filtre de Kalman réalisant l'estimation, et d'un retour d'état réalisant la correction.

Introduisons tout d'abord certaines notations utiles pour la suite :

- $\hat{\mathbf{x}}_{n/n'}$ est l'estimée de $\mathbf{x}_n$ à l'instant n, connaissant les états jusqu'à l'instant n' ;
- de même, $\hat{y}_{n/n'}$ est l'estimée de la mesure y_n à l'instant n sachant les mesures jusqu'à n' ;
- $\tilde{\mathbf{x}}_{n/n'} = \mathbf{x}_n - \hat{\mathbf{x}}_{n/n'}$ est l'erreur d'estimation, de matrice de covariance $\boldsymbol{\Sigma}_{n/n'}$;
- $\tilde{y}_{n/n'} = y_n - \hat{y}_{n/n'}$ est l'innovation, c'est-à-dire l'information apportée par la mesure à l'état n par rapport à son estimation.

À partir de l'équation (2.42), on peut donc estimer la mesure par :

$$\hat{y}_{n/n-1} = \mathbf{C}\hat{\mathbf{x}}_{n/n-1} - DNu_{n-2}. \tag{2.43}$$

L'estimation de l'état $\mathbf{x}_n$ est alors donnée par l'équation [Petit *et al.*, 2008] :

$$\hat{\mathbf{x}}_{n/n} = \hat{\mathbf{x}}_{n/n-1} + \mathbf{H}_n \tilde{y}_{n/n-1}, \tag{2.44}$$

avec $\mathbf{H}_n$ le gain de Kalman à l'instant n, donné par la solution d'une équation de Riccati, reliée à la variance du bruit de mesure σ_w^2 :

$$\mathbf{H}_n = \mathbf{\Sigma}_{n/n-1}\mathbf{C}^T \left(\mathbf{C}\mathbf{\Sigma}_{n/n-1}\mathbf{C}^T + \sigma_w^2\right)^{-1}, \tag{2.45}$$

avec ^{T} l'opérateur transposée. L'équation (2.44) est appelée la mise à jour, car elle améliore l'estimée de l'état $\mathbf{x}_n$ à partir des informations apportées par la mesure y_n. Le terme $\mathbf{\Sigma}_{n/n}$, qui correspond à un indicateur de l'erreur faite par notre estimation, est également mis à jour par l'équation :

$$\mathbf{\Sigma}_{n/n} = \mathbf{\Sigma}_{n/n-1} - \mathbf{H}_n\mathbf{C}\mathbf{\Sigma}_{n/n-1}. \tag{2.46}$$

En réalité, cette étape peut être approximée par la solution asymptotique $\mathbf{\Sigma}_\infty$ de cette équation, donnée par :

$$\mathbf{\Sigma}_\infty = \mathbf{\Sigma}_\infty - \mathbf{H}_\infty\mathbf{C}\mathbf{\Sigma}_\infty, \tag{2.47}$$

avec $\mathbf{H}_\infty$ le gain asymptotique de Kalman, donnée par :

$$\mathbf{H}_\infty = \mathbf{\Sigma}_\infty\mathbf{C}^T \left(\mathbf{C}\mathbf{\Sigma}_\infty\mathbf{C}^T + \sigma_w^2\right)^{-1}. \tag{2.48}$$

Le correcteur n'est alors plus tout à fait optimal, surtout dans les premières itérations ; cependant, la convergence vers la valeur asymptotique est généralement assez rapide. L'équation (2.44) devient alors :

$$\hat{\mathbf{x}}_{n/n} = \hat{\mathbf{x}}_{n/n-1} + \mathbf{H}_\infty \tilde{y}_{n/n-1}. \tag{2.49}$$

À partir de l'équation (2.41), avec un modèle de perturbation $\mathbf{A}$, on peut prédire le vecteur d'état à l'instant suivant à partir de l'instant courant :

$$\hat{\mathbf{x}}_{n+1/n} = \mathbf{A}\hat{\mathbf{x}}_{n/n}. \tag{2.50}$$

Enfin, la commande u_n à appliquer à l'état suivant est déduit de cette prédiction :

$$u_n = -\mathbf{K}\hat{\mathbf{x}}_{n+1/n}, \tag{2.51}$$

avec :

$$\mathbf{K} = -N^{-1}\left(\begin{array}{cc|cc|cc|c} 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & \cdots \end{array}\right). \tag{2.52}$$

À partir de la mesure courante y_n et de la commande u_{n-2} appliquée au même moment, il est également possible d'estimer la mesure qu'on aurait eu en boucle ouverte. Cette estimation, appelée mesure pseudo boucle ouverte, est notée $\hat{y}_n^{BO}$:

$$\hat{y}_n^{BO} = y_n + DNu_{n-2}. \tag{2.53}$$

2.4.3.3 Fonction de transfert du contrôleur linéaire quadratique gaussien

La transformée en Z de l'équation (2.49) de mise à jour et de l'équation (2.50) de prédiction donne :

$$\tilde{\hat{\mathbf{x}}}(z) = \mathbf{A}z^{-1}\tilde{\hat{\mathbf{x}}}(z) + \mathbf{A}\mathbf{H}_\infty\left(\tilde{y}(z) - \mathbf{C}z^{-1}\tilde{\hat{\mathbf{x}}}(z) + DNz^{-2}\tilde{u}(z)\right). \tag{2.54}$$

Or, la transformée en Z de l'équation (2.51) de calcul de la commande donne :

$$\tilde{u}(z) = -\mathbf{K}\tilde{\hat{\mathbf{x}}}(z). \tag{2.55}$$

Donc à partir de ces deux équations, si **Id** est la matrice identité, on a :

$$\left[\mathbf{Id} - \mathbf{A}\left(\mathbf{Id} - \mathbf{H}_\infty\mathbf{C}\right)z^{-1} + \mathbf{A}\mathbf{H}_\infty\mathbf{K}DNz^{-2}\right]\tilde{\hat{\mathbf{x}}}(z) = \mathbf{A}\mathbf{H}_\infty\tilde{y}(z). \tag{2.56}$$

Ainsi, la fonction de transfert du contrôleur LQG est :

$$\tilde{G}(z) = -\mathbf{K}\left[\mathbf{Id} - \mathbf{A}\left(\mathbf{Id} - \mathbf{H}_\infty\mathbf{C}\right)z^{-1} + \mathbf{A}\mathbf{H}_\infty\mathbf{K}DNz^{-2}\right]^{-1}\mathbf{A}\mathbf{H}_\infty. \tag{2.57}$$

Cette fonction de transfert dépend bien sûr du modèle de perturbation utilisé, contrairement à la fonction de transfert de l'intégrateur, qui ne dépend que du gain utilisé.

2.4.4 Méthode d'identification des perturbations

La qualité de la correction du LQG dépend fortement du modèle de perturbation utilisé. Dans certains cas, la perturbation n'est pas connue à l'avance, ou évolue dans le temps ; il faut donc pouvoir identifier ses paramètres de manière automatique, à la fréquence typique d'évolution de la perturbation.

La méthode d'identification utilisée consiste à travailler sur le spectre des données en boucle ouverte pour déterminer la partie continue et un certain nombre de vibrations. Cependant, en fonctionnement normal, la boucle d'asservissement est fermée ; on utilise donc les données pseudo boucle ouverte, calculées à partir des données boucle fermée grâce à l'équation (2.53).

La DSP du mode mesuré est la somme de plusieurs contributions :

- ❒ une contribution basse fréquence ;
- ❒ des vibrations indépendantes ;
- ❒ un bruit de mesure.

On cherchera donc à retrouver les paramètres indépendants de ces contributions.

Cependant, nous n'avons pas directement accès à la DSP du mode mesuré, mais seulement à un périodogramme — l'estimation de la DSP en utilisant un nombre fini de données —, qui est en réalité asymptotiquement une version bruitée de la DSP. Si l'on considère directement le carré de la transformée de Fourier du signal, le rapport signal sur bruit du périodogramme

obtenu est égal à 1 : le bruit est aussi fort que le signal, et cela quelque soit le nombre de points utilisés. Des méthodes de lissage existent, mais on ne veut pas lisser également les pics vibratoires que l'on cherche à identifier, c'est pourquoi on utilise directement le périodogramme bruité. Si f_{ech} est la fréquence d'échantillonnage de la boucle, alors la gamme fréquentielle du périodogramme étudié est compris entre 0 et $f_{\text{ech}}/2$.

Aux fréquences les plus élevées, le périodogramme est dominé par le bruit de mesure. On fournit donc à l'identification une fréquence f_w telle que la moyenne du périodogramme sur l'intervalle $[f_w; f_{\text{ech}}/2]$ soit l'estimée du niveau spectral du bruit de mesure — en considérant que le bruit est blanc. Cette fréquence est choisie pour être après les fréquences des vibrations que l'on cherche à identifier, pour éviter de surestimer le bruit de mesure.

Pour déterminer la contribution basse fréquence, il faut supprimer les pics vibratoires qui s'ajoutent. On définit donc un intervalle fréquentiel $[f_1; f_2]$ sur lequel sont situées les vibrations à identifier. On approxime alors le périodogramme par une loi de puissance entre ces deux fréquences, c'est-à-dire une variation linéaire en échelle log-log, comme on peut le voir sur la figure 2.9 (courbe pointillée verte). le RSB du périodogramme étant de 1, on coupe alors les vibrations se situant à plus de 2 fois cette approximation (les parties vertes du périodogramme). Les paramètres de l'AR2 définissant la perturbation basse fréquence sont alors obtenus en minimisant un critère de puissance résiduelle du signal tronqué.

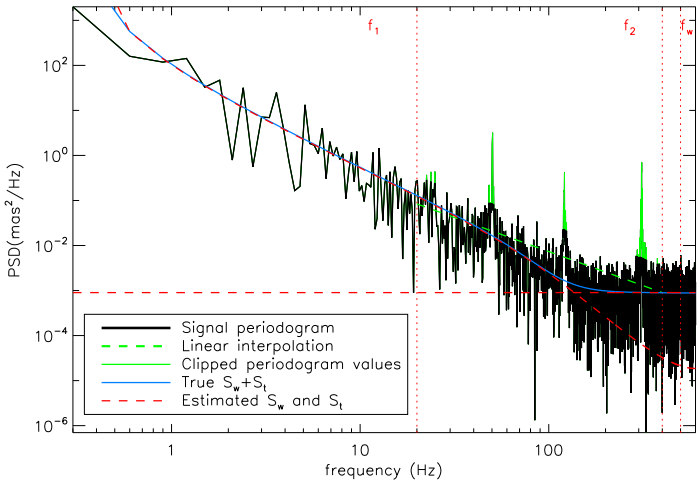


FIGURE 2.9 – Identification de la composante basse fréquence et du bruit de mesure *— Crédit : S. Meimon.*

Enfin, pour trouver les vibrations, le spectre de la partie basse fréquence est soustrait du périodogramme, puis chaque vibration est identifiée en fréquence, amplitude et amortissement, là encore par minimisation d'un critère de puissance résiduelle. Les vibrations sont identifiées

par ordre de puissance, les plus fortes étant identifiées en premier. Chaque vibration identifiée est alors soustraite du périodogramme, puis l'identification se poursuit sur la vibration la plus forte qui reste.

Le lecteur trouvera dans l'article de S. Meimon [Meimon *et al.*, 2010] une description plus complète de la méthode d'identification, sa validation sur des données de simulations de l'instrument SPHERE, ainsi que sur les données sur ciel de l'instrument NAOS du VLT (voir section 1.2.4.1).

2.5 Ma thèse dans ce contexte

On l'a vu en section 2.1.1, le banc PERSÉE a été imaginé après l'étude de phase 0 du projet d'interféromètre en frange noire PÉGASE. La définition préliminaire a ainsi démarré autour d'un consortium regroupant les acteurs français majeurs de l'interférométrie en frange noire et du cophasage multi-pupilles, dont le maître d'œuvre est le CNES ; la conception des sous-systèmes a ainsi été confiée en fonction des compétences de chaque partenaire.

Deux thèses ont alors démarré au début de la définition du banc :

- ❒ celle de Kamel Houairi [Houairi, 2009], centrée sur la définition et le test du cophasage de PERSÉE ;
- ❒ celle de Sophie Jacquinod [Jacquinod, 2010], centrée sur la définition et la réalisation de l'interféromètre de Mach-Zehnder Modifié du banc.

Le MMZ n'étant pas construit au moment de la thèse de K. Houairi, un premier MMZ a été réalisé (noté MMZ1), conjointement par l'Onera et le GEPI. Ce MMZ, uniquement destiné à tester le cophasage, ne fonctionne qu'entre 0,8 et 1,5 µm, contrairement au MMZ de PERSÉE (noté MMZ2), défini entre 0,8 et 3,3 µm.

En novembre 2008, lorsque ma thèse a démarré, le banc était donc complètement défini, et les différents sous-systèmes étaient en cours d'approvisionnement. Les différents algorithmes utilisés (modulation ABCD, cohérençage, LQG, …) étaient en cours de conception et de test (modulation ABCD, cohérençage), ou seulement envisagés (LQG).

Le banc étant issu d'un consortium de 6 partenaires, j'ai donc travaillé avec une grande équipe répartie dans toute la France, et présentée sur la figure 2.10. D'un point de vue gestion de projet, le travail sur PERSÉE équivaut à entre 20 et 25 équivalents temps plein sur la durée du projet. Le projet aura coûté environ 700 k€ en matériel, et 3 M€ au total en comptant les salaires des personnels.

L'installation dans la salle blanche de l'Observatoire de Paris–Meudon ayant démarré en mars 2009, j'ai tout d'abord participé aux tests de cophasage sur le MMZ1 de l'Onera, pour lequel K. Houairi avait conçu un logiciel de pilotage dont la fréquence d'échantillonnage était inférieure à 200 Hz. Comme l'objectif était de piloter le banc à 1 kHz, j'ai développé un nouveau logiciel de pilotage en temps réel du banc, ainsi que des outils d'analyse. Comme on le

FIGURE *2.10* – Photo de groupe de l'équipe PERSÉE.

verra dans le chapitre 3, le banc a été monté en plusieurs étapes, permettant de valider successivement les différents sous-systèmes. J'ai participé à l'alignement rigoureux des éléments, avec l'aide de deux personnels CDD du LESIA entièrement dédiés à PERSÉE, Laurie Pham (embauchée fin 2008) et Émilie Lhomé (embauchée fin 2009). J'ai ainsi beaucoup navigué entre l'Onera et l'Observatoire de Meudon, avec plus de 75 % de mon temps passé à Meudon entre février 2009 et le début de la rédaction de ce manuscrit. La chronologie du projet PERSÉE est présentée en figure 2.11, avec la contribution de chaque membre du consortium, et les trois thèses associées.

Le but de mon travail de thèse est donc de mettre en œuvre le banc PERSÉE, étudier ses différents sous-systèmes en pointant les fonctions critiques, mais également d'analyser l'interaction entre ces sous-systèmes. Je cherche ainsi à valider les spécifications du banc, notamment en optimisant les boucles de contrôle du cophasage, critiques pour la stabilité de la mesure scientifique. Enfin, les résultats obtenus seront extrapolés aux dimensions d'une mission spatiale comme PÉGASE, pour déterminer les points critiques sur lesquels il faut mettre l'accent lors de la conception d'une telle mission, ainsi que les paramètres qui peuvent être relaxés. Je pourrai ainsi définir les performances que devra atteindre le contrôle du guidage des satellites, qui impactent directement sur le coût de la mission.

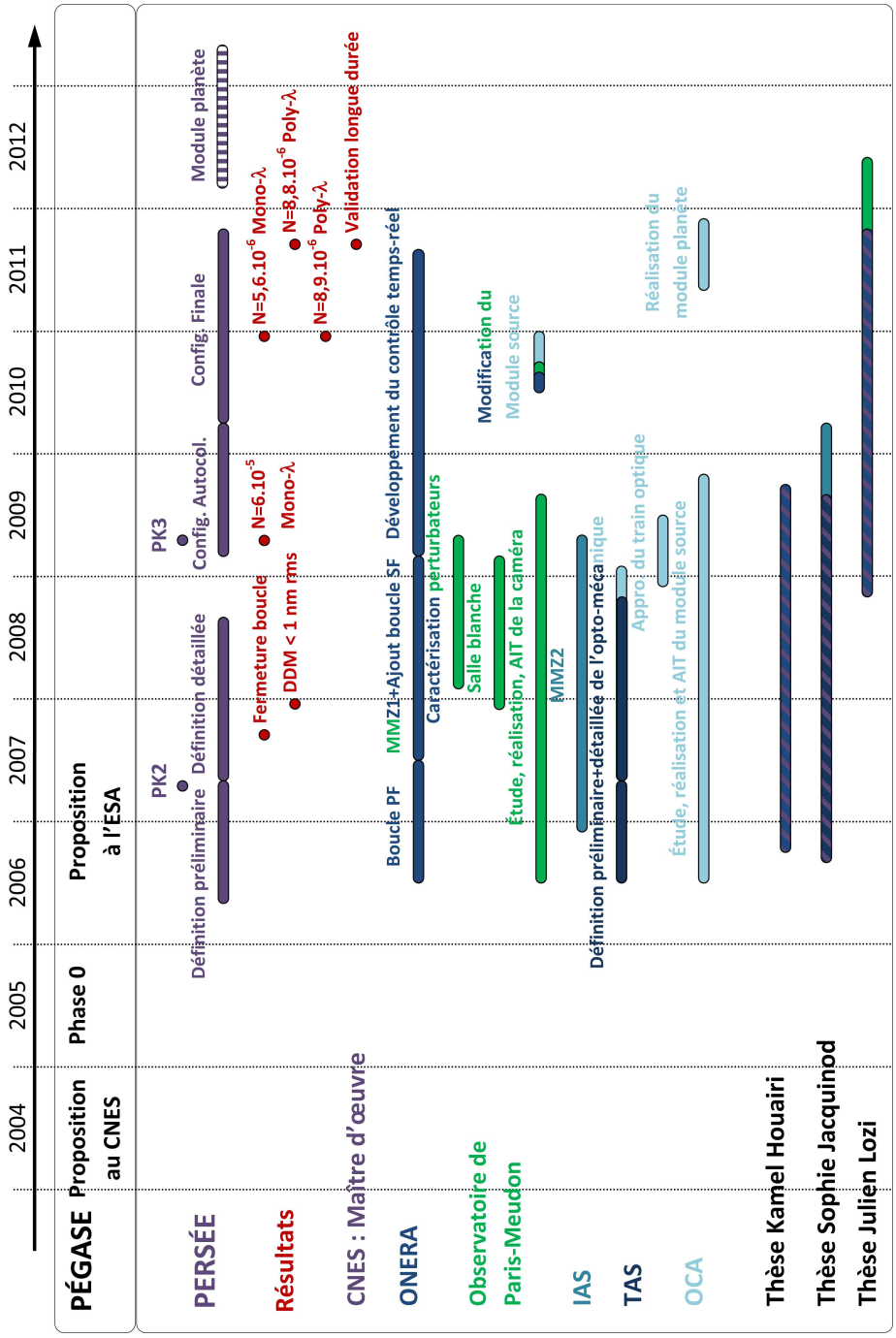


FIGURE *2.11* – Déroulement du projet PERSÉE, les différents acteurs et les thèses associées.

CHAPITRE 3

INTÉGRATION ET DÉVELOPPEMENT DU BANC PERSÉE

The truth may be puzzling. It may take some work to grapple with. It may be counterintuitive. It may contradict deeply held prejudices. It may not be consonant with what we desperately want to be true. But our preferences do not determine what is true. We have a method, and that method helps us to reach not absolute truth, only asymptotic approaches to the truth. never there, just closer and closer, always finding vast new oceans of undiscovered possibilities. Cleverly designed experiments are the key.

Carl Sagan, "Wonder and Skepticism", Skeptical Enquirer Vol. 19, Issue 1 (1995)

Sommaire

3.1 Introduction 90
3.2 Configuration intermédiaire en autocollimation 90
3.2.1 Configuration du banc de test à l'Onera 90
3.2.2 Première configuration du banc à Meudon 92
3.2.3 Deuxième configuration du banc à Meudon 94
3.3 Configuration finale 95
3.3.1 Description 95
3.3.2 Procédure d'alignement 99
3.4 Modifications apportées à la conception initiale 105
3.4.1 Modification du module source 105
3.4.2 Modification de la voie de référence de flux 115

3.5 Développement d'une interface de pilotage et d'analyse 116
3.6 Étalonnage spectral par transformation de Fourier 118
3.6.1 Principe de la mesure 118
3.6.2 Influence et correction des non linéarités de la platine 121
3.6.3 Résultats de l'analyse spectrale 123
3.6.4 Calcul de la largeur spectrale 124
3.7 Conclusion 126

3.1 Introduction

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, le banc PERSÉE simule un interféromètre spatial en frange noire, et reprend plus spécifiquement la conception du projet PÉGASE. Il inclut pour cela différents modules dédiés : un déphaseur achromatique associé à un recombineur interférométrique symétrique pour réaliser une frange noire achromatique qui éteint l'étoile, un système de cophasage permettant de stabiliser cette frange noire, et un système qui simule les perturbations typiques de PÉGASE. Dans ce chapitre, je décris l'intégration du banc, et plus particulièrement les étapes successives qui permettent de tester les différents sous-systèmes. En effet, ils ont tous été développés dans des laboratoires différents — le MMZ à l'IAS, le cophasage à l'Onera, la mécanique du banc à l'OCA, la salle proprement dite ainsi que la caméra scientifique au LESIA —. Le premier objectif de ma thèse a été de les faire fonctionner ensemble, pour déterminer toutes les caractéristiques utiles.

3.2 Configuration intermédiaire en autocollimation

3.2.1 Configuration du banc de test à l'Onera

Au début de ma thèse, fin 2008, le banc n'était pas encore intégré à l'Observatoire de Meudon. Le Mach-Zehnder Modifié (MMZ) était en phase de montage à l'IAS [1], alors que les autres éléments étaient en cours de fourniture au Laboratoire Fizeau de l'Observatoire de Côte d'Azur, ainsi qu'à l'Onera. C'est d'ailleurs à l'Onera qu'a été testé pour la première fois le système de cophasage, avec un premier MMZ, fabriqué au laboratoire GEPI [2]. Le montage est présenté en figure 3.1.

Pour tester le sous-système de cophasage, le montage est réalisé en autocollimation, c'est-à-dire que la lumière est injectée par une des sorties du MMZ ; le faisceau incident est alors

1. Institut d'Astrophysique Spatiale
2. Galaxie — Etoile — Physique — Instrumentation

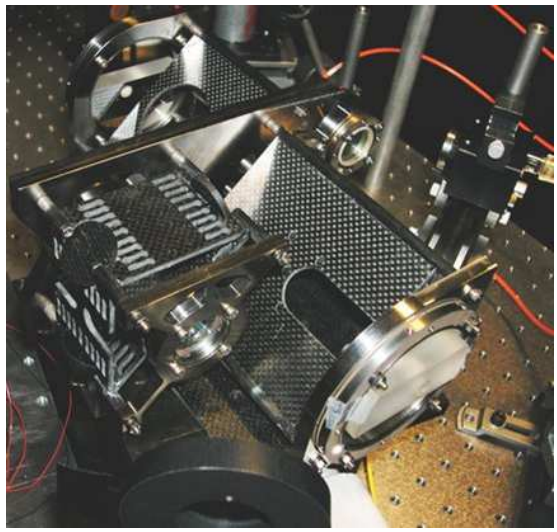


FIGURE *3.1* – Le MMZ n° 1, utilisé pour tester le sous-système de cophasage à l'Onera.

séparé par division d'amplitude en deux faisceaux par les lames semi-réfléchissantes, qui correspondent aux deux bras de l'interféromètre. Les deux miroirs mobiles, montés sur des platines piston-tip/tilt, sont alors placés perpendiculairement à l'axe de chaque bras, pour que la lumière reparte dans la direction incidente. On repasse alors une deuxième fois dans l'interféromètre, dans le sens « normal » d'utilisation de PERSÉE. Le principe est présenté en figure 3.2.

Le MMZ, constitué de ses 2 miroirs et 4 lames semi-réfléchissantes, est au centre de la figure. Au-dessus sont représentés les blocs spectrométriques, dans lesquels les sorties du MMZ sont injectées dans des fibres optiques multimodes par des doublets achromatiques, après avoir été séparées en deux bandes spectrales $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ par des lames dichroïques. C'est dans l'une de ces sorties que sont injectées les deux sources $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ — une diode laser à 830 nm pour la bande $\mathcal{I}$, et une SLED[3] à 1,32 µm pour la bande $\mathcal{J}$. Les deux miroirs actifs sont placés en autocollimation en entrée du MMZ (en bas du schéma). Juste avant, une lame séparatrice renvoie une partie de la lumière réfléchie par les miroirs vers le sous-système FRAS chargé de la mesure de tip/tilt. Les surfaces optiques du MMZ devant être rigoureusement parallèles, elles sont alignées par rapport à un miroir de référence couvrant l'ensemble des optiques, grâce à une lunette autocollimatrice déplaçable.

Ce système a été réalisé uniquement pour tester le cophasage du futur banc PERSÉE. En effet, les lames ont été optimisées pour les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$, mais pas au-delà de 1,65 µm, la bande sur laquelle est effectuée la mesure scientifique de PERSÉE. De toute manière, la mesure de taux d'extinction n'aurait pas été réalisable, car la sortie III du MMZ, correspondant

3. Superluminescent Light Emitting Diode

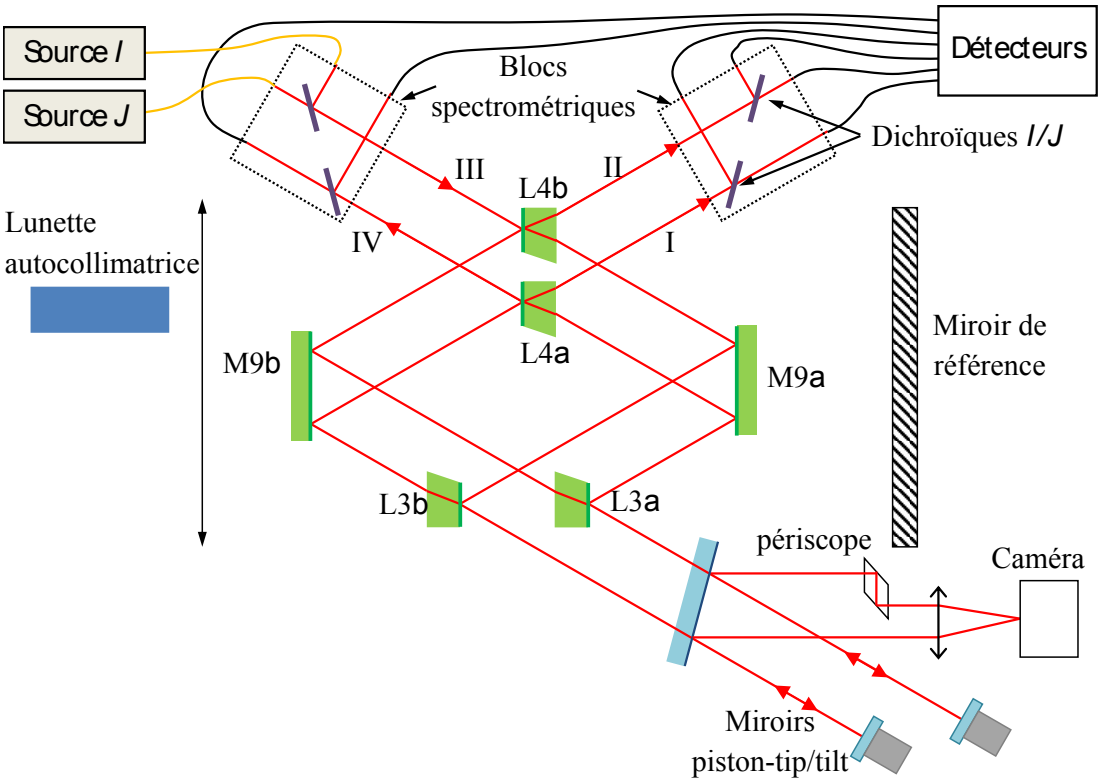


FIGURE *3.2* – Schéma optique du montage en autocollimation réalisé à l'Onera.

à la sortie équilibrée de frange noire, sert à l'injection des sources. La modulation effectuée n'est alors pas en quasi-ABCD, mais en quasi-ABC, n'ayant plus que 3 points de mesure de la phase. Le principe reste cependant pratiquement le même, bien qu'on perde une information de flux : la démodulation ne donne plus les flux I_a et I_b séparément, mais un flux total $I_a + I_b$.

Cette première configuration a démontré la qualité du système de cophasage, avec un résidu de différence de marche de 0,45 nm rms, avec une première version du contrôle temps réel ayant une fréquence trame de presque 200 Hz. Pour plus de résultats sur ce banc de test, je vous renvoie à la thèse de K. Houairi [Houairi, 2009].

3.2.2 Première configuration du banc à Meudon

Lorsque le MMZ n° 2 a été installé en février 2009 sur le banc à l'Observatoire de Meudon, nous avons reproduit le montage en autocollimation de l'Onera, en réalisant quelques modifications ; ainsi, on cherche à reproduire les résultats obtenus sur le banc de l'Onera, avec ce nouveau MMZ, ainsi que le nouveau programme temps réel. Ce montage est présenté en figure 3.3.

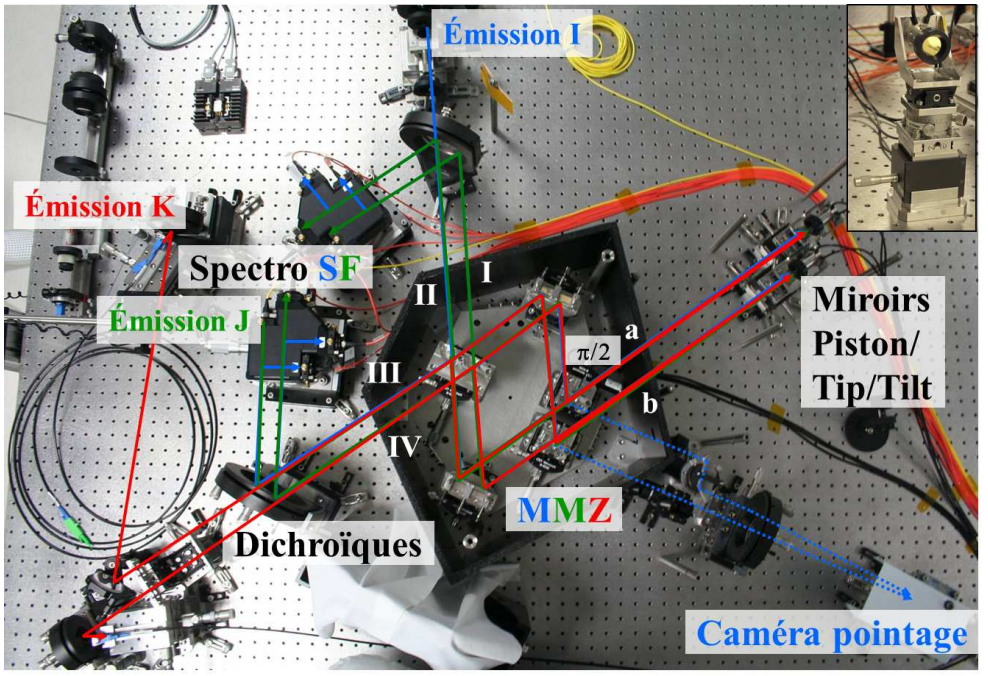


FIGURE *3.3* – Montage en autocollimation sur le banc PERSÉE.

Les modifications effectuées sont les suivantes :

- ❒ Tout d'abord, la source $\mathcal{I}$ n'est plus injectée dans un bloc spectrométrique, mais directement en sortie II, grâce à une lame semi-réfléchissante et un banc d'injection indépendant. Ainsi, on utilise toujours une démodulation quasi-ABC en bande $\mathcal{J}$, mais une démodulation quasi-ABCD en bande $\mathcal{I}$. Il y a cependant un fort déséquilibre de flux dans cette bande, car la sortie II utilisée pour l'injection n'est pas du tout équilibrée en nombre de réflexions et de transmissions des lames. Cela n'empêche tout de même pas de faire une mesure de la phase, car des franges d'interférences sont tout de même formées, et le formalisme matriciel exposé en section 2.2.3.2 reste valable quelle que soit la configuration instrumentale — il faut tout de même que la matrice d'interaction mesurée soit inversible.
- ❒ On injecte une source dans la bande scientifique $\mathcal{K}$, une diode laser à 2,32 µm. Cette source est injectée en sortie III du MMZ, garantissant ainsi un équilibre des flux après la division du faisceau. La mesure de taux d'extinction en lumière monochromatique est alors réalisée en mesurant la frange noire en sortie IV du MMZ, qui est elle aussi équilibrée. Après avoir validé le cophasage, on cherche ainsi à valider la mesure du taux d'extinction par le nouveau MMZ.
- ❒ Dans la première configuration à l'Onera, il n'y avait pas de mesure de taux d'extinction, et la lame semi-réfléchissante suffisait à alimenter le FRAS ; dans cette configuration, on

ne veut pas rajouter de phase différentielle entre les faisceaux par la lame. C'est pourquoi la mesure de tip/tilt est réalisée en utilisant un faisceau parasite sortant des lames du MMZ. Ce faisceau est visible dans la figure 3.4, qui présente un tracé de rayons dans une lame.

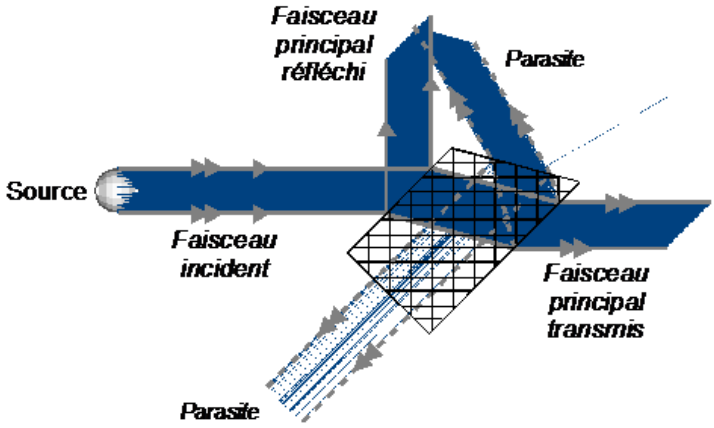


FIGURE *3.4* – Faisceaux parasites dans une lame trapézoïdale du MMZ.

On peut voir sur cette figure qu'un faisceau parasite sort de la lame parallèlement aux faces utiles ; ceci est dû à la géométrie trapézoïdale et à l'épaisseur de ces lames, conçues justement pour avoir cette propriété. Je me sers donc de ces faisceaux parasites sortant des lames L3a et L3b, que j'image sur une caméra CCD pour réaliser la mesure de tip/tilt.

Dans cette configuration, comme on le verra dans la section 4.4.2.3, j'ai pu valider le cophasage des faisceaux, et comme on le verra en section 5.2.3 j'ai réalisé des mesures de taux d'extinction profonds en lumière monochromatique. Ces mesures ont ainsi permis de vérifier la qualité de réalisation du MMZ, mais aussi de discriminer les perturbations qui lui sont imputables, ce qui aurait été très difficile dans la configuration finale du banc.

3.2.3 Deuxième configuration du banc à Meudon

Une deuxième étape intermédiaire a consisté à insérer les Lignes à Retard (LAR) entre le MMZ et les actionneurs en autocollimation. J'ai ainsi pu vérifier le niveau de bruit apporté par ces systèmes. La figure 3.5 présente une vue des LAR montées sur le banc.

Ces lignes à retard sont constitués d'œils de chat — deux miroirs, un miroir M7 parabolique et un miroir M8 sphérique à son foyer —, montés sur des platines pilotables en translation. Ces platines ont une course mécanique de 50 mm, soit 200 mm de course maximale en différence de marche. Elles servent à simuler des perturbations de grande amplitude sur la DDM, correspondant aux dérives paraboliques que subiraient des satellites volant en formation. La première

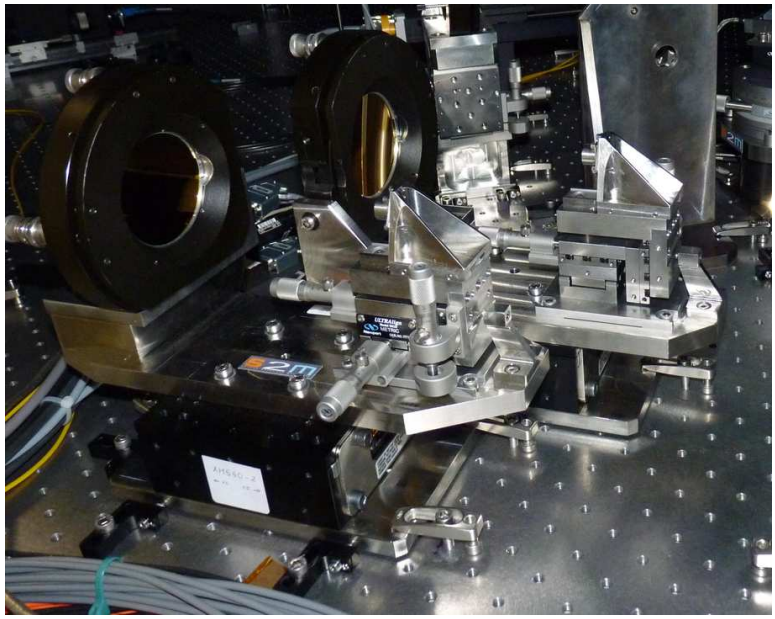


FIGURE 3.5 – Les deux lignes à retard grande course du banc PERSÉE.

platine simule donc cette perturbation, tandis que la deuxième la corrige. En poursuite, les deux platines se translatent donc de la même quantité.

Lorsque ces LAR ne sont pas utilisées, elles sont complètement éteintes et les deux parties de chaque platine sont fixées ensemble par une plaque visible sur la figure 3.5, pour éviter toute perturbation de DDM introduites par ces lignes à retard.

Grâce à cette configuration, j'ai pu caractériser l'impact de ces lignes à retard sur le cophasage, et notamment quantifier le niveau de bruit et les modes vibratoires ajouté par ces systèmes, comme on le verra en section 4.4.2.3.

3.3 Configuration finale

3.3.1 Description

La configuration finale du banc utilisée pour réaliser les mesures de taux d'extinction avec une source polychromatique, présentée en figure 3.6, est presque identique à la définition initiale du banc détaillée en section 2.1.4, exceptées quelques modifications qui seront présentées en section 3.4.

En suivant le trajet des photons, les éléments suivants ont été rajoutés sur le banc principal :

❒ **le collimateur M0**, présenté en figure 3.7, en réalité une parabole en or non protégé.

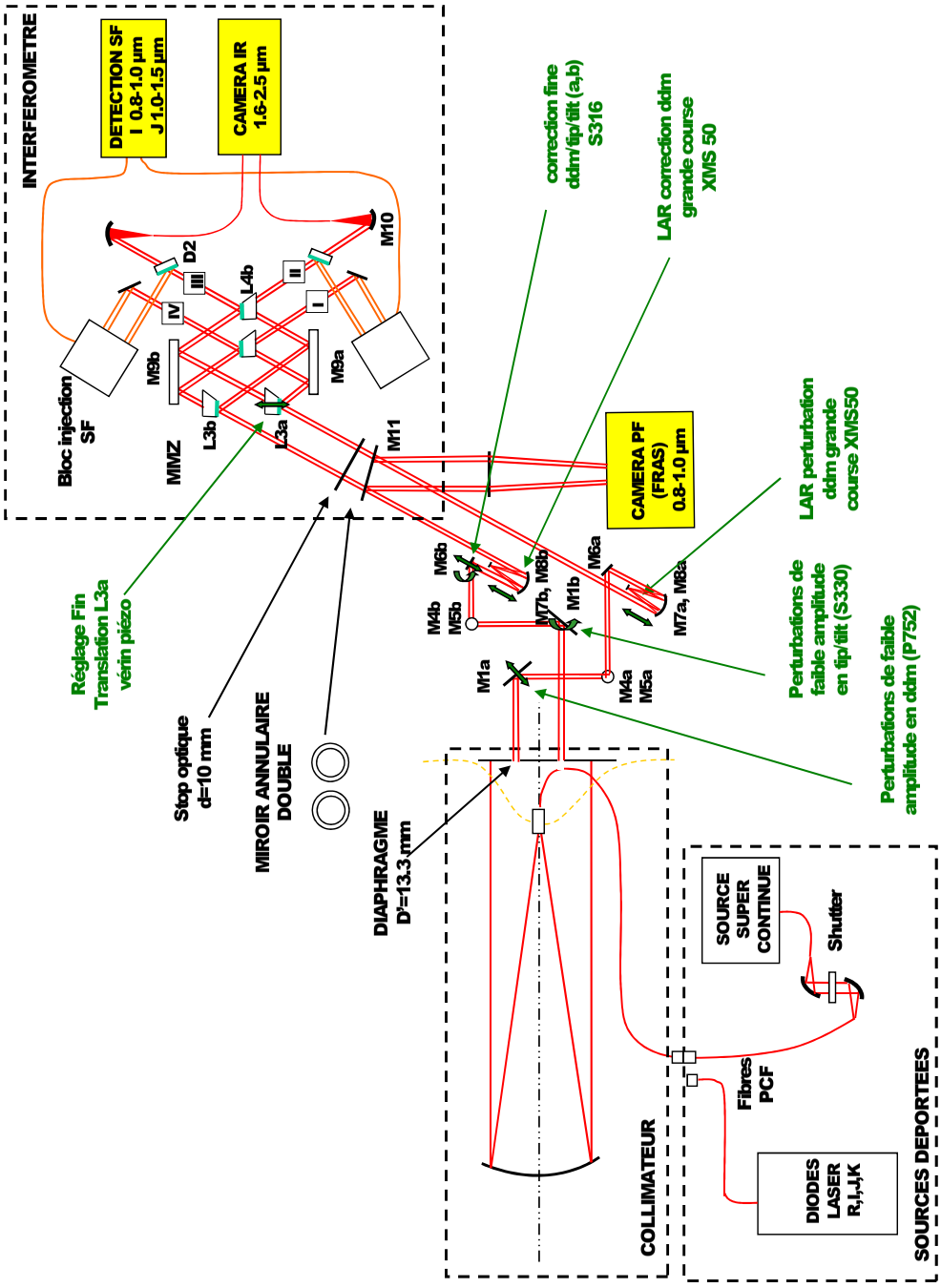


FIGURE *3.6* – Configuration finale du banc PERSÉE.

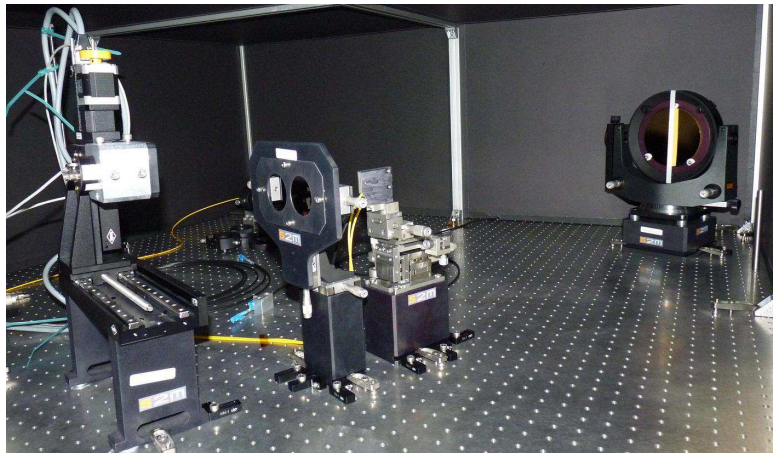
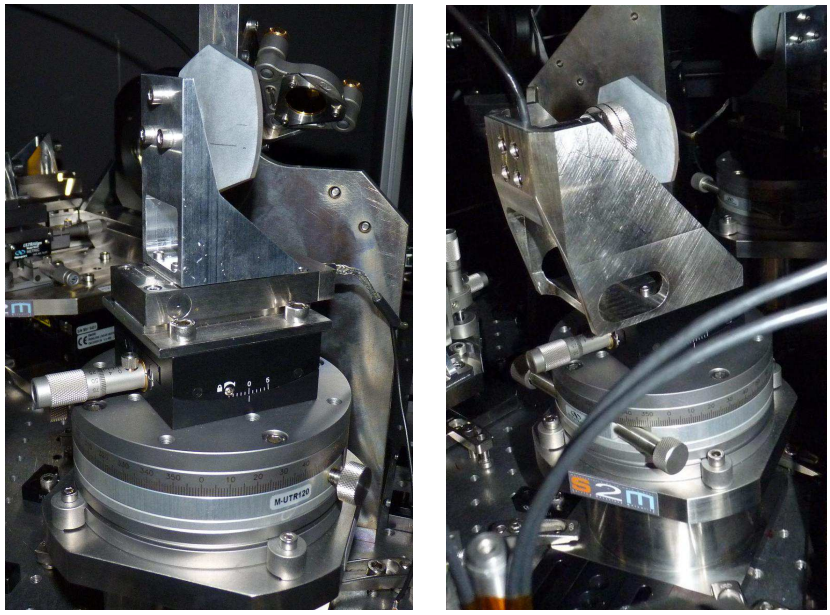


FIGURE *3.7* – Collimateur M0, avec les masques des faisceaux.

À son foyer est placée la fibre guidant le flux de la source. Un faisceau collimaté est ainsi créé, que l'on sépare en deux pupilles distinctes par un masque également visible sur la figure 3.7. Dans la conception originale du banc, ces deux pupilles ont un diamètre de 40 mm, et séparées par une base $b = 50\ mm$; elles sont ensuite compressées par deux télescopes afocaux hors-axes de grandissement 3, simulant les télescopes utilisés pour une mission spatiale. Dans la configuration finale décrite ici, ces modules afocaux ont été omis, pour réduire les difficultés d'alignements et les sources de perturbation du taux d'extinction ; ainsi, des masques de 13 mm de diamètre sont utilisés à la place pour séparer les deux bras, avec une base toujours égale à 50 mm.

- ❒ **les sidérostats M1a et M1b**, présentés en figure 3.8, qui simulent les sidérostats du projet PÉGASE.
  Ces miroirs sont posés sur des platines mobiles — en piston pour M1a et en tip/tilt pour M1b —, actionnées par des modules piézoélectriques. Je peux donc injecter des perturbations dans ces platines, pour simuler les mouvements que réaliseraient les sidérostats de la mission PÉGASE.
- ❒ **Les périscopes M4a–M5a et M4b–M5b**, présentés en figure 3.9, dont les mroirs M4 participent avec les miroirs M1 à la fonction de déphasage achromatique de π. Les miroirs M5 servent juste à redresser les deux faisceaux dans le plan de la table.
  En sortie des périscopes se trouvent les miroirs M6 pilotés en piston-tip/tilt utilisés dans la configuration en autocollimation. Ces miroirs sont maintenant placés à 30° par rapport aux faisceaux. Ensuite se trouvent les deux lignes à retard, qui réalisent la perturbation et la correction de grande amplitude.
- ❒ **Le miroir « percé » M11**, présenté en figure 3.10, qui réfléchit la couronne extérieure de chaque faisceau pour la mesure de tip/tilt.
  Ce miroir a une forme particulière en marche d'escalier, car l'idée est de réduire l'en-



(a) Miroir M1a sur une platine pilotable en piston.

(b) Miroir M1b sur une platine pilotable en tip/tilt.

FIGURE *3.8* – Les miroirs M1a et M1b intégrés sur le banc.

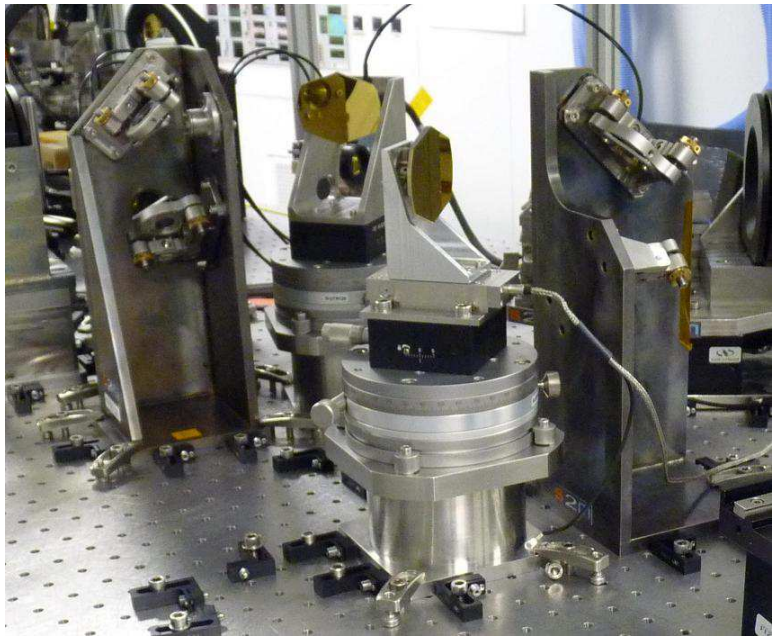


FIGURE *3.9* – Déphaseur achromatique de π géométrique, constitué des deux miroirs M1 et des périscopes.

FIGURE *3.10* – Miroir annulaire M11 pour le senseur de tip/tilt.

traxe des faisceaux pour utiliser ensuite une lentille de taille raisonnable pour imager les deux bras sur une caméra CCD. Le miroir est percé de deux trous de 10 mm de diamètre, pour ne sélectionner que la partie extérieure du faisceau pour le tip/tilt et ne garder que le centre pour la recombinaison.

Après ce miroir, le reste est identique à la configuration en autocollimation : les faisceaux sont recombinés dans le MMZ, et la phase est mesurée dans les 4 sorties par les blocs spectrométriques, alors que la voie scientifique est guidée par une fibre monomode vers la caméra de mesure.

Sur cette caméra, précédée d'un biprisme qui disperse le flux incident, j'analyse le taux d'extinction sur 9 canaux spectraux différents, entre 1,65 μm et 2,45 μm. Toute la voie de mesure scientifique sera décrite plus en détail dans la section 5.3.1.

3.3.2 Procédure d'alignement

3.3.2.1 Tolérances

Un faisceau lumineux collimaté possède 6 degrés de liberté réglables avec les réflexions sur les optiques du banc : un piston, dont on verra le réglage en fin d'alignement, une rotation autour de l'axe du faisceau, ne modifiant pas le cylindre de lumière mais la rotation de la polarisation (voir section 1.3.3.4), et surtout 2 rotations (tip et tilt) et 2 translations (en x et

y, *z* étant la direction du faisceau). Ainsi, pour chaque réflexion sur une surface plane, il faut contrôler la direction du faisceau réfléchi, mais également la position du faisceau sur cette surface. Cependant, les faisceaux ne sont bien collimatés que si tous les rayons sont parallèles ; il faut donc également s'assurer de la qualité de la collimation, notamment après réflexion sur les surfaces paraboliques.

Durant une étude préliminaire du banc, à partir de simulations Zemax des optiques de PERSÉE, des tolérances d'alignement ont été définies, permettant d'atteindre le taux d'extinction désiré. Ce sont surtout des considérations de polarisation qui ont fixé ces tolérances, car un faisceau réfléchi par un miroir en incidence oblique voit sa polarisation modifiée en fonction de cet angle d'incidence. Du fait de la symétrie des deux axes de l'interféromètre, c'est surtout le différentiel d'alignement entre les bras a et b qui influe sur le taux d'extinction final. Le tableau 3.1 présente les tolérances définies par la simulation, et qui concerne les rotations des axes optiques des deux bras. On note ici g la verticale définie par la gravité, $\perp M_i$ la normale au miroir M_i, et $u \forall v$ la bissectrice entre les axes u et v.

Tableau *3.1* – Tolérances de l'alignement obtenu par simulation Zemax du banc.

Élément	Référence	type	Tolérance
Fibre au foyer de M0	Foyer de M0	x et y	±36 µm
⊥M0	$\perp M_{ref,2}$	tip/tilt	±10 arcsec
⊥M1a et ⊥M1b	$\perp M_{ref,1} \forall \perp M_{ref,2}$	tip/tilt	±10 arcsec
⊥M4a et ⊥M4b	$\perp M_{ref,1} \forall g$	tip/tilt	±20 arcsec
⊥M5a et ⊥M5b	$\perp M_{ref,2} \forall g$	tip/tilt	±20 arcsec
LAR a et LAR b	axes d'entrées du MMZ	tip/tilt	±1 arcmin
M8a et M8b	Foyer de M7a et M7b	x, y et z	±0, 1 mm
optiques du MMZ	$M_{ref,1}$	tip/tilt	±10 arcsec

Les miroirs $M_{ref,1}$ et $M_{ref,2}$ du tableau 3.1 sont deux grands miroirs de référence utilisés pour l'alignement du banc. Comme on peut le voir sur la figure 3.11, le premier est parallèle aux lames et miroirs du MMZ, et sert donc surtout à son alignement ; le deuxième, perpendiculaire au premier, est en face du collimateur, perpendiculaire à son axe et aux axes de sortie du déphaseur achromatique.

Ces tolérances ne concernent pas les positions des pupilles sur les optiques, cependant il y a plusieurs critères à respecter :

- ❒ les faisceaux doivent être centrés sur les miroirs de correction piston-tip/tilt M6, pour éviter toute translation du faisceau lors de l'application d'un angle sur le miroir, et surtout pour limiter le couplage entre les modes piston et tip/tilt ;
- ❒ les faisceaux doivent être centrés sur les ouvertures du miroir annulaire M11, car la

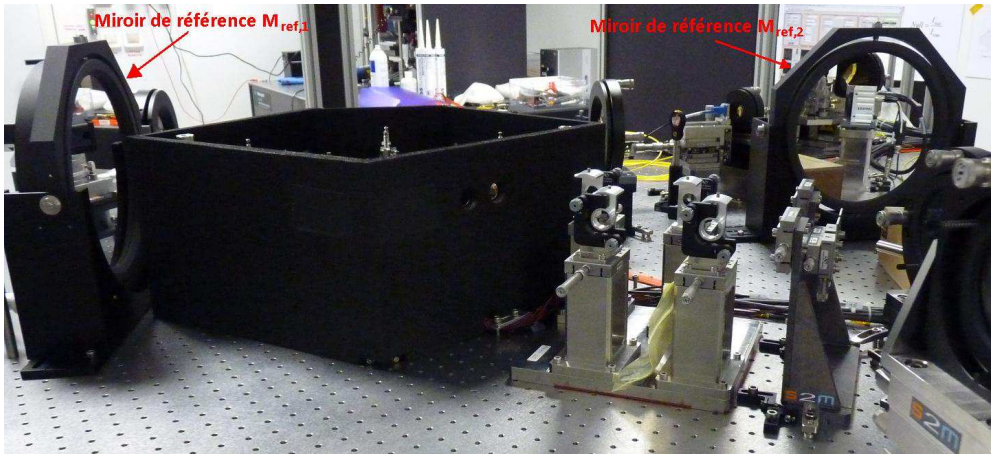


FIGURE *3.11* – Miroirs de référence de l'alignement.

distance entre ces deux ouvertures est fixe, et il n'y a pas de réglage en translation de celui-ci. De même, la distance entre les trous en face du collimateur M0 est fixe, ce qui limite les marges de translation des miroirs entre ces trous et le miroir M11 ;

- ❒ les faisceaux ne doivent globalement pas vignetter dans les montures, et plus spécifiquement dans le MMZ, ce qui ne laisse environ que 1 mm de marge en x et y.

3.3.2.2 Matériel

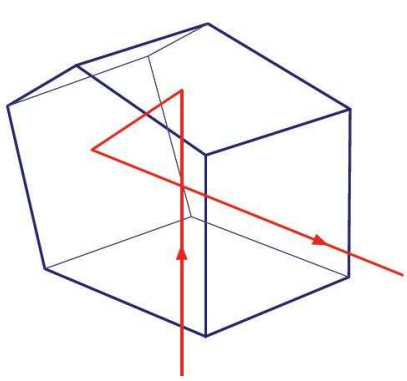
Au vu des tolérances précisées dans le tableau 3.1, il est nécessaire de disposer d'un matériel de précision pour réaliser l'alignement. Comme on l'a vu on cherche à aligner des miroirs entre eux, ou de faire en sorte que deux axes soient parallèles dans la plupart des cas. On utilise donc un théodolite, présenté en figure 3.12.

Cet instrument est constitué d'une lunette autocollimatrice réglable en azimut et élévation, réglée sur la direction de la gravité, et qui permet de faire des mesures très précises de ces angles — à 1 arcsec environ. C'est pour cela qu'on prendra comme référence la gravité et non la normale au plan de la table.

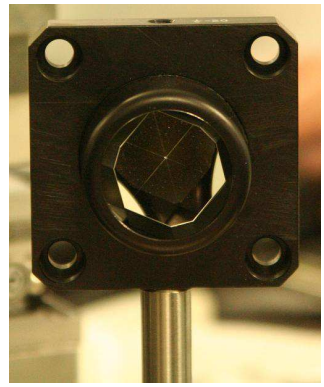
Cependant, le théodolite ne suffit pas, car il faut parfois aligner des optiques qui ne sont pas proches, ou des axes qui viennent de deux directions opposées. C'est pourquoi on utilise des optiques d'alignements de haute précision, présentées en figure 3.13.

Pour réaliser les alignements, on utilise un pentaprisme — autrement appelé équerre optique —, car quelle que soit l'incidence du faisceau, il ressort toujours perpendiculaire à lui-même (figure 3.13a). Le pentaprisme utilisé est de très bonne qualité, car l'angle droit est réalisé à 1 arcsec près. On utilise également des coins de cube à miroirs (figure 3.13b), qui renvoient dans sa direction tout faisceau incident. Là aussi, leur précision est de 1 arcsec.

FIGURE *3.12* – Théodolite utilisé pour l'alignement.



(a) Pentaprisme.



(b) Coin de cube à miroirs.

FIGURE *3.13* – Optiques utilisées pour l'alignement.

3.3.2.3 Étapes de l'alignement

Je ne cherche pas à décrire ici toute la procédure d'alignement du banc, qui atteint presque 70 pages, mais présenter les principales étapes. Il est conseillé de se reporter à la figure 3.6 décrivant la configuration du banc, pour comprendre les étapes décrites ci-dessous.

Tout d'abord, il faut définir des références qui serviront pour l'alignement des autres élé-

ments du banc. Comme je l'ai dit précédemment, la gravité est prise comme référence verticale ; cela fixe donc le plan des faisceaux perpendiculairement à cet axe, qui n'est pas forcément tout à fait parallèle au plan de la table.

Le miroir de référence $M_{ref,1}$ est placé sur le banc, en suivant précisément les cotes de la Conception Assistée par Ordinateur (CAO), qui simule toutes les parties mécaniques du banc, et est aligné sur la gravité. Comme on l'a vu en section 3.3.2.1, le miroir $M_{ref,2}$ est également aligné sur la gravité, et perpendiculairement au miroir $M_{ref,1}$.

La première étape, essentielle à la qualité de l'interféromètre, est de régler toutes les surfaces du MMZ parallèlement entre elles. On se sert donc de la référence donnée par le miroir $M_{ref,1}$ pour effectuer cette opération.

En injectant une source dans la sortie III du MMZ, deux faisceaux parallèles sont produits en entrée de l'interféromètre (les bras a et b) ; on parle de faisceau « rebours », car on part de la sortie du banc. On aligne donc l'injection de cette source pour que ces deux faisceaux soient dans le plan perpendiculaire à la gravité, et à 30° de la normale au miroir de référence $M_{ref,1}$. On se sert pour cela de la mesure d'angles en azimut du théodolite. Ces axes donnent ainsi une direction de référence pour les axes des lignes à retard, présentées en figure 3.5.

Les miroirs M6 sont alors réglés pour que les faisceaux rebours soient perpendiculaires au miroir de référence $M_{ref,2}$. Durant l'alignement du banc, les miroirs M6, mobiles, sont mis à mi-course. Les miroirs M5 des périscopes sont alors réglés de telle sorte que les faisceaux réfléchis soient parallèles à la gravité, notamment grâce au pentaprisme, qui transforme cette direction verticale en une direction horizontale, plus pratique pour utiliser le théodolite. Les miroirs M4 sont alors réglés pour que les deux faisceaux réfléchis soient dans le plan horizontal et perpendiculaires à la normale du miroir $M_{ref,2}$.

On injecte maintenant une source au foyer du collimateur M0, que l'on règle en collimation, mais aussi de telle sorte que le faisceau collimaté soit perpendiculaire au miroir de référence $M_{ref,2}$.

Enfin, les miroirs M1 sont réglés de manière à ce que les faisceaux provenant du collimateur et les faisceaux rebours soient confondus. Durant toutes ces étapes, la position des faisceaux sur les optiques sont contrôlées pour éviter de trop grands écarts de positions mécaniques par rapport à la CAO. Les miroirs M1 ont normalement pour fonction d'injecter des perturbations dans les deux bras ; cependant, durant la phase d'alignement, leurs actionneurs sont éteints, et les miroirs sont donc à une position de repos.

Un alignement précis et conforme à la CAO permet d'assurer que la différence de marche nulle à la sortie de l'alignement est inférieure à quelques millimètres. Pour retrouver une différence de marche inférieure à quelques micromètres (dans la course des miroirs M6), on translate alors manuellement une des deux lignes à retard de grande course, en contrôlant l'apparition de franges d'interférences. Cette opération est d'abord réalisée avec une source de longueur de cohérence assez grande (la diode laser $\mathcal{I}$ puis la source SLED $\mathcal{J}$), pour finir par la

source polychromatique large bande. On arrive ainsi a réduire manuellement la différence de marche à moins de 1 µm.

Toutes ces opérations sont réalisées à l'aide des instruments décrits en section 3.3.2.2, ce qui permet d'aligner les optiques avec une précision de l'ordre de 2 arcsec, soit bien en dessous des spécifications, qui sont plutôt à 10 arcsec. On a donc une marge d'erreur plutôt confortable sur l'alignement. Il ne garantit pourtant pas une absence d'erreurs de polarisation, notamment de la rotation entre les axes des deux bras, car on ne peut pas contrôler ceux-ci durant l'alignement. Ainsi, la cumulation d'erreurs de tip et de tilt compensées par les M6 en entrée du MMZ peut entraîner une rotation du faisceau selon son axe de propagation, et engendrer une contribution plus forte de la polarisation dans le taux d'extinction. On verra d'ailleurs en section 5.4.4 que cette contribution n'est pas négligeable par rapport au taux d'extinction obtenu.

3.3.2.4 Contrôle de l'alignement des blocs spectrométriques

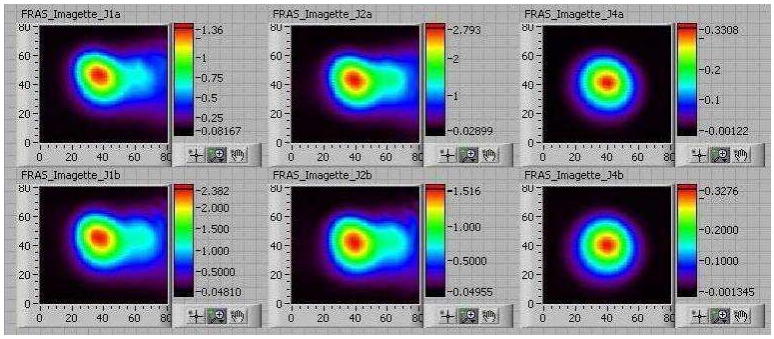
Les blocs spectrométriques, servant à la mesure de phase en sortie de MMZ, sont alignés, en translations et en tip/tilt, mais les lentilles sont également réglées en focalisation, pour que le flux injecté dans les fibres soit maximal.

Pour vérifier cette injection, je réalise un balayage de la tache focale devant la fibre, à l'aide des miroirs de correction M6. Cette méthode est plus précisément décrite en section 4.3.1.1, car elle sert également à optimiser l'injection dans la fibre monomode de la voie scientifique. L'image obtenue par cette méthode correspond alors au coefficient de couplage des fibres multimodes en fonction des angles de tip et tilt, convolué par la FEP de la voie considérée. Ces résultats sont présentés dans la figure 3.14.

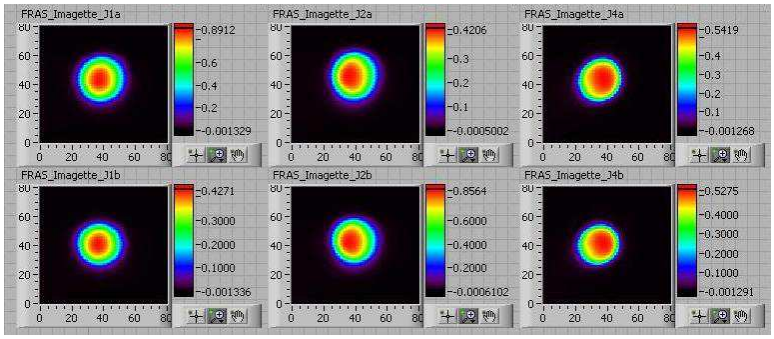
Cette figure présente le flux injecté dans les fibres des voies I, II et IV de la bande $\mathcal{J}$, pour les deux bras de l'interféromètre, et dans deux états d'alignement. On peut tout d'abord voir sur la figure 3.14a que les résultats ont des formes identiques pour les deux bras. On voit également que les résultats sur les sorties I et II ne sont pas à symétrie de révolution, contrairement à la sortie IV. C'est donc que la FEP de ces deux sorties subit un étalement particulier, certainement dû à un vignettage.

Après correction de la position des blocs spectrométriques et le réglage de la focalisation de chaque lentille, on peut voir sur la figure 3.14b que les résultats sont moins étalés, ce qui montre que l'alignement est réussi. En effet, le coefficient de couplage d'une fibre multimode correspond approximativement à un disque dont le diamètre correspond au diamètre de son cœur ; donc plus la FEP est petite, plus sa convolution avec le coefficient de couplage sera proche du disque uniforme. C'est bien ce qu'on observe ici, les résultats sont plus proches de disques uniformes que dans la figure 3.14a.

On verra en section 4.4.1.2 que cet alignement est d'une grande importance pour la précision du senseur de franges, et je décrirai une méthode permettant d'améliorer la précision de ce réglage.



(a) Alignement non optimal.



(b) Alignement corrigé.

FIGURE *3.14* – Amélioration de l'alignement des blocs spectrométriques des voies I, II et IV de la bande $\mathcal{J}$, pour les bras a et b.

3.4 Modifications apportées à la conception initiale

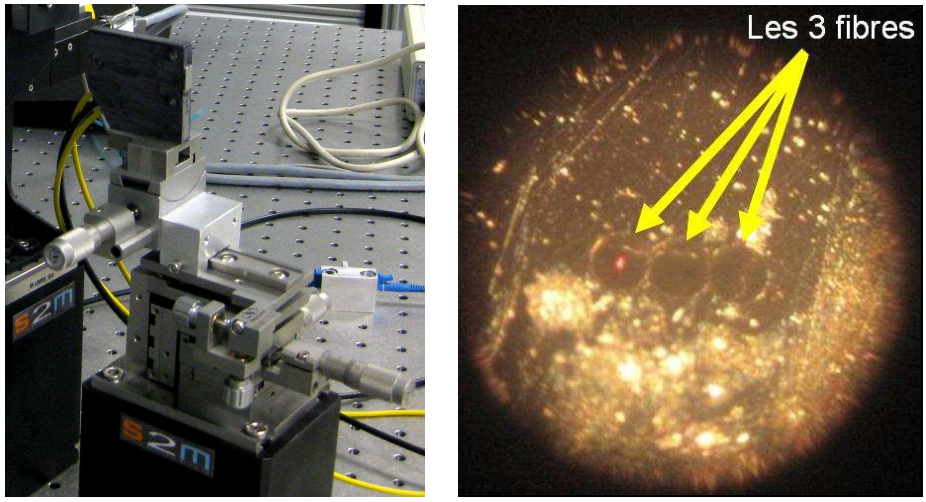
3.4.1 Modification du module source

Lors du passage à la configuration polychromatique, une erreur dans la conception du banc source est apparue, décrite dans la section 3.4.1.1. Nous avons donc dû trouver une autre source et réaliser un nouveau banc d'injection, tous deux présentés en section 3.4.1.2 ; le système devait être suffisamment modulaire pour pouvoir encore faire des tests en lumière monochromatique, dont le nouveau banc d'injection est décrit en section 3.4.1.4.

3.4.1.1 Identification du problème

Dans la conception originale du banc, le cophasage est réalisée par les deux sources monochromatiques en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$, alors que la mesure scientifique est faite soit avec la source laser à 2,32 µm, soit avec une source large bande, un corps noir émettant dans la bande [1,65–2,5] µm.

Toutes ces sources sont fibrées, et sortent sur le banc au foyer de M0. Or, dans la réalité, les sources ne sont pas injectées dans la même fibre, mais les trois fibres sont rapprochées le plus possible, pour que leurs gaines soient tangentes, la fibre de la source scientifique étant placée entre les fibres des sources $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$. Les centres des fibres sont donc séparés par une distance de 125 µm. Le système est présenté en figure 3.15.



(a) Montage sur le banc.

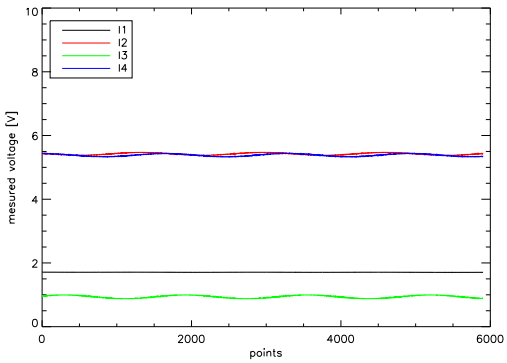
(b) Vue microscopique des trois fibres, avec une source rouge injectée en $\mathcal{I}$.

FIGURE *3.15* – Monture rapprochant les trois sources au foyer du collimateur M0.

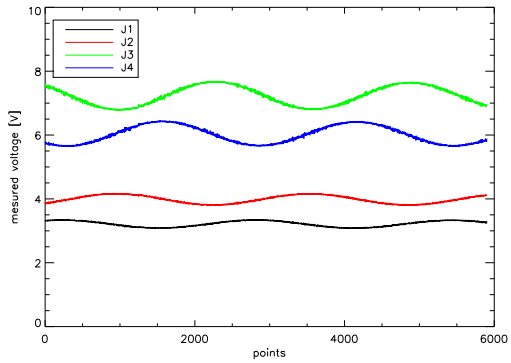
Cela veut donc dire qu'il y a trois points sources distincts au foyer de la parabole ; cependant, l'APS périscopique ne fonctionne que sur l'axe et produit pour des sources hors-axes deux faisceaux émergents différents, à symétrie centrale, c'est-à-dire réalisant des franges de coin d'air dans la pupille, ce qui réduit le contraste dans les voies de cophasage. On peut voir ce résultat sur la figure 3.16, qui présente des franges d'interférences mesurées dans les voies de cophasage, pendant une rampe de DDM.

Sur la figure 3.16a, le contraste des franges dans la bande $\mathcal{I}$ est quasi-nul, alors qu'il est légèrement plus élevé dans la bande $\mathcal{J}$, sur la figure 3.16b. Ce résultat est confirmé par le calcul du contraste des franges en fonction de la position hors-axe de la source au foyer de la parabole M0, présenté en figure 3.17.

On peut voir qu'à 125 µm, le contraste en $\mathcal{I}$ est proche d'un zéro de la fonction, alors qu'en $\mathcal{J}$, on est plus proche d'un maximum local, pour un contraste proche de 0,05. Cela concorde bien avec le résultat expérimental de la figure 3.16. Si les compresseurs de faisceaux sont en place, les angles obtenus sont alors 3 fois plus grands, ce qui donne une position « image » de la source de 375 µm. Dans ce cas, le contraste dans les deux bandes spectrales est très proche de 0. On voit donc que pour avoir un contraste suffisant, il faut avoir les cœurs de fibres à moins de 30 µm les uns des autres. Cela est donc impossible en rapprochant les fibres.



(a) Franges de la source $\mathcal{I}$.



(b) Franges de la source $\mathcal{J}$.

FIGURE *3.16* – Franges de cophasage, lorsque la fibre scientifique est au foyer de M0.

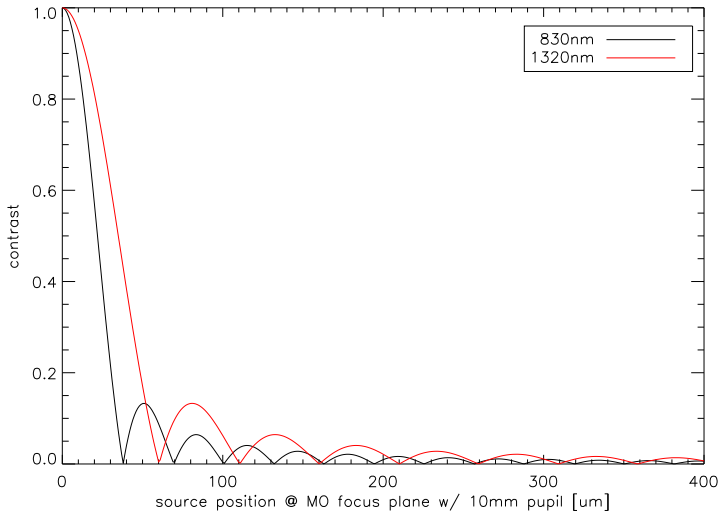
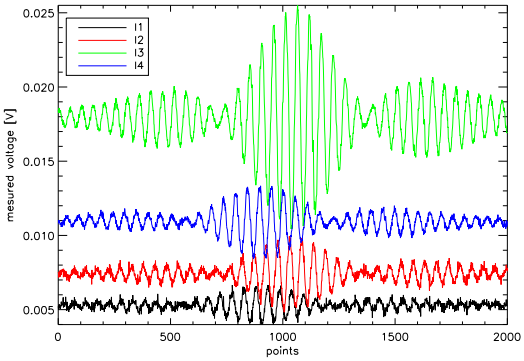
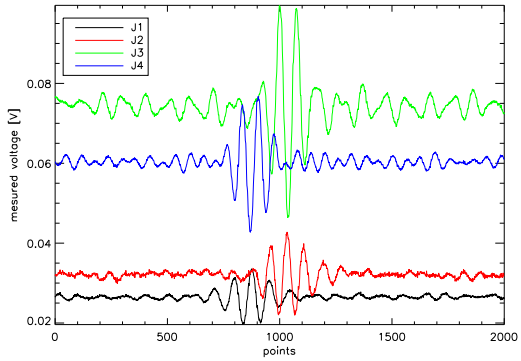


FIGURE *3.17* – Contraste des franges en fonction de la position de la fibre au foyer de M0.

On a donc cherché une solution permettant d'utiliser le système de cophasage de PERSÉE tout en réalisant une mesure de taux d'extinction dans la bande spectrale scientifique. La source scientifique émettant aussi dans les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$, la première solution est d'utiliser la même source pour le cophasage et la partie scientifique — c'est d'ailleurs un objectif de PÉGASE, d'utiliser le flux de l'étoile pour faire le cophasage. On mesure les franges d'interférence avec cette source, et le résultat est présenté en figure 3.18.



(a) Franges du canal $\mathcal{I}$.



(b) Franges du canal $\mathcal{J}$.

FIGURE *3.18* – Franges obtenues lorsque la source xénon est utilisée pour le cophasage.

Les franges mesurées ont un bon contraste, mais par contre le rapport signal sur bruit (RSB) est mauvais : le bruit est bien visible, et le maximum des franges est très faible, comparé à la dynamique de 10 V des détecteurs ; on est pourtant au calibre maximal des amplificateurs. La source a donc un flux insuffisant, surtout que l'injection dans la fibre monomode est extrêmement peu efficace ; en effet, du fait de la différence d'étendues géométriques entre la source et la fibre, seul un photon sur 1000 est guidé jusqu'au foyer de M0. Nous avons donc trouvé une autre source plus puissante, couvrant les bandes spectrales de 0,6 µm à 2,5 µm.

3.4.1.2 Une nouvelle source pour simuler l'étoile

Depuis quelques années, des sources large bande de forte puissance et déjà fibrées sont commercialisées, les sources supercontinuum, lancées par le développement récent des fibres à cristal photonique (PCF) fortement non linéaires. Un laser de pompe Nd-YaG impulsionnel, de forte puissance et de longueur d'onde 1064 nm, est injecté dans une fibre PCF, dont les effets non linéaires convertissent la fréquence unique en un spectre large, avec une puissance répartie assez uniformément sur ce spectre. Ces sources sont parfois appelées « lasers blancs », car le spectre obtenu contient généralement une contribution visible, qui lui donne une couleur plus ou moins blanche.

Nous avions déjà utilisé une source supercontinuum sur le banc de test à l'Onera, mais le résultat s'est révélé très négatif, car la fréquence des impulsions est de 8 kHz, ce qui est bien inférieur à la fréquence d'acquisition des détecteurs du senseur de franges, qui est de 250 kHz. Nous avons donc opté pour une source ayant une fréquence de 20 MHz, bien suffisante pour notre application, et dont le spectre s'étend de 400 nm à presque 2,5 µm. Je l'appellerai par la suite la source Fianium, du nom du constructeur.

Du fait de sa forte puissance, la source Fianium n'est pas connectorisée à sa sortie, pour éviter toute détérioration du connecteur. En effet, des poussières qui se déposeraient sur la tête de fibre seraient immédiatement brûlées par le fort flux, et pourraient dégrader la qualité du faisceau de sortie. C'est pourquoi le bout de la fibre est monté dans un bloc d'aluminium muni d'un hublot, ce qui empêche une connexion classique de la source avec une autre fibre injectant le flux sur le banc. La première idée a ainsi été de mettre la source directement sur le banc, mais cela empêche toute injection d'une source d'alignement rouge ; or la forte puissance de la source Fianium ne permet pas de l'utiliser pour l'alignement, ou d'utiliser le banc en configuration monochromatique.

Par soucis de polyvalence, on utilise donc une fibre unique installée au foyer de la parabole M0, dans laquelle on injecte n'importe quelle source ; il a donc fallu concevoir un système pour injecter la source Fianium dans cette fibre polyvalente, présenté en figure 3.19.

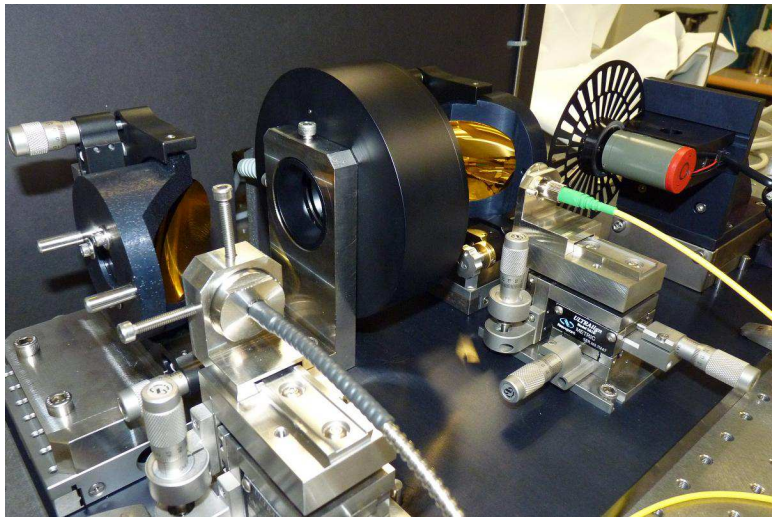


FIGURE *3.19* – Banc d'injection de la source Fianium.

Ce banc d'injection est simplement constitué de deux miroirs paraboliques hors axes. On peut voir entre les deux paraboles un gros cylindre noir, qui correspond à un obturateur électrique, permettant de couper le flux injecté sur le banc à partir de l'interface de pilotage du banc. On aperçoit aussi un hacheur, servant à réaliser une détection synchrone, lorsque je réalise la mesure avec un détecteur monopixel.

La fibre dans laquelle le flux est injecté devait être monomode sur toute la bande spectrale considérée, soit entre 0,8 µm et 2,5 µm. On remplace donc la précédente fibre Le Verre Fluoré (LVF), monomode seulement à partir de 1,65 µm par une fibre PCF en silice pur (du même genre que la fibre PCF utilisée pour la génération du supercontinuum, mais sans le dopage donc sans la non linéarité), qui a la particularité d'être monomode sur toutes longueurs d'onde où la silice est transparente.

Le flux traverse donc une couche d'air et est refocalisé en entrée de la fibre par la deuxième parabole. Du fait de la forte puissance, l'air est chauffé au point focal, de même que l'entrée de la fibre. Cela crée une zone de turbulence qui fait varier la qualité d'injection dans le cœur de la fibre, et crée des variations de flux, comme on peut le voir dans la figure 3.20.

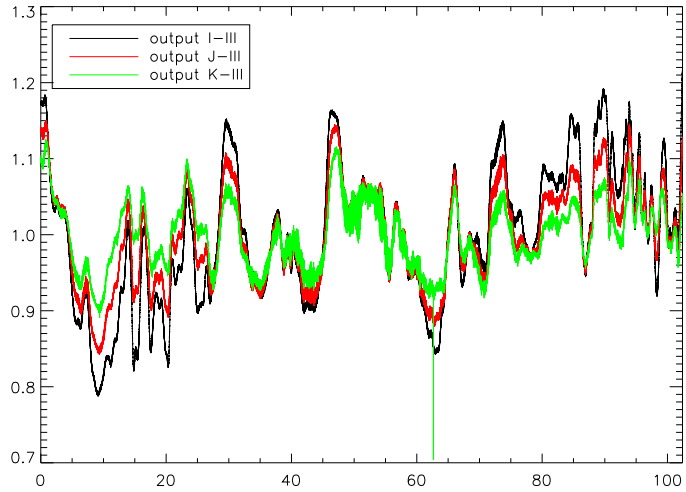
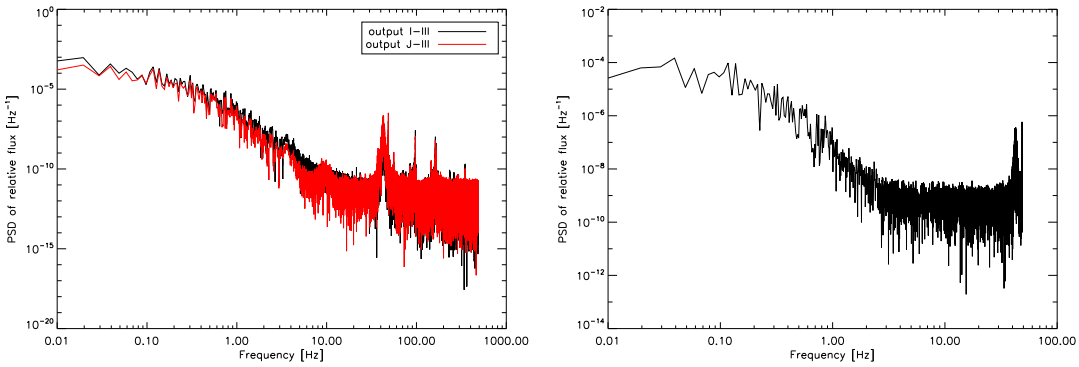


FIGURE *3.20* – Fluctuations relatives de la source dans les trois bandes spectrales.

Cette figure présente les fluctuations relative (le flux est normalisé par sa valeur moyenne) du flux mesuré dans les trois bandes spectrales en fonction du temps (en secondes). On peut voir que l'amplitude de ces fluctuations est chromatique, celle-ci étant plus forte lorsque la longueur d'onde est faible. Cela concorde bien avec des variations d'injection dans la fibre, car le couplage est également chromatique. En calculant la densité spectrale de puissance (DSP) de ces données, je peux analyser les perturbations qui contribuent aux fluctuations de la source. Les DSP des trois canaux spectraux sont présentées dans la figure 3.21.

Aux basses fréquences, on retrouve le spectre typique de la turbulence, avec une fréquence de coupure très basse — d'environ 0,3 Hz. On remarque aussi des composantes vibratoires à diverses fréquences :

- ❒ une très forte vibration mécanique à 40 Hz, venant soit du banc d'injection de la source, soit de la source elle-même, visible à la fois sur la DSP mesurée dans les voies de cophasage et dans la voie scientifique ;
- ❒ une vibration à 50 Hz, certainement due à l'alimentation de la source, et également visible sur toutes les DSP ;
- ❒ des vibrations plus faible à 100 et 170 Hz, provenant peut-être du banc source, et visibles uniquement sur les DSP de la voie de cophasage, la voie scientifique n'ayant pas une fréquence de mesure suffisante pour les observer.

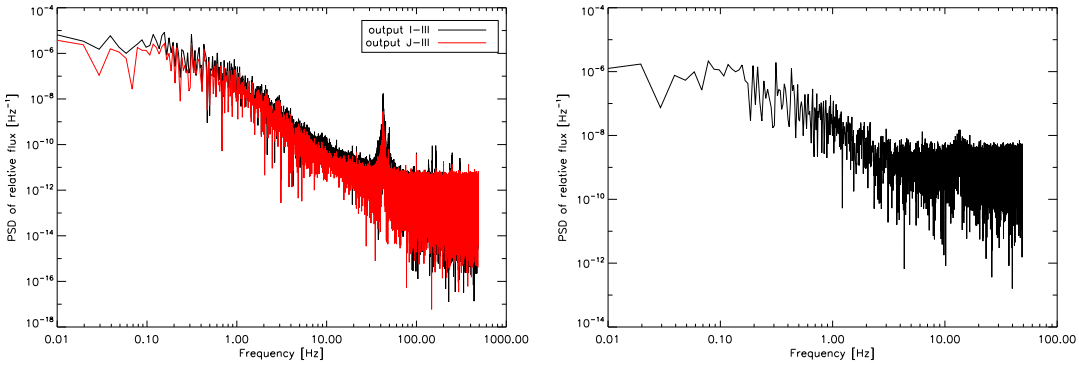


(a) DSP du flux mesuré en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$.

(b) DSP du flux mesuré en $\mathcal{K}$.

FIGURE *3.21* – DSP du flux mesuré en $\mathcal{I}$, $\mathcal{J}$ et $\mathcal{K}$ lorsque le flux moyen injecté est maximal.

En réalité, en injection maximale, le flux est trop important pour la caméra. C'est pourquoi je défocalise l'injection pour réduire le flux. Cette défocalisation est réalisée en avançant la fibre dans laquelle est réinjecté le flux vers la parabole, et non l'inverse, pour éviter d'avoir le point de focalisation devant la fibre. Cela permet donc de réduire à la fois le flux et ses fluctuations relatives. Ce résultat est visible sur la figure 3.22.



(a) DSP du flux mesuré en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$.

(b) DSP du flux mesuré en $\mathcal{K}$.

FIGURE *3.22* – DSP du flux mesuré en $\mathcal{I}$, $\mathcal{J}$ et $\mathcal{K}$ lorsque l'injection est réduite.

On peut voir sur cette figure que la puissance des variations basse fréquence a été réduite d'un facteur 100, soit un facteur 10 en amplitude. Les pics vibratoires ont eux aussi été réduits, ils ne sont même plus visible dans la voie scientifique ; celui à 40 Hz reste cependant important dans la voie de cophasage.

3.4.1.3 Caractérisation du bruit en fonction du flux

Après cette étude fréquentielle, je mesure également en fonction du flux moyen la variance du flux mesuré, auquel j'ai filtré les composantes turbulentes et vibratoires, pour ne conserver que le bruit intrinsèque à la source. Le résultat dans la bande $\mathcal{J}$ est présenté en figure 3.23.

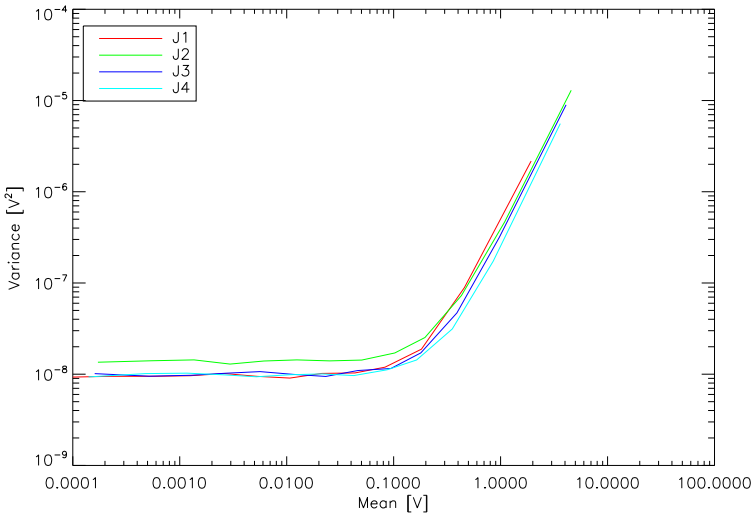


FIGURE *3.23* – Variance du signal mesuré en fonction du flux de la source dans le FS.

On voit bien la limitation du bruit de mesure à faible flux, qui donne une variance de bruit constante quel que soit le flux. Pour des flux supérieurs à 0,1 V, on voit que le bruit n'est plus limité par le bruit de mesure, mais par un bruit dont la variance est proportionnelle au carré du flux moyen — son écart type est donc proportionnel au flux. Dans le cas d'une limitation par le bruit de photons, la variance est proportionnelle au flux moyen, pas à son carré ; ce n'est donc pas le bruit de photons qui limite la mesure, mais soit les variations d'amplitude de la source, soit le bruit des amplificateurs présents après les détecteurs du FS. Ainsi, dans ce cas, le RSB est constant quel que soit le flux, pour un flux moyen entre 0,1 et 10 V.

Je réalise le même genre de mesure avec la caméra scientifique. Sur la figure 3.24, je trace la variance du signal mesuré en fonction de la valeur moyenne (en nombre de photons), sur les pixels utilisés pour la mesure de frange noire, et différentes valeurs de flux. Je considère que ces pixels ont tous un comportement à peu près identique.

On retrouve aussi dans ce cas que la variance du signal est proportionnelle au carré de la valeur moyenne, à fort flux. On retrouve également à faible flux la limitation du bruit de mesure, qui donne une variance constante du signal. En retrouvant ce comportement à fort flux dans la caméra, je confirme que le signal est bien limité par les fluctuations de la source, et pas par les amplificateurs du FS.

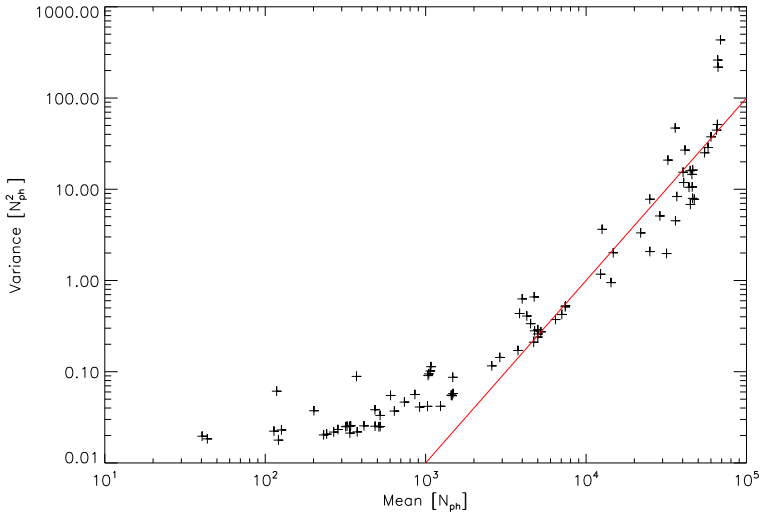


FIGURE *3.24* – Variance du signal mesuré en fonction du flux de la source dans la caméra.

3.4.1.4 Un banc source modulaire

Pour pouvoir refaire des mesures dans une configuration monochromatique, un nouveau banc source pour les deux sources lasers et la SLED a été conçu. Dans un souci de modularité, nous utilisons la même fibre PCF pour passer de la configuration monochromatique à la configuration polychromatique, ce qui fait que je ne touche jamais à la sortie de fibre au foyer du collimateur M0 ; ainsi, il n'y a aucun problème de répétabilité en changeant de configuration. Les différentes configurations sont présentées en figure 3.25.

Pour les deux sources de cophasage, on utilise un multiplexeur (mux sur la figure 3.25), qui permet de regrouper deux longueurs d'onde provenant de deux sources différente dans la même fibre de sortie. On injecte alors le flux sortant de ce multiplexeur ainsi que la source laser à 2,32 µm dans la PCF, grâce à des miroirs paraboliques hors-axes, et une lame dichroïque de longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 1,65$ µm. Ce banc est présenté dans la figure 3.26.

Il est également possible de remplacer les sources du banc par une source laser rouge à 635 ou 675 nm (bande $\mathcal{R}$), permettant de réaliser l'alignement des optiques dans une longueur d'onde visible. On utilise pour cela des fibres monomodes (SMF) pour injecter le flux dans la fibre PCF.

On utilise ces fibres en « parallèle » pour pouvoir réaliser l'alignement des fibres au foyer des différentes paraboles, que ce soit sur le banc source ou sur le banc principal, sans avoir à déconnecter les déconnecter ensuite, la répétabilité de positionnement des connecteurs FC/APC n'étant pas parfaite.

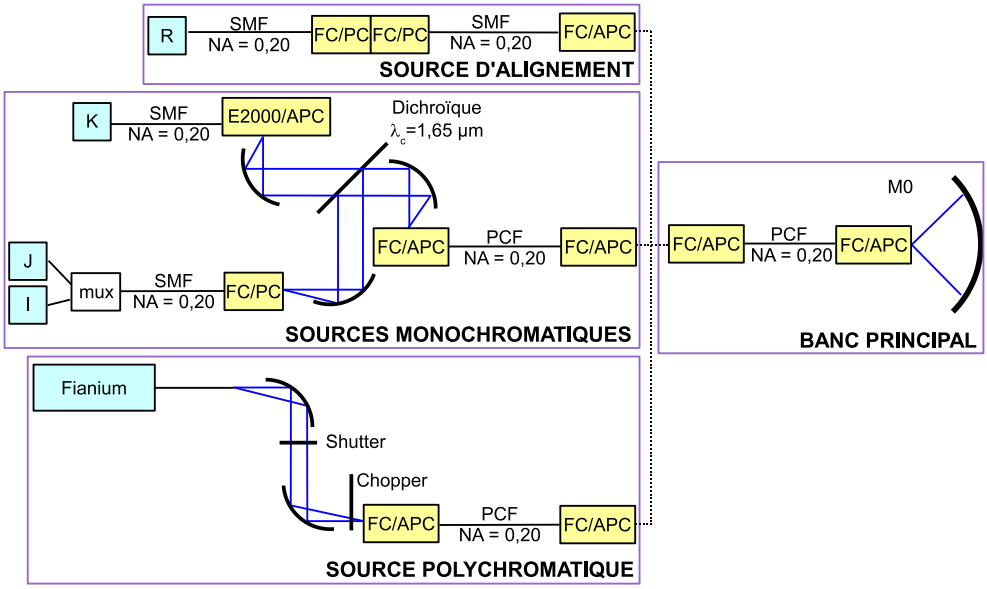


FIGURE *3.25* – Configuration modulaire d'injection de différentes sources.

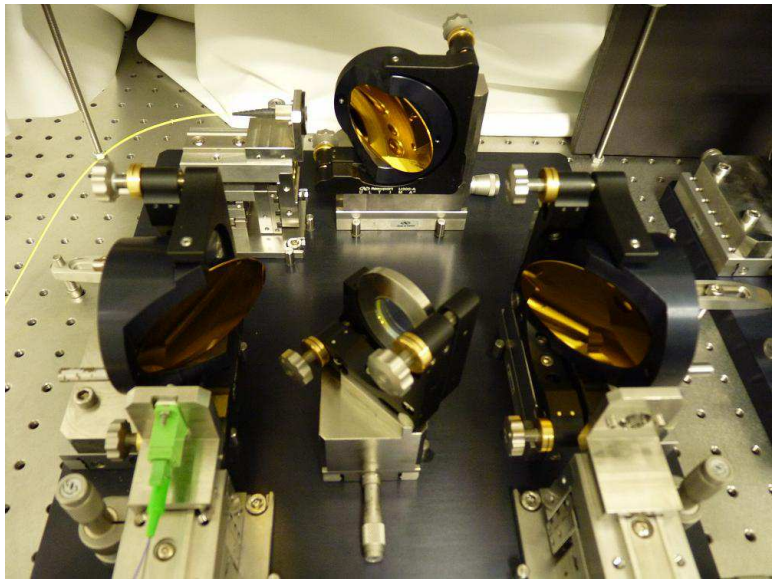


FIGURE *3.26* – Banc d'injection des sources monochromatiques.

3.4.2 Modification de la voie de référence de flux

Sur la voie scientifique, je mesure le flux de frange noire I_{min} sortant de la voie III du MMZ. Cependant, il faut connaître un flux de référence pour calculer le taux d'extinction. Il est par exemple possible de mesurer le flux de la frange constructive la plus proche de la frange noire, mais la source subissant des fluctuations, il est préférable de mesurer simultanément ces deux flux. Ainsi, sur la voie scientifique, je mesure de manière synchrone le flux de la frange noire I_{min} et un flux de référence I_{ref}, servant à débiaiser les variations de flux de la source. On verra en section 5.3.3 comment le taux d'extinction est déduit de ces deux mesures.

Dans la conception initiale, le flux de référence I_{ref} est mesuré dans la sortie II de l'interféromètre. Cette voie donne une interférence quasi-constructive, c'est-à-dire une phase quasi-nulle à chaque longueur d'onde, étant la conjuguée de la sortie III. Cependant, cette solution présente deux inconvénients :

- ❒ tout d'abord, il faut réaliser un alignement très précis de la fibre de cette sortie avec celle de la sortie III, pour que l'optimisation de l'injection du flux de la sortie III entraîne une bonne injection du flux de la sortie II ;
- ❒ Enfin, ce flux sorti de l'interféromètre ne correspond pas tout à fait à un état d'interférence constructif. En effet, l'interféromètre étant optimisé pour la sortie III, et du fait d'un coefficient d'absorption des lames non négligeable, la sortie II n'est pas équilibrée, et la phase n'est pas tout à fait nulle (dans notre cas, elle est d'environ -20°). On ne se place donc pas au sommet de la sinusoïde des interférences, mais sur un bord. Ainsi, il y a une certaine sensibilité aux variations de DDM qui n'est pas négligeable.

Cette solution fonctionne mais pour garantir une mesure robuste, je cherche à mesurer le flux avant la recombinaison dans le MMZ. Or le flux réfléchi par collimateur M0 n'est utilisé qu'en partie, celui-ci étant divisé en deux faisceaux par le masque visible présenté dans la figure 3.7 ; je récupère une partie du flux non utilisé après la réflexion sur M0. Le montage de mesure du flux de référence est présenté en figure 3.27.

Sur cette figure, on peut voir le masque qui sépare les deux bras et l'empreinte (dans le spectre visible) du flux émis par le collimateur et la source Fianium, amputée au centre de l'ombre du porte-fibre. On voit bien qu'une grande partie du flux est arrêté par ce masque ; par rapport à la figure 3.7, les ouvertures sont en effet réduites à 13 mm, du fait que les modules afocaux sont absents de la configuration. Juste devant ce masque se trouve la fibre provenant du module source, qui est au foyer de la parabole M0. Le banc de mesure du flux de référence est situé devant la monture de cette fibre, et sélectionne une partie inférieure du faisceau provenant de M0, pour éviter tout vignettage du montage. Sur celui-ci, une lentille focalise une partie non utilisée du flux dans une fibre Le Verre Fluoré (LVF), monomode dans la bande spectrale scientifique. Une lame dichroïque placée à 45° devant la lentille permet d'obtenir un spectre équivalent à celui des sorties du MMZ, où des lames dichroïques identiques séparent le flux scientifique des flux de cophasage, avec une coupure à $\lambda_c = 1,65$ µm. La fibre n'est en réalité pas au foyer de la lentille, car le flux est très important au niveau du collimateur. J'optimise

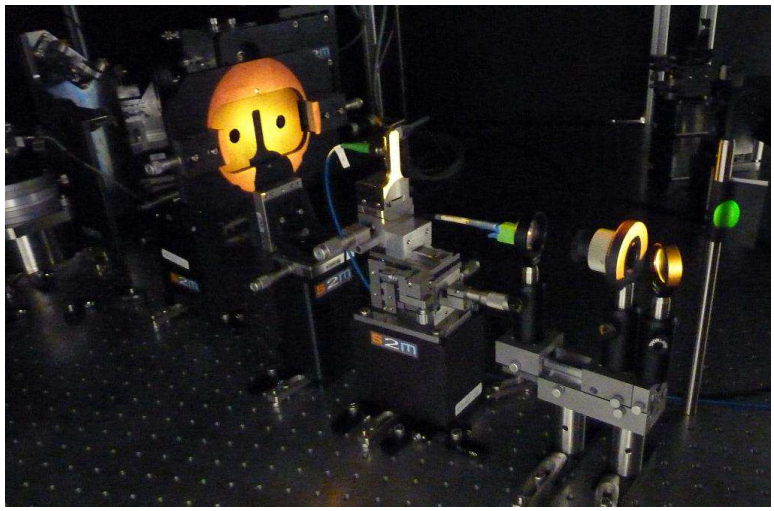


FIGURE *3.27* – Mesure du flux de référence près du foyer de M0.

donc le flux injecté en jouant sur la focalisation, pour obtenir suffisamment de photons sur la caméra tout en évitant la saturation.

Cette solution est très robuste, car la fibre n'étant pas du tout au foyer de la lentille, on est alors peu sensible à d'éventuels mouvements ou vibrations du montage ; aussi, le flux mesuré n'étant pas une interférence, on n'est soumis à aucune différence de marche.

3.5 Développement d'une interface de pilotage et d'analyse

Le banc PERSÉE est contrôlé en temps réel par un programme conçu en LabVIEW RT, qui réalise l'acquisition synchronisée des différents détecteurs, ainsi que l'asservissement du cophasage. Les données peuvent être enregistrées pour une analyse *a posteriori*.

Les premiers essais du système de cophasage se sont déroulés avec un logiciel de première génération, pour lequel l'accent avait principalement porté sur les opération bas-niveau pour les boucles d'asservissement, comprenant :

- ❒ un interfaçage simple avec les capteurs et actionneurs des boucles ;
- ❒ une implantation des algorithmes de calcul en temps réel ;
- ❒ le stockage des données pour dépouillements ultérieurs ;
- ❒ l'introduction de perturbations calibrées.

Ce logiciel permettait un fonctionnement en boucle fermée, mais dont la fréquence était limitée à environ 100 Hz ; cette fréquence est insuffisante pour le logiciel final, qui est spécifié à 1 kHz.

Pendant que ce logiciel préliminaire était utilisé, à la fois pour valider la mise en œuvre

opto-mécanique du banc, pour affiner ses procédures d'étalonnage et pour estimer ses performances, j'ai développé un autre logiciel de contrôle. Dans celui-ci, la gestion propre du temps a été prise en considération dès le début afin d'optimiser la synchronisation des mesures selon les possibilités offertes par LabVIEW RT. Ce deuxième logiciel a été testé rapidement avant le déménagement, mais c'est à Meudon qu'il a livré ses premiers résultats. L'architecture des boucles d'asservissement sera précisément détaillée dans la section 4.2.1.2.

À ce logiciel embarqué est associée une Interface Homme-Machine (IHM) déportée, permettant son utilisation. Bien que non-critique, cette IHM a également du être entièrement refondue pour prendre en compte les nouvelles spécificités du logiciel de pilotage, ainsi que les évolutions du banc et des procédures d'étalonnage. Elle permet une visualisation en direct des données pertinentes, mais aussi l'envoi des commandes spécifiques aux boucles temps réel. La figure 3.28 présente cette interface et son organisation.

FIGURE *3.28* – Interface de l'IHM lorsque les boucles sont mises en marche.

L'IHM possède une organisation matricielle, correspondant aux différentes fonctionnalités du banc, dont les colonnes correspond aux différents sous-systèmes. La partie supérieure correspond principalement aux paramètres de pilotage du banc, séparés en deux catégories :

- ❒ **paramètres d'initialisation :** ce sont les paramètres qui permettent de configurer à chaque exécution du code, et donc qui ne sont pas relu lorsque le banc est en marche. Cela réduit ainsi les échanges de données inutiles ;

- **paramètres courants :** ce sont les paramètres que l'on peut modifier au cours de l'acquisition, et qui sont transmis à la boucle temps réel à une fréquence de 2 Hz environ.

La partie inférieure de l'IHM correspond à l'affichage graphique des paramètres d'intérêt du banc, c'est-à-dire les données brutes issues des détecteurs, les paramètres calculés à partir de ces données, et les commandes envoyées aux perturbateurs et correcteurs. Ces paramètres sont envoyés par la boucle temps réel à l'IHM par paquets de 16 données à une fréquence de 2 Hz, soit une fréquence d'affichage de 32 Hz, ce qui est largement suffisant pour une étude visuelle des données.

L'organisation en sous-systèmes présentée en figure 3.28 décompose l'IHM en plusieurs parties :

- **boucle temps réel :** ils correspondent aux paramètres de pilotage général du banc, comme le départ et l'arrêt des boucles ou encore les paramètres de sauvegarde ;
- **boucle de piston :** ce sont les paramètres qui définissent la boucle d'asservissement de la différence de marche, ainsi que les mesures des détecteurs et l'estimation de la différence de marche dans les deux canaux spectraux ;
- **boucle de tip/tilt :** ce sont les paramètres de la boucle d'asservissement du tip/tilt, avec par exemple la position de référence sur laquelle est faite la poursuite, ou encore l'affichage des images des deux bras sur le détecteur, et l'estimation de leur photocentre ;
- **perturbation :** ces paramètres permettent d'injecter des perturbations calibrées dans les miroirs M6 de correction, que ce soit à partir d'un fichier externe, ou directement en appliquant un incrément aux actionneurs. On visualise également les tensions de commande qui leur sont envoyées ;
- **caméra scientifique :** on commande également la caméra scientifique à partir de l'IHM, en paramétrant le temps d'exposition ou le nombre d'acquisitions. Une visualisation des données du détecteur est également possible, permettant de vérifier toute saturation du flux de frange noire durant la mesure.

Cette interface homme-machine est très utile pour l'analyse des performances du banc, cependant on cherche tout de même à réduire au maximum l'intervention nécessaire de l'utilisateur, en automatisant les étapes successives aboutissant à une mesure de taux d'extinction. Cette automatisation est nécessaire pour une mesure longe durée des caractéristiques, comme on le verra dans la section 5.5.

3.6 Étalonnage spectral par transformation de Fourier

3.6.1 Principe de la mesure

La spectroscopie par transformation de Fourier (FTS) utilise les propriétés de la transformée de Fourier pour déterminer le spectre d'une source à l'aide d'un interféromètre. Le plus souvent, un Michelson est utilisé, avec un miroir monté sur une translation — une ligne à retard —, permettant de parcourir les franges d'interférence. Comme le banc PERSÉE est constitué d'un

interféromètre et de lignes à retard, on peut donc mesurer le spectre des différentes bandes spectrales utilisées. Cependant, la situation est légèrement différente avec un MMZ qu'avec un Michelson.

À chaque nombre d'onde σ, l'intensité I_σ en sortie de l'interféromètre en fonction de la différence de marche δ est donnée par :

$$I_\sigma(\delta,\sigma) = \tilde{I}(\sigma)\left[1 + V(\sigma)\cos\left(2\pi\sigma\delta + \phi(\sigma)\right)\right], \tag{3.1}$$

avec $\tilde{I}(\sigma) = I_{\mathsf{a}}(\sigma) + I_{\mathsf{b}}(\sigma)$, $I_{\mathsf{a}}(\sigma)$ et $I_{\mathsf{b}}(\sigma)$ étant le flux dans chaque bras, et V regroupant tous les termes spatiaux-temporels de contraste : dimensions spatiales et étendue spectrale de la source, transmissions des deux bras, erreurs de front d'onde.

$\tilde{I}(\sigma)$ est ainsi le spectre que l'on veut déterminer. Or l'intensité mesurée en sortie de l'interféromètre est donnée par :

$$I(\delta) = \int_0^\infty I_\sigma(\delta,\sigma)\,\mathrm{d}\sigma. \tag{3.2}$$

Ainsi, la transformée de Fourier de $I(\delta)$, $\widehat{I}(\sigma)$ est donnée par :

$$\begin{aligned}
\widehat{I}(\sigma) &= \int_{-\infty}^{\infty} I(\delta)e^{-i2\pi\sigma\delta}\,\mathrm{d}\delta \\
&= \int_{-\infty}^{\infty}\int_0^\infty \tilde{I}(\sigma_0)[1 + V(\sigma_0)\cos(2\pi\sigma_0\delta + \phi(\sigma_0))]e^{-i2\pi\sigma\delta}\,\mathrm{d}\sigma_0\,\mathrm{d}\delta \\
&= \int_0^\infty \tilde{I}(\sigma_0)\,\mathrm{d}\sigma_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i2\pi\sigma\delta}\,\mathrm{d}\delta \\
&\quad + \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^\infty \tilde{I}(\sigma_0)V(\sigma_0)\exp(-i2\pi(\sigma-\sigma_0)\delta + i\phi(\sigma_0))\,\mathrm{d}\sigma_0\,\mathrm{d}\delta \\
&\quad + \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^\infty \tilde{I}(\sigma_0)V(\sigma_0)\exp(-i2\pi(\sigma+\sigma_0)\delta - i\phi(\sigma_0))\,\mathrm{d}\sigma_0\,\mathrm{d}\delta.
\end{aligned} \tag{3.3}$$

En introduisant $I_0 = \int_0^\infty \tilde{I}(\sigma)\,\mathrm{d}\sigma$ le flux total, et δ_0 la distribution de Dirac, alors

$$\begin{aligned}
\widehat{I}(\sigma) &= I_0\delta_0(\sigma) + \frac{1}{2}\int_0^\infty \tilde{I}(\sigma_0)V(\sigma_0)e^{i\phi(\sigma_0)}\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-i2\pi(\sigma-\sigma_0)\delta)\,\mathrm{d}\delta\,\mathrm{d}\sigma_0 \\
&\quad + \frac{1}{2}\int_0^\infty \tilde{I}(\sigma_0)V(\sigma_0)e^{-i\phi(\sigma_0)}\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-i2\pi(\sigma+\sigma_0)\delta)\,\mathrm{d}\delta\,\mathrm{d}\sigma_0 \\
&= I_0\delta_0(\sigma) + \frac{1}{2}\int_0^\infty \tilde{I}(\sigma_0)V(\sigma_0)e^{i\phi(\sigma_0)}\delta_0(\sigma-\sigma_0)\,\mathrm{d}\sigma_0 \\
&\quad + \frac{1}{2}\int_0^\infty \tilde{I}(\sigma_0)V(\sigma_0)e^{-i\phi(\sigma_0)}\delta_0(\sigma+\sigma_0)\,\mathrm{d}\sigma_0.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Le dernier terme est nul, car l'intégrale porte sur les σ_0 positifs, donc σ_0 n'est jamais égal à $-\sigma$. Finalement, on a donc

$$\widehat{I}(\sigma) = I_0\delta_0(\sigma) + \frac{1}{2}e^{i\phi(\sigma)}\tilde{I}(\sigma)V(\sigma). \tag{3.5}$$

On retrouve le cas du Michelson, pour un contraste maximal et une phase nulle :

$$\widehat{I}(\sigma) = I_0\delta_0(\sigma) + \frac{1}{2}\tilde{I}(\sigma), \tag{3.6}$$

c'est-à-dire l'intensité totale à la fréquence nulle, et le spectre multiplié par 0,5 aux fréquences non nulles.

Avec l'équation (3.5), si le contraste est indépendant du nombre d'onde, on retrouve donc le spectre de la source, à un facteur multiplicatif près de $V/2$, mais déphasé de ϕ.

En pratique, la variation de différence de marche est faite par une translation de vitesse constante v_0, telle que $\delta = v_0 t$.

J'utilise une des deux lignes à retard grande course de PERSÉE pour réaliser cette translation, l'autre restant fixe. Comme on l'a vu en section 3.2.2, ces lignes à retard sont deux œil-de-chats montés sur des platines motorisées en translation. Chaque platine a une course mécanique de ±25 mm, ce qui nous permet d'avoir une course optique maximale de ±100 mm. La vitesse utilisée est $v_0 = 10$ µm.s^{-1}, avec une durée d'acquisition $T = 100$ s, et une fréquence trame de $f_{\mathrm{FS}} = 1$ kHz pour le senseur de franges réalisant les mesures dans les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$, et $f_{\mathrm{cam}} = 100$ Hz pour la caméra scientifique, réalisant la mesure dans la bande $\mathcal{K}$. La course totale est donc $\Delta = v_0 T = 1$ mm, et l'incrément de DDM $\delta_{\mathrm{FS}} = v_0/f_{\mathrm{FS}} = 10$ nm pour le senseur de franges et $\delta_{\mathrm{cam}} = v_0/f_{\mathrm{cam}} = 100$ nm pour la caméra.

La résolution spectrale, quant à elle, dépend du fenêtrage utilisé [Thompson *et al.*, 2001]. La résolution spectrale en nombre d'onde est donnée par :

$$\Delta\sigma = \frac{\eta_{\mathrm{F}}}{2\Delta}, \tag{3.7}$$

avec η_{F} un coefficient multiplicatif dépendant du fenêtrage utilisé. Par exemple, pour une fenêtre uniforme (pas de fenêtre), $\eta_{\mathrm{F}} = 1,2$, alors que pour une fenêtre de Hann (Hanning par abus de langage), $\eta_{\mathrm{F}} = 2$. La résolution spectrale est donc indépendante de la longueur d'onde et de la fréquence d'acquisition. Ici, comme je ne fais pas de fenêtrage, elle est de $\Delta\sigma = 6 \times 10^{-4}$ µm^{-1}.

Pour les spectromètres astronomiques, on a plus l'habitude d'exprimer la résolution de l'instrument par la quantité $\lambda/\Delta\lambda$. On a donc :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2\Delta}{\eta_{\mathrm{F}}\lambda}. \tag{3.8}$$

Donc la résolution R est inversement proportionnelle à la longueur d'onde. En considérant la longueur d'onde moyenne de chaque bande, on a donc une résolution spectrale de $R_{\mathrm{FS},\mathcal{I}} \simeq 2000$, $R_{\mathrm{FS},\mathcal{J}} \simeq 1300$ et $R_{\mathrm{cam}} \simeq 800$.

3.6.2 Influence et correction des non linéarités de la platine

Si on considère que la platine est parfaitement linéaire, on obtient les spectres présentés en figure 3.29 (gauche).

On peut voir sur chacun de ces spectres une sorte de répétition à gauche et à droite du lobe principal, à un niveau plus faible. Or ces répétitions ne peuvent appartenir aux spectres réels, car ils se situent à des longueurs d'onde théoriquement invisibles par les différents détecteurs. Ces courbes montrent également que le pas $\Delta\sigma$ entre le lobe principal et les lobes secondaires est constant quelle que soit la bande spectrale, tel que $\Delta\sigma = 0,125\ \mu m^{-1}$. L'analyse des signaux temporels ne montre pas de perturbation dans l'enveloppe des franges, ce qui indique que ce n'est pas un problème d'amplitude. En réalité, la rampe de vitesse supposée constante de la platine de translation est perturbée par une composante périodique, de fréquence $1/\Delta\sigma = 8\ \mu m$. La différence de marche suit donc la fonction suivante :

$$\delta_{\text{per}}(t) = \delta + A_{\text{per}} \cos\left(2\pi\Delta\sigma\delta + \phi_{\text{per}}\right). \tag{3.9}$$

L'équation (3.1) devient :

$$I_\sigma(\delta,\sigma) = \tilde{I}(\sigma)\left[1 + V(\sigma)\cos\left(2\pi\sigma\left[\delta + A_{\text{per}}\cos\left(2\pi\Delta\sigma\delta + \phi_{\text{per}}\right)\right] + \phi(\sigma)\right)\right]. \tag{3.10}$$

Or la fonction cosinus de sinus peut être exprimée avec les fonctions de Bessel :

$$\cos(\alpha + \beta\sin\gamma) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k(\beta)\cos(\alpha + k\gamma). \tag{3.11}$$

Ainsi, l'équation (3.10) devient :

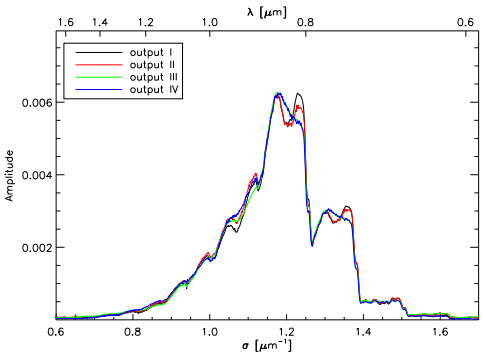
$$I_\sigma(\delta,\sigma) = \tilde{I}(\sigma)\left[1 + V(\sigma)\sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k\left(2\pi\sigma A_{\text{per}}\right)\cos\left(2\pi(\sigma + k\Delta\sigma)\delta + \phi(\sigma) + k\phi_{\text{per}} + k\frac{\pi}{2}\right)\right]. \tag{3.12}$$

Si on note $\sigma_k = \sigma - k\Delta\sigma$, la transformée de Fourier de cette fonction est alors :

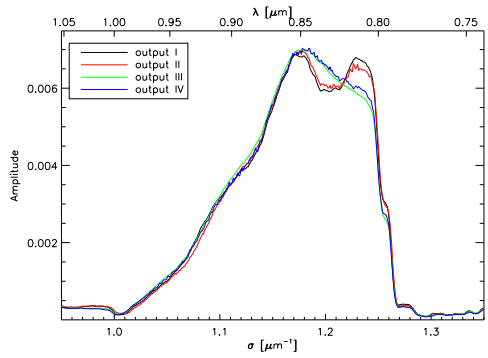
$$\widehat{I}(\sigma) = I_0\delta_0(\sigma) + \frac{1}{2}\sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k(2\pi\sigma_k A_{\text{per}})e^{i\left(\phi(\sigma_k) + k\phi_{\text{per}} + k\frac{\pi}{2}\right)}I(\sigma_k)V(\sigma_k). \tag{3.13}$$

On retrouve bien la répétition du spectre avec un pas de $\Delta\sigma$. L'amplitude des lobes secondaires est donnée par la fonction de Bessel du premier ordre, $J_1\left(2\pi(\sigma \pm \Delta\sigma)A_{\text{per}}\right)$, et sa phase est de $\phi(\sigma \mp \Delta\sigma) \pm \phi_{\text{per}} \pm \frac{\pi}{2}$.

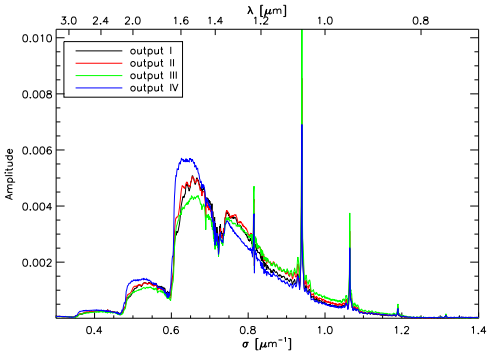
Il est donc possible de corriger cet effet, en considérant non pas une vitesse constante, mais une différence de marche corrigée de la partie périodique. Il faut pour cela déterminer



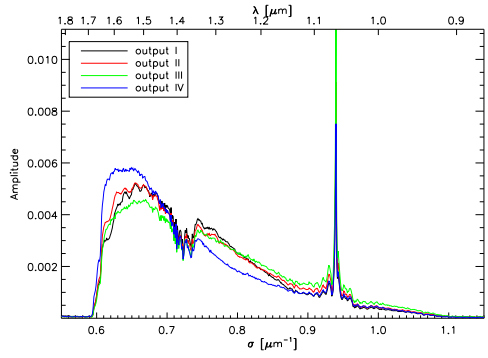
(a) Bande $\mathcal{I}$, spectre non corrigé.



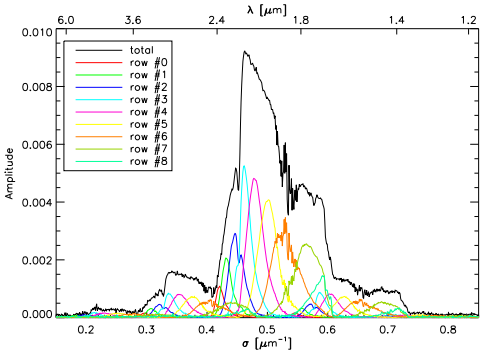
(b) Bande $\mathcal{I}$, spectre corrigé.



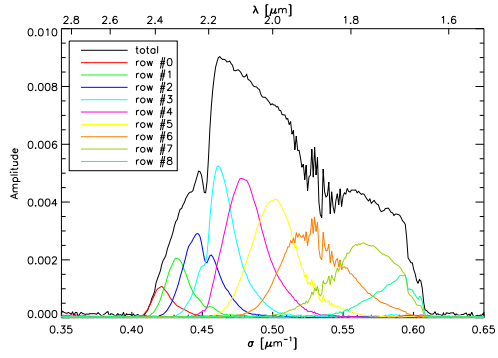
(c) Bande $\mathcal{J}$, spectre non corrigé.



(d) Bande $\mathcal{J}$, spectre corrigé.



(e) Bande $\mathcal{H}$–$\mathcal{K}$, spectre non corrigé.



(f) Bande $\mathcal{H}$–$\mathcal{K}$, spectre corrigé.

FIGURE *3.29* – Estimation du spectre de la source vu à travers les deux bandes spectrales du senseur de franges ($\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$), et dans chaque canal spectral (et total) de la caméra (de haut en bas). À gauche sont présentés les spectres bruts, et à droite les spectres corrigés des non linéarités.

les paramètres A_{per} et ϕ_{per}. Ensuite, il suffit d'interpoler le signal temporel pour estimer un pas régulier de différence de marche.

Les paramètres ont été estimés manuellement, à partir du spectre de la caméra. En effet, pour chaque canal spectral, les lobes secondaires sont facilement discernables du lobe principal. Je cherche donc les deux paramètres qui permettent d'annuler ces lobes secondaires. Cette méthode est peu précise, mais il existe des méthodes plus rigoureuses par minimisation d'un critère ; cependant, la précision obtenue est largement suffisante pour l'utilisation que j'en fais. Les paramètres estimés manuellement sont ainsi $A_{\text{per}} = 110$ nm et $\phi_{\text{per}} = 0$.

3.6.3 Résultats de l'analyse spectrale

La figure 3.29 (droite) présente les spectres corrigés. On peut voir, en particulier sur les spectres de la caméra, que les lobes secondaires sont bien supprimés. Les lobes d'ordre 2 — bien que non visibles sur les spectres corrigés de la figure 3.29 — ne sont pas complètement supprimés, mais ils ne chevauchent pas le lobe principal, donc ne sont pas gênants ; la perturbation réelle n'est en effet pas parfaitement sinusoïdale.

Tout d'abord, on peut voir sur le spectre de la bande $\mathcal{J}$ la raie du laser de pompe de la source supercontinuum à 1064 nm, dont il reste un fort résidu. Sur les spectres de la bande $\mathcal{J}$ et de la caméra, on peut également distinguer deux zones d'absorption de la vapeur d'eau présente dans l'air, autour de 1,4 µm (fin de la bande $\mathcal{J}$) et 1,8 µm (dans la caméra, entre les bandes $\mathcal{H}$ et $\mathcal{K}$, comme attendu).

La bande $\mathcal{I}$ du senseur de frange a une longueur d'onde minimale de 790 nm, qui correspond bien à la longueur d'onde de coupure basse de la réflectivité des lames dichroïques, séparant la voie scientifique de la voie de cophasage. La longueur d'onde maximale est à 1 µm, ce qui correspond bien à la longueur d'onde de coupure de la lame dichroïque séparant les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$. Cependant, on observe également une décroissance plutôt douce entre 0,85 et 1 µm, qui correspond en réalité à la sensibilité du silicium, semi-conducteur à gap indirect, qui a cette particularité de ne pas avoir une coupure nette aux longueurs d'onde maximales.

Pour la bande $\mathcal{J}$, la coupure à 1 µm est encore moins forte que pour la bande $\mathcal{I}$, le spectre décroît presque jusqu'à 900 nm. Dans ce cas, ce n'est pas dû au matériau — les détecteurs étant en InGaAs —, mais à l'injection dans la fibre multimode qui est dégradée par la défocalisation, conséquence du chromatisme longitudinal de la lentille. La coupure maximum est par contre beaucoup plus nette à 1,65 µm, qui correspond bien à la longueur d'onde de coupure de la lame dichroïque séparant la voie scientifique de la voie de cophasage.

Pour la caméra, la longueur d'onde minimale est à 1,64 µm, ce qui est cohérent avec la coupure haute de la bande $\mathcal{J}$. On peut voir que la largeur spectrale des différents pixels n'est pas vraiment constante. La longueur d'onde maximale est de 2,44 µm, ce qui doit correspondre à la limite supérieure du spectre de la source supercontinuum, ainsi que la transmission de l'atmosphère.

La raie à 1064 nm est très gênante pour le FS, car l'enveloppe des franges de la bande $\mathcal{J}$ est très étendue, et la longueur d'onde moyenne varie fortement en fonction de la différence de marche : autour de la DDM nulle, la longueur d'onde moyenne est d'environ 1370 nm, alors que loin de la DDM nulle, il ne reste plus que les franges de la raie laser, caractérisées par une longueur d'onde moyenne de 1064 nm. Or, le FS ne voit pas une longueur d'onde moyenne globale, mais seulement la longueur d'onde moyenne autour de la position courante de l'interféromètre. La linéarité de la mesure de DDM est donc fortement perturbée dès qu'on s'éloigne de la DDM nulle. Cette raie pourrait être supprimée par un filtre coupe bande à la longueur d'onde du laser.

Le deuxième problème est que les transmissions spectrales des quatre sorties du MMZ sont différentes, ce qui fait que la longueur d'onde moyenne est différente pour chaque sortie. Cependant, il est possible de modifier la forme du spectre de chaque sortie en translatant sa lentille de focalisation ; on peut donc modifier la longueur d'onde centrale de chaque bande. J'analyserai plus finement la conséquence de ce déséquilibre dans la section 4.4.1.2.

3.6.4 Calcul de la largeur spectrale

Pour comparer les résultats de PERSÉE avec ceux des autres bancs d'interférométrie en frange noire, il est important d'utiliser un critère équivalent. de largeur de bande spectrale. Les résultats de taux d'extinction qui seront présentés dans le chapitre 5 sont explicités sur une certaine largeur de bande relative de chaque canal spectral i de la voie scientifique, définie par $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_i = \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_i$. Il faut donc déterminer le nombre d'onde central σ_i et l'étendue spectrale $\Delta\sigma_i$ de chaque canal spectral.

On peut remarquer que le spectre sur la caméra est loin d'être gaussien. Si on considère la largeur équivalente d'une porte entre 0,42 et 0,6 μm^{-1}, alors la largeur de bande relative est d'environ 35 %. On cherche cependant à comparer PERSÉE avec les autres bancs ; par exemple, le banc *Adaptive Nuller* [Peters *et al.*, 2008] utilise une source entre 8 et 12 µm, avec un profil plutôt gaussien, et calcule donc la largeur de bande à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM). Or ici, vu le profil du spectre, le FWHM n'est pas un critère très explicite pour calculer son étendue spectrale.

L'idée est donc de calculer la largeur de la bande à partir d'un pourcentage d'énergie, cohérent avec ce qu'on obtient lorsque le spectre est gaussien. En effet, dans le cas d'une gaussienne d'écart-type σ, le pourcentage d'énergie η_a contenu dans un intervalle de largeur a autour de la valeur centrale est donné par la fonction d'erreur de Gauss :

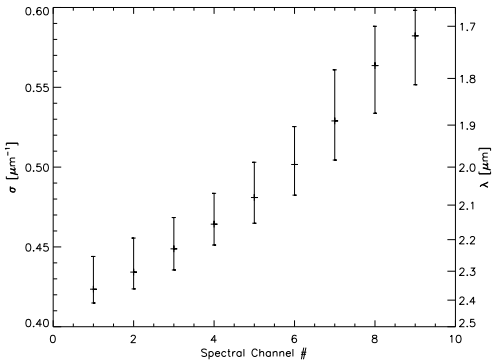
$$\eta_a = \mathrm{erf}\left(\frac{a}{2\sqrt{2}\sigma}\right). \tag{3.14}$$

Or le FWHM d'une gaussienne est égale à $\mathrm{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$. Ainsi, le pourcentage d'énergie contenu dans la largeur à mi-hauteur est $\eta_{\mathrm{FWHM}} = \mathrm{erf}\left(\sqrt{\ln 2}\right) = 76$ %. On calculera

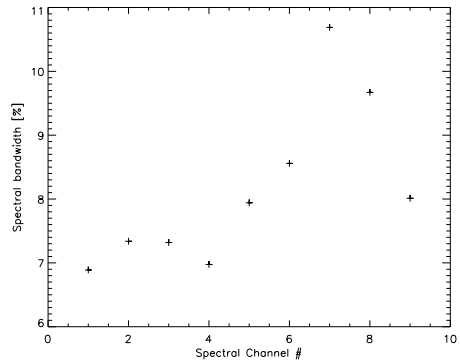
donc la largeur de bande qui permet d'avoir 76 % de l'énergie totale.

Or si on considère le spectre total dans la caméra (courbe noire de la figure 3.29f), on obtient une largeur de bande relative $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{\text{int}} = 23$ %. Cette valeur est représentative seulement si on intègre tous les pixels de la caméra pour calculer le taux d'extinction. En effet, on obtiendrait alors le même signal qu'un monopixel intégrant toute la bande. Ainsi, si le taux d'extinction est plus mauvais aux bords du spectre, son poids est plus faible dans le taux d'extinction global, qui dépend donc de la forme du spectre.

Dans le cas de PERSÉE, je réalise une étude spectrale du taux d'extinction, donc je discrimine les $n = 9$ canaux spectraux. Ainsi, on peut calculer un taux d'extinction moyen sur toute la bande où tous les taux d'extinction ont le même poids quel que soit le flux, plutôt qu'un taux d'extinction intégré. C'est pourquoi, la bande spectrale d'intérêt est plus importante. À partir des spectres présentés en figure 3.29f, je calcule donc les largeurs spectrales $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_i$ de chaque canal, dont les résultats sont présentés en figure 3.30.



(a) Nombre d'onde moyen de chaque canal spectral, avec son extension spectrale représentée.



(b) Largeur de bande relative de chaque canal spectral.

FIGURE *3.30* – Caractérisation des canaux spectraux de la caméra scientifique.

La figure 3.30a présente le nombre d'onde central de chaque canal, avec son extension spectrale. La figure 3.30b présente les largeurs de bande des canaux de la caméra. Celles-ci sont de l'ordre de 10 %, mais on peut voir qu'elles ne sont pas tout à fait équivalentes.

À partir de ces données, je détermine la largeur spectrale totale en fonction des longueurs d'onde des canaux extrêmes :

$$\Delta\sigma_{\text{moy}} = \left(\sigma_n + \frac{\Delta\sigma_n}{2}\right) - \left(\sigma_1 - \frac{\Delta\sigma_1}{2}\right). \tag{3.15}$$

Dans ce cas, on a donc une largeur de bande totale $\mathbf{\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{moy} = 37\ \%}$ autour du nombre d'onde central $\boldsymbol{\sigma_{\text{moy}} = 0,5\ \mu\text{m}^{-1}}$, soit une longueur d'onde centrale $\boldsymbol{\lambda_{\text{moy}} = 2,0\ \mu\text{m}}$.

3.7 Conclusion

On a donc intégré tous les éléments du banc PERSÉE, en utilisant des configurations successives de complexités croissantes, ce qui permet de discriminer la contribution de chaque sous-système ajouté. Cependant, malgré le grand soin apporté lors de la phase de définition du banc, l'intégration a obligé à réaliser des modifications nécessaires. Tout d'abord, le système d'injection des sources a nécessité une modification de l'ensemble du module source ; ensuite, le déphasage apporté par l'absorption des lames du MMZ a contraint à modifier la voie de référence photométrique nécessaire au calcul de taux d'extinction. Enfin, tout au long de l'intégration, la procédure réalisée initialement a constamment évolué pour prendre en compte certaines contraintes, par exemple d'encombrement du matériel. Une interface a également été développée, à la fois pour visualiser les paramètres du banc en direct, mais aussi pour piloter les différentes fonctions. J'ai également mis en œuvre une méthode d'étalonnage spectral du système de cophasage et de la voie scientifique qui permet d'analyser finement les différentes bandes spectrales utilisées sur le banc. Le banc, aligné avec une précision meilleure que les spécifications initiales, est donc totalement fonctionnel pour réaliser un cophasage de haute précision, et mesurer ainsi des taux d'extinction suffisamment bas.

CHAPITRE 4

OPTIMISATION DE LA CORRECTION DE PERTURBATIONS

There is in all things a pattern that is part of our universe. It has symmetry, elegance, and grace — those qualities you find always in that the true artist captures. You can find it in the turning of the seasons, the way sand trails along a ridge, in the branch clusters of the creosote bush of the pattern of its leaves. We try to copy these patterns in our lives and in our society, seeking the rhythms, the dances, the forms that comfort. Yet, it is possible to see peril in the finding of ultimate perfection. It is clear that the ultimate pattern contains its own fixity. In such perfection, all things move towards death.

Franck Herbert, Dune (1965)

Sommaire

4.1 Introduction 128
4.2 Description du contrôle de cophasage de PERSÉE 128
4.2.1 Description détaillée des boucles d'asservissement 128
4.2.2 Étalonnage des actionneurs de piston-tip/tilt 133
4.2.3 Analyse des actionneurs 141
4.3 Caractérisation du contrôle du tip/tilt de PERSÉE 143
4.3.1 Étalonnage du senseur de tip/tilt 143
4.3.2 Analyse de la boucle de contrôle de tip/tilt 148
4.4 Caractérisation du contrôle du piston de PERSÉE 152

4.4.1 Étalonnage du senseur de franges 152
4.4.2 Analyse de la boucle de contrôle de piston avec un intégrateur pur . 164
4.5 Optimisation de la boucle de piston par un contrôleur LQG 171
4.5.1 Adaptation de l'identification des perturbations à PERSÉE 171
4.5.2 L'intégrateur et le LQG sans perturbations injectées 174
4.5.3 Analyse de l'identification en fonction de la perturbation injectée . 179
4.5.4 Correction de perturbations typiques du vol en formation 188
4.5.5 Conclusion 192
4.6 Étude vibratoire du tip/tilt de l'instrument SCExAO 193
4.6.1 Description de l'expérience 193
4.6.2 Analyse vibratoire 209
4.6.3 Conclusions 220

4.1 Introduction

L'asservissement de la phase d'un système optique, que se soit un coronographe ou un interféromètre en frange noire, est fondamental pour réaliser de l'observation à haut contraste. Dans ce chapitre, je vais principalement décrire le cophasage du banc PERSÉE, indépendamment de la mesure scientifique de taux d'extinction. Je décrirai précisément les deux boucles d'asservissement du banc, en piston et en tip/tilt, et j'analyserai les résidus de correction obtenus. Le but de PERSÉE étant de valider la mesure scientifique en présence de perturbations typiques du vol en formation, j'analyserai la correction de ces perturbations avec deux contrôleurs, un intégrateur et un LQG, présenté en section 2.4, qui est optimisé pour corriger les vibrations injectées. Enfin, j'étudierai l'application du contrôleur LQG pour le coronographe SCExAO, notamment pour la correction des vibrations en tip/tilt.

4.2 Description du contrôle de cophasage de PERSÉE

4.2.1 Description détaillée des boucles d'asservissement

4.2.1.1 Caractéristiques des boucles de PERSÉE

Comme on l'a vu en section 1.3.3, les interféromètres en frange noire utilisent des fibres monomodes pour filtrer la plupart des modes pouvant dégrader le taux d'extinction. Il reste cependant certains modes, perturbés dynamiquement, que l'on doit contrôler pour garantir un taux d'extinction profond et stable dans le temps. Ces modes sont le piston différentiel entre les faisceaux, et le tip/tilt de chacun des bras. De plus, comme il est dit en section 2.1.1, le

banc PERSÉE a pour but de simuler fidèlement les conditions d'une mission utilisant le vol en formation. On injecte donc des perturbations correspondant à un tel type de mission, que ce soit en piston comme en tip/tilt. Ces perturbations ont des amplitudes trop importantes qui ne permettent pas d'atteindre les performances requises pour l'observation d'exoplanètes, sans un contrôle adéquat de ces modes.

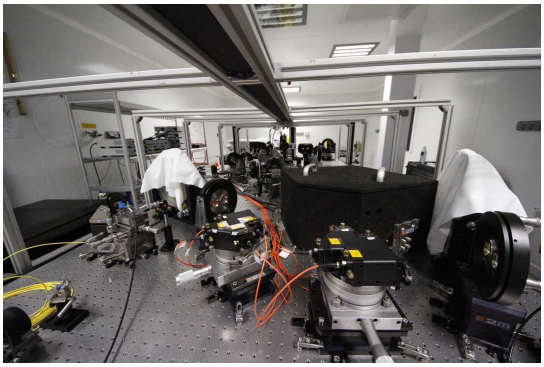
La boucle de piston utilise un Senseur de Franges FS [1] de type Mach-Zehnder Modifié réalisant une modulation quasi-ABCD spatiale (section 2.2.1) pour mesurer la différence de marche. Comme on l'a vu dans la section 2.2.2, le senseur de franges réalise l'acquisition de huit signaux : quatre états de phase correspondant aux quatre sorties du MMZ, pour deux canaux spectraux, permettant de réaliser une estimation de la différence de marche sur une dynamique plus large, présentée en section 2.3. L'acquisition est réalisée à une fréquence de 250 kHz par un multiplexeur, donc au final, chaque signal est mesuré à une fréquence de $250\ \text{kHz}/8 = 31250$ Hz. Cependant, les opérations réalisées dans la boucle n'étant pas aussi rapides, je moyenne 32 mesures par tour de boucle pour réduire la fréquence de mesure ; on a donc une fréquence trame de $f_{\text{FS}} = 31250\ \text{Hz}/32 \simeq 1$ kHz. Cette moyenne permet ainsi de réduire le bruit de mesure d'un facteur $\sqrt{32} = 5,6$.

Pour la boucle de tip/tilt, le senseur de tip/tilt FRAS [2] est en fait une caméra CCD classique sur laquelle on image les deux bras à l'aide d'un doublet convergent. La couronne extérieure de chaque faisceau est réfléchie par un miroir annulaire, avec un petit angle de 7 arcmin entre les deux miroirs. L'étoile est alors imagée par le doublet en formant deux taches sur la caméra, une par bras. Grâce à ce petit angle, les images sont séparées par environ 70 pixels, ce qui permet de calculer leur photocentre dans deux fenêtres dédiées. Le déplacement relatif des taches nous renseigne alors sur les mouvements de tip et de tilt de chaque bras. Pour cet asservissement, la fréquence trame est limitée par la fréquence maximale d'acquisition de la caméra. On cherche aussi à avoir un sous-multiple de la fréquence de la boucle de piston, pour simplifier la programmation temps réel. La fréquence de l'asservissement est donc fixée à $f_{\text{FRAS}} = f_{\text{FS}}/5 \simeq 200$ Hz, à peu près la fréquence maximale de la caméra. La figure 4.1 présente les deux senseurs des boucles de contrôle : le FS en figure 4.1a et le FRAS en figure 4.1b.

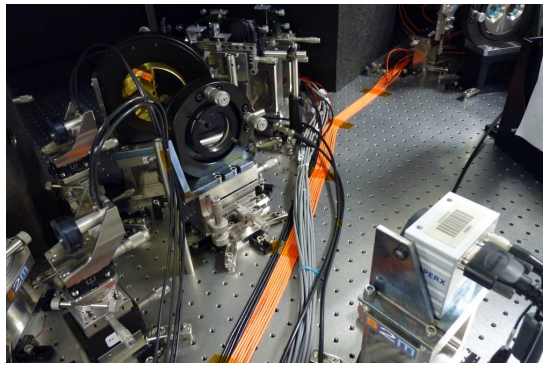
Pour réaliser la correction de tip/tilt sur chaque bras comme du piston différentiel, on utilise deux miroirs plans M6 montés sur des platines piézoélectriques piston-tip/tilt — une platine Physik Instrumente S316 pour chaque bras —, présentées en figure 4.2. Ces deux platines comportent trois transducteurs piézoélectriques (PZT) à 120° ; la combinaison judicieuse des trois mouvements des modules PZT permet d'engendrer les trois modes piston-tip/tilt. Les deux boucles d'asservissement partagent donc des actionneurs communs, ce qui fait qu'elles ne sont pas tout à fait indépendantes.

Pour la correction de piston, on peut n'utiliser qu'une seule platine comme on peut utiliser les deux en répartissant la commande sur l'un et l'autre.

1. Fringe Sensor
2. Field Relative Angle Sensor



(a) Le FS, composé du Mach-Zehnder Modifié (boite noire au centre) et des blocs spectrométriques (premier plan) incluant une dichroïque et injectant dans des fibre optiques multimodes (fibres orange).



(b) Le FRAS, composé du miroir M11, d'une lentille convergente et d'une caméra CCD.

FIGURE *4.1* – Les deux senseurs de piston et de tip/tilt, montés sur le banc PERSÉE.

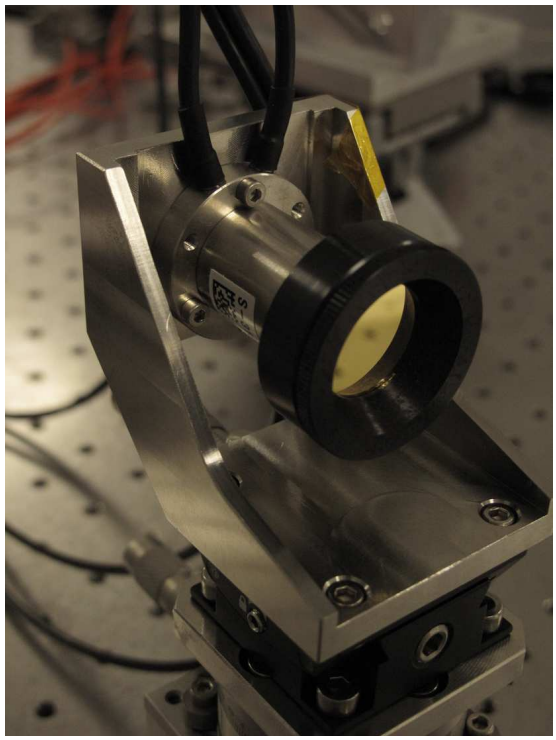


FIGURE *4.2* – Actionneurs utilisés sur le banc PERSÉE : il y en a deux, un par bras.

4.2.1.2 Description de l'architecture temps réel

L'architecture temps réel est constituée de plusieurs fonctions, avec différents degrés de priorité ; en effet, le terme *temps réel* désigne non pas une idée de vitesse d'exécution, mais plutôt de maîtrise du temps dans la réalisation des actions. Il faut donc définir les actions qui nécessitent une exécution prioritaire, à l'envoi d'un signal d'horloge. Les autres actions moins essentielles en termes de chronologie utiliseront alors le temps restant dans la trame.

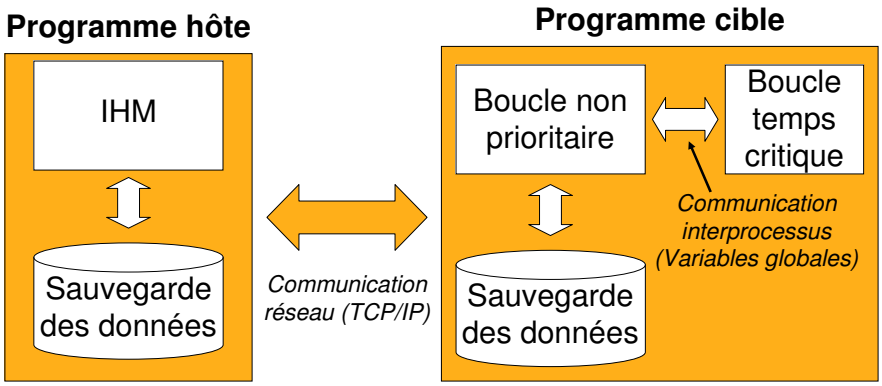


FIGURE *4.3* – Architecture temps réel du banc PERSÉE.

L'architecture temps réel du pilotage de PERSÉE, présentée en figure 4.3, dispose ainsi des fonctions suivantes :

- ❒ la boucle temps critique (Time Critical Loop, TCL), qui réalise les opérations les plus critiques au niveau temporel : l'acquisition des signaux, le calcul de la correction à appliquer, et son écriture dans un convertisseur numérique-analogique. Cette boucle est cadencée sur une horloge physique, sous-multiple d'une horloge à 20 MHz présente dans le châssis temps réel, afin de minimiser la gigue (jitter en anglais), c'est-à-dire les fluctuations des durées de trames ;
- ❒ la boucle non prioritaire (Non Critical Loop, NCL), qui communique avec la TCL à l'aide de variables globales, et qui réalise les opérations moins critiques, comme le transfert de données avec l'utilisateur et leur enregistrement dans un fichier dédié ;
- ❒ l'Interface Homme-Machine (IHM), dont la chronologie des actions n'est pas importante, et qui communique avec la NCL par envoi de paquets de données par protocole TCP/IP [3]. L'IHM réalise l'envoi de commandes à la NCL et la TCL, comme le départ et l'arrêt des boucles, ou encore le début de l'enregistrement de données, et à l'inverse reçoit une partie des données de la TCL à une fréquence de 15 Hz, pour un affichage fonctionnel.

Les boucles TCL et NCL sont implémentés dans le châssis temps réel, totalement dédié à cette tâche, alors que l'IHM est implémenté dans un ordinateur de bureau classique.

3. Transmission Control Protocol/Internet Protocol

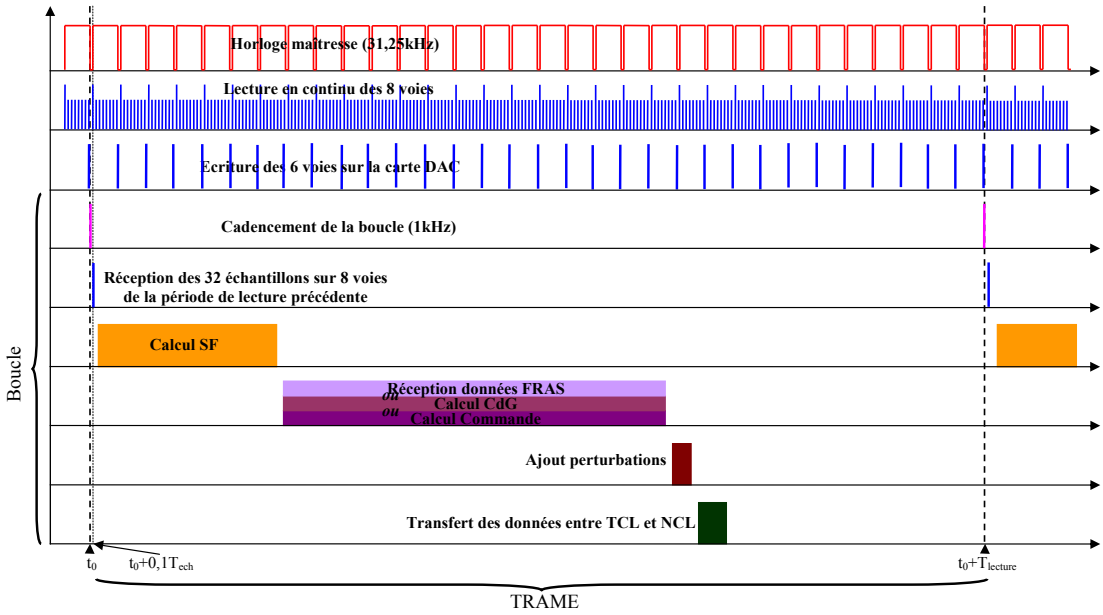


FIGURE *4.4* – Chronogramme du contrôle temps réel durant une trame de la boucle de piston. Les actions de la boucle de tip/tilt sont multiplexées le long de 5 trames de la boucle de piston.

La figure 4.4 présente le chronogramme des actions du contrôle temps réel durant une trame de la boucle de piston. On peut voir que pendant cette trame, la boucle de tip/tilt fait une partie de ses actions : charger les images des deux bras, calculer les deux photocentres, et calculer la commande à appliquer. On voit qu'il reste du temps dans la trame, en réalité alloué aux actions moins prioritaires de la NCL.

4.2.1.3 Chronologie de l'étalonnage des boucles

Pour qu'elles soient fonctionnelles, les deux boucles de contrôle de PERSÉE nécessitent un certain nombre d'étalonnages. Différentes procédures ont ainsi été mises au point, permettant d'étalonner les différents senseurs et actionneurs. L'étalonnage complet du banc est réalisé en plusieurs étapes, détaillées dans les parties suivantes, dont je vais préciser la chronologie.

La première étape (section 4.2.2) consiste à étalonner les actionneurs, les deux platines S316. Cet étalonnage me renvoie une matrice permettant de passer d'une commande en piston (en nm) et en tip/tilt (en arcsec) à une commande en tension (V) à envoyer aux 6 actionneurs. Celui-ci ne dépendant que de la configuration du banc, il ne faut la faire que lorsque la configuration est modifiée.

Une fois que j'ai obtenu cette matrice, il faut obtenir la position nominale des miroirs qui

permet une injection maximale du flux de chaque bras dans la fibre monomode qui alimente l'instrument scientifique. Pour cela (section 4.3.1.1), je réalise un balayage en tip/tilt de chaque miroir, ce qui entraîne un balayage 2D de la tache focale devant la tête de la fibre ; j'en déduit les positions des deux miroirs qui maximisent l'injection des deux bras. Cette position sert de référence pour la boucle de tip/tilt. Cette procédure utilisant une grande course peut être remplacée par une procédure moins lourde (section 4.3.1.2), qui corrige les légères variations du point de référence entre deux séquences consécutives. Cette procédure ne garantit pas l'égalité des flux entre les deux bras, mais une injection maximale du flux de chaque bras. Si les flux ne sont pas égaux, le banc étant supposé symétrique, c'est que la fibre d'injection au foyer du collimateur n'est pas réglée ; c'est pourquoi je règle le rapport de flux en inclinant la fibre d'injection de la source au foyer du miroir M0.

L'étape suivante consiste à étalonner le senseur de franges (sections 2.2.4 et 4.4.1). En effet, celui-ci est constitué de huit détecteurs mesurant les interférences des quatre sorties du MMZ sur deux canaux spectraux. Il faut donc accéder à l'information de différence de marche à partir de ces quatre états d'interférence. L'étalonnage du senseur de franges me donne une matrice qui permet de passer, pour chaque canal spectral, des quatre flux en sortie de MMZ (V) aux deux flux incohérents de chaque bras, et à deux flux cohérents en quadratures. À partir de ces quatre informations, j'obtiens ainsi le flux sur chaque bras, la visibilité des franges, et la mesure de différence de marche. Cette étape d'étalonnage nous permet également d'obtenir les longueurs d'onde centrales de chaque canal de chaque sortie, nécessaires pour l'estimation de la DDM.

Dans le cas de l'utilisation de la commande LQG, l'étape suivante consiste à identifier un modèle réaliste des perturbations, à la fois celles du laboratoire et celles injectées sur le banc (sections 2.4.4 et 4.5.1).

De précédents travaux de K. Houairi [Houairi, 2009] durant sa thèse ont porté sur l'étalonnage du senseur de frange, pour l'étude du cophasage sur le MMZ n° 1 de l'Onera, sur lesquels je me suis appuyé pour l'adapter sur le banc PERSÉE.

4.2.2 Étalonnage des actionneurs de piston-tip/tilt

Les miroirs mobiles M6 sont commandés par 6 tensions u_i, 3 par platine piston-tip/tilt ; ces tensions de commande sont calculées à l'aide des mesures fournies par le FRAS et le FS. Afin de minimiser les couplages entre les boucles, et de prendre en compte les mesures des différents senseurs, il convient de contrôler les platines S316 dans la base des modes piston-tip/tilt décris par les mesures y_i du FS et du FRAS plutôt que dans la base des tensions. Si on considère que les trois PZT de chaque platine sont identiques, alors il suffit de leur appliquer la même tension pour effectuer un mouvement de piston, alors que les mouvements de tip/tilt sont obtenus par une combinaison de tensions différentes. Ce premier algorithme simplifié avait été utilisé lors des tests à l'Onera, et dans la première utilisation du banc PERSÉE. Cependant, l'utilisation

conjointe des boucles FRAS et FS a montré un léger couplage entre les modes piston et tip/tilt. Il est donc inexact de considérer les trois PZT identiques, c'est pourquoi une autre méthode de calcul de l'étalonnage a été mise au point, pour découpler les effets de piston et de tip/tilt.

4.2.2.1 Matrice d'interaction et matrice de commande

Pour étalonner les actionneurs, il faut trouver la relation linéaire qui lie les commandes appliquées $\mathbf{u}$ et les mesures de piston-tip/tilt $\mathbf{y}$. Cette relation linéaire définit la matrice de commande $\mathbf{M}_c$:

$$\mathbf{u} = \mathbf{M}_c \mathbf{y}. \tag{4.1}$$

On cherche à découpler les deux bras, pour garantir que la matrice $\mathbf{M}_c$ soit sous la forme :

$$\mathbf{M}_c = \left(\begin{array}{c|c} \mathbf{M}_c^a & \mathbf{0} \\ \hline \mathbf{0} & \mathbf{M}_c^b \end{array} \right). \tag{4.2}$$

Or il y a 6 tensions de commandes envoyées aux 6 modules PZT, mais on ne possède que 5 mesures : une mesure de piston différentiel, et une mesure de tip et de tilt par bras. Pour obtenir un vecteur $\mathbf{y}$ de 6 composantes à partir de 5 mesures, j'ajoute une condition permettant de retourner deux informations de piston à partir d'une mesure de piston différentiel. Cette condition est variable, et peut-être modifiée à partir de l'IHM du banc : Un certain pourcentage α_{cor} de la correction en piston est appliquée au bras a, alors que le reste $(1-\alpha_{cor})$ est appliqué au bras b. Dans le cas où $\alpha_{cor} = 0,5$, le piston moyen est nul, alors que dans le cas où $\alpha_{cor} = 0$ ou 1, la correction n'est appliquée qu'à un seul bras, tandis que l'autre ne reçoit aucune correction.

Pour obtenir la matrice de commande $\mathbf{M}_c$, on détermine d'abord la matrice d'interaction $\mathbf{M}_i$, telle que :

$$\mathbf{y} = \mathbf{M}_i \mathbf{u}. \tag{4.3}$$

Pour déterminer cette matrice d'interaction, on mesure simplement l'effet $\mathbf{\Delta y}$ sur la mesure de variations $\mathbf{\Delta u}$ des tensions de commande. Elle est alors simplement obtenue par la relation :

$$\mathbf{\Delta y} = \mathbf{M}_i \mathbf{\Delta u}. \tag{4.4}$$

Si les bras sont bien découplés, la matrice d'interaction est aussi de la forme :

$$\mathbf{M}_i = \left(\begin{array}{c|c} \mathbf{M}_i^a & \mathbf{0} \\ \hline \mathbf{0} & \mathbf{M}_i^b \end{array} \right). \tag{4.5}$$

4.2.2.2 Établissement de la matrice d'interaction

En réalité, il n'est pas simple de déterminer complètement la matrice d'interaction $\mathbf{M}_{\mathrm{i}}^{j}$ de chaque bras $j \in \{\mathsf{a}, \mathsf{b}\}$. En effet, les variations appliquées sur les PZT $\mathbf{\Delta V}^{j}$ sont des incréments de tension, de $\pm 0,5$ V autour du point de fonctionnement ; pour maximiser la précision de la matrice d'interaction, des perturbations significatives sont nécessaires. Les positions des taches $(\Delta x^{j},\ \Delta y^{j})$ sont alors mesurées dans le FRAS par le calcul différentiel des photocentres entre chaque incrément de tension. Ces tensions étant appliquées en même temps sur chaque bras, les miroirs restent parallèles et le contraste des franges n'est donc pas modifié. Cependant, le fort basculement des deux faisceaux ajoute une phase différentielle entre les sorties du MMZ ; cette phase n'étant pas connue, la mesure de différence de marche n'est donc pas fiable durant cette procédure.

On détermine donc une matrice d'interaction tronquée pour chaque bras, notée $\check{\mathbf{M}}_{\mathrm{i}}^{j}$, exprimée en arcsec.$\mathrm{V}^{-1}$, de dimension 2×3, et qui vérifie :

$$\begin{pmatrix} \Delta x^{j} \\ \Delta y^{j} \end{pmatrix} = \check{\mathbf{M}}_{\mathrm{i}}^{j} \begin{pmatrix} \Delta V_{1}^{j} \\ \Delta V_{2}^{j} \\ \Delta V_{3}^{j} \end{pmatrix}. \tag{4.6}$$

La réponse du FS n'est donc pas prise en compte dans $\check{\mathbf{M}}_{\mathrm{i}}^{j}$, mais on verra dans les sections suivantes qu'il est possible de déterminer le piston induit à partir des seules mesures du FRAS et de considérations géométriques du système.

4.2.2.3 Décomposition en valeurs singulières de la matrice d'interaction

Une fois cette matrice d'interaction établie, il reste à l'inverser pour obtenir une matrice de commande en V.arcsec^{-1} pour le tip/tilt et V.nm^{-1} pour le piston. Mais l'inversion n'est pas triviale car la matrice d'interaction est une matrice 2×3 ; néanmoins, le mode piston non mesuré par la caméra doit être commandé. J'effectue donc une décomposition en valeurs singulières (SVD) de la matrice d'interaction :

$$\check{\mathbf{M}}_{\mathrm{i}}^{j} = \left(\mathbf{M}_{\mathrm{y}}^{j}\right)^{T} .\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}.\mathbf{M}_{\mathrm{u}}^{j}, \tag{4.7}$$

avec :

- $\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}$ la matrice diagonale constituée des valeurs singulières de $\check{\mathbf{M}}_{\mathrm{i}}^{j}$;
- $\mathbf{M}_{\mathrm{y}}^{j}$ est la matrice orthonormale de changement de base dans l'espace des mesures y_i ;
- $\mathbf{M}_{\mathrm{u}}^{j}$ une matrice orthonormale de changement de base dans l'espace des tensions u_i.

^{T} est l'opérateur de transposition matricielle. La SVD généralise la diagonalisation d'un endomorphisme, qui sert à déterminer ses valeurs propres et vecteurs propres. Contrairement à une diagonalisation classique, les espaces de départ et d'arrivée n'ont pas forcément les

mêmes dimensions ; par exemple, la matrice $\mathbf{M}_{\mathrm{y}}^{j}$ est rectangulaire. On ne peut donc pas parler de valeurs propres, c'est pourquoi on utilise le terme de valeurs singulières.

Appliquée ici, la SVD de $\check{\mathbf{M}}_{\mathrm{i}}^{j}$ donne une matrice $\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}$ contenant trois valeurs singulières s_0, s_1 et s_2, correspondant dans l'ordre aux modes piston, tip et tilt. Chaque valeur singulière caractérise la sensibilité du mode associé, dont les coordonnées dans l'espace des mesures ou des tensions sont données par les matrices $\mathbf{M}_{\mathrm{y}}^{j}$ (2×3, dans l'espace des mesures) et $\mathbf{M}_{\mathrm{u}}^{j}$ (3×3, dans l'espace des tensions) :

- ❒ Les valeurs singulières s_1 et s_2, proches mais non identiques, correspondent aux basculements suivant les axes x et y.
- ❒ La valeur singulière s_0, quasi-nulle, correspond à un mode non vu par le FRAS, le piston.

4.2.2.4 Calcul de la matrice de commande

La matrice de commande $\mathbf{M}_{\mathrm{c}}$ est obtenue par la pseudo-inversion de l'équation (4.7) :

$$\mathbf{M}_{\mathrm{c}}^{j} = \left(\mathbf{M}_{\mathrm{u}}^{j}\right)^{T} \left(\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}\right)^{\dagger} \mathbf{M}_{\mathrm{y}}^{j}, \tag{4.8}$$

où † est l'opérateur de pseudo-inversion, appliqué à la matrice $\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}$. On parle de pseudo-inverse, car en l'état, la matrice $\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}$ n'est pas inversible à cause de la valeur nulle de s_0.

Pour calculer une sorte d'inversion, trois méthodes peuvent être envisagées :

1. La commande filtrée : le mode piston étant non vu, une solution habituelle consiste à le filtrer lors de l'inversion. Pour cela, on définit $\left(\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}\right)^{\dagger}$ telle que :

$$\left(\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}\right)^{\dagger} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & s_1^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & s_2^{-1} \end{pmatrix}. \tag{4.9}$$

   La matrice de commande $\mathbf{M}_{\mathrm{c}}^{j}$ est alors 3×2. Le piston dans $\mathbf{y}$ n'est pas pris en compte. Cette solution n'est pas intéressante pour le cas de PERSÉE, car on cherche à contrôler ce mode non vu.

2. La commande sommaire : il suffit d'ajouter une colonne à la matrice $\mathbf{M}_{\mathrm{c}}^{j}$ précédente pour obtenir une matrice 3×3 permettant la commande en piston. La nouvelle colonne utilise les données fournies par le constructeur, en calculant une constante k (en $\mu\mathrm{m.V}^{-1}$) identiques pour les six PZT.

3. La commande SVD : même si le mode piston n'est jamais explicitement mesuré par la caméra car non vu, la première ligne de la matrice $\mathbf{M}_{\mathrm{u}}^{j}$ contient les composantes en tension de ce mode. Cependant, la matrice $\mathbf{M}_{\mathrm{u}}^{j}$ étant une matrice orthonormée, il manque un terme multiplicatif pour ajuster l'amplitude, normalement donné par le premier terme diagonal de $\left(\mathbf{M}_{\mathrm{s}}^{j}\right)^{\dagger}$. Je cherche donc à calculer ce terme multiplicatif, soit en utilisant

un modèle géométrique du miroir, soit en étalonnant ce coefficient avec une source de longueur d'onde connue.

C'est la solution 2 qui avait été retenue sur PERSÉE jusqu'à présent. Elle présente l'inconvénient d'introduire une commande en piston purement *a priori*, sans s'appuyer sur des mesures réelles (sensibilité spécifique des PZT, orientation par rapport à l'axe optique,...). La constante k devait donc être ajustée à la main selon que les PZT étaient utilisés en autocollimation ou à 30°.

La solution 3, la commande SVD, paraît maintenant mieux adaptée, car exploitant au mieux les mesures. Il reste cependant à normaliser le mode piston obtenu, ou à déterminer le facteur multiplicatif $\mathbf{M}_s[0,\ 0]$. Pour cela, il suffit de déterminer le piston introduit lors du déplacement de chaque tache.

4.2.2.5 Influence de la résolution dans l'étalonnage

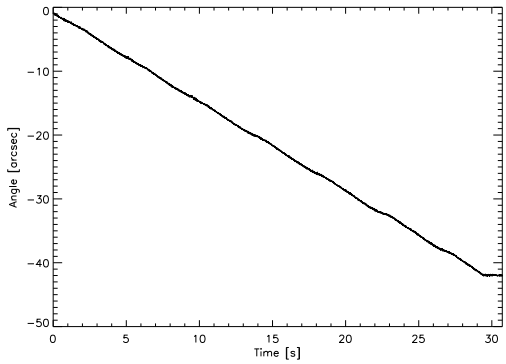
La mesure du FRAS est réalisée par le calcul du photocentre des images des deux bras de l'interféromètre sur une caméra CCD. Or la focale de la lentille réalisant ces images a été choisie de manière à avoir le lobe central de la tache d'Airy étalé sur un peu plus de deux pixels, pour une bande spectrale comprise entre $0,6$ et $0,8$ µm (la précédente bande spectrale d'utilisation du FRAS). la focale de la lentille du FRAS étant de $F_{\text{FRAS}} = 260$ mm, la taille du pixel de la caméra étant de $p_{pix} = 7,5$ µm, et le diamètre du faisceau étant de $D_{\text{FRAS}} = 13,33$ mm, alors à $\lambda = 0,7$ µm, la fréquence de coupure du système est alors :

$$\frac{\lambda F_{\text{FRAS}}}{D_{\text{FRAS}}} = 13,7 \text{ µm},$$

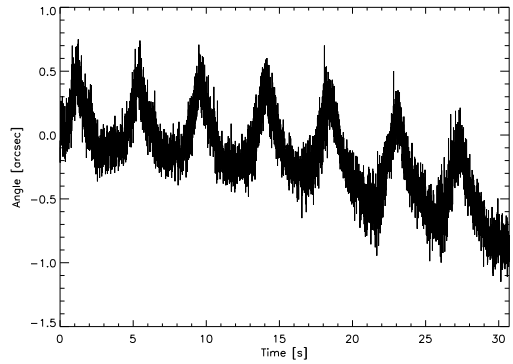
ce qui correspond à $1,8$ fois la taille du pixel. Or comme on n'utilise plus les lames dichroïques prévues initialement, mais un miroir annulaire pour sélectionner une partie du flux de chaque bras, on voit donc l'intégralité du spectre de la source qui est détectable par la caméra. Or la source Fianium émet à partir de $0,4$ µm, et le maximum de la bande est limité par la caméra à 1 µm. La bande spectrale considérée a cependant une longueur d'onde moyenne proche de $0,5$ µm, du fait que la source Fianium émet fortement dans le visible. J'ai donc une tache d'Airy plus petite que prévue, dont la taille est approximativement de $9,8$ µm, ce qui correspond à $1,3$ pixels. L'échantillonnage de la tache est donc insuffisant selon le critère de Shannon, qui devrait être supérieur à 2 pixels. Cela engendre des effets présentés sur les figures 4.5 et 4.6.

Les figures 4.5 et 4.6 présentent les mesures obtenues sur le FRAS pendant l'envoi d'une rampe en x et en y sur le miroir M1b, piloté par l'actionneur S330 réalisant les perturbations en tip/tilt. Les deux rampes envoyées ont une amplitude de 60 arcsec, durant 30 s.

Sur la figure 4.5a, on peut remarquer qu'en x, la rampe mesurée ne fait que 42 arcsec d'amplitude, du fait qu'un mouvement mécanique en x a une amplitude optique divisée par $\sqrt{2}$ par rapport à l'amplitude optique du même mouvement mécanique en y. Cela est dû à la géométrie à 45° du miroir M1b.

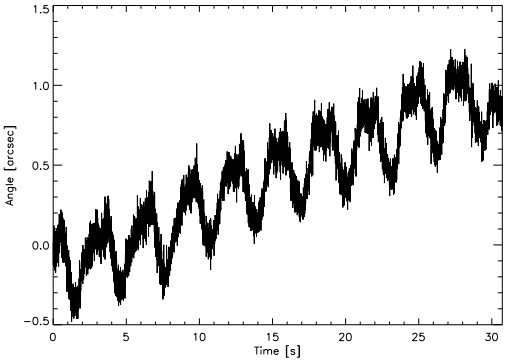


(a) Mesure sur l'axe *x*.

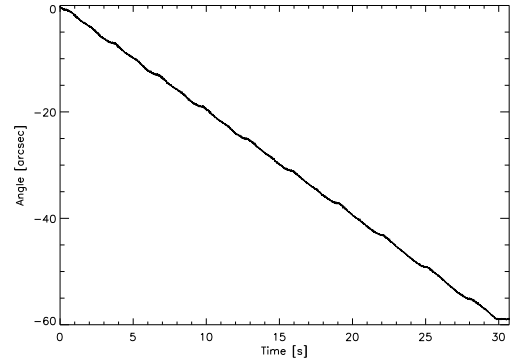


(b) Mesure sur l'axe *y*.

FIGURE *4.5* – Envoi d'une rampe sur le S330 suivant l'axe *x*, et mesures sur le FRAS en *x* et *y*.



(a) Mesure sur l'axe *x*.



(b) Mesure sur l'axe *y*.

FIGURE *4.6* – Envoi d'une rampe sur le S330 suivant l'axe *y*, et mesures sur le FRAS en *x* et *y*.

On observe sur la figure 4.5b que la rampe en *x* engendre une faible rampe de 1 arcsec en *y* et inversement sur la figure 4.6a ; cela montre que les axes de la platine S330 sont légèrement inclinés d'environ 2˚ par rapport aux axes du FRAS.

Mais ce qui est le plus notable est cette non-linéarité bien visible sur chaque rampe. Celle-ci est périodique, et on peut voir 7 périodes sur la figure 4.5 et 10 périodes sur la figure 4.6. On a donc une période constante de 6 arcsec, ce qui correspond en réalité à exactement 1 pixel de la caméra. Cette non-linéarité est en fait due à la forme de la tache sur la caméra. En effet, la tache étant plus petite que 2 pixels, on ne satisfait pas le théorème de Shannon. La mesure est alors

sensiblement perturbée par les intervalles entre les pixels, ainsi que par le seuillage réalisé pour supprimer le bruit de fond dans le calcul du photocentre. On peut voir sur ces courbes que cet effet n'est pas négligeable, surtout si on veut avoir une précision meilleure que $0,1$ arcsec sur la mesure, soit $0,17$ % de la tache d'Airy.

4.2.2.6 Procédure par rampes

J'ai donc cherché des solutions pour éviter les problèmes de non-linéarités de la mesure de tip/tilt. C'est pourquoi, au lieu de réaliser des paliers de $\pm U$ de tension sur chaque PZT, je réalise une rampe de tension entre $-U$ et $+U$, avec une vitesse constante. Ainsi, j'obtiens une rampe sur la mesure, et en cherchant sa pente moyenne, je peux remonter à la matrice d'interaction $\check{\mathbf{M}}_{\mathrm{i}}^{j}$. En effet, dans le cas de rampes de tensions, l'équation (4.6) devient

$$\begin{pmatrix} \dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \\ \dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{\mathrm{i}} \begin{pmatrix} \dfrac{\mathrm{d}V_1}{\mathrm{d}t} \\ \dfrac{\mathrm{d}V_2}{\mathrm{d}t} \\ \dfrac{\mathrm{d}V_3}{\mathrm{d}t} \end{pmatrix}. \tag{4.10}$$

Le principe reste donc le même, et permet d'aboutir à une matrice d'interaction plus précise que dans le cas d'échelons, car je moyenne toutes les non-linéarités qui pourraient intervenir. Cependant, même si l'étalonnage est plus précis, je ne règle pas le problème de la non-linéarité observée sur les figures 4.5 et 4.6.

La deuxième correction que j'applique est un filtre passe-haut devant la lentille du FRAS, avec une longueur d'onde de coupure de $0,8$ µm. Ainsi, je réduis la bande spectrale vue par le FRAS, et j'augmente la taille de la PSF au-delà du critère de Shannon. Les mesures obtenues sont désormais plus linéaires.

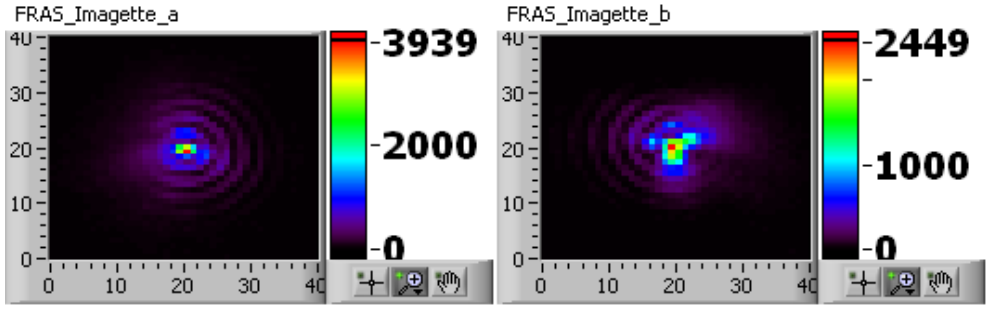
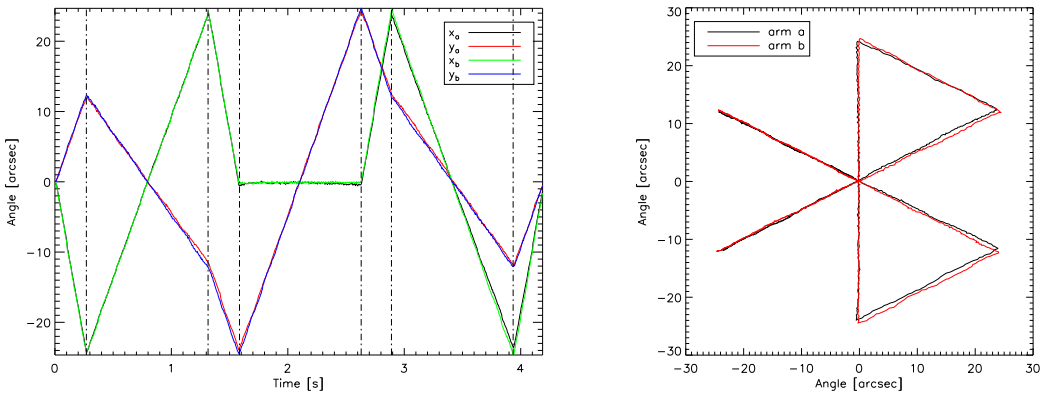


Figure *4.7* – Images des deux bras obtenues sur la caméra du FRAS.

La figure 4.7 présente les images des deux bras provenant de la caméra du FRAS, et telles qu'elles sont visibles sur l'IHM. Chaque image a un champ de 20×20 pixels^2, soit $120 \times$

120 arcsec^2. Les images sont normalement seuillées à 10 % du flux maximum, ce qui n'est pas le cas ici. On peut clairement voir les anneaux secondaires de la FEP, bien visible du fait d'une forte obstruction centrale linéaire des faisceaux de 75 %. À part ces anneaux, on observe d'autres aberrations, notamment de la coma, qui dégrade légèrement les images, et plus fortement le bras b. On mesure donc le photocentre de ces FEP pour obtenir les variations de tip et de tilt, notamment pour l'étalonnage des actionneurs.



(a) Données temporelles. ***(b)*** Représentation XY.

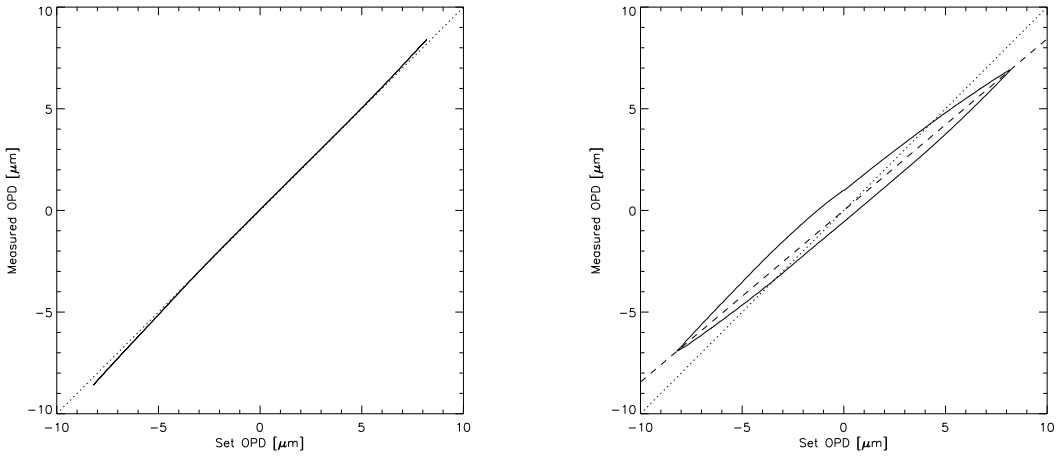
FIGURE *4.8* – Données temporelles des photocentres du FRAS lors de son étalonnage et représentation en XY de ces mêmes données.

La figure 4.8 présente une acquisition obtenue durant l'étalonnage des actionneurs, dans la configuration en autocollimation présentée en section 3.2.2. Sur la figure 4.8a, on peut voir les données temporelles mesurées par le FRAS, c'est-à-dire les mesures d'angle sur les deux axes orthogonaux du FRAS, pour les deux bras de l'interféromètre. Quant à la figure 4.8b, elle correspond à la visualisation XY du mouvement des bras durant l'étalonnage. On peut voir les trois rampes de tension appliquées aux trois PZT, avec des rampes secondaires pour éviter les sauts de tensions, et pour avoir une perturbation qui part de 0 et revient à 0. On voit bien sur la courbe de droite que les axes ont un angle de 120° entre eux, et qu'ils ont une réponse quasi identique, qui donne une amplitude du mouvement quasi-identique, et donc une forme d'hexagone régulier. Dans la configuration finale décrite en section 3.3, les faisceaux ont une incidence de 30° sur les miroirs M6, donc l'hexagone obtenu n'est plus régulier : la dimension verticale est multipliée par cos(30°). Contrairement aux figures 4.5 et 4.6, on n'observe plus de non-linéarités périodiques dans les mesures du FRAS correspondant aux passage des pixels. Les solutions appliquées ont donc été efficaces.

4.2.3 Analyse des actionneurs

4.2.3.1 Linéarité

Pour avoir des boucles d'asservissement optimales, il est important d'avoir des actionneurs bien linéaires, avec un minimum d'hystérésis. La linéarité en piston est la plus critique, car c'est la perturbation la plus importante en interférométrie en frange noire. Je mesure donc la linéarité de l'actionneur en piston, avec le FS, en appliquant une rampe en aller-retour, de 16 μm d'amplitude ; le résultat est présenté en figure 4.9.



(a) Avec jauges de contraintes.

(b) Sans jauges de contraintes.

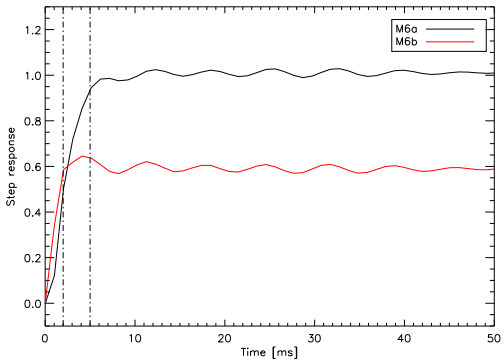
FIGURE *4.9* – Mesure de la linéarité d'un des deux actionneurs.

Cette mesure est cependant aussi dépendante de la linéarité du FS. La mesure étant effectuée avec la bande $\mathcal{I}$, on verra en section 4.4.1.4 que la linéarité de la mesure est bonne. On voit sur la figure 4.9a un petit écart à la linéarité, mais il est faible, et peut-être dû à une mauvaise estimation de la longueur d'onde. On ne voit cependant pas d'hystérésis, l'actionneur a une très bonne répétabilité dans le mouvement. Cela est principalement dû aux jauges de contraintes, installées sur chaque PZT, et qui contrôlent la position de chaque PZT en fonction de la commande appliquée. Ces jauges de contraintes ont chacune un bouton d'allumage mécanique, qui permet de mettre chaque actionneur en boucle ouverte ou fermée. Selon le constructeur, le bruit de position des PZT est 2 fois moins fort sans jauges qu'avec. Cependant, il y a des contreparties, comme une hystérésis importante, mesurée en figure 4.9b.

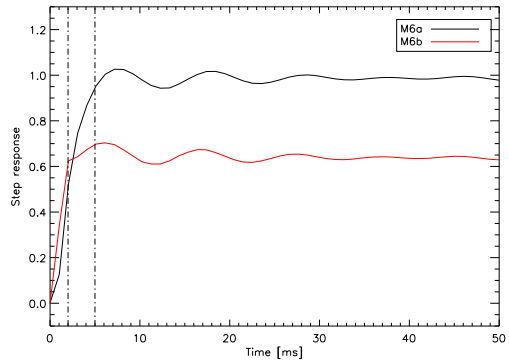
Sur cette figure, l'hystérésis est clairement visible, avec une amplitude de plus de 2 μm, et en plus un biais de la pente moyenne de 16 %. L'amplitude de la rampe, au lieu des 16 μm attendus, est de 13, 4 μm. On verra dans le reste de ce chapitre que cette hystérésis et ce biais peuvent poser des problèmes, bien qu'éteindre les jauges puisse également avoir des avantages.

4.2.3.2 Réponse temporelle

Une deuxième caractéristique importante de l'actionneur est sa réponse temporelle à un échelon. J'envoie donc une série d'échelons de piston, de 300 nm d'amplitude ; je mesure alors la différence de marche obtenue avec le FS. Ce test est fait pour les deux actionneurs S316, en allumant et éteignant les jauges de contrainte. Les résultats sont présentés en figure 4.10.



(a) Platine S316 du miroir M6a.



(b) Platine S316 du miroir M6b.

FIGURE *4.10* – Réponse à un échelon de piston des deux platines S316. La courbe noire est obtenue avec les jauges et la courbe rouge sans ces jauges.

Ces tests ont aussi été effectués avec des échelons de 10 nm, et présentent exactement les mêmes évolutions. Ainsi, la réponse est bien proportionnelle à la tension envoyée (pas d'effets d'inertie), ce qui confirme le formalisme linéaire employé. Mais sur la figure 4.10, on voit surtout que le temps de montée de l'actionneur est loin d'être négligeable puisque, avec les jauges de contrainte, il faut environ 5 trames du FS pour que la valeur de consigne soit atteinte, soit 5 ms. Sans les jauges, ce temps de monté n'est plus que de 2 ms, mais la valeur finale est biaisée de 40 % par rapport à la consigne. C'est donc plus important que le biais de la réponse à une rampe analysée précédemment.

On remarque dans la figure 4.10a une oscillation de période 7 ms, soit une fréquence de 140 Hz, alors que dans la figure 4.10b, l'oscillation a une période de 8 ms, soit une fréquence de 125 Hz. On retrouve bien les fréquences mécaniques mesurées indépendamment avec des accéléromètres. Ces oscillations sont dues aux fréquences de résonance mécaniques des deux montures supportant les S316 et leur miroir. Cependant, le fort écart entre les fréquences de résonances des deux platines est plutôt surprenant, les montages étant identiques. Il est possible que cela soit dû aux serrages différentiels de ces platines, à des tirages différentiels dans les réglages ou à des différences dans les ressorts utilisés dans les montures.

4.3 Caractérisation du contrôle du tip/tilt de PERSÉE

4.3.1 Étalonnage du senseur de tip/tilt

En l'état, le senseur de tip/tilt n'a pas vraiment besoin d'étalonnage pour passer de la mesure en pixels à une mesure d'angle ; en effet, par construction géométrique, je sais que 1 pixel de la caméra correspond à 6 arcsec dans le senseur. Pour obtenir l'équivalent sur ciel, il suffit de diviser cette valeur par le grandissement des compresseurs de faisceaux (les télescopes afocaux). Dans la configuration actuelle de PERSÉE, le grandissement est de 1, car nous n'avons pas mis les afocaux, mais dans le cas de PÉGASE, ce grandissement est de 20. La boucle d'asservissement est donc utilisable en l'état ; cependant, comme on l'a vu en section 4.2.1.3, la boucle de tip/tilt a besoin d'une position de référence, sur laquelle elle doit faire la poursuite, correspondant à l'injection maximum dans la fibre monomode qui dirige le flux de la sortie III du MMZ — celle de la frange noire — vers la caméra scientifique.

4.3.1.1 Recherche de la position optimale d'asservissement

Pour obtenir cette position de référence, je réalise un balayage de chaque miroir séquentiellement, en masquant le flux de l'autre bras. Dans une précédente configuration, les actionneurs PZT de l'autre bras étaient placés en butée pour ne pas injecter le flux correspondant dans la fibre ; cette solution avait l'inconvénient de placer les modules piézoélectriques dans des conditions extrêmes de positionnement, qui ne garantissait pas la répétabilité de la position des miroirs lorsque je revenais en fonctionnement normal. De plus il était possible qu'une réflexion parasite du flux « masqué » vienne perturber la mesure de l'autre bras. C'est pourquoi j'ai installé deux obturateurs pilotés par l'IHM, qui permettent de masquer le flux de chaque bras (voir figure 4.11). Cette solution est bien plus reproductible, les PZT n'effectuant aucun mouvement ; de plus je suis sûr qu'aucun photon du bras masqué ne vient perturber la mesure.

La procédure consiste en un balayage 2D des deux axes du FRAS. J'enregistre alors un flux plus ou moins important sur la caméra scientifique, en fonction de la position de la tache focale par rapport à l'entrée de la fibre monomode. La figure 4.12a présente le balayage utilisé, alors que la figure 4.12b est un signal typique obtenu lors de l'acquisition par la caméra scientifique : le premier paquet correspond au bras `a` et le deuxième au bras `b`, et le pic entre les deux correspond à un signal parasite au moment du passage d'un bras à l'autre.

Je reconstruis l'image 2D en repliant le signal, connaissant le balayage utilisé. L'acquisition et l'envoi de la commande utilisent la même horloge, cependant il subsiste un décalage temporel entre ces deux signaux ; celui-ci est dû au calculateur, ainsi qu'au temps de réponse des actionneurs et au temps de lecture de la caméra. Or, comme je réalise un balayage en aller retour selon l'axe des x (figure 4.12a), je peux déterminer ce décalage en calculant l'écart entre les données du sens positif de x et celles du sens négatif ; je me sers ainsi d'une propriété de sy-

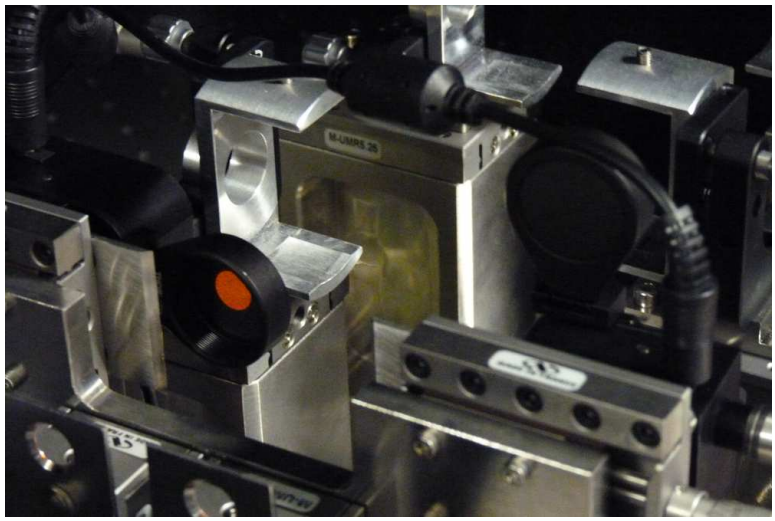
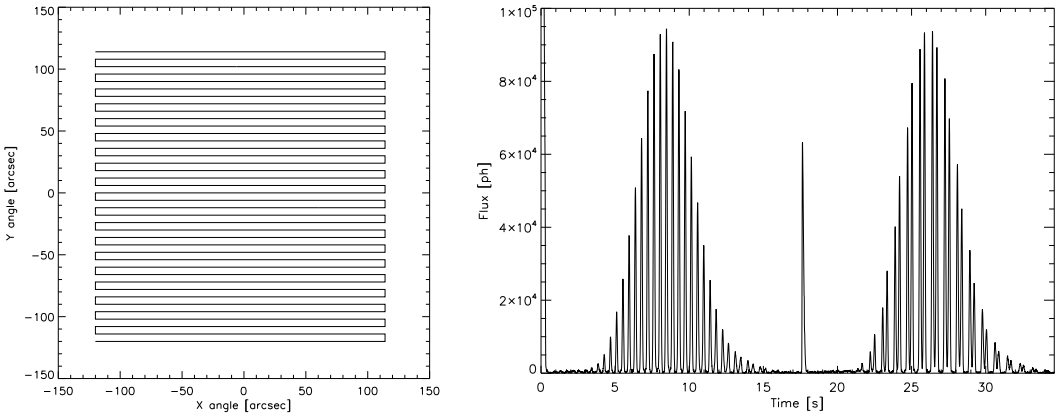


FIGURE *4.11* – Masques motorisés permettant de couper l'arrivée du flux dans un bras ou dans l'autre. Ici, le masque b est en place alors que le masque a est levé.



(a) Balayage utilisé. ***(b)*** Données temporelles.

FIGURE *4.12* – Balayage utilisé lors de l'étalonnage et signal typique d'acquisition de la caméra, obtenu en sommant tous les canaux spectraux.

métrie du signal. Celui-ci est alors interpolé pour corriger ce décalage, et ainsi reconstruire une image conforme. Le résultat de cette reconstruction est présenté en figure 4.13, pour chaque pixel de la caméra.

J'obtiens une tache correspondant au taux de couplage de la fibre monomode, c'est-à-dire la convolution de la PSF de chaque canal avec le mode de guidage fondamental de la fibre.

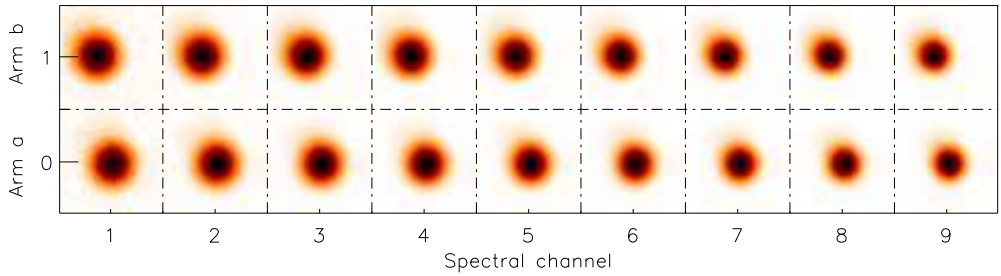


FIGURE *4.13* – Mesures du coefficient de couplage de la fibre monomode, pour chaque canal spectral de la caméra. Les longueurs d'onde centrales décroissent de gauche à droite.

En effet, selon [Ruilier & Cassaing, 2001], le flux couplé dans une fibre monomode est donné par

$$I \simeq I_{\text{inj,max}} \exp\left[-\frac{4}{5}\left(a_2^2 + a_3^2\right)\right], \tag{4.11}$$

avec a_2 et a_3 les coefficients de Zernike du tip et du tilt. Ces coefficients sont reliés aux angles de tip et tilt par

$$\begin{cases} \alpha - \alpha_{\text{ref}} = \dfrac{2\lambda a_2}{\pi D} \\ \beta - \beta_{\text{ref}} = \dfrac{2\lambda a_3}{\pi D} \end{cases}, \tag{4.12}$$

avec D le diamètre du faisceau (ici, $D = 9$ mm), α et β les angles de tip et tilt, et α_{ref} et β_{ref} les angles de référence de tip et tilt, c'est-à-dire ceux qui maximisent l'injection dans la fibre.

La largeur à mi-hauteur d'une fonction gaussienne d'écart-type σ étant $2\sqrt{2\ln 2}\,\sigma$, alors le diamètre à mi-hauteur θ_{inj} de la fonction de couplage est

$$\theta_{\text{inj}} = \frac{2\sqrt{5\ln 2}}{\pi}\frac{\lambda}{D}. \tag{4.13}$$

Ce diamètre est donc proportionnel à λ. C'est ce qu'on peut voir sur la figure 4.13 : le diamètre de la tache diminue lorsque la longueur d'onde diminue (de gauche à droite). Numériquement, sur PERSÉE, θ_{inj} varie entre 45 et 67 arcsec, en fonction de la longueur d'onde. Sur la figure 4.13, chaque case fait 120 arcsec de côté, donc ces valeurs de diamètres semblent plutôt cohérentes.

À partir de la reconstruction de la tache intégrée sur toute la bande spectrale pour les deux bras, je calcule simplement le photocentre des deux taches, ce qui donne l'offset à appliquer aux deux miroirs. Comme les taches sont centro-symétriques, il correspond au maximum d'injection du flux de chaque bras dans la fibre. En réalité, la caméra scientifique est un spectromètre ;

je peux donc mesurer la position pour chaque canal spectral, et voir s'il y a un tilt chromatique sur le banc. Cependant, les mesures effectuées ne montrent pas de chromatisme de la position de référence. Cette information est très importante, car cela veut dire que l'optimisation de l'injection dans la fibre monomode est indépendante de la longueur d'onde.

La position des deux taches focales sur le FRAS sont alors enregistrées, comme position de référence pour la boucle d'asservissement du tip/tilt.

Cette procédure permet d'étalonner une première fois la position de référence de la boucle de tip/tilt, mais avec les variations de température, cette position de référence varie sensiblement. Il faut donc contrôler la position nominale de temps en temps, pour stabiliser les niveaux de flux injectés. Or, cette procédure est longue (voir figure 4.12b) et cherche une position absolue dans le cas d'une première mise en marche du banc. Une deuxième procédure plus rapide a donc été mise au point, pour permettre de corriger les petites variations locales de cette position de référence de manière plus précise.

4.3.1.2 Procédure de correction de la position optimale

Pour corriger la position de référence, l'idée est de fermer la boucle d'asservissement du FRAS, et de faire évoluer le point de fonctionnement. J'utilise ainsi la mesure du FRAS comme un signal de position pour piloter précisément les miroirs.

Comme on peut voir sur les figures 4.13 et 4.12b, les taches obtenues sont bien circulaires, et de forme gaussienne. Ainsi, une fois à proximité du centre, il n'est pas nécessaire de faire un autre balayage 2D pour obtenir la position de référence ; je peux la calculer à partir de données selon 2 axes orthogonaux.

À partir des équations (4.11) et (4.12), j'approxime le terme exponentiel par un polynôme du premier ordre, ce qui revient à approximer le flux injecté par :

$$I(\alpha,\beta) \simeq I_{\text{inj,max}} \left(1 - \frac{1}{5}(\pi\sigma D)^2 \left[(\alpha-\alpha_{\text{ref}})^2 + (\beta-\beta_{\text{ref}})^2\right]\right). \tag{4.14}$$

L'erreur relative de cette approximation est alors de 0.06 % à 6 arcsec, et 1 % à 12 arcsec. Elle est donc bien valide pour des angles inférieurs à la dizaine de secondes d'arc.

Pour réaliser cette correction du tip/tilt de référence, je me suis inspiré de la méthode du dithering (voir section 5.3.5.5).

Sur les deux bras, j'ajoute à la position courante (α_0, β_0) un petit angle $\pm\theta_\varepsilon = \pm 6$ arcsec, soit 10 % du diamètre de la tache d'Airy, et je mesure le flux injecté dans la fibre. On note

$$\begin{cases} I_0 = I(\alpha_0, \beta_0) \\ I_{\alpha_-} = I(\alpha_0 - \theta_\varepsilon, \beta_0) \\ I_{\alpha_+} = I(\alpha_0 + \theta_\varepsilon, \beta_0) \\ I_{\beta_-} = I(\alpha_0, \beta_0 - \theta_\varepsilon) \\ I_{\beta_+} = I(\alpha_0, \beta_0 + \theta_\varepsilon) \end{cases}. \tag{4.15}$$

La démonstration suivante du calcul d'α_{ref} est également valable pour β_{ref}. Je considère que durant l'étalonnage, le flux $I_{\text{inj,max}}$ est constant, c'est-à-dire que la source ne subit pas de fluctuations. Dans la réalité, même s'il y a des fluctuations, on verra en section 5.3.5.1 qu'on les corrige à l'aide de la voie de référence décrite en section 3.4.2. À β fixé, $I(\alpha)$ est donc approximé par une parabole, dont je mesure trois points :

$$\begin{cases} I_0 = I_{\text{inj,max}} \left(1 - \frac{1}{5} (\pi\sigma D)^2 \left[(\alpha_0 - \alpha_{\text{ref}})^2 + (\beta_0 - \beta_{\text{ref}})^2\right]\right) \\ I_{\alpha_+} = I_{\text{inj,max}} \left(1 - \frac{1}{5} (\pi\sigma D)^2 \left[(\alpha_0 + \theta_\varepsilon - \alpha_{\text{ref}})^2 + (\beta_0 - \beta_{\text{ref}})^2\right]\right) \\ I_{\alpha_-} = I_{\text{inj,max}} \left(1 - \frac{1}{5} (\pi\sigma D)^2 \left[(\alpha_0 - \theta_\varepsilon - \alpha_{\text{ref}})^2 + (\beta_0 - \beta_{\text{ref}})^2\right]\right) \end{cases} \tag{4.16}$$

Ainsi,

$$I_{\alpha_+} - I_{\alpha_-} = \frac{4}{5} I_{\text{inj,max}} (\pi\sigma D)^2 (\alpha_0 - \alpha_{\text{ref}}) \theta_\varepsilon, \tag{4.17}$$

et

$$\begin{aligned} I_{\alpha_+} + I_{\alpha_-} &= 2I_{\text{inj,max}} \left(1 - \frac{1}{5} (\pi\sigma D)^2 \left[(\alpha_0 - \alpha_{\text{ref}})^2 + \theta_\varepsilon^2 (\beta_0 - \beta_{\text{ref}})^2\right]\right) \\ &= 2I_0 + \frac{2}{5} I_{\text{inj,max}} (\pi\sigma D)^2 \theta_\varepsilon^2. \end{aligned} \tag{4.18}$$

Donc en couplant les équations (4.17) et (4.18), on obtient l'angle α_{ref} avec les expressions des flux. En utilisant la même démonstration pour le calcul de β_{ref}, on obtient :

$$\begin{cases} \alpha_{\text{ref}} = \alpha_0 - \dfrac{I_{\alpha_+} - I_{\alpha_-}}{2 (I_{\alpha_+} + I_{\alpha_-} - 2I_0)} \cdot \theta_\varepsilon \\ \beta_{\text{ref}} = \beta_0 - \dfrac{I_{\beta_+} - I_{\beta_-}}{2 \left(I_{\beta_+} + I_{\beta_-} - 2I_0\right)} \cdot \theta_\varepsilon \end{cases}. \tag{4.19}$$

La figure 4.14 présente un enregistrement des données de la caméra durant une correction du tip/tilt de référence. On peut voir qu'un déplacement de 6 arcsec engendre une baisse de flux d'environ 2 % à la longueur d'onde moyenne de 2 µm. Comme on peut le voir sur cette figure, les corrections à appliquer sont en général minimes, inférieures à 0.5 arcsec (0,9 % de tache d'Airy).

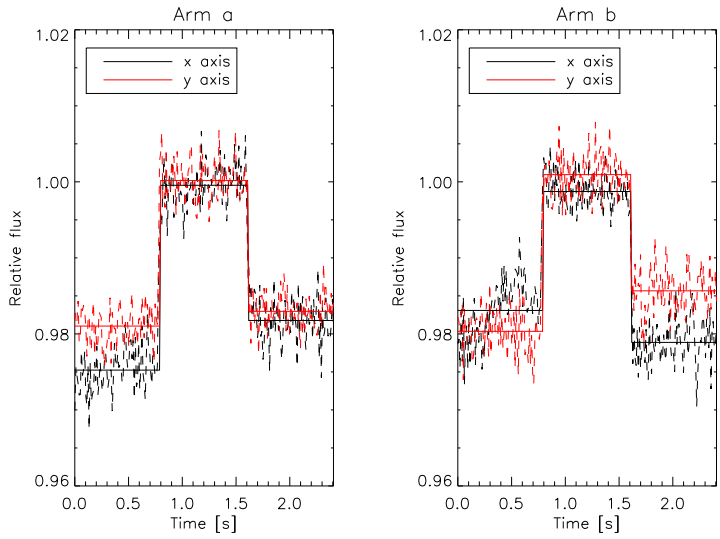


FIGURE *4.14* – Données enregistrées par la caméra durant un étalonnage fin du tip/tilt.

4.3.2 Analyse de la boucle de contrôle de tip/tilt

4.3.2.1 Fonction de transfert de réjection

La boucle d'asservissement du tip/tilt utilise un contrôleur de type intégrateur, comme décrit dans la section 2.4.1.3. La boucle tourne à une fréquence de 31250 Hz/160, soit à peu près 200 Hz, car c'est un sous-multiple de la fréquence du FS, qui est 5 fois plus rapide. Cependant, contrairement à la description faite en section 2.4.1.3, le retard de la boucle n'est pas de 2 trames, mais de $1,8$ trames. En effet, dans la section 4, j'explique que les étapes du calcul de la commande de la boucle de tip/tilt sont séquentiellement réalisées pendant les trames de la boucle de piston, qui tourne 5 fois plus vite. Or la commande est envoyée au 4^{e} tour de boucle, laissant ainsi une trame où la boucle de tip/tilt ne fait rien pour que le châssis temps réel puisse réaliser d'autres actions moins prioritaires. Le retard est donc légèrement réduit. Cela a une influence sur la fonction de transfert de réjection, présentée en figure 4.15, ainsi que sur la fonction de transfert de bruit (voir section 2.4.1.2).

Sur cette figure, en la comparant à la figure 2.7a dans le cas d'un retard de 2 trames, on peut voir que le saut d'amplification après la fréquence de coupure a une amplitude réduite. Par exemple, pour un gain de $0,5$, l'amplitude est réduite de $2,2$ à $1,8$. On voit que la fréquence de coupure à -3 dB (réjection de $0,71$) est fortement dépendante du gain de l'intégrateur, passant de $1,5$ à 10 Hz lorsque le gain passe de $0,05$ à $0,5$. Ainsi, même avec un gain élevé, la correction n'est réalisée que jusqu'à $f_{\mathrm{FRAS}}/20$. Il faut donc que les perturbations de l'environnement soient inférieures à cette fréquence de coupure pour pouvoir être corrigées.

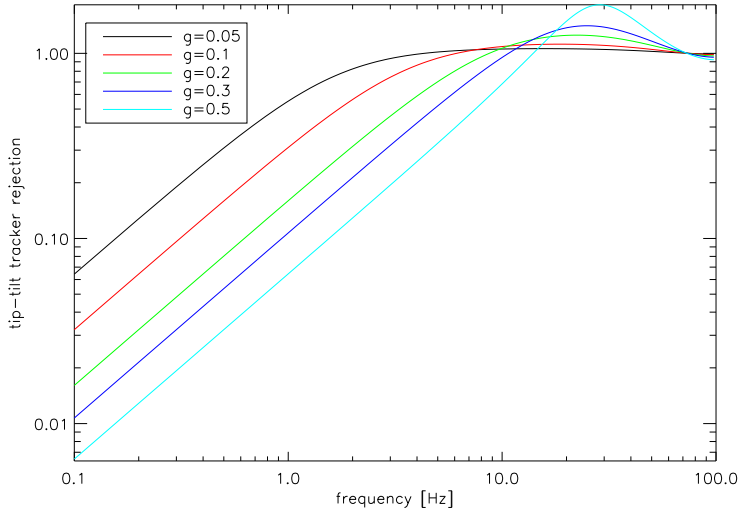


FIGURE *4.15* – Fonction de transfert de réjection du suiveur de tip/tilt, en fonction du gain de l'intégrateur.

4.3.2.2 Performances de la boucle de tip/tilt

La figure 4.16 présente justement les DSP de tip/tilt en boucle ouverte, obtenues sur les axes x et y du FRAS, sur les deux bras de l'interféromètre.

En boucle ouverte je mesure des perturbations avec un écart type de l'ordre de 500 mas rms ; sur la figure 4.16, on peut voir que les perturbations de tip/tilt sont principalement aux basses fréquences, correspondant à de faibles perturbations dues à la turbulence. Le palier qu'on observe à haute fréquence correspond au bruit de mesure, lequel est ajouté à la perturbation. Celle-ci étant principalement en dessous de 5 Hz, le contrôleur intégrateur ne nécessite pas un gain élevé. La figure 4.17 présente les DSP des deux axes pour les deux bras, en boucle fermée avec un gain de $0,05$.

Lorsque je ferme la boucle, les DSP obtenues (figure 4.17) ne présentent plus que du bruit globalement blanc, correspondant au bruit de mesure. J'ai donc un contrôle quasi optimal des perturbations du laboratoire. Il est possible de pousser le gain jusqu'à $0,2$, mais au-delà, les performances ne s'améliorent plus, voire se dégradent, à cause de l'amplification du bruit après la fréquence de coupure. De plus, le découplage des modes de piston et de tip/tilt n'étant pas parfait, une boucle trop agressive en tip/tilt risquerait de diminuer les performances de la boucle de piston.

Dans cette configuration, comme présenté dans la figure 4.18, j'ai obtenu un résidu en tip/tilt sur chaque axe de $\boldsymbol{\sigma_{\theta,\mathrm{a}} \simeq \sigma_{\theta,\mathrm{b}} \simeq \sigma_\theta = 56}$ **mas rms**, ce qui est bien inférieur aux 100 mas rms spécifiés. Les deux axes sont équivalents, ce qui donne une statistique du résidu centro-

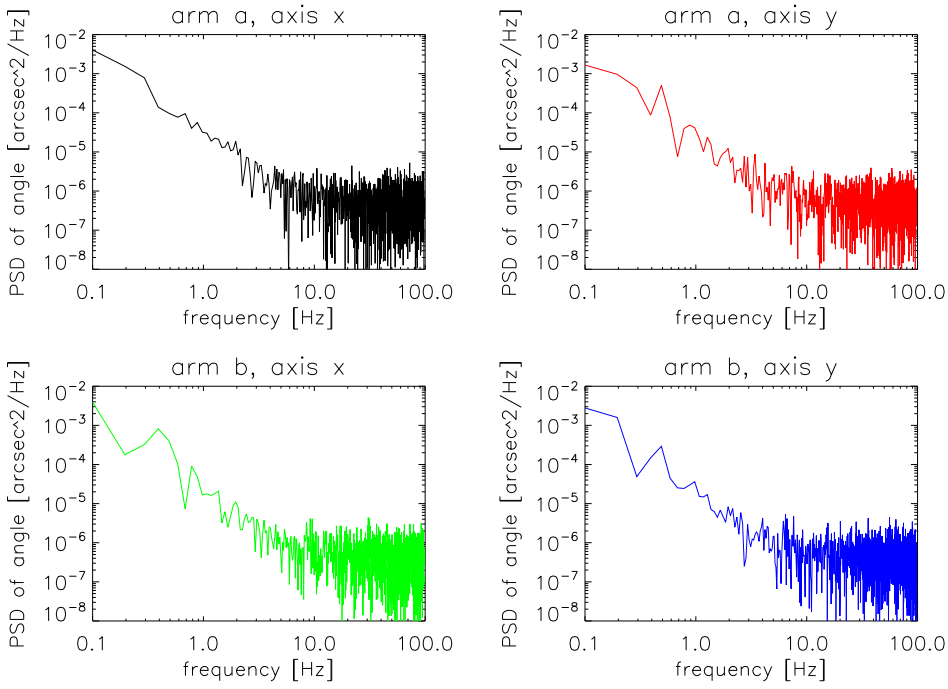


FIGURE *4.16* – DSP des différents angles mesurés par le senseur de tip/tilt, en boucle ouverte.

symétrique. Le résultat est équivalent sur les deux bras, malgré la différence dans les taches focales servant à la mesure dans le FRAS (voir figure 4.7).

4.3.2.3 Sensibilité au flux

Le résultat précédent a été obtenu dans des conditions optimales de flux, pas forcément adaptés aux cibles observées. J'ai donc fait une analyse de la performance de la boucle de contrôle en fonction du flux disponible dans chaque bras, arrivant sur le détecteur. J'ai donc fait varier le flux en défocalisant plus ou moins la fibre d'injection de la source polychromatique, en conservant les mêmes densités optiques devant le FRAS. Le flux est mesuré en considérant le nombre d'ADU [4] total de la sous-image de chaque bras sur la caméra du FRAS, et converti en nombres de photons à l'aide des caractéristiques du capteur. Ce flux correspond donc au nombre de photons arrivant sur chaque sous-partie du détecteur du FRAS, et ne tient pas compte de la transmission du banc. La figure 4.19 présente le résultat de cette étude.

On peut voir sur cette figure que, en échelles logarithmiques, l'écart-type de résidu de tip/tilt

4. Analog to Digital Unit

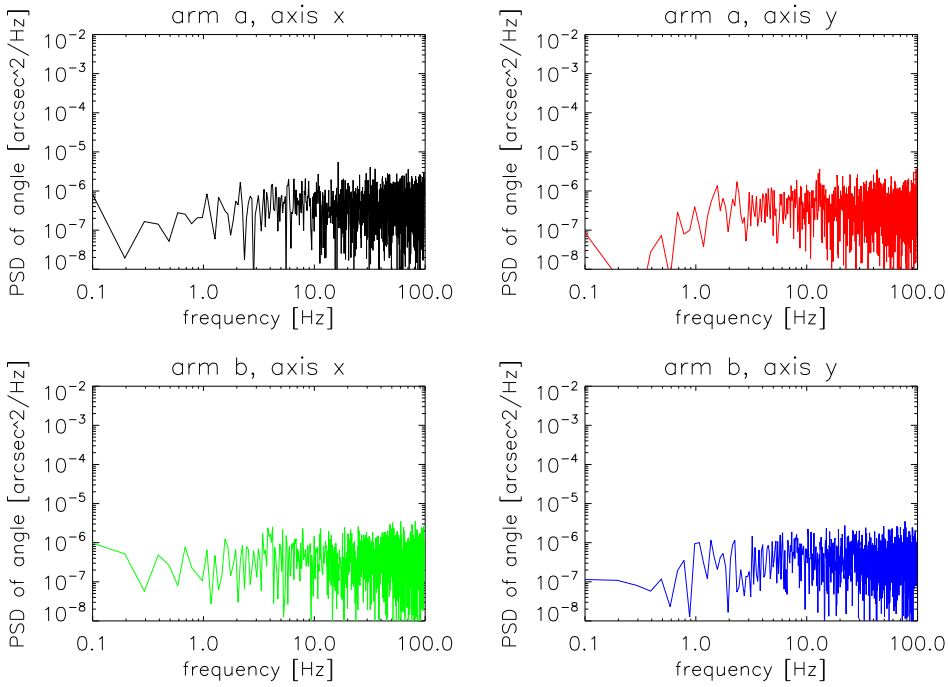


FIGURE *4.17* – DSP des différents angles mesurés par le senseur de tip/tilt, en boucle fermée.

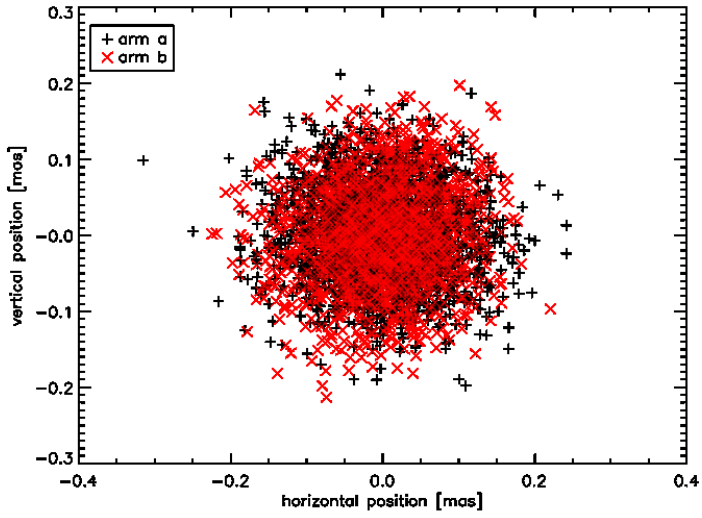


FIGURE *4.18* – Variations des angles des deux bras a et b sur 10 s, en boucle fermée.

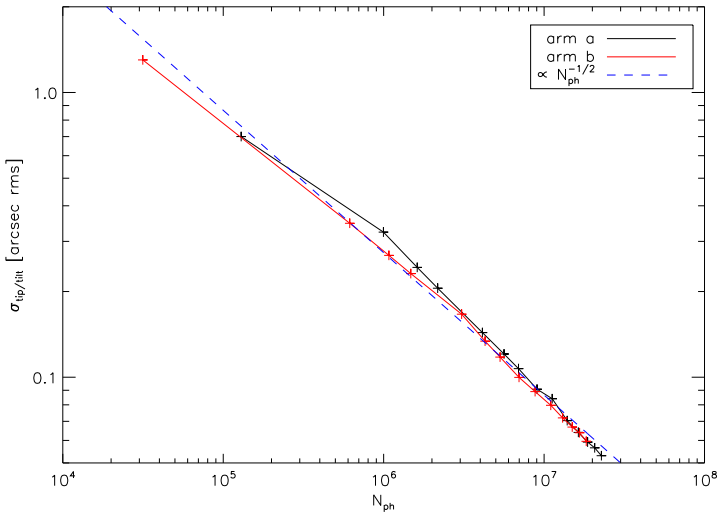


FIGURE *4.19* – Résidu de correction en tip/tilt en fonction du flux dans chaque bras.

σ_θ possède une décroissance linéaire avec une pente $-1/2$ en fonction du nombre de photons par bras N_{ph}. Ainsi,

$$\sigma_\theta \propto N_{\text{ph}}^{-\frac{1}{2}}. \tag{4.20}$$

La performance de la boucle d'asservissement de tip/tilt est donc limitée par le bruit de photons. Ce résultat n'a pas évolué au cours des modifications de configurations ; cela montre encore que ce ne sont pas les perturbations qu'engendreraient les éléments du banc qui limitent la qualité de la correction. Ainsi, on ne peut pas descendre en dessous de 2×10^5 photons par bras pour conserver un résidu de tip/tilt meilleur que 600 mas rms.

On avait pourtant vu en section 3.4.1.3 que le flux est dominé par les fluctuations de la source ; cependant, tous les pixels voient les mêmes fluctuations, ce qui fait qu'elles n'influent pas sur le calcul du photocentre. Par contre, chaque pixel voit un flux différent, et donc un bruit de photons d'amplitude différente. C'est pour cela que seul ce bruit limite la mesure, le bruit de détecteur étant très faible et son influence réduite par l'application d'un seuil aux images.

4.4 Caractérisation du contrôle du piston de PERSÉE

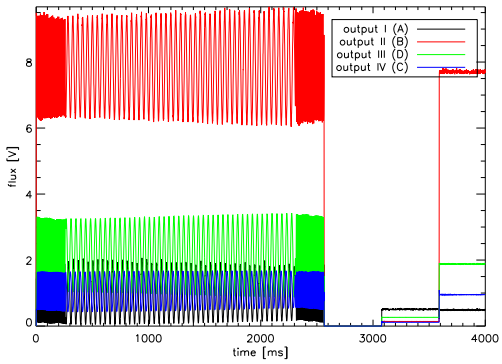
4.4.1 Étalonnage du senseur de franges

Contrairement au tip/tilt, le piston n'est pas une donnée triviale à obtenir. Comme nous l'avons vu, sur PERSÉE, le piston est mesuré à l'aide du MMZ (section 2.2.2), qui réalise

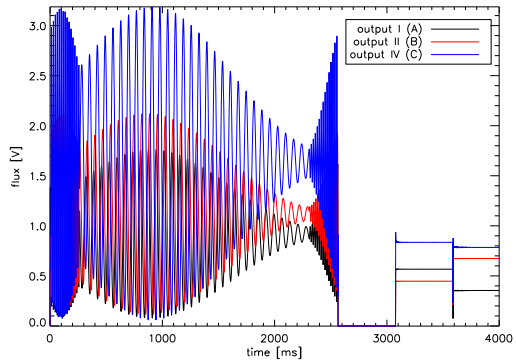
une modulation quasi-ABCD spatiale (section 2.2.1). Cette modulation spatiale nécessite un étalonnage, pour pouvoir en déduire l'information de différence de marche des franges d'interférence obtenues. Le principe de cette procédure a été décrit dans la section 2.2.4. Elle a été décrite et mise en œuvre par K. Houairi durant sa thèse pour le banc de test du cophasage à l'Onera [Houairi, 2009]. Cependant, le passage aux différentes configurations — notamment des sources monochromatiques à la source polychromatique — a fait apparaître des limitations, qui ont obligé à certaines modifications décrites ci-dessous.

4.4.1.1 Passage du monochromatique au polychromatique

Dans la première configuration en autocollimation, j'utilise plusieurs sources monochromatiques : pour le FS, une diode laser fibrée à 830 nm et une SLED à 1320 nm. Ces deux sources n'ont pas la même longueur de cohérence. En effet, la diode laser a une largeur spectrale inférieure à 1 nm, soit une longueur de cohérence de plusieurs millimètres, donc elle ne présente pas d'effet d'enveloppe visible sur quelques dizaines de microns. Quant à la SLED, elle a une largeur spectrale de 40 nm, et donc une longueur de cohérence de 40 µm. La figure 4.20 présente des données d'étalonnage des voies $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$.



(a) source $\mathcal{I}$.



(b) source $\mathcal{J}$.

FIGURE *4.20* – Données obtenues en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ lors d'une procédure d'étalonnage du FS avec des sources étroites.

On distingue 4 étapes dans cet étalonnage :

1. une rampe de piston de 38 µm d'amplitude, entourée de deux rampes plus rapides pour centrer la rampe autour du point courant et éviter les sauts de DDM trop importants, qui engendre des franges d'interférences ;
2. une mesure du courant d'obscurité, en dépointant les faisceaux ;
3. une mesure du flux dans le bras a, en dépointant le bras b ;

4. une mesure du flux dans le bras b , en dépointant le bras a.

Sur la figure 4.20a, on voit une légère variation de l'enveloppe, mais qui n'est pas due à la longueur de cohérence de la source $\mathcal{I}$. Celle-ci est due au fait que la procédure utilisée pour étalonner les actionneurs S316 des miroirs M6 ne découplait pas parfaitement les modes pistons et tip/tilt, car la méthode utilisée est celle du calcul de la *commande sommaire*, décrite en section 4.2.2.4. Ainsi, pendant la rampe de piston de l'étalonnage, un léger tip/tilt est engendré, ce qui dégrade la teinte plate et modifie le contraste des franges dans les sorties du MMZ.

Par contre sur la figure 4.20b, on voit nettement l'enveloppe des franges due à une longueur de cohérence plus courte. Alors qu'il est impossible de discriminer la frange centrale dans les franges en $\mathcal{I}$, il est facile de repérer le contraste maximum des franges en $\mathcal{J}$ pour se placer sur la frange centrale, à DDM nulle. Dans cette configuration, il n'y avait pas de donnée en sortie III, car elle était utilisée pour injecter la source $\mathcal{J}$. La source $\mathcal{I}$ avait quant à elle son propre banc d'injection dans la sortie II. L'étendue de mesure des franges des deux sources est présentée en figure 4.21.

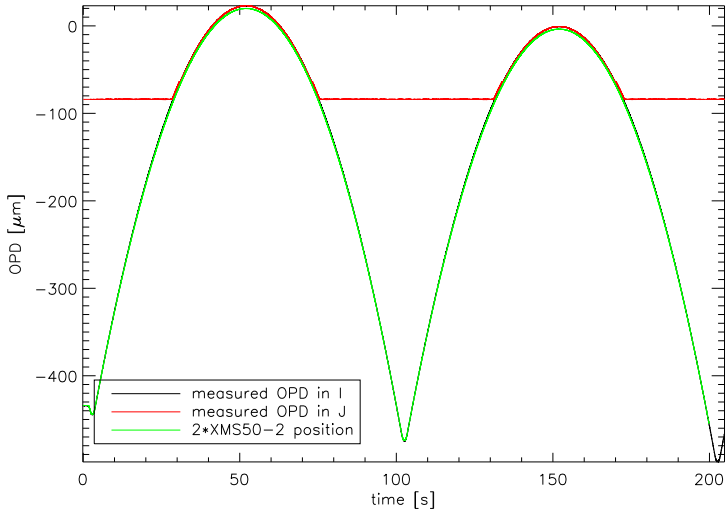


FIGURE *4.21* – Mesure de la DDM lors de l'injection d'une dérive parabolique.

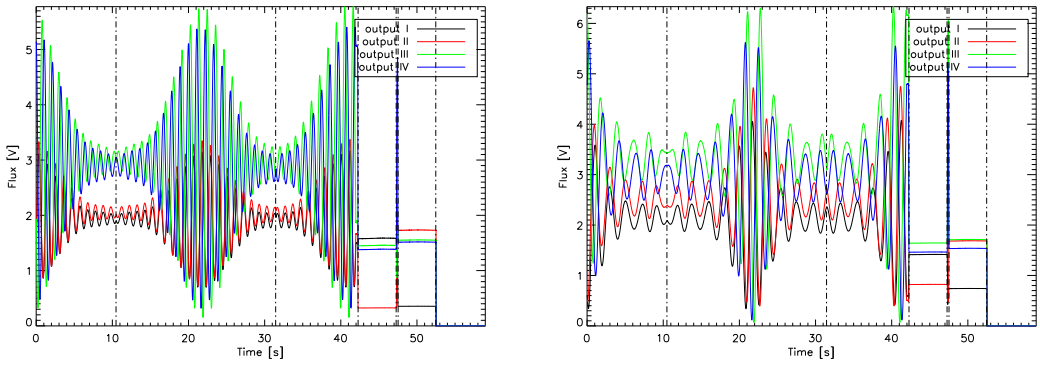
Ces données ont été obtenues lors de l'injection d'une suite de dérives paraboliques à l'aide d'une ligne à retard de grande course XMS50. Ces paraboles correspondent à ce qu'on observerait entre deux corrections de trajectoire des satellites par propulseurs à impulsions de gaz. Les mesures de DDM obtenues en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$, normalement repliées par la périodicité des franges, sont ici déroulées *a posteriori*, et comparée à la mesure de position de la platine XSM50. Cette mesure est multipliée par 2, du fait qu'un déplacement d'une ligne à retard engendre une DDM double. On peut voir sur cette figure que la mesure déroulée en $\mathcal{I}$ se superpose très bien à la mesure de la platine — la courbe noire est derrière la verte —, avec cependant un très léger

écart de 0, 4 %, mais on voit que les franges s'étendent sans problème jusqu'à $\delta = -500$ µm ; j'ai même obtenu d'autres mesures jusqu'à $\delta = \pm 5$ mm. Quant à la mesure déroulée de $\mathcal{J}$, elle est presque égale à celle de $\mathcal{I}$ jusqu'à $\delta = -65$ µm, où il y a un décalage d'une frange à cause d'une erreur de déroulement de la phase, et la mesure n'est plus du tout valide pour $\delta \geq -85$ µm. Ces valeurs sont symétriques pour les DDM positives, ce qui fait une dynamique de mesure de franges en $\mathcal{J}$ de 170 µm, alors qu'en $\mathcal{I}$ elle est de plus de 10 mm.

Dans cette première version de l'étalonnage, on considère que les longueurs d'onde sont connues et ne varient pas. Or les deux sources utilisées sont sensibles aux variations de température, qui peuvent engendrer des décalages de la longueur d'onde de quelques nanomètres. Ce décalage n'est pas forcément très important, mais il peut dégrader la mesure de cohérençage, qui permet d'étendre la dynamique de mesure de différence de marche (voir section 2.3).

Seulement, l'étoile qu'on veut observer lors d'une mission spatiale n'est pas une somme discrète de sources étroites comme celles utilisées ici. Ainsi, lors de la redéfinition du banc présenté en section 3.4.1, j'ai utilisé une source polychromatique pour simuler l'étoile, une source supercontinuum Fianium. Le spectre émis est très large, et à l'aide de lames dichroïques, il est séparé en plusieurs bandes spectrales, dont une en $\mathcal{I}$ (entre 0, 8 et 1 µm) et une en $\mathcal{J}$ (entre 1 et 1, 65 µm), pour la mesure de la différence de marche par le FS.

Ces bandes spectrales, bien plus larges que celles des sources étroites utilisées précédemment, donnent donc des enveloppes de franges plus petites. On peut voir ce changement, dans la figure 4.22.



(a) Source $\mathcal{I}$. ***(b)*** Source $\mathcal{J}$.

FIGURE *4.22* – Données obtenues en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ lors d'une procédure d'étalonnage du FS en polychromatique.

Tout d'abord, même si le principe reste globalement le même, quelques modifications ont été apportées à la procédure. Comme on peut le voir sur la figure 4.22, la mesure du courant d'obscurité est désormais à la fin de la procédure ; la rampe de piston a également été modi-

fiée, elle a maintenant une amplitude de 16 µm, et est entourée de deux rampes de piston de vitesse opposée, ce qui rend le signal symétrique à chaque aller-retour. Comme on le verra en section 4.4.1.3, on utilise cette symétrie pour obtenir le retard temporel entre le signal et la rampe injectée.

Durant la phase d'étude du banc PERSÉE, K. Houairi avait démontré que pour optimiser le cohérençage avec les données du FS, il fallait avoir deux bandes spectrales de mêmes longueurs de cohérence, pour avoir des enveloppes similaires pour les deux bandes ; il a donc défini que la longueur d'onde qui devait séparer les deux bandes spectrales était de 1 µm. Seulement, ce calcul a été fait pour un FS fonctionnant entre $0,8$ et $1,5$ µm. Or finalement, la longueur d'onde de coupure haute n'est pas $1,5$ µm, mais $1,65$ µm. Ce qui fait que la longueur de cohérence de la bande spectrale $\mathcal{J}$ est plus petite que celle de $\mathcal{I}$. Ce résultat est bien visible sur la figure 4.22, l'enveloppe en $\mathcal{J}$ est plus étroite qu'en $\mathcal{I}$. Les bandes spectrales ont déjà été analysées en section 3.6 à l'aide du mode FTS ; cependant, on peut ajouter qu'en comparant les figures 4.22a et 4.22b, on voit bien que les franges en $\mathcal{I}$ sont plus régulières, avec une enveloppe assez continue, alors qu'en $\mathcal{J}$, les franges n'ont pas une fréquence constante, et leurs enveloppes sont visiblement différentes pour les 4 sorties. La mesure avec la bande $\mathcal{J}$ risque donc de poser problème.

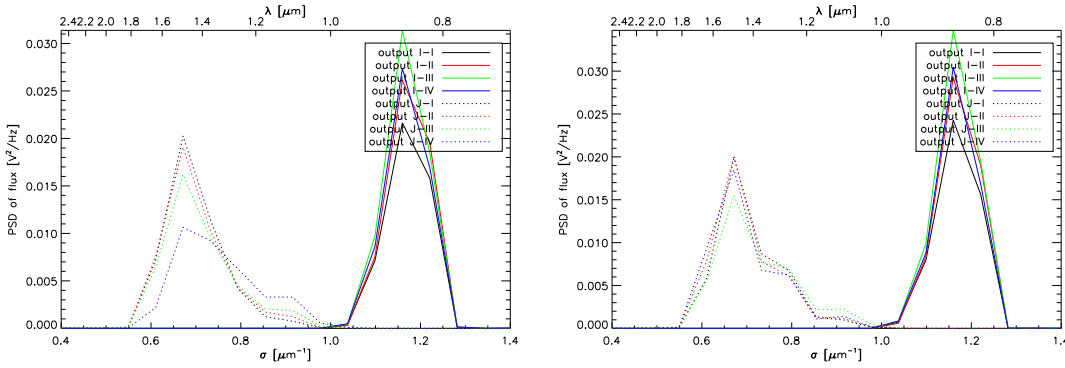
La difficulté du cohérençage, notamment avec l'estimateur élargi présenté en section 2.3.2, réside dans le fait qu'il faut connaître précisément le rapport des longueurs d'onde utilisées, pour pouvoir étendre la dynamique de mesure de manière efficace ; or cela est incompatible avec la première procédure mise en œuvre, car elle ne tient pas compte du changement de configuration et des possibles variations de longueur d'onde centrale.

4.4.1.2 Étalonnage par passage dans l'espace de Fourier

Pour obtenir les longueurs d'onde centrales, j'ai utilisé le principe de la Spectroscopie par Transformée de Fourier décrite en section 3.6, appliquée aux données d'étalonnage. Pour obtenir la résolution de 10 nm des figures 3.29b et 3.29d, il a fallu une rampe de DDM de 1 mm d'amplitude. Or avec les actionneurs S316 utilisés pour la correction de différence de marche, il n'est pas possible d'avoir une telle course, et de toute manière je ne cherche pas une telle résolution spectrale. J'utilise donc la figure d'interférence des données de calibration (figure 4.22), et par transformation de Fourier de ces franges, j'obtiens un pic plus ou moins large centré sur la longueur d'onde moyenne de chaque sortie.

Lors de l'étalonnage du FS, la fréquence de la boucle est réduite de 1 kHz à 100 Hz, limitant ainsi le bruit de mesure. La rampe de DDM a une vitesse de $0,8$ µm.s^{-1}, mais je ne considère le signal qu'entre $-2,4$ µm et $+2,4$ µm autour de la frange centrale ; donc l'amplitude de la rampe considérée est de $4,8$ µm. Ainsi, d'après les équations (3.7) et (3.8), considérant que je réalise un fenêtrage de Hann pour améliorer la précision du calcul de la longueur d'onde centrale, la résolution spectrale en nombre d'onde est de $\Delta\sigma = 0,2$ µm^{-1}, et la résolution spectrale relative des bandes spectrales $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ sont $R_{\mathrm{FS},\mathcal{I}} \simeq 6$ et $R_{\mathrm{FS},\mathcal{J}} \simeq 4$. Les spectres obtenus ont

donc une très basse résolution, mais sont suffisants pour déterminer la longueur d'onde centrale de chaque sortie. On peut voir la basse résolution de ces spectres sur la figure 4.23, qui présente des mesures en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ dans deux conditions d'alignement.



(a) Spectres en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ avec la voie $\mathcal{J}$ IV mal réglée.

(b) Spectres en $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ avec la voie $\mathcal{J}$ IV bien réglée.

FIGURE *4.23* – Spectres par transformée de Fourier, dans deux situations d'alignement.

Cette figure présente deux conditions d'alignement du FS. La figure 4.23a présente un cas de mauvais réglage : les spectres des 4 sorties de la bande $\mathcal{J}$ ne sont pas identiques. Ainsi, il y a une grande disparité dans les longueurs d'onde centrales de ces 4 sorties : la sortie IV a une longueur d'onde moyenne de $1,25$ μm, alors que les 3 autres sorties ont des longueurs d'onde moyennes vers $1,35$ μm. Les franges d'interférences des 4 sorties n'ont donc pas la même période, et l'algorithme quasi-ABCD est fortement dégradé, car la linéarité est compromise lors de l'établissement de l'équation (2.9). Cette forte disparité dans les spectres est expliquée par les défauts d'alignement des lentilles focalisant les sorties du MMZ dans les fibres optiques multimodes. Dans la section 3.3.2.4, j'ai présenté une méthode pour vérifier l'alignement de ces lentilles ; cependant, cette méthode n'est pas très précise, et a montré ici sa limitation. Les lentilles utilisées sont des doublets achromatiques, qui ont une aberration chromatique de l'ordre du diamètre de la fibre multimode. Donc si la focalisation n'est pas parfaitement réalisée, une des extrémités du spectre sera moins bien injectée que l'autre. En modifiant cette focalisation, avec le contrôle par le mode FTS, je corrige ainsi la longueur d'onde centrale de chaque voie, comme présenté en figure 4.23b.

Les déphasages entre les différentes sorties sont également mesurés grâce à ce mode FTS, car lors de la transformation de Fourier, il y a une information de phase du fait que la TF d'un signal réel est complexe. La phase de la TF à la longueur d'onde centrale de la bande étudiée correspond à la phase de la sinusoïde étudiée, avec une référence arbitraire commune à tous les signaux. Comme référence de phase, je considère la phase de la sortie III, qui correspond à la sortie de frange noire ; en effet, cette phase est censée être nulle.

4.4.1.3 Calcul du retard à l'aide de propriétés de symétrie

Sur PERSÉE, toutes les acquisitions et commandes sont soumises à des horloges synchronisées entre elles, à des fréquences multiples les unes des autres. Cependant, des limitations intrinsèques et de programmation entraînent des décalages temporels entre la mesure réalisée et la commande envoyée. Lors de l'étalonnage du FS, je veux déterminer la position des miroirs M6 qui correspond à la frange centrale. En effet, cette position dépend de l'alignement du banc, et plus précisément de la différence de marche entre les faisceaux pour une position moyenne des actionneurs S316 des miroirs M6. Tout d'abord, je fais en sorte d'avoir une DDM d'alignement inférieure à ± 5 µm autour de la frange centrale, en translatant une des deux lignes à retard présentées en section 3.2.2 alors que les actionneurs des miroirs M6 sont à mi-course ; ainsi, je suis sûr de passer par la DDM nulle lors de la rampe d'étalonnage.

La position de la frange centrale est donnée par la phase du signal de la sortie III. Cependant, je n'obtiens pas directement la commande à appliquer pour avoir une DDM nulle, mais l'instant du passage à cette position dans les données d'étalonnage. Pour obtenir la commande correspondante, il faut déterminer quelle tension était appliquée au passage de la frange centrale. J'utilise alors le fait que la commande appliquée est une rampe symétrique, en aller-retour ; les franges d'interférence obtenues sont alors symétriques.

Je calcule donc le coefficient de corrélation croisé entre la mesure des franges d'interférence et la même mesure temporellement inversée, et j'obtiens alors une fonction dont le maximum correspond au retard entre la mesure et la commande envoyée.

Cependant, pour que cette méthode fonctionne, il faut que l'actionneur de piston n'ait aucune hystérésis entre l'aller et le retour, sinon la symétrie des franges obtenues n'est pas valide. La linéarité des actionneurs a été présentée en section 4.2.3.1, et montre qu'avec les jauges de contraintes, cette linéarité est bien obtenue ; cependant, sans les jauges, l'hystérésis présentée en figure 4.9b est trop forte pour utiliser une quelconque propriété de symétrie.

Pour l'utilisation de l'interféromètre en frange noire, la position de référence n'est pas le minimum de la sortie III des bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$, mais plutôt de la bande de l'instrument scientifique ; si tout est parfait, ce sont les mêmes positions, mais en réalité il existe des effets chromatiques qui font que ces trois minima sont à des différences de marche différentes. C'est pourquoi j'ai couplé les données de la caméra scientifique avec celles du FS pour obtenir cette position ; cet étalonnage est détaillé en section 5.3.

4.4.1.4 Analyse de l'étalonnage

Les données d'étalonnage ont ainsi permis d'obtenir la matrice de démodulation, décrite en section 2.2.3.2. Or on peut tester la validité de cette matrice, directement avec les données d'étalonnage, et plus précisément avec la figure d'interférence obtenue lors de la rampe de DDM.

Je rappelle que la matrice de démodulation $\mathbf{D}^k$ de chaque bande $k \in \{\mathcal{I}, \mathcal{J}\}$ est définie par

$$\mathbf{X}_I^k = \mathbf{D}^k \mathbf{Y}_I^k, \tag{4.21}$$

avec $\mathbf{Y}_I^k$ le vecteur des intensités mesurées :

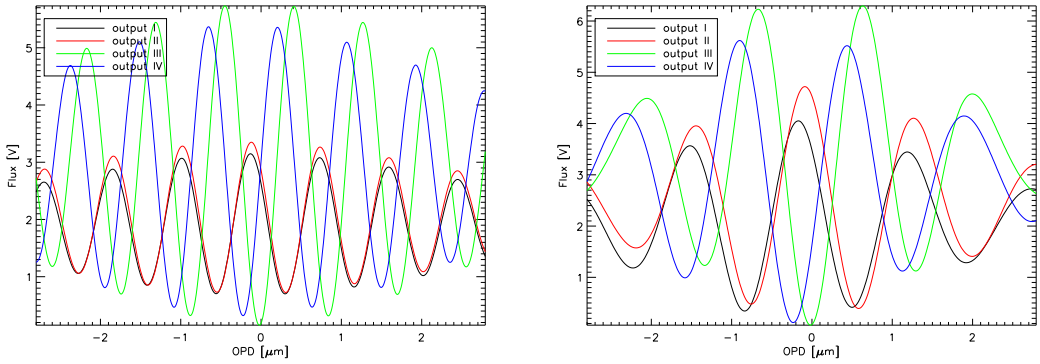
$$\mathbf{Y}_I^k = \begin{pmatrix} I_{\mathrm{I}}^k \\ I_{\mathrm{II}}^k \\ I_{\mathrm{III}}^k \\ I_{\mathrm{IV}}^k \end{pmatrix}, \tag{4.22}$$

et $\mathbf{X}_I^k$ le vecteur d'état des intensités démodulées :

$$\mathbf{X}_I^k = \begin{pmatrix} \check{I}_{\mathsf{a}}^k \\ \check{I}_{\mathsf{b}}^k \\ 2\check{\mu}^k \sqrt{\check{I}_{\mathsf{a}}^k \check{I}_{\mathsf{b}}^k} \cos\left(2\pi\sigma_{\mathrm{moy}}^k \delta\right) \\ 2\check{\mu}^k \sqrt{\check{I}_{\mathsf{a}}^k \check{I}_{\mathsf{b}}^k} \sin\left(2\pi\sigma_{\mathrm{moy}}^k \delta\right) \end{pmatrix}, \tag{4.23}$$

an appelant $\check{I}_{\mathsf{a}}^k$ et $\check{I}_{\mathsf{b}}^k$ les flux relatifs dans les bras a et b, $\check{\mu}^k$ la visibilité relative, et σ_{moy}^k le nombre d'onde moyen de la bande.

La figure 4.24 présente les mesures $\mathbf{Y}_I^k$ prises durant l'étalonnage.



(a) Interférogramme des 4 sorties en bande $\mathcal{I}$.

(b) Interférogramme des 4 sorties en bande $\mathcal{J}$.

FIGURE *4.24* – Interférogrammes obtenus lors de l'étalonnage du FS.

Les figures 4.24a et 4.24b présentent les interférogrammes des voies $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$. Le comportement des signaux I_i est bien conforme à la théorie, en particulier le signal I_{III} est pratiquement en opposition de phase par rapport au signal I_{II}, tout comme le signal I_{IV} par rapport au signal

I_{I}. La position de la lame L3a réalisant le déphasage interne n'est pas tout à fait optimale, car les sorties ne sont pas en quadrature, surtout pour les sorties I et II qui sont presque en phase. On observe que le contraste est meilleur en sorties III et IV qu'en sorties I et II ; cela est dû à la géométrie du MMZ, qui produit deux sorties équilibrées (III et IV), et deux sorties déséquilibrées (I et II). Or, les coefficients de réflexion et de transmission des lames sont très différents, et plus dans la bande $\mathcal{I}$ que dans la bande $\mathcal{J}$; le contraste des sorties I et II est ainsi meilleur en $\mathcal{J}$. Le contraste est aussi meilleur sur les sorties II et III par rapport aux sorties I et IV respectivement, cela est dû à la conception du MMZ ; en effet, les deux lames recombinatrices L4a et L4b sont sur la même monture mécanique, ce qui fait qu'il n'est pas possible d'aligner les deux lames en même temps. Nous avons tout de même cherché le couple de lames donnant le meilleur alignement, mais il reste un angle résiduel, de l'ordre de 5 arcsec. J'optimise donc le réglage de la lame L4a, celle de la sortie III, utilisée par la mesure scientifique, dégradant alors la sortie IV. On observe également que le contraste des sorties équilibrées III et IV est meilleur dans la voie $\mathcal{J}$ que dans la voie $\mathcal{I}$; en effet, l'amplitude en phase des aberrations optiques est plus faible dans la voie $\mathcal{J}$ que dans la voie $\mathcal{I}$. Le FS est sensible aux aberrations optiques — à la différence de la voie scientifique, dont la fibre monomode convertit ces aberrations en perte de flux —, car le couplage des faisceaux vers les détecteurs se fait au moyen de fibres multimodes. Les franges sont ainsi plus dégradées par les aberrations en $\mathcal{I}$ qu'en $\mathcal{J}$.

Après le calcul de la matrice de démodulation, je multiplie cette matrice avec le vecteur des intensités mesurées. Les deux premiers termes du vecteur $\mathbf{X}_I^k$ donnent directement le flux relatif dans les deux bras. La figure 4.25 présente ces flux, dans les deux bras et pour les deux bandes.

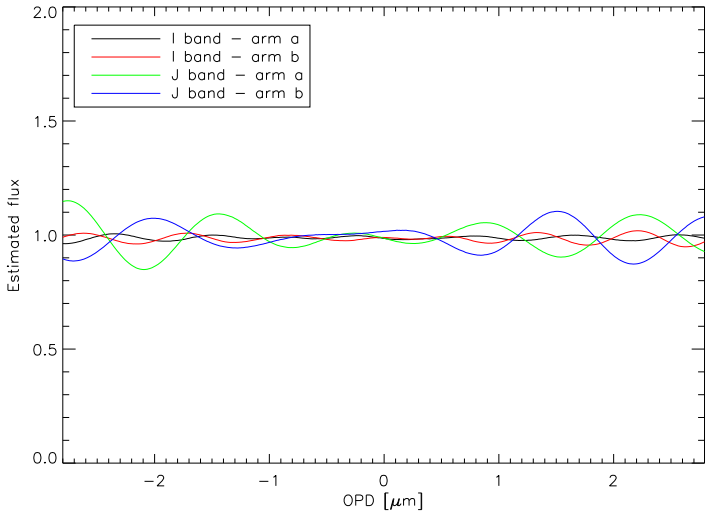


FIGURE *4.25* – Estimation des intensités relatives I_{a} et I_{b} dans les voies $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$.

Comme on peut le voir, les 4 courbes sont environ égales à 1, ceci est dû au fait qu'on calcule un flux relatif, ayant pour référence les flux dans les bras mesurés lors des autres étapes de l'étalonnage, et présentés en section 4.4.1.1. L'estimation est meilleure au centre de la courbe, c'est-à-dire au voisinage la frange centrale. L'erreur d'estimation est d'environ 1 % autour de la frange centrale en $\mathcal{I}$, et jusqu'à 5 % pour une DDM d'environ 2 µm. L'estimation est moins bonne dans la voie $\mathcal{J}$ du fait des variations de longueur d'onde centrale en fonction de la position dans l'enveloppe. L'erreur d'estimation est d'environ 12 % pour une DDM de 2 µm. Les variations dans les courbes sont périodiques, avec une période correspondant à la longueur d'onde ; c'est un résidu des franges d'interférence mesurées.

Les deux autres termes du vecteur $\mathbf{X}_I^k$ sont une estimation des flux cohérents, en quadrature l'un de l'autre. La somme quadratique nous renseigne sur la visibilité relative des franges, $\breve{\mu}^k$. La visibilité est qualifiée de relative, car elle est normalisée par la visibilité de la frange centrale, c'est-à-dire la visibilité maximale des franges. La figure 4.26 présente l'estimation de visibilité relative dans les deux bandes spectrales.

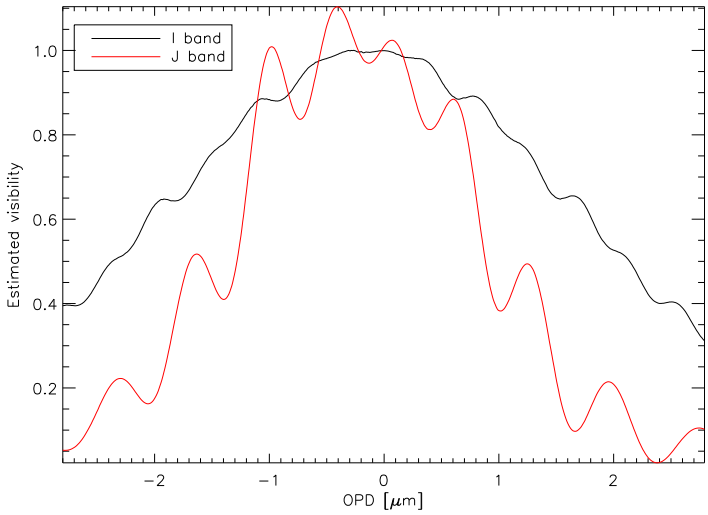


FIGURE *4.26* – Estimation des visibilités relatives dans les voies $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$.

Sur cette figure, on peut voir que l'estimation de la visibilité en $\mathcal{I}$ se passe plutôt bien, il y a cependant un résidu d'oscillations que K. Houairi avait mis en évidence dans sa thèse [Houairi, 2009], dépendant du déphasage entre les sorties (I, IV) et (II, III), et de période $\lambda/2$, soit 430 nm pour la bande $\mathcal{I}$ et 680 nm pour la bande $\mathcal{J}$. L'estimation de la visibilité en $\mathcal{J}$ pose plus de problèmes, avec des oscillations assez fortes, et même une visibilité estimée plus grande que 1. On peut tout de même voir pour les deux bandes la dimension caractéristique des enveloppes ; en calculant la largeur à mi-hauteur Δ^k_{FWHM} ($k \in \{\mathcal{I}, \mathcal{J}\}$), j'obtiens $\Delta^{\mathcal{I}}_{\text{FWHM}} \simeq 4$ µm et $\Delta^{\mathcal{J}}_{\text{FWHM}} \simeq 2,5$ µm.

La phase des flux cohérents du $\mathbf{X}_I^k$ donne en réalité la mesure de DDM, dans chaque canal spectral, avec des repliements de période correspondant à la longueur d'onde utilisée. La figure 4.27 présente le résultat de cette estimation, la DDM ayant été déroulée *a posteriori*.

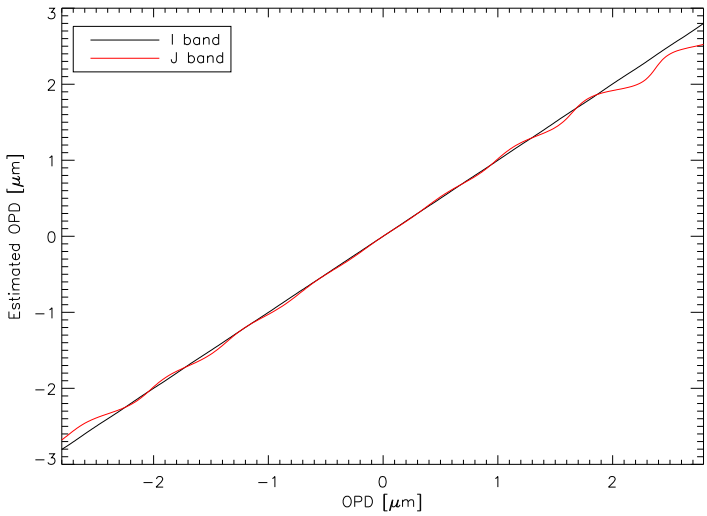


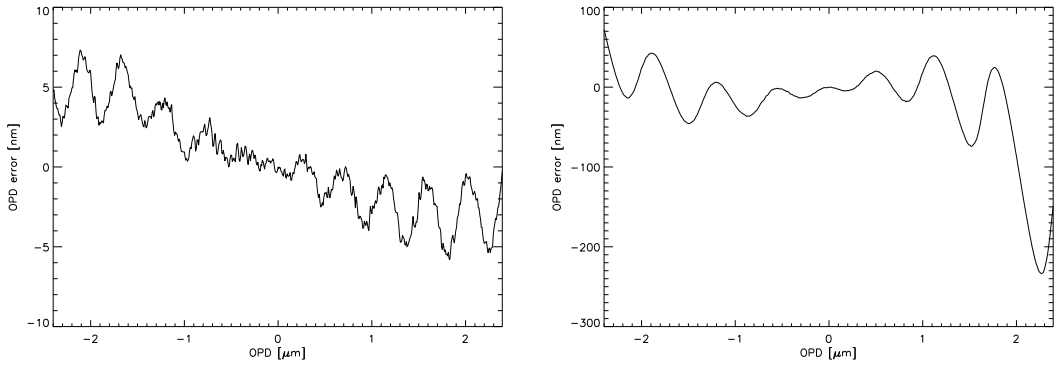
FIGURE *4.27* – DDM estimée et déroulée dans les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$, en fonction de la DDM théoriquement injectée.

Cette figure montre que la mesure de DDM dans la bande $\mathcal{I}$ semble bien linéaire, alors que l'estimation de DDM en bande $\mathcal{J}$ se dégrade visiblement lorsqu'on s'éloigne de la frange centrale. Cependant, pour bien quantifier les erreurs d'estimations en fonction de la DDM, il faut observer l'erreur absolue présentée dans la figure 4.28.

La figure 4.28 représente l'erreur d'estimation entre la DDM estimée et la DDM injectée. Cette figure met bien en évidence le comportement non linéaire de l'estimateur ; en effet, il y a une oscillation résiduelle de pas $\lambda/2$. Sur la figure 4.28a, en bande $\mathcal{I}$ l'erreur d'estimation de la DDM est entre -8 et 5 nm sur l'ensemble de la courbe, et de l'ordre de 2 nm d'amplitude autour de la frange centrale. Il reste une composante linéaire décroissante, qui correspond à un biais dans l'estimation de la longueur d'onde centrale de $0,17$ %, soit $1,4$ nm. J'ai donc une très bonne estimation de la longueur d'onde. Si j'enlève ce biais, l'amplitude maximale des oscillations est ainsi de 5 nm.

Sur la figure 4.28b, on peut voir que l'erreur d'estimation de la longueur d'onde est beaucoup plus grande en $\mathcal{J}$ qu'en $\mathcal{I}$. L'erreur a déjà une amplitude d'environ 20 nm près de la frange centrale, et 10 fois plus après quelques franges. Cette grande disparité entre les deux bandes spectrales fait que le cohérençage est difficile, comme on peut le voir sur la figure 4.29.

Sur cette figure, je compare les deux algorithmes présentés en section 2.3. Dans le cas d'un simple calcul de longueur d'onde synthétique, l'estimateur est linéaire sur environ $2,5$ µm,



(a) Erreur en bande $\mathcal{I}$.

(b) Erreur en bande $\mathcal{J}$.

FIGURE *4.28* – Erreur absolue d'estimation de la DDM dans les deux bandes spectrales.

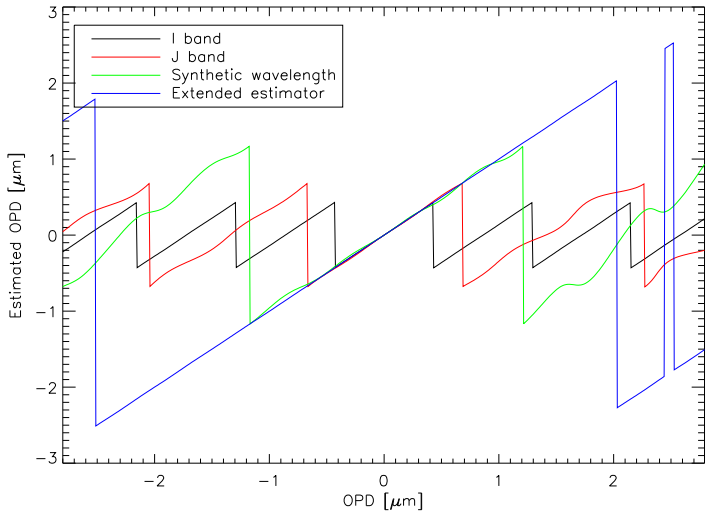


FIGURE *4.29* – Mesure de la DDM avec deux longueurs d'onde.

alors que pour l'estimateur étendu développé par K. Houairi [Houairi & Cassaing, 2009], avec des facteurs de $q = 8$ et $k = 5$, j'obtiens un estimateur linéaire sur environ $4,5$ µm. Les variations dans la bande $\mathcal{J}$ limitent cette zone d'estimation, qui théoriquement aurait dû être de $6,9$ µm avec ces paramètres.

4.4.2 Analyse de la boucle de contrôle de piston avec un intégrateur pur

4.4.2.1 Fonction de transfert de réjection

Comme on l'a vu dans la section 4.2.1.1, la boucle de piston tourne avec une fréquence de 31250/32 Hz, soit environ 1 kHz. Contrairement à la boucle de tip/tilt, le retard est ici exactement de 2 trames ; ainsi, dans le cas de l'utilisation d'un contrôle par intégrateur, la fonction de transfert de réjection correspond à celle tracée en figure 2.7a. Elle est représentée en figure 4.30, dans le cas de la boucle de piston, pour différents gains.

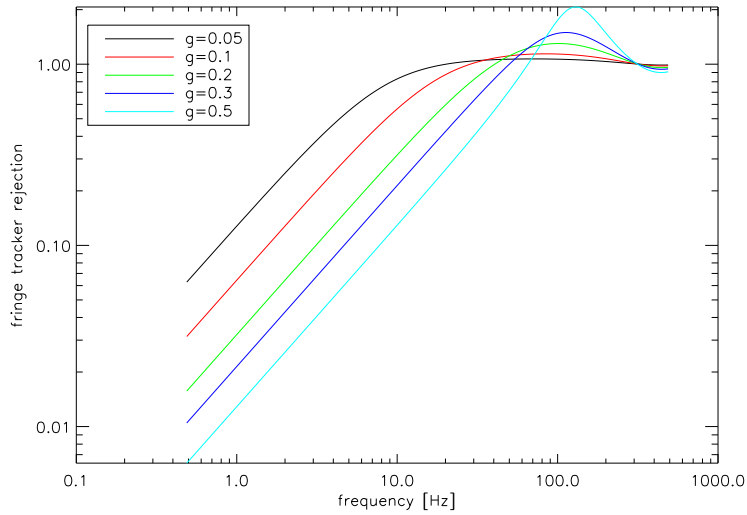


FIGURE *4.30* – Fonction de transfert de réjection du suiveur de franges, en fonction du gain de l'intégrateur.

Dans le cas de la boucle de piston, il y a une zone d'amplification entre 60 et 300 Hz, plus ou moins fort en fonction du gain ; c'est justement dans cette bande de fréquence que se situent les perturbations des éléments du banc, comme nous le verrons dans la section suivante. Je ne peux donc pas mettre un gain trop fort, sans amplifier les vibrations déjà gênantes des éléments ; j'utilise donc un gain de 0, 1, qui limite donc la bande passante du filtre à 25 Hz.

4.4.2.2 Éléments perturbant la différence de marche

Il existe plusieurs contributeurs qui perturbent la différence de marche, qu'ils soient externes ou interne à la salle blanche. Le banc est monté sur 4 pieds sur coussins d'air, qui permettent de filtrer en partie les vibrations extérieures. Cependant, la table n'est pas sur une dalle antisismique ; il y a donc des vibrations transmises par le sol qui perturbent le banc. Tout

d'abord, des perturbations externes sont dues à la localisation du banc, qu'on peut voir sur la figure 4.31.

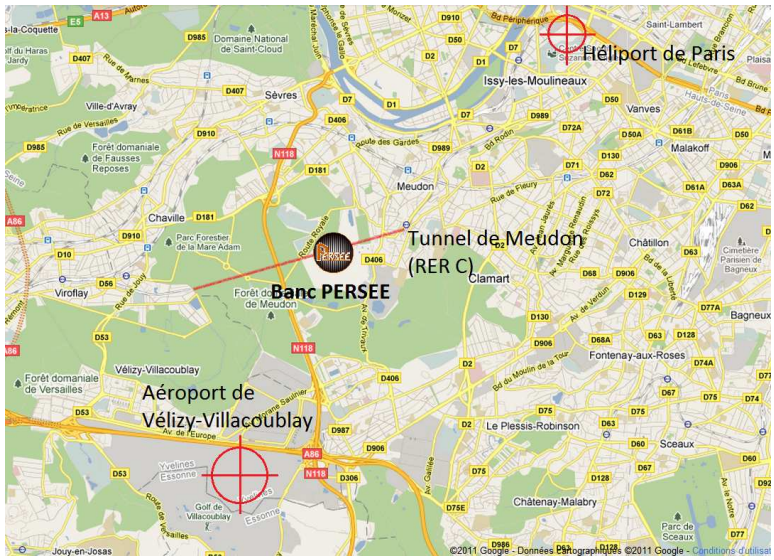


FIGURE *4.31* – Plan des environs de l'Observatoire de Meudon.

Ainsi sur ce plan, l'Observatoire de Meudon, et plus spécialement le bâtiment Evry Schatzman (n° 18), est situé juste à la verticale du tunnel de Meudon, dans lequel passe régulièrement le RER C. Le tunnel étant situé à environ 80 m sous l'Observatoire, il n'est pas sûr que les vibrations atteignent le banc, en tout cas je ne les ai pas clairement mises en évidence. Par contre, la Base aérienne 107 Villacoublay — servant notamment au transport du Président de la République et des autorités gouvernementales — et l'Héliport de Paris, génèrent une nuisance sonore qui excite les fréquences de résonance du banc, principalement en journée. En effet, les moteurs produisent un bruit basse-fréquence (pour l'oreille humaine), qui par l'effet Doppler voit sa fréquence modifiée, et finit par correspondre à des fréquences vibratoires d'éléments du banc. On peut voir cet effet sur la figure 4.32, sur une mesure en boucle fermée de la DDM.

On peut voir sur cette courbe temporelle que le résidu atteint plus de 5 nm rms et que la vibration excitée est d'abord réduite (vers $1,8$ s) un court instant, puis est amplifiée progressivement ; en effet, l'effet Doppler fait que la fréquence des moteurs est progressivement décalée, jusqu'à éventuellement atteindre une fréquence de résonance du banc, comme sur l'exemple de la figure 4.32.

Le trafic aérien étant plutôt en journée, les tests de longues durées ont été réalisés la nuit. Cela limite également l'impact de l'activité humaine du bâtiment, entre autres des deux ateliers mécaniques qui entourent la salle blanche. Nous avons tout de même tenté de réduire cette influence, en capotant le banc avec de la mousse isolante thermoacoustique de 5 cm d'épaisseur ; ce n'est cependant pas suffisant pour filtrer efficacement des fréquences aussi basses. L'effet

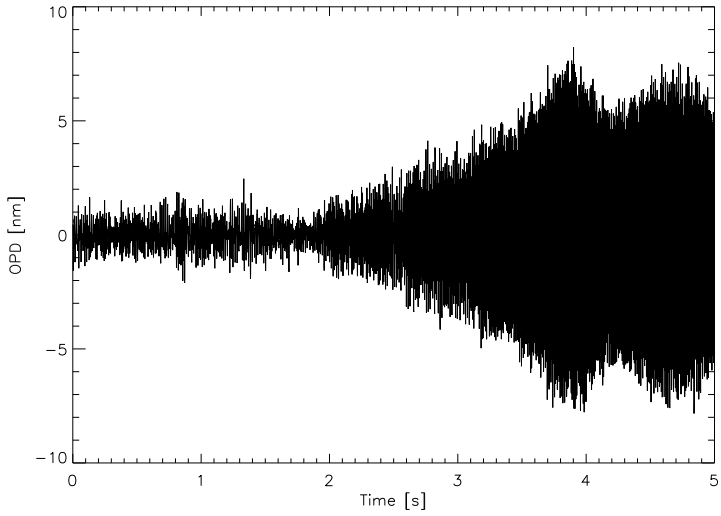


FIGURE *4.32* – DDM perturbée par le passage d'un avion.

d'isolation thermique est pourtant efficace, comme on le verra en section 5.2.5. Capoter le banc permet également de réduire la turbulence, et diminue donc le bruit basse-fréquence.

Le trafic aérien perturbe la DDM, mais seulement ponctuellement. D'autres contributeurs de bruit acoustique le font en continu :

- ❒ la climatisation, qui apporte 5, 9 nm rms de bruit, en excitant les fréquences du banc, à cause d'un continuum de bruit basse-fréquence ;
- ❒ le système de surpression de la salle blanche, qui apporte 6, 5 nm rms de bruit, avec le même type de bruit que la climatisation ;
- ❒ les électroniques de pilotage du banc, et surtout leurs ventilateurs.

Pour les deux premières contributions, le niveau de bruit est bien supérieur aux spécifications, et ne peut pas être efficacement réduit même par un contrôleur LQG, présenté en section 2.4, car une large bande de fréquences sont amplifiées. La seule solution est donc de couper ces systèmes ; mais cela engendre un autre problème, qui est que la pièce n'est plus contrôlée en température. Elle est donc soumise aux variations thermiques, qui dégradent la stabilité long-terme du cophasage et du taux d'extinction.

Pour la troisième contribution, la solution a été de déporter à l'extérieur toutes les électroniques bruyantes, dans un placard attenant à la salle blanche, en perçant le mur séparant les deux pour faire passer les câbles.

Un autre bruit qui perturbe le banc est le 50 Hz du courant électrique, qui apporte une contribution à cette fréquence, sans forcément avoir une contribution optique ; seule la mesure peut être perturbée, en mesurant un signal à 50 Hz qui n'existe pas sur le banc. Cependant, j'ai également observé un impact optique à cause des platines S316 ; en effet, lorsque les jauges

de contraintes sont allumées, le 50 Hz est amplifié mécaniquement, ainsi que des fréquences multiples, et plus particulièrement les multiples impairs (150 Hz, 250 Hz, …). Ce bruit électronique a été fortement réduit par l'utilisation d'un transformateur isolant, qui alimente les amplificateurs des détecteurs du FS et du FRAS, ainsi que l'alimentation des platines S316 et du contrôleur temps réel.

Ce bruit, ainsi que le bruit de la boucle de contrôle interne des platines S316, peut-être réduit en coupant les jauges ; cependant, on a déjà vu qu'il y a des inconvénients à se mettre dans cette configuration. On verra par la suite que lors de l'étude du cophasage, j'ai coupé les jauges pour réduire au maximum leur bruit, alors que je les ai allumées lors des mesures de taux d'extinction présentées dans le chapitre 5, notamment sur les mesures longue durée. En effet, l'étalonnage du FS nécessitant les jauges pour assurer la linéarité des PZT, il était plus simple de les laisser allumées, le résidu de DDM introduit restant tout de même très faible, comme on le verra plus loin.

4.4.2.3 Performance de la boucle de piston

Pour déterminer d'où viennent les contributions de perturbation dans la DDM résiduelle de la boucle d'asservissement, je compare les densités spectrales d'énergie des différentes configurations. Je rappelle que les configurations sont composées des éléments suivants :

1. configuration en autocollimation : il n'y a que le MMZ et les miroirs M6 sur le banc (les autres éléments étant avant séparation ou après recombinaison) ;
2. configuration en autocollimation avec LAR : on a rajouté les LAR grandes courses entre le MMZ et les miroirs M6. Ces LAR peuvent être éteintes et maintenues immobiles par des brides, ou allumées et pilotées par un asservissement interne ;
3. configuration finale (sans modules afocaux) : la source est maintenant injectée sur la parabole M0, séparée en deux faisceaux qui arrivent sur les miroirs M1, puis sur les périscopes, et enfin sur les miroirs M6, les LAR et le MMZ.

Je vais tout d'abord comparer les performances de la boucle d'asservissement dans les deux premières configurations. Dans les deux cas, les jauges de contraintes étaient éteintes, pour améliorer le résidu, et aucune perturbation n'était volontairement injectée sur le banc. Je me place également dans des conditions optimales de flux, pour réduire le bruit de mesure du FS. La figure 4.33 présente une comparaison entre les résidus des 1re et 2e configurations, dans les cas où les LAR sont simplement bridées.

Dans la 1re configuration, le résidu minimum obtenu est de $0,22$ nm rms, soit 5 fois moins que la spécification, qui est de 1 nm rms. On observe un fond continu jusqu'à environ 100 Hz, puis une décroissance du bruit. Sur ce fond ressortent plusieurs pics vibratoires détaillés ci-dessous :

- ❒ 2 Hz : mode des pieds sur coussins d'air de la table ;
- ❒ 15 et 25 Hz : modes de flexion de la table ;

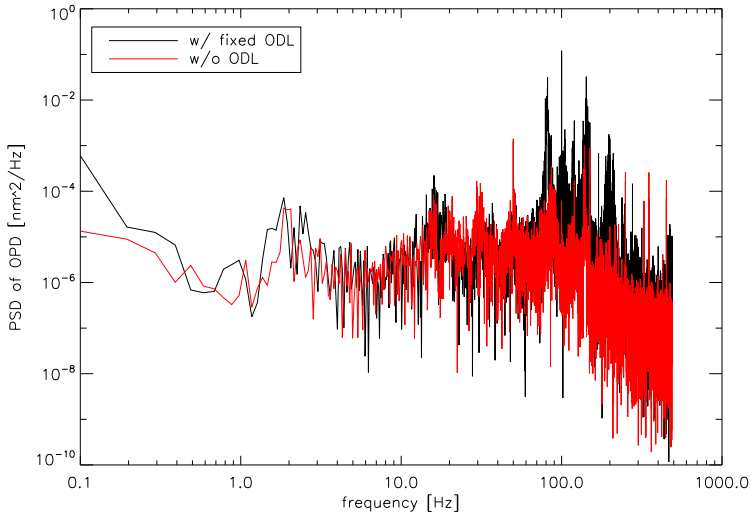


FIGURE *4.33* – DSP de la DDM en boucle fermée, dans la configuration en autocollimation, avec et sans lignes à retard dans le trajet optique.

- ❒ 50 Hz : Perturbation électronique. Malgré tous nos efforts pour le supprimer, il reste un résidu de 50 Hz, qui est cependant plutôt négligeable ;
- ❒ 80 et 110 Hz : Mode vibratoire de l'ensemble des montures du miroir M6b et M6a respectivement. ces modes ont été confirmés par une étude accélérométrique ;
- ❒ 125 et 140 Hz : Mode de relaxation des platines S316 des miroirs M6b et M6a respectivement, observé dans l'étude temporelle réalisée en section 4.2.3.2 ;
- ❒ 138 Hz : Mode vibratoire le plus gênant du banc. En effet, c'est celui qui est le plus facilement amplifié par les perturbations extérieures (cf. figure 4.32). Ce mode est dû au MMZ, et plus probablement aux montures des miroirs M9a et M9b, selon la première analyse de vibrations réalisée [Jacquinod, 2010].
- ❒ 150, 250, 350 et 450 Hz : fréquences multiples du bruit électronique à 50 Hz. Ces fréquences sont négligeables dans le résidu de différence de marche. On remarque qu'il n'y a pas d'harmoniques visibles à 100, 200, 300 et 400 Hz.
- ❒ 165, 177, 188 et 218 Hz : Modes vibratoires du MMZ, certains modes ont déjà été identifiés dans l'étude des vibrations. Je sais par exemple que le mode à 165 Hz est présent sur la plaque du MMZ et surtout sur les miroirs M9. Le mode à 188 Hz serait quant à lui un mode des lames L3.

Sur la courbe 4.33, on peut voir que les LAR grande course ont un effet non négligeable sur le bruit. On voit apparaître un fort pic vibratoire à 80 Hz, qui est indépendant du miroir M6b. Cette vibration est en fait due à la bride qui maintient en position la ligne à retard. Ce pic, ici amenant une contribution supérieure à 1 nm rms a heureusement été réduit en desserrant les

brides qui les maintiennent en position. On peut voir une autre vibration vers 100 Hz, qui serait aussi due aux LAR.

Les conditions expérimentales ont bien changé entre les deux courbes : il y a plus d'éléments sur le banc, plus d'électroniques, et le banc est entièrement capoté, mais sans la mousse qui recouvre le capot. j'ai remarqué que les panneaux utilisés n'étaient pas efficaces pour couper le bruit extérieur, c'est pourquoi nous avons rajouté une couche de cette mousse de 5 cm sur ces panneaux. Je manque de données pour chiffrer l'impact de cette opération, mais expérimentalement j'ai vu une amélioration, tant dans la propagation du bruit que de la mitigation des effets thermiques.

J'ai également étudié l'effet des LAR lorsque celles-ci sont contrôlées par leur asservissement interne. La figure 4.34 compare le cas où les LAR sont éteintes et la partie mobile bridée à la partie fixe, au cas où les LAR sont mobiles et pilotées par leur asservissement.

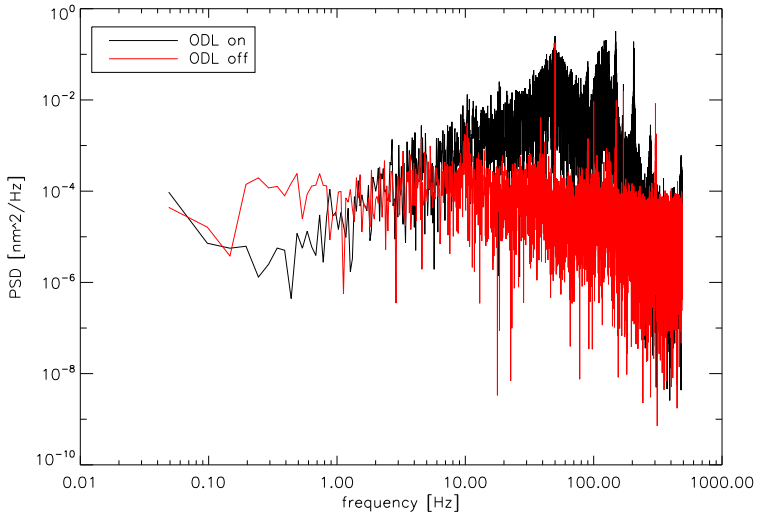


FIGURE *4.34* – DSP de la différence de marche en boucle fermée, avec LAR bridées mais éteintes (courbe rouge) et avec LAR allumées et non bridées (courbe noire), dans la dernière configuration.

Sur cette figure, on peut voir une énorme différence entre les deux courbes, qui est due à l'asservissement interne des LAR. Le résidu de différence de marche est de 10 nm rms avec cet asservissement, ce qui était attendu avec les données du constructeur. L'asservissement semble avoir une fréquence de 50 Hz, car cela correspond au pic principal observé sur la DSP. Au vu des performances obtenues, ces LAR ne seront pas allumées lors des tests de cophasage et de mesure de taux d'extinction, mais seulement pour la recherche de franges lors de perturbations grandes courses.

Il est également intéressant de voir l'effet des jauges de contraintes sur la DDM, pour décider s'il est nécessaire ou non de les couper lors des mesures de taux d'extinction. La figure 4.35 présente une comparaison entre les jauges allumées et éteintes.

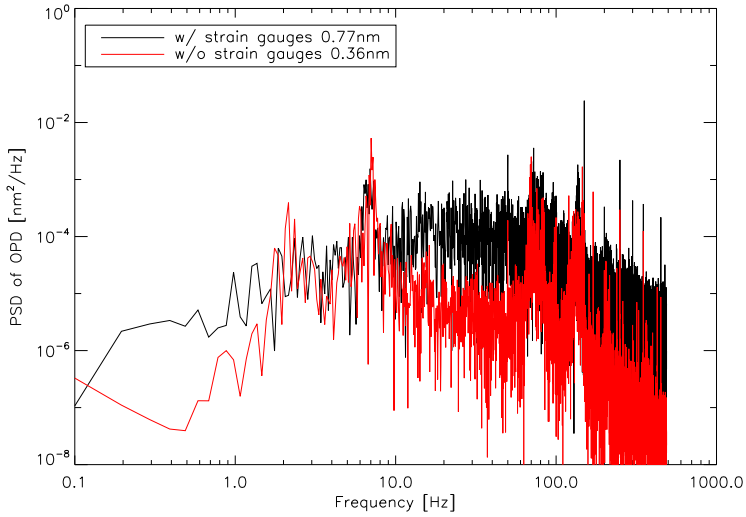


FIGURE *4.35* – DSP de la DDM en boucle fermée, avec et sans jauges de contrainte des S316.

Sur cette figure, on peut voir l'impact de l'asservissement interne des platines S316 :

- ❒ un pic à 50 Hz amplifié, ainsi que les multiples impairs, correspondant à une conversion mécanique de la fréquence électronique parasite ;
- ❒ un résidu de l'asservissement interne, dont le maximum est à 50 Hz, et qui amplifie à peu près identiquement toutes les fréquences.

On retrouve encore les fréquences mécaniques des éléments du banc. Un pic est apparu à 7 Hz, qui correspond à un mode de la table couplé au premier capot installé, solidaire de celle-ci. J'ai remarqué que la fréquence dépendait de la pression mise dans les pieds, pour l'établissement des coussins d'air. Le réglage de ces coussins a été optimisé, et un deuxième capot, cette fois-ci indépendant du banc car posé sur le sol, a été mis en place. Le pic a ainsi été fortement réduit.

Comme on peut le voir, les principales contributions dans le résidu de DDM sont les vibrations mécaniques d'éléments du banc, comme le MMZ, les LAR et les miroirs M6. La plupart de ces vibrations se trouvent entre 70 et 200 Hz, soit la zone d'amplification de la fonction de transfert de réjection de l'intégrateur (figure 4.30). La turbulence étant très faible — de l'ordre de 1 nm rms —, il n'est pas nécessaire d'avoir un gain très fort pour corriger les perturbations. Je trouve donc un gain optimal de $0,1$, permettant de corriger la turbulence sans trop amplifier les fréquences vibratoires du banc. Dans la configuration finale, en réduisant au maximum

l'impact des perturbations comme décrit ci-dessus (capot, coussins d'air, climatisation, jauges, ...), j'ai finalement obtenu un résidu minimal de **0, 3 nm** rms sur 100 s ; j'obtiens également régulièrement un résidu de 0, 4 nm rms sur des durées plus longues. Ceci est plus de 2 fois meilleur que le résidu initialement demandé de 1 nm rms. Si les jauges sont allumées, le résidu est légèrement dégradé à environ 0, 7 nm rms, ce qui est toujours en dessous de la spécification. Si on cherche à réduire au maximum le résidu de DDM, on peut donc couper ces jauges, mais cela n'est pas une forte nécessité.

Cependant, tous ces résultats ont été obtenus dans des conditions « idéales » de laboratoire. Or, pour valider la possibilité de cophaser au nanomètre les faisceaux d'une mission d'interférométrie en frange noire, il faut injecter les perturbations typiques d'un vol en formation utilisé par exemple pour le projet PÉGASE. Dans la section suivante, j'expliquerai que la commande par intégrateur est la plupart du temps insuffisante pour corriger de tels niveaux de perturbations, et qu'une commande plus efficace est nécessaire.

4.5 Optimisation de la boucle de piston par un contrôleur linéaire quadratique gaussien

Grâce aux travaux de l'équipe de l'unité DOTA/HRA de l'Onera, et plus spécialement de C. Petit et S. Meimon, j'ai mis en œuvre sur le banc un contrôleur linéaire quadratique gaussien, présenté en section 2.4. Les résultats présentés dans cette section seront l'objet d'une publication dans un journal à comité de lecture [Lozi *et al.*, 2012].

4.5.1 Adaptation de l'identification des perturbations à PERSÉE

4.5.1.1 Gestion de la valeur moyenne

Pour un interféromètre en frange noire, la principale perturbation à corriger est la valeur moyenne de la DDM. En effet, je cherche à me stabiliser à une DDM fixée, pour rester dans le fond de la frange noire centrale. Cependant, la plupart du temps, le signal en boucle ouverte est loin de la frange centrale.

Un contrôleur intégrateur corrige parfaitement cette valeur moyenne, grâce à sa fonction de transfert de réjection qui tend vers 0 lorsque la fréquence tend vers 0 (voir figure 4.30). Pour un contrôleur LQG, le problème est tout autre. En effet, celui-ci est prévu pour des fonctions à moyenne nulle, ce qui n'est pas le cas de la perturbation en piston. La correction de la fréquence nulle dépend du modèle de perturbation utilisé, qui a souvent un profil plat à basse fréquence. J'ai alors une correction seulement partielle de la valeur moyenne, comme le montre le résultat expérimental présenté en figure 4.36.

Sur cette figure, on voit bien que la perturbation en boucle ouverte a un écart type plutôt

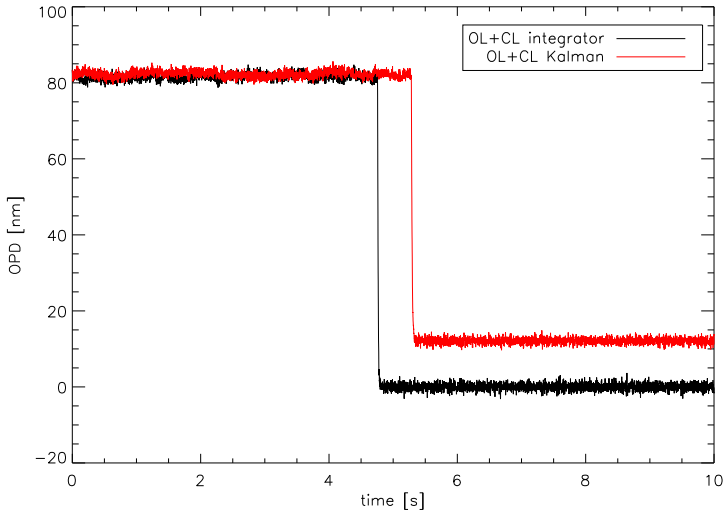


FIGURE *4.36* – Fichiers temporels lors de la fermeture de la boucle, avec l'intégrateur et avec le LQG.

faible (de l'ordre de 1 nm rms), alors que le biais, correspondant à la position initiale des franges, est beaucoup plus élevé à 82 nm. Lorsque je ferme la boucle avec l'intégrateur, la moyenne du résidu est bien nulle, alors qu'avec le LQG, la moyenne est de 12 nm. Cette valeur est bien au dessus de ce qu'on peut accepter. Si j'injecte des perturbations basses fréquences, ce biais est moins fort, du fait que l'écart type a une valeur plus proche du biais ; le résidu est cependant la plupart du temps trop fort.

Il existe plusieurs solutions qui permettent de corriger cette valeur moyenne :

- ❒ il est possible de gérer cette valeur moyenne dans une deuxième étape de la boucle de contrôle, par exemple en mesurant celle-ci sur une durée courte, puis en la corrigeant par l'ajout d'un biais dans la commande envoyée ;
- ❒ je peux forcer l'identification à utiliser un certain type de processus Auto-Régressif d'ordre 2 (AR2) pour le modèle de la perturbation basse fréquence. On impose à cet AR2, décrit par l'équation (2.38), une certaine relation entre ses deux coefficients :

$$a_1^{\mathrm{BF}} + a_2^{\mathrm{BF}} = 1. \tag{4.24}$$

  Cette relation assure une fonction de transfert de réjection qui tend vers 0 lorsque la fréquence tend vers 0, à l'instar du contrôleur intégrateur. Cependant, le modèle considéré ne correspond plus à la perturbation réelle, le LQG n'est alors plus optimal ;
- ❒ une solution plus rigoureuse consiste à ajouter un terme statique ϕ_n^{stat} dans le vecteur

d'état $\mathbf{x}_n$ décrit dans l'équation (2.39). Celle-ci devient alors :

$$\begin{pmatrix} \phi_{n+1}^{\text{stat}} \\ \hline \phi_{n+1}^{\text{BF}} \\ \phi_{n}^{\text{BF}} \\ \hline \phi_{n+1}^{\text{vib},1} \\ \phi_{n}^{\text{vib},1} \\ \hline \phi_{n+1}^{\text{vib},2} \\ \phi_{n}^{\text{vib},2} \\ \hline \vdots \end{pmatrix} = \left(\begin{array}{c|cc|cc|cc|c} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ \hline 0 & a_1^{\text{BF}} & a_2^{\text{BF}} & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ \hline 0 & 0 & 0 & a_1^{\text{vib},1} & a_2^{\text{vib},1} & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ \hline 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_1^{\text{vib},2} & a_2^{\text{vib},2} & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & \cdots \\ \hline \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{array}\right) \begin{pmatrix} \phi_{n}^{\text{stat}} \\ \hline \phi_{n}^{\text{BF}} \\ \phi_{n-1}^{\text{BF}} \\ \hline \phi_{n}^{\text{vib},1} \\ \phi_{n-1}^{\text{vib},1} \\ \hline \phi_{n}^{\text{vib},2} \\ \phi_{n-1}^{\text{vib},2} \\ \hline \vdots \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \hline \upsilon_n^{\text{BF}} \\ 0 \\ \hline \upsilon_n^{\text{vib},1} \\ 0 \\ \hline \upsilon_n^{\text{vib},2} \\ 0 \\ \hline \vdots \end{pmatrix}. \tag{4.25}$$

Cette solution, est décrite par C. Petit [Petit, 2006] comme possédant un défaut, qui est la difficulté de différencier la composante statique de la composante basse fréquence, ayant par définition une vitesse d'évolution assez faible. Cette solution est conçue à l'origine pour le filtrage des aberrations statiques en optique adaptative hors axe et en optique adaptative multi-conjuguée ;

❒ C. Petit a également décrit une deuxième possibilité pour filtrer les aberrations statiques [Petit, 2006], où il considère que le biais vient de la mesure et non pas de la phase. Ainsi, le terme statique y_n^{stat} est ajouté dans l'équation (2.40) :

$$y_n = \mathbf{C}\mathbf{x}_n - DNu_{n-2} + y_n^{\text{stat}} + w_n, \tag{4.26}$$

avec la propriété $y_{n+1}^{\text{stat}} = y_n^{\text{stat}}$. Cette solution a l'avantage de ne pas rajouter de terme dans la phase perturbée, et que la composante y_n^{stat} est par définition entièrement observable, contrairement à la solution précédente.

Seule la deuxième solution a pour l'instant été testée sur le banc. En effet, c'est celle qui est la plus rapide à mettre en place, car il suffit de changer une condition dans le programme d'identification ; cela engendre tout de même une dégradation de la performance du LQG. Dans la suite de ce chapitre, n'étudiant que l'écart type du résidu de différence de marche pour l'étude du cophasage, je ne me préoccuperai pas de la gestion de la valeur moyenne. Elle est par contre indispensable lors de la mesure du taux d'extinction présentée dans le chapitre 5.

4.5.1.2 Vibrations interdites

Les premiers tests expérimentaux du LQG sur le banc PERSÉE ont montré que certaines vibrations risquaient une amplification lors de leur tentative de correction. Par exemple, les fréquences de relaxation des miroirs réalisant la correction ne peuvent pas être corrigées par ces mêmes miroirs, car j'injecte ainsi une commande à leur fréquence d'excitation ; les miroirs en question risquent alors d'entrer en résonance et de s'emballer au lieu de corriger la vibration. C'est pourquoi j'ai modifié le programme d'identification pour ne pas considérer certaines

bandes de fréquences où se situent les modes les plus sensibles. J'identifie donc les vibrations à l'extérieur de ces plages fréquentielles.

4.5.1.3 Surestimation du bruit de mesure

Durant les premiers tests du LQG avec identification de vibrations sur PERSÉE, j'ai remarqué qu'avec l'estimation du bruit fourni par l'identification, la correction avait tendance à s'emballer. De même que pour l'optique adaptative [Petit, 2006], il est ainsi nécessaire de surestimer le bruit de mesure, pour assurer une certaine robustesse de la loi de commande. J'ai donc ajouté un coefficient de surestimation du bruit de mesure, k_w, lors du calcul du gain de Kalman asymptotique H_∞, présenté en équation (2.48). Si $\hat{w}_n$ est le bruit de mesure estimé par l'identification, alors je vais considérer un bruit de mesure surestimé $\hat{w}'_n$ donné par :

$$\hat{w}'_n = k_w \hat{w}_n. \tag{4.27}$$

On verra en section 4.5.2.3 qu'il est parfois nécessaire de surestimer jusqu'à 100 fois le bruit de mesure pour avoir une correction efficace.

4.5.2 L'intégrateur et le LQG sans perturbations injectées

4.5.2.1 Protocole de mesure

Comme il est expliqué dans la section 4.2.2.1, les deux actionneurs S316 supportant les miroirs M6a et M6b peuvent réaliser la correction de DDM. Cependant, on cherche également à injecter des perturbations calibrées dans les platines S316. C'est pourquoi, pour découpler totalement l'injection de la correction, j'ai choisi d'injecter les perturbations sur le miroir M6a, et de faire la correction avec le miroir M6b.

Ces tests ne visent pas à corriger les perturbations de la table, qui peuvent être source d'instabilité, comme présenté en section 4.5.1.2, mais à corriger principalement les perturbations injectées. Ainsi, lors de l'identification, les fréquences problématiques du banc (le 100 Hz, la bande [135, 150] Hz, et le 200 Hz) ne sont pas prises en compte. Dans la plupart des cas, l'identification est réalisée entre $f_1 = 5$ Hz et $f_2 = 225$ Hz, alors que le bruit de mesure est estimé entre $f_w = 300$ Hz et $f_{FS}/2 = 500$ Hz. L'identification est réalisée sur un fichier enregistré en boucle ouverte, sur une durée de 20 s, soit 20000 points de mesure.

Les jauges de contraintes des platines S316 sont éteintes, pour éviter le bruit de la boucle d'asservissement interne, et pour avoir le temps de montée le plus faible (figure 4.10). Cependant, cela engendre un facteur multiplicatif de $0,6$ entre la commande envoyée et celle effectivement appliquée. Cela peut être pris en compte dans le LQG par la modification du gain N dans l'équation (2.22) décrivant la réponse de l'actionneur dans son modèle temporel.

Pour l'intégrateur, le gain est fixé à $0,4$ pour tous les tests où des perturbations sont injectées, car celles-ci sont assez importantes, comparées à l'amplification des perturbations du banc.

Toutes les vibrations injectées sont ajoutées à un bruit aléatoire basse fréquence, simulant le résidu du contrôle de pointage des satellites volant en formation. Ce résidu est caractérisé par une DSP constante entre 0 et 1 Hz, une pente décroissante de -40 dB/décade après 1 Hz, et une amplitude entre 3 et 15 nm rms. Pour les prochains tests, j'utiliserai une valeur typique de 10 nm rms.

4.5.2.2 Description des perturbations environnementales

Dans une première expérience, j'analyse les performances des contrôleurs intégrateur et LQG sur les perturbations du laboratoire uniquement ; le gain de l'intégrateur est ici fixé à la valeur optimale de $0,1$, comme précédemment. Mais avant cela, il est important de quantifier les perturbations induites par le laboratoire. La figure 4.37 présente la DSP de la DDM en boucle ouverte, dans le cas où les jauges de contraintes sont allumées ou éteintes.

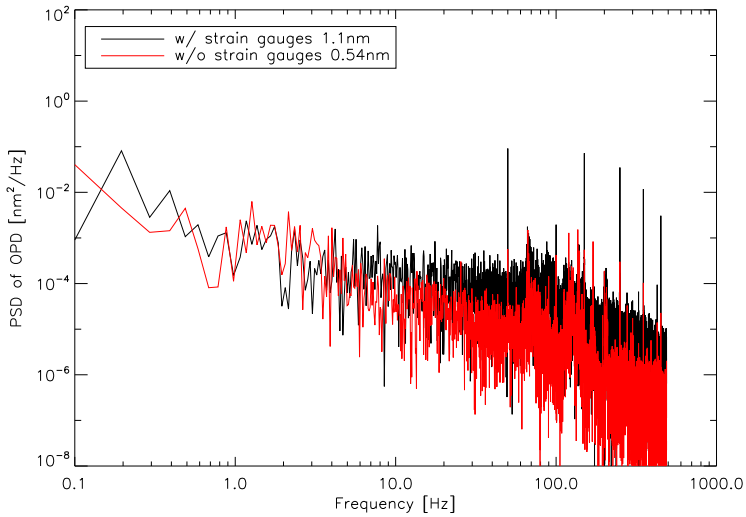


FIGURE *4.37* – DSP de la DDM en boucle ouverte, avec et sans les jauges de contrainte.

Les niveaux obtenus sont très faibles : $1,1$ nm rms lorsque les jauges sont allumées, et $0,5$ nm rms lorsqu'elles sont éteintes. On peut voir qu'à basse fréquence, la DSP est dominée par la turbulence, cependant très faible, et dépendante du gradient de température à l'intérieur du capot. Comme on l'a vu en section 4.4.2.3, les jauges de contraintes apportent un bruit correspondant à la boucle d'asservissement interne, ainsi qu'un bruit électronique à 50 Hz et ses multiples impairs.

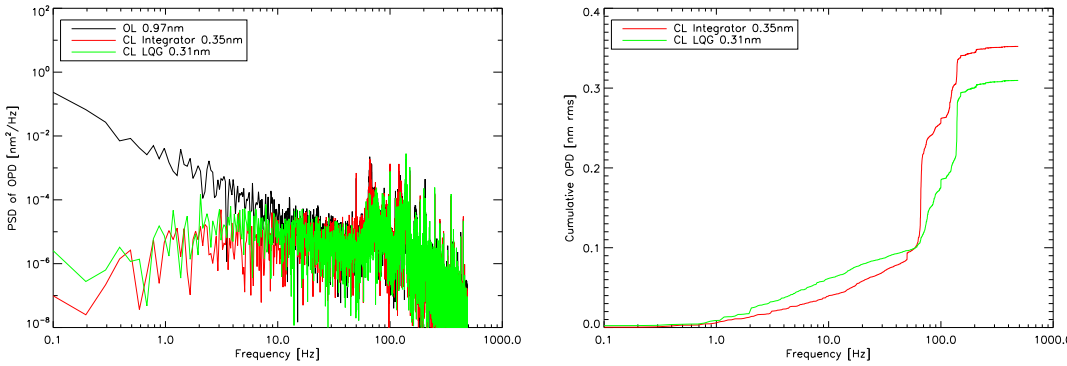
Je retrouve la perturbation des LAR autour de 80 Hz, avec un pic assez amorti, ainsi que la

contribution du MMZ à 130 et 170 Hz. Les conditions sont cependant meilleures qu'auparavant, car on ne voit plus de contribution de la table, et celles des M6 sont également minimes. Cela est dû à une optimisation des pieds sur coussins d'air de la table, qui étaient mal réglés précédemment.

Pour voir les différentes vibrations contenues dans un signal temporel, il est intéressant de tracer la DSP $S(f)$, mais également son intégrale cumulée définie par :

$$S_{\mathrm{i}}(f) = \left(2\int_0^f S(f')\,\mathrm{d}f' - S(0)\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{4.28}$$

Ainsi, la valeur finale de l'intégrale cumulée $S_{\mathrm{i}}(f_{\mathrm{FS}})$ est l'écart-type du signal temporel. Les pics dû aux vibrations dans le spectre $S(f)$ sont alors visibles dans l'intégrale cumulée $S_{\mathrm{i}}(f)$ comme une marche, alors qu'un bruit de DSP uniforme est visible comme une augmentation lisse. Dans la suite, j'utiliserai donc à la fois la DSP et son intégrale cumulée pour l'analyse des performances. Dans un premier temps, je compare les deux contrôleurs sur les perturbations du laboratoire ; le résultat est présenté en figure 4.38.



(a) DSP de la DDM.

(b) Intégrale cumulée de la DSP.

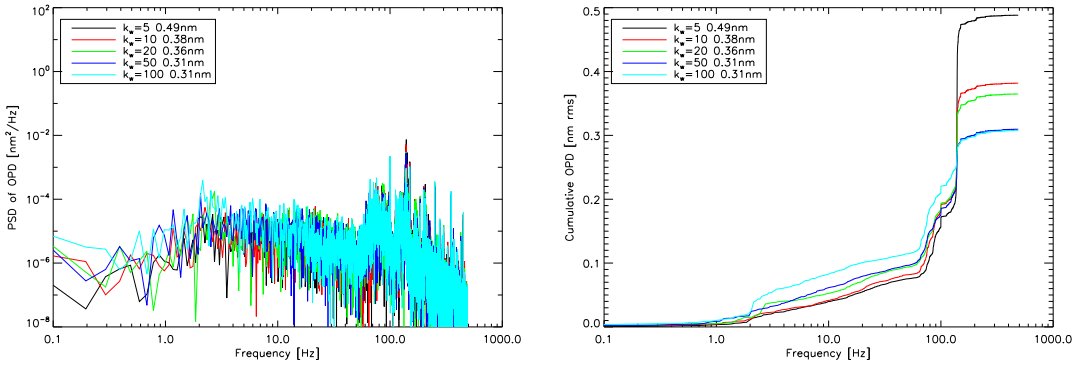
FIGURE *4.38* – Comparaison entre la boucle ouverte et les deux contrôleurs avec les perturbations du laboratoire.

Pour le LQG, l'identification est réalisée sur les 5 vibrations les plus fortes. Elle a donc identifié des vibrations mécaniques à 67, 69, 120 et 205 Hz, ainsi que la vibration électronique à 50 Hz. Comme on peut le voir sur ces deux courbes, ces vibrations sont bien corrigées. Cependant, entre les deux tests, l'amplitude de la vibration à 140 Hz a visiblement été modifiée : elle est plus forte avec le LQG qu'avec l'intégrateur. En réalité, pour ce test, la correction a été appliquée à parts égales sur M6a et M6b. La fréquence de relaxation de M6a est alors entrée légèrement en résonance pour la commande LQG, qui corrigeait une vibration à une fréquence proche.

Le résidu de DDM est passé de 0, 97 nm rms en boucle ouverte à 0, 35 nm rms en boucle fermée avec l'intégrateur, et à 0, 31 nm rms avec le LQG. Ces résultats sont sensiblement équivalents, bien que le LQG apporte une amélioration sur la correction des perturbations environnementales. Cette baisse est tout de même significative, car comme on l'a vu dans la section 1.3.3.2, la contribution de la DDM sur le taux d'extinction est quadratique ; ainsi, avec une réduction de 11 % du résidu de DDM, le taux d'extinction est lui réduit de 22 %, ce qui n'est pas négligeable.

4.5.2.3 Étude de la surestimation du bruit de mesure

Comme je l'ai expliqué en section 4.5.1.3, il est nécessaire de surestimer le bruit de mesure pour assurer la robustesse du contrôleur LQG. J'ai donc étudié les performances du LQG pour différents coefficients de surestimation k_w, dont les résultats sont présentés en figure 4.39.



(a) DSP de la DDM.

(b) Intégrale cumulée de la DSP.

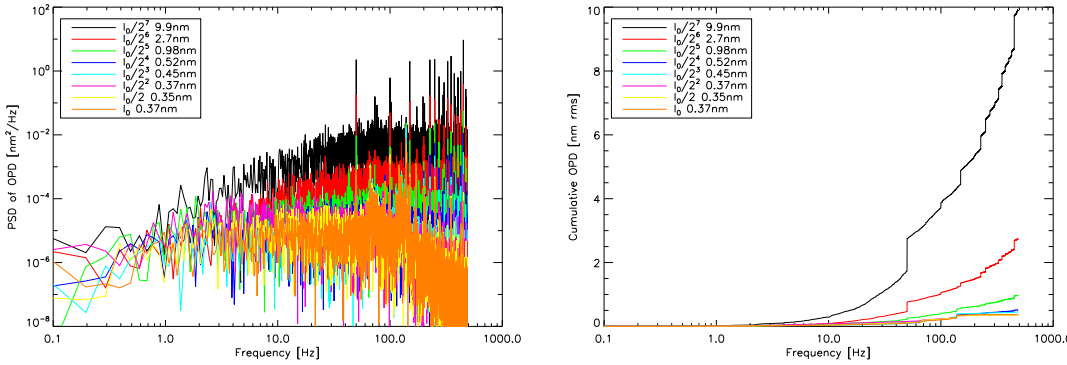
FIGURE *4.39* – Performances du LQG pour différents facteurs de surestimation du bruit de mesure.

On peut voir sur cette figure que plus la surestimation est importante, moins la correction basse fréquence est performante ; cependant, plus la correction est agressive, plus la fréquence de relaxation du miroir M6a est amplifiée. Cela dégrade les performances du correcteur, donc il faut faire un compromis entre la correction basse fréquence et l'amplification de cette vibration. On peut voir que le facteur de surestimation optimal est entre $k_w = 50$ et $k_w = 100$, qui donnent des performances équivalentes de 0, 31 nm rms.

4.5.2.4 Sensibilité au flux

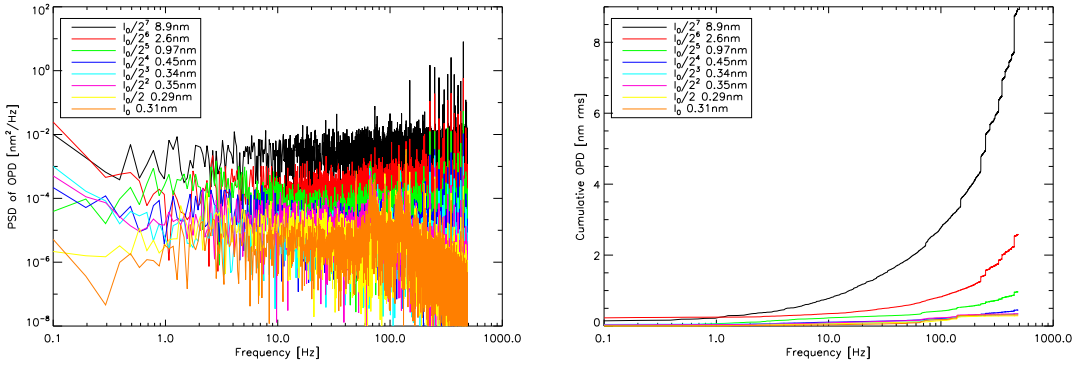
Pour mesurer la sensibilité des correcteurs au flux incident, je me place dans un cas où les amplificateurs des détecteurs du FS sont à un calibre fixé, ici le calibre maximum donnant une

amplification de 10^8 V/A. Je règle le flux I_0 tel que les amplificateurs soient proches de la saturation. Je diminue alors le flux, en mesurant les résidus de DDM en boucle fermée avec les deux contrôleurs. Pour l'intégrateur, les résultats sont présentés en figure 4.40, alors que pour le LQG, les résultats sont présentés en figure 4.41.



(a) DSP de la DDM. ***(b)*** Intégrale cumulée de la DSP.

FIGURE *4.40* – Performances de l'intégrateur pour différentes valeurs de flux.



(a) DSP de la DDM. ***(b)*** Intégrale cumulée de la DSP.

FIGURE *4.41* – Performances du LQG pour différentes valeurs de flux.

Dans les deux cas, à fort flux, on peut voir que le bruit de mesure est négligeable, et qu'on est limité par les perturbations du banc, les vibrations ressortant entre 60 et 200 Hz. Plus le flux diminue, plus le fond de bruit augmente jusqu'à être prédominant par rapport aux perturbations du banc. On peut voir sur la figure 4.40a l'effet de l'intégrateur, qui cherche à corriger les basses fréquences, jusqu'à environ 20 Hz. Le LQG, comme on peut le voir sur la figure 4.41a donne des profils spectraux plutôt plats : un bruit blanc de variance égale au bruit de mesure.

Cela donne des intégrales cumulées de la DSP avec une forme exponentielle caractéristique de ce genre de bruit. On voit tout de même qu'à n'importe quel flux, les vibrations électroniques à 50 Hz et ses multiples sont corrigées par le LQG. Ces vibrations ont des niveaux qui augmentent avec le bruit de mesure, montrant qu'elles proviennent en partie de la chaîne de détection du FS.

Les résidus obtenus sont tracés en fonction du flux relatif incident, et présentés en figure 4.42.

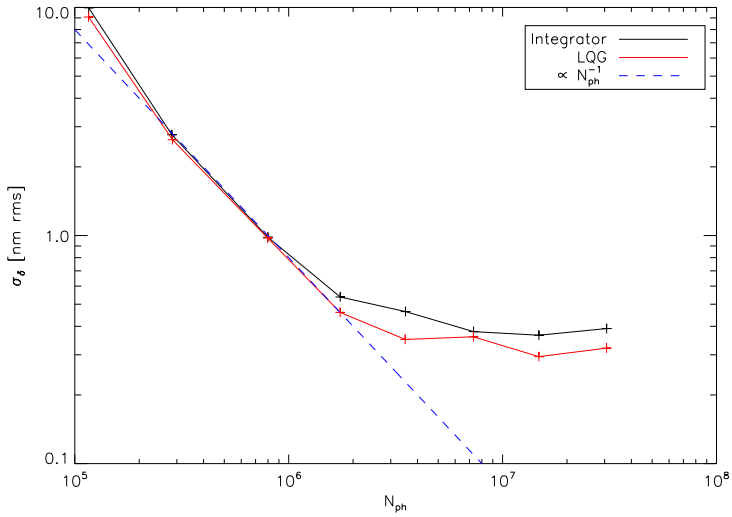


FIGURE *4.42* – Résidus de DDM en fonction du flux pour les deux contrôleurs.

Que j'utilise un intégrateur ou un LQG, on peut voir que pour avoir une performance conforme aux spécifications, je ne peux pas descendre le flux en dessous de 3×10^5 photons dans la bande $\mathcal{I}$. À cette limite, le rapport signal sur bruit est de 440. On retrouve bien à faible flux un comportement sensible en N_{ph}^{-1}, conforme à la statistique du bruit de la source qui est limitée par les fluctuations de flux, comme on l'a vu en section 3.4.1.3.

4.5.3 Analyse de l'identification en fonction de la perturbation injectée

4.5.3.1 Identification du résidu basse fréquence

Dans un premier test, je vais analyser la correction du résidu basse fréquence de l'asservissement de pointage des satellites (PS) volant en formation, décrit en section 4.5.2.1.

Je considère les notations suivantes :

- $\sigma^2_{\mathrm{BO,per}}$ est la variance du résidu de DDM en boucle ouverte, dans un cas où j'injecte une perturbation composée d'un résidu basse fréquence de pointage des satellites, et de

vibrations ;

- $\sigma^2_{c,\text{per}}$ est la variance du résidu de DDM en boucle fermée, avec le contrôleur c, $c \in \{\text{int}, \text{LQG}\}$, corrigeant une perturbation injectée ;
- $\sigma^2_{\text{BO,PS}}$ est la variance du résidu de DDM en boucle ouverte, dans un cas où j'injecte seulement un résidu basse fréquence de pointage des satellites ;
- $\sigma^2_{c,\text{PS}}$ est la variance du résidu de DDM en boucle fermée, avec le contrôleur c, dans un cas où j'injecte seulement un résidu basse fréquence de pointage des satellite ;
- $\sigma^2_{\text{BO,exp}}$ la variance du résidu de DDM en boucle ouverte dans le cas où aucune perturbation n'est injectée ;
- $\sigma^2_{c,\text{exp}}$ la variance du résidu de DDM en boucle fermée, avec le contrôleur c, dans le cas où aucune perturbation n'est injectée ;
- $\sigma^2_{\text{inj,PS}}$ la variance de la perturbation basse fréquence injectée ;
- $\sigma^2_{\text{inj,vib}}$ la variance des vibrations injectées ;

Dans le cas où j'injecte des perturbations, les perturbations étant indépendantes, le résidu mesuré en boucle ouverte suit donc la relation

$$\sigma^2_{\text{BO,per}} = \sigma^2_{\text{BO,exp}} + \sigma^2_{\text{inj,PS}} + \sigma^2_{\text{inj,vib}}. \tag{4.29}$$

Ainsi, si je n'injecte que le résidu basse fréquence, alors

$$\sigma^2_{\text{BO,PS}} = \sigma^2_{\text{BO,exp}} + \sigma^2_{\text{inj,PS}}, \tag{4.30}$$

et l'équation (4.29) devient :

$$\sigma^2_{\text{BO,per}} = \sigma^2_{\text{BO,PS}} + \sigma^2_{\text{inj,vib}}. \tag{4.31}$$

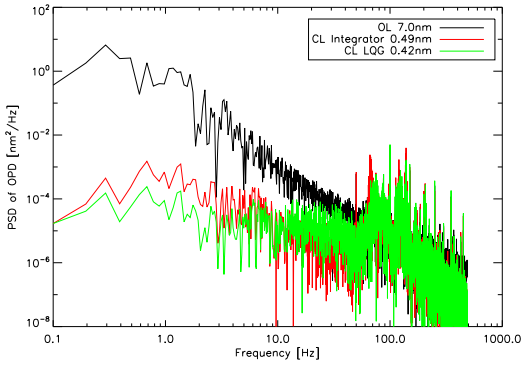
Pour quantifier la qualité de la correction du résidu basse fréquence seul, j'utilise un critère de pourcentage de puissance résiduelle $\rho_{c,\text{PS}}$, dépendant du contrôleur c :

$$\rho_{c,\text{PS}} = \frac{\sigma^2_{c,\text{PS}} - \sigma^2_{c,\text{exp}}}{\sigma^2_{\text{BO,PS}} - \sigma^2_{c,\text{exp}}}, \tag{4.32}$$

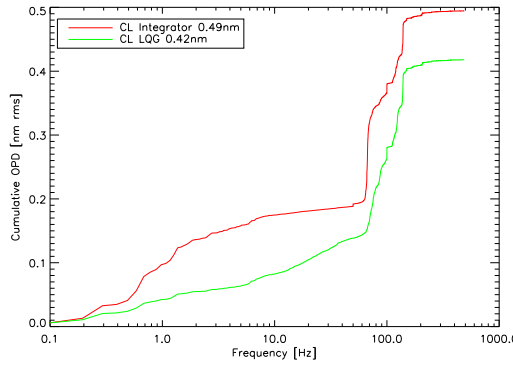
Ainsi, si $\sigma^2_{c,\text{PS}} = \sigma^2_{c,\text{exp}}$, alors $\rho_{c,\text{PS}} = 0$ %, et la perturbation basse fréquence est totalement corrigée, alors que si $\sigma^2_{c,\text{PS}} = \sigma^2_{\text{BO,PS}}$, alors $\rho_{c,\text{PS}} = 100$ %, et le contrôleur n'a aucun effet sur la perturbation.

Je compare donc la correction du résidu de pointage des satellites réalisé par l'intégrateur et le LQG. L'analyse spectrale de la correction est effectuée en figure 4.43, et l'analyse numérique est présentée dans la tableau 4.1.

Avec ce genre de perturbation, comme c'est le cas pour l'optique adaptative avec la turbulence (voir [Petit, 2006]), l'intégrateur et le LQG ont des performances similaires : la puissance résiduelle de la perturbation est très basse dans les deux cas, très proche de 0, avec une performance meilleure avec le LQG, du fait de la correction de vibrations mécaniques du banc. On



(a) DSP de la DDM.



(b) Intégrale cumulée de la DSP.

FIGURE *4.43* – Performance des correcteurs sur le résidu basse fréquence de pointage des satellites.

TABLEAU *4.1* – Correction du résidu de pointage des satellites avec l'intégrateur et le LQG.

Contrôleur c	$\sigma_{c,\mathrm{PS}}$	$\rho_{c,\mathrm{PS}}$
Intégrateur	$0,45$ nm rms	$0,17$ %
LQG	$0,37$ nm rms	$0,09$ %

peut d'ailleurs voir sur la figure 4.43 que la correction par le LQG donne un profil de la DSP uniforme à basse fréquence, contrairement à l'intégrateur, qui ne tient pas compte du profil de la perturbation.

Pour les tests suivants, je calculerai un pourcentage de puissance résiduelle des vibrations injectées ρ_c tel que :

$$\rho_c = \frac{\sigma^2_{c,\mathrm{per}} - \sigma^2_{c,\mathrm{PS}}}{\sigma^2_{\mathrm{BO,per}} - \sigma^2_{\mathrm{BO,PS}} - \sigma^2_{c,\mathrm{PS}}}, \tag{4.33}$$

Ainsi, si $\sigma^2_{c,\mathrm{per}} = \sigma^2_{c,\mathrm{PS}}$, alors $\rho_c = 0$ %, et les vibrations sont totalement corrigées. Au contraire, si $\sigma^2_{c,\mathrm{per}} = \sigma^2_{\mathrm{inj,vib}}$, $\rho_c = 100$ %, et les vibrations ne sont pas du tout corrigées.

4.5.3.2 Influence de la fréquence vibratoire

Dans ces tests, j'injecte une unique vibration, en faisant varier sa fréquence. Je compare les corrections de l'intégrateur et du LQG ; les résultats sont présentés dans le tableau 4.2.

Tableau *4.2* – Influence de la fréquence de la vibration injectée.

f_{vib} [Hz]	$\sigma_{\text{int,per}}$ [nm rms]	ρ_{int} [%]	$\sigma_{\text{LQG,per}}$ [nm rms]	ρ_{LQG} [%]
1, 1	0, 49	0, 08	0, 38	0, 02
2, 2	0, 58	0, 34	0, 40	0, 06
5, 5	0, 87	1, 2	0, 47	0, 17
11	1, 5	8, 9	0, 38	0, 03
22	3, 0	17	0, 52	0, 27
55	7, 1	92	0, 65	0, 53
110	11	220	0, 4	0, 04
220	4, 4	130	0, 38	0, 04

Comme on peut s'y attendre au vu de la fonction de transfert de réjection de l'intégrateur, présentée en figure 4.30, la correction de l'intégrateur se dégrade avec l'augmentation de la fréquence de la vibration, contrairement au LQG, qui conserve une performance à peu près constante avec ρ_{LQG} proche de 0 %.

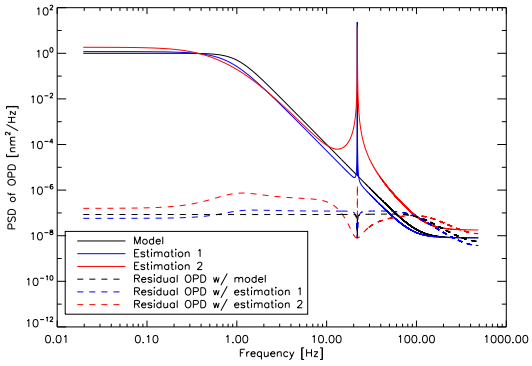
Pour les fréquences $f_{\text{vib}} = 1, 1$ et $2, 2$ Hz, l'identification n'a pas porté sur la vibration injectée, mais elles ont été incluses dans le résidu basse fréquence. Cela n'a cependant pas détérioré le résidu de correction.

Après 11 Hz, pour une vibration de 10 nm d'amplitude, l'intégrateur n'est plus en mesure de corriger efficacement la perturbation au niveau requis de $1, 8$ nm rms. On observe même une amplification d'un facteur $2, 2$ de la puissance d'une vibration à 110 Hz (ρ_{int} est à 220 %), correspondant à l'amplification de la fonction de transfert de réjection.

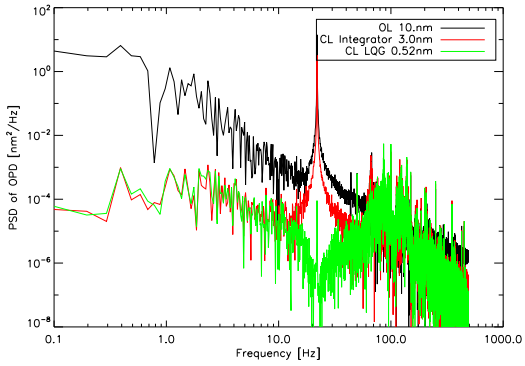
Ces tests ont révélé une limitation dans la méthode d'identification. En effet, les vibrations injectées sur le banc sont des sinusoïdes parfaites, non amorties, typiques de vibrations mesurées dans les satellites. La DSP de telles vibrations donne des pics infiniment fins à la fréquence de la vibration ; seulement, l'identification est réalisée à partir de données temporelles sur une échelle de temps finie. Cependant, si la sinusoïde n'a pas un nombre entier de périodes sur cette échelle de temps, l'estimation de sa DSP n'est plus un pic infiniment étroit, mais un pic avec une certaine largeur spectrale. L'identification considère donc ce pic artificiellement élargi comme une vibration avec un facteur d'amortissement non nul. Le modèle de

perturbation identifié n'est donc pas conforme à la perturbation réellement injectée sur le banc.

À l'aide de l'équation (2.57) donnant la fonction de transfert du contrôleur LQG, il est possible de simuler cet effet sur la DSP du résidu de DDM en boucle fermée ; ce résultat est présenté en figure 4.44a. Je compare cette simulation a un résultat expérimental obtenu lors de la correction d'une vibration à $f_{\text{vib}} = 22$ Hz, présenté en figure 4.44b.



(a) Simulations de la correction d'une vibration pour deux fréquences proches.



(b) Correction expérimentale d'une vibration.

FIGURE *4.44* – Impact de la fréquence de la vibration sur l'identification et sur le résidu de DDM.

On peut voir l'illustration de cet effet sur la figure 4.44a. Dans cette simulation, le modèle de perturbation utilisé est un résidu de pointage des satellites avec une vibration à une fréquence d'environ 22 Hz (courbe continue noire). Je réalise alors deux estimations pour deux cas différents :

- Pour l'estimation n° 1 (courbe continue bleue), la fréquence est telle que le nombre de périodes de la vibration utilisé pour l'identification est entier. L'estimation est donc très proche du modèle initial, et le facteur d'amortissement identifié est de 10^{-5}. La DSP du résidu de DDM (courbe en pointillé bleue) est alors proche de la DSP optimale (courbe en pointillé noire) dans le cas où le modèle injecté dans le LQG est idéal, donnant un bruit presque blanc sur l'ensemble du spectre.
- Pour l'estimation n° 2 (courbe continue rouge), le nombre de périodes n'est pas entier. L'estimation donne alors un facteur d'amortissement plus important, de 5×10^{-4} ; le pic n'est plus aussi étroit, mais il y a des « fuites » autour de la fréquence de vibration. L'identification de la composante basse fréquence est également moins bonne, surtout au niveau de la fréquence de coupure. L'amplitude de la vibration identifiée est également sous-estimée. Sur la DSP du résidu de DDM (courbe en pointillé rouge), on voit que les fréquences autour de celle de la vibration sont surcorrigées, alors que la vibration elle-même n'est pas correctement corrigée. Cette surcorrection est également compensée

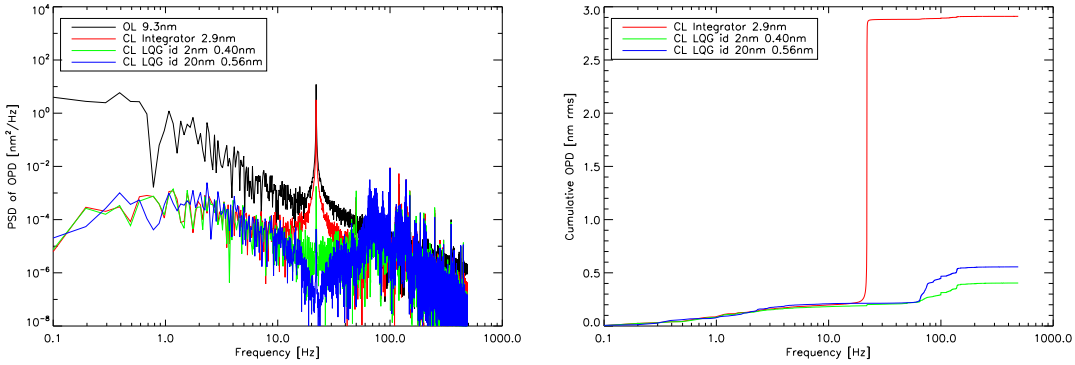
par un niveau plus élevé des basses fréquences. La correction n'est donc plus tout à fait optimale.

Cette analyse est confirmée par le résultat expérimental présenté en figure 4.44b : on voit le même genre de profil de DSP que pour l'estimation n° 2 de la figure 4.44a. Les fréquences autour de la vibration sont surcorrigées, alors qu'aux basses fréquences, le résidu est légèrement trop élevé. Cependant, cette surcorrection a également certains avantages. Tout d'abord, la convergence du contrôleur est beaucoup plus rapide lorsque sa largeur spectrale est surestimée ; la correction est également plus robuste à des variations de fréquence de la vibration.

Pour l'instant, on subit cette surcorrection, mais sachant qu'on n'injecte que des vibrations non amorties, il est par exemple possible de fixer le facteur d'amortissement à une valeur faible, mais en empêchant du même coup de corriger certains modes du banc qui sont plus amortis. On peut également réaliser un fenêtrage de Hann ou d'un autre type, pour éviter cet effet d'étalement du pic vibratoire.

4.5.3.3 Influence de l'amplitude des vibrations

Pour ces tests, j'injecte une vibration à 22 Hz, avec différentes amplitudes A_{vib}. L'identification est portée sur deux séquences temporelles. La première (notée I1) en considérant une amplitude de $A_{\text{vib}} = 2$ nm, et la seconde (notée I2), en considérant une amplitude de $A_{\text{vib}} = 20$ nm. Ces mesures visent à analyser l'impact d'une variation d'amplitude dans les vibrations durant une acquisition. Un exemple d'analyse spectrale est présenté dans la figure 4.45.



(a) DSP de la DDM.

(b) Intégrale cumulée de la DSP.

FIGURE *4.45* – Correction d'une vibration de 10 nm d'amplitude, avec une identification réalisée sur une vibration de 2 nm et 20 nm d'amplitude.

On peut voir sur la figure 4.45 les deux conditions d'identifications appliquées sur une vibration de 10 nm d'amplitude. Je compare ces résultats également avec un intégrateur. Celui-ci est clairement inadapté à la perturbation, car le résidu est divisé par 3, mais la vibration est

encore très importante. Dans le cas où l'identification est réalisée sur une vibration de 2 nm, le spectre est plutôt plat autour de f_{vib}, mais la vibration n'est pas totalement corrigée. Cependant, sur la figure 4.45b, on voit que le résidu de vibration est négligeable. Pour cette identification, le résidu de DDM passe de $9,3$ nm rms en boucle ouverte à $0,4$ nm rms en boucle fermée. Dans le cas où l'identification est réalisée sur une vibration de 20 nm d'amplitude, je retrouve l'effet de surcorrection présenté en figure 4.44. Cela entraîne une trop forte sollicitation du miroir M6b, sur lequel la correction est faite ; on voit alors une mauvaise correction des vibrations vers 70 Hz. Le résidu est alors plus important que dans le cas précédent, avec $0,56$ nm rms. Pour les différentes amplitudes, les résultats sont synthétisés dans le tableau 4.3.

Tableau *4.3* – Influence de l'amplitude de la vibration sur la correction par le contrôleur LQG

			I1		I2	
A_{vib} [nm]	$\sigma_{\text{int,per}}$ [nm rms]	ρ_{int} [%]	$\sigma_{\text{LQG,per}}$ [nm rms]	ρ_{LQG} [%]	$\sigma_{\text{LQG,per}}$ [nm rms]	ρ_{LQG} [%]
2	$0,72$	$4,7$	$0,42$	$0,60$	$0,59$	$3,1$
10	$2,9$	22	$0,40$	$0,07$	$0,56$	$0,45$
20	$5,8$	26	$0,38$	$0,01$	$0,46$	$0,06$
50	14	26	$0,59$	$0,03$	$0,76$	$0,06$
100	29	25	$0,78$	$0,01$	$0,47$	$0,00$
200	58	23	$1,42$	$0,01$	$0,55$	$0,00$

Dans le cas de l'intégrateur, lorsque l'amplitude de la vibration est supérieure au résidu de pointage des satellites, la puissance résiduelle de la vibration est constante, de l'ordre de 25 %. Pour le contrôleur LQG, on peut voir que lorsque l'identification est réalisée sur une vibration faible qui s'amplifie ensuite (cas I1), le résidu reste faible même pour une amplification d'un facteur 10^2, soit 10^4 en puissance. Dans le cas d'une identification sur une vibration plus forte qui diminue (cas I2), le résidu est plus élevé à de faibles amplitudes vibratoires, à cause du problème de surcorrection. On peut même voir que pour une vibration de 20 nm d'amplitude, la correction est meilleure dans le cas d'une identification sur la vibration de 2 nm que dans le cas d'une identification sur cette même vibration de 20 nm d'amplitude. Cette surcorrection est donc un effet non négligeable sur le résidu de la boucle de contrôle. Cependant, ces tests montrent que le contrôleur LQG n'est pas du tout sensible aux variations d'amplitudes des vibrations identifiées, même s'il vaut mieux identifier une vibration faible qui s'amplifie.

4.5.3.4 Identification de deux vibrations à des fréquences proches

Dans cette section, je cherche à déterminer si l'écart entre deux fréquences vibratoires a une influence sur l'identification et la qualité de la correction. Je fixe donc une vibration à une fréquence de 22 Hz, et j'injecte une deuxième vibration dont la fréquence est de plus en plus proche de 22 Hz. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.4.

Tableau *4.4* – Étude de l'identification en fonction de l'écart fréquentiel entre deux vibrations.

$f_{\text{vib},1}$ [Hz]	$f_{\text{vib},2}$ [Hz]	$\sigma_{\text{int,per}}$ [nm rms]	ρ_{int} [%]	$\sigma_{\text{LQG,per}}$ [nm rms]	ρ_{LQG} [%]
22	27	4, 6	16	0, 52	0, 10
22	24	4, 3	16	0, 58	0, 17
22	23	4, 2	14	0, 47	0, 06
22	22, 5	4, 1	15	0, 51	0, 11
22	22, 2	4, 1	14	0, 49	0, 09
22	22, 1	4, 1	14	0, 52	0, 11

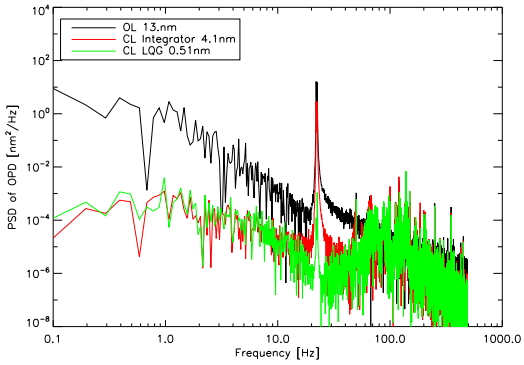
Avec le contrôleur intégrateur, les résultats sont cohérents avec le tableau 4.2 : la puissance résiduelle ρ_{int} est approximativement constante, et le résidu de DDM $\sigma_{\text{int,per}}$ est multiplié par $\sqrt{2}$ comparé à la correction d'une unique vibration, du fait que la puissance est multipliée par 2.

Pour le contrôleur LQG, les résultats ne sont pas dépendants de l'écart entre les fréquences, car la correction est dans tous les cas très bonne, mais les petites variations observées sont plutôt dues aux valeurs des fréquences. Cela est une nouvelle fois une manifestation du problème présenté dans la figure 4.44.

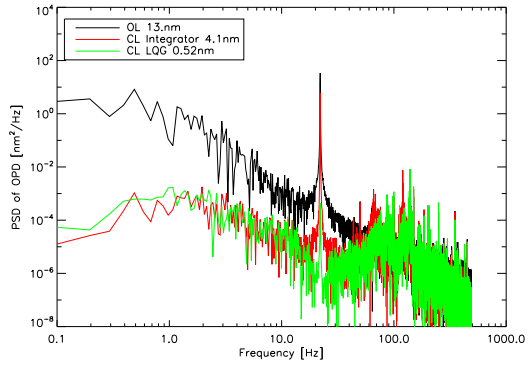
Le dernier test est réalisé pour un écart fréquentiel de $0, 1$ Hz ; or pour un fichier de 20 s, la résolution spectrale de la DSP est de $0, 05$ Hz, soit la moitié de l'écart fréquentiel minimum. Pourtant, même dans ce cas, l'identification arrive à discriminer les deux différentes vibrations. La première, à $22, 1$ Hz, est identifié avec un fort amortissement de 10^{-3}, qui corrige alors en grande partie la deuxième vibration identifiée, à 22 Hz.

La figure 4.46 présente deux exemples pour des écarts fréquentiels de $0, 5$ et $0, 1$ Hz.

Dans ces deux cas, on peut voir que la correction n'a pas du tout la même efficacité entre les deux vibrations, on voit encore un résidu entouré d'une surcorrection.



(a) Correction de deux pics vibratoires à 22 et 22, 5 Hz.



(b) Correction de deux pics vibratoires à 22 et 22, 1 Hz.

FIGURE *4.46* – DSP de la DDM pour la correction de deux vibrations, avec un écart fréquentiel de 0, 5 Hz et de 0, 1 Hz.

4.5.3.5 Influence du nombre de vibrations

Dans ce dernier test de l'identification, j'injecte un nombre N_{vib} croissant de vibrations, uniformément réparties entre 5 et 55 Hz, avec des amplitudes égale de 10 nm. La phase de chaque vibration est fixée aléatoirement entre 0 et 2π. Ces perturbations peu réalistes permettent de tester le contrôleur LQG dans des conditions extrêmes. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.5.

TABLEAU *4.5* – Étude du nombre de vibrations à corriger.

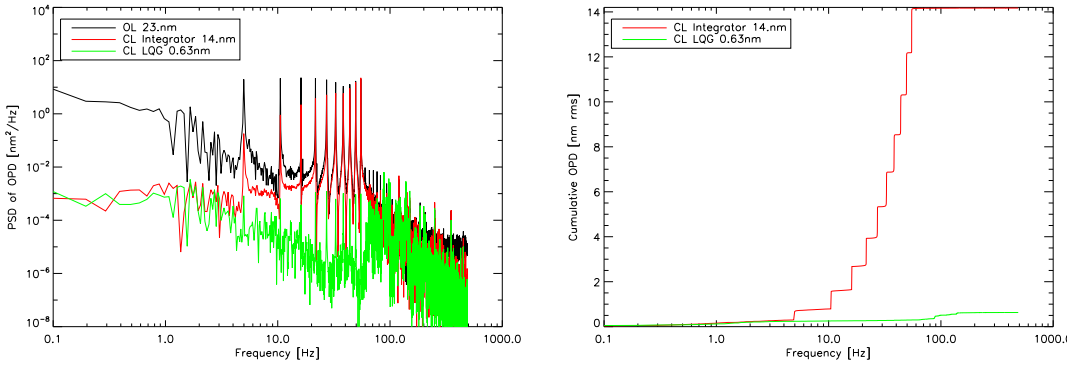
N_{vib}	$\sigma_{\text{int,per}}$ [nm rms]	ρ_{int} [%]	$\sigma_{\text{LQG,per}}$ [nm rms]	ρ_{LQG} [%]
2	7.2	41	0.57	0.15
5	10	37	0.56	0.06
10	14	41	0.63	0.05
20	20	39	0.91	0.07

Avec l'intégrateur, la puissance résiduelle est à peu près constante, à environ 40 %. Pour le premier test avec deux vibrations, le résultat est cohérent avec le tableau 4.2, car la vibration à 5 Hz est complètement corrigée, alors que celle à 55 Hz est très partiellement corrigée ; on s'attend donc à avoir une puissance résiduelle inférieure à 50 %. Pour les autres tests, ce facteur reste constant du fait de la répartition uniforme des vibrations. On peut aussi noter que le résidu

$\sigma_{\text{int,per}}$ est proportionnel à $\sqrt{N_{\text{vib}}}$, ceci est dû au fait que la puissance totale des vibrations est proportionnelle à N_{vib}.

Pour le LQG, la puissance résiduelle est dans tous les cas proche de 0 %, même avec un nombre élevé de vibrations. Le résidu de DDM $\sigma_{\text{LQG,per}}$ augmente légèrement en fonction du nombre de vibrations, mais reste toujours en dessous de 1 nm rms, malgré des perturbations de plus de 20 nm rms. La limite au nombre de vibrations corrigées vient cependant du nombre d'opérations effectuées. En effet, chaque vibration étant modélisée par son propre processus AR2, le nombre d'opérations est proportionnel à N_{vib}. Pourtant, même la correction de 20 vibrations ne perturbe pas la cadence de la boucle à 1 kHz ; on ne peut cependant pas en corriger beaucoup plus.

La figure 4.47 présente un exemple de la correction de 10 vibrations.



(a) DSP de la DDM. ***(b)*** Intégrale cumulée de la DSP.

FIGURE *4.47* – Correction de 10 vibrations réparties uniformément entre 5 et 55 Hz.

Sur la figure 4.47b, on peut voir la correction peu efficace de l'intégrateur dans ce cas, avec pour chaque vibration une « marche » résiduelle. Le contrôleur LQG réalise une bien meilleure correction, avec un résidu de 0, 63 nm rms. Cependant, on voit encore le phénomène de surcorrection, qui dégrade la correction aux basses fréquences.

4.5.4 Correction de perturbations typiques du vol en formation

Après avoir analysé les caractéristiques de l'identification dans des tests variés, j'ai injecté des perturbations typiques du vol en formation. J'ai donc considéré deux niveaux de perturbations basses fréquences du résidu de pointage des satellites : une valeur optimiste de 3 nm rms, et une valeur conservative de 15 nm rms.

Sur cette composante basse-fréquence, j'injecte également les vibrations caractéristiques de 6 roues à réactions, 2 par axe x, y et z, réalisant la stabilisation des satellites. Ces roues utilisent

l'effet gyroscopique, et se servent de la vitesse différentielle entre les 2 roues d'un même axe pour modifier la position du satellite. J'ai considéré que les 6 roues ont une fréquence de rotation proche d'une fréquence moyenne notée f_r ; je considère alors 3 fréquences de roues typiques de $1,5$, 3 et $4,5$ Hz.

L'harmonique principale de chaque roue engendre un ensemble d'harmoniques secondaires, dont certaines sont amplifiées par des modes de structures des satellites :

- ❒ un mode d'appendices flexibles à 15 Hz, correspondant aux modes des panneaux solaires ;
- ❒ un mode latéral fondamental du satellite à 55 Hz ;
- ❒ des modes locaux de la cavité des roues ainsi que la cavité optique, à 75 et 85 Hz.

De ces harmoniques, je ne retiens que les 40 plus importantes.

Ces paramètres me donnent alors 6 cas d'études différents, dont les conditions ne sont pas tout à fait équivalentes. En effet, pour les cas où $f_r = 1,5$ Hz, seuls quelques harmoniques secondaires sont amplifiées vers 15 Hz ; pour $f_r = 3$ Hz, des harmoniques sont amplifiées vers 15 et 55 Hz ; pour $f_r = 4,5$ Hz, des harmoniques sont amplifiées à la fois à 15, 55, 75 et 85 Hz. C'est ce dernier cas qui est le plus dur à corriger, car des vibrations fortes sont réparties entre les basses et les hautes fréquences. Le cas le plus difficile est présenté en figure 4.48, avec un résidu basse fréquence d'écart-type 15 nm rms, et une fréquence moyenne de roues de $4,5$ Hz.

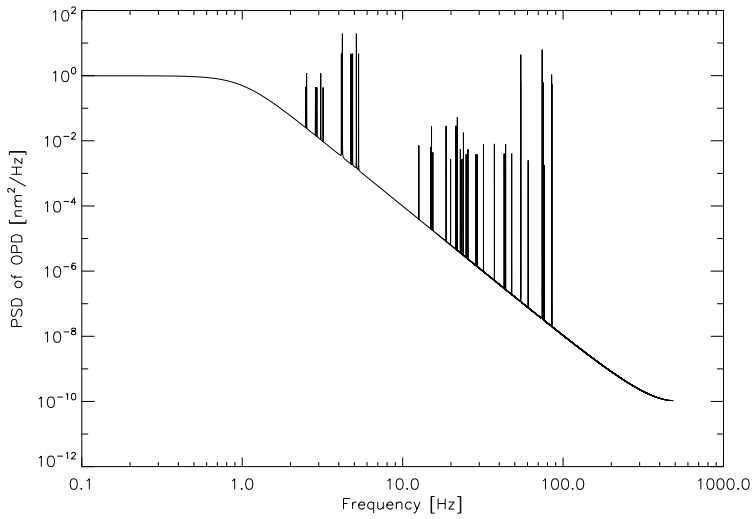
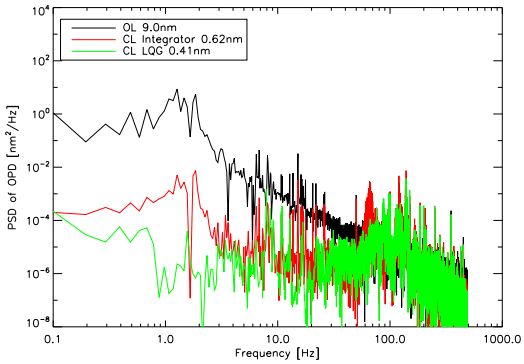
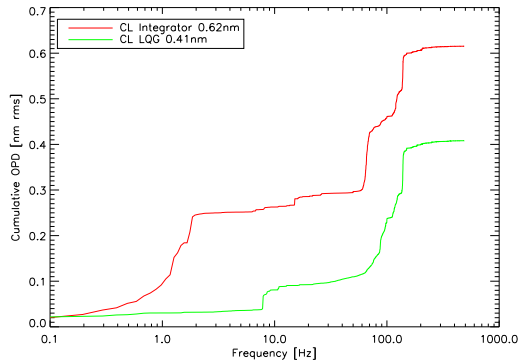


FIGURE *4.48* – DSP théorique d'une simulation. $f_r = 4,5$ Hz et $\sigma_{inj,PS} = 15$ nm rms.

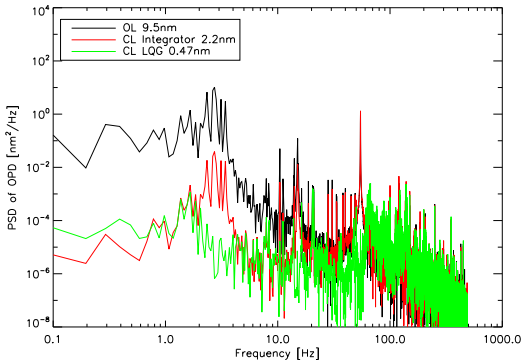
Pour le contrôleur intégrateur, le gain est fixé à $0,5$; pour le LQG, l'identification est réalisée sur les 25 vibrations les plus importantes. Les résultats numériques sont présentés dans le tableau 4.6, alors que les analyses spectrales des différents cas sont présentées dans les figures 4.49 et 4.50.



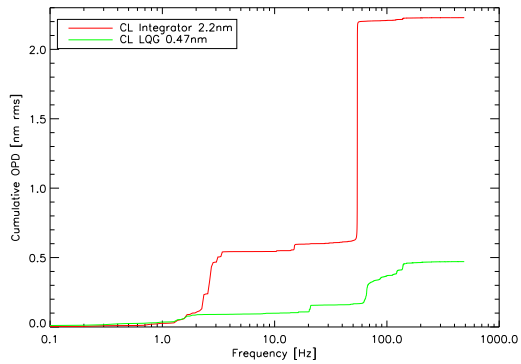
(a) $f_r = 1,5$ Hz : DSP de la DDM.



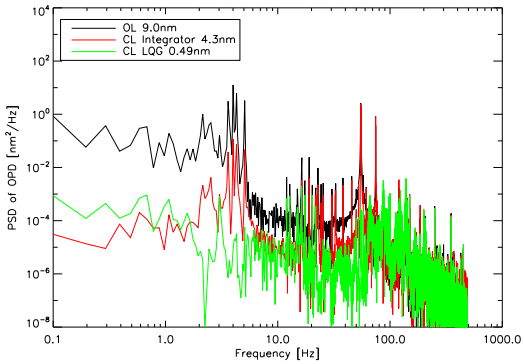
(b) $f_r = 1,5$ Hz : Intégrale cumulée de la DSP.



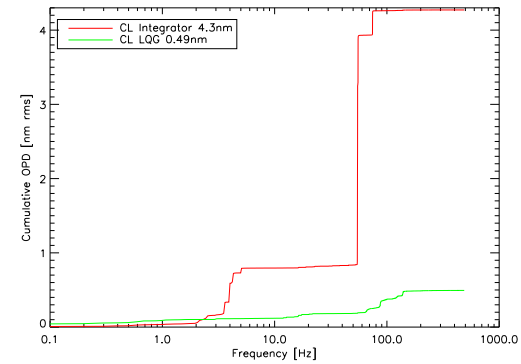
(c) $f_r = 3$ Hz : DSP de la DDM.



(d) $f_r = 3$ Hz : Intégrale cumulée de la DSP.

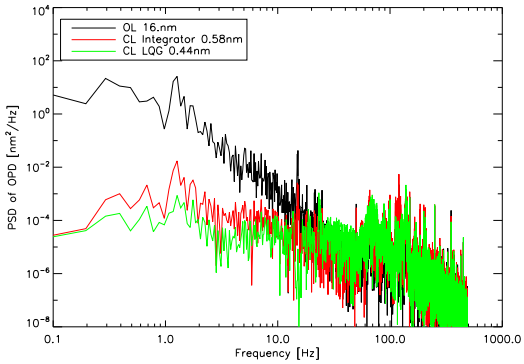


(e) $f_r = 4,5$ Hz : DSP de la DDM.

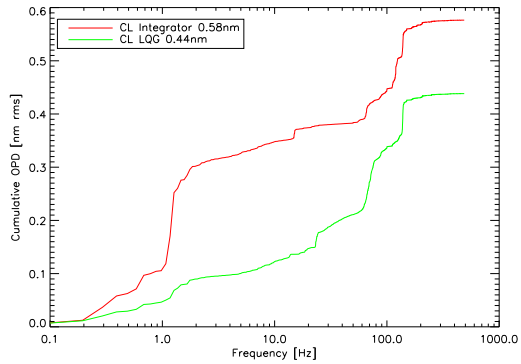


(f) $f_r = 4,5$ Hz : Intégrale cumulée de la DSP.

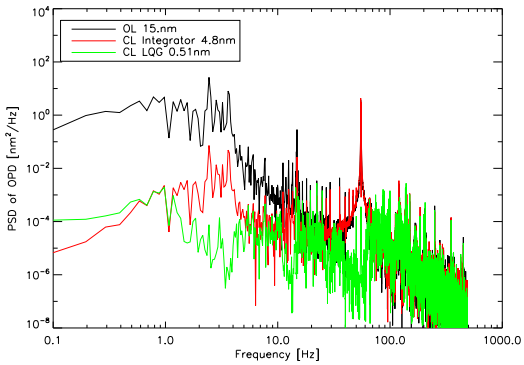
FIGURE *4.49* – Correction des perturbations typiques, pour les trois fréquences de roues et $\sigma_{\text{inj,PS}} = 3$ nm.



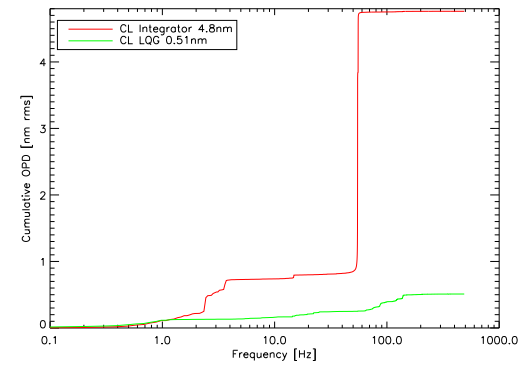
(a) $f_r = 1,5$ Hz : DSP de la DDM.



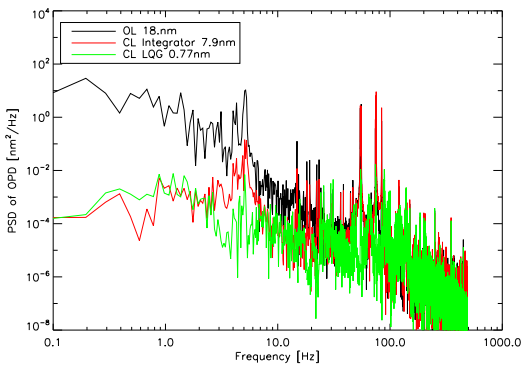
(b) $f_r = 1,5$ Hz : Intégrale cumulée de la DSP.



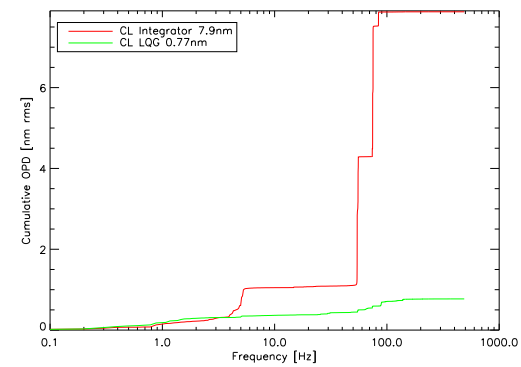
(c) $f_r = 3$ Hz : DSP de la DDM.



(d) $f_r = 3$ Hz : Intégrale cumulée de la DSP.



(e) $f_r = 4,5$ Hz : DSP de la DDM.



(f) $f_r = 4,5$ Hz : Intégrale cumulée de la DSP.

FIGURE *4.50* – Correction des perturbations typiques, pour les trois fréquences de roues et $\sigma_{\text{inj,PS}} = 15$ nm.

Tableau *4.6* – Étude des différents cas de perturbations typiques.

f_r [Hz]	$\sigma_{inj,PS}$ [nm rms]	$\sigma_{int,per}$ [nm rms]	ρ_{int} [%]	$\sigma_{LQG,per}$ [nm rms]	ρ_{LQG} [%]
1,5	3	0,62	0,54	0,41	0,09
1,5	15	0,58	0,06	0,44	0,03
3,0	3	2,2	11	0,47	0,20
3,0	15	4,8	13	0,51	0,07
4,5	3	4,3	58	0,49	0,34
4,5	15	7,9	22	0,77	0,17

Dans le tableau 4.6, on peut voir que l'intégrateur est capable de corriger les perturbations injectées seulement pour une vitesse de roue de 1,5 Hz, quel que soit le niveau des perturbations basses fréquences. En effet, toutes les vibrations sont inférieures à 20 Hz, et n'ont pas des amplitudes très élevées. Pour les autres cas, les vibrations amplifiées après 55 Hz empêchent d'atteindre une performance suffisante. Pour les cas à 1,5 Hz, le LQG permet une correction légèrement meilleure, car l'identification a permis la correction des harmoniques principales, ainsi que le pic vibratoire à 15 Hz. Cette amélioration par le LQG donne tout de même une amélioration non négligeable d'un facteur 2 de la composante de DDM sur le taux d'extinction.

L'intérêt du LQG est cependant plus clair pour les autres cas, où l'intégrateur ne parvient pas à corriger suffisamment les vibrations. Le LQG, quant à lui, corrige parfaitement les fortes vibrations injectées à haute fréquence. Cela permet dans tous les cas d'obtenir un résidu bien inférieur à 1 nm rms, nécessaire à un interféromètre en frange noire.

4.5.5 Conclusion

À partir de ces tests, j'ai démontré la capacité d'un contrôleur LQG à corriger de fortes perturbations — de plus de 20 nm rms — jusqu'à des niveaux inférieurs au nanomètre. Cela est réalisable grâce à une procédure d'identification des perturbations performante et robuste, dans toutes les situations. Cependant, cette procédure d'identification ainsi que le contrôleur LQG, développés pour l'optique adaptative, ne sont pas tout à fait adaptés au cas de perturbations de vol en formation.

En effet, contrairement à l'optique adaptative, le biais entre la position en boucle ouverte et la position de référence est beaucoup plus grand que l'amplitude des perturbations dynamiques. Des solutions existent pour corriger ce biais, dont une simple que j'ai développée et testée avec succès.

J'ai également mis à jour une limitation dans la procédure d'identification qui dégrade la correction. Là aussi, ce problème est plus important en interférométrie en frange noire, car les vibrations considérées ont des amplitudes très fortes par rapport aux autres sources de bruit. La procédure pourrait être améliorée en ne considérant que des vibrations non amorties, et en réduisant ainsi ce phénomène de surcorrection.

4.6 Étude vibratoire du tip/tilt de l'instrument SCExAO

4.6.1 Description de l'expérience

Comme je l'ai expliqué dans les sections 1.2.4.1 et 1.2.4.2, l'instrument SCExAO est un coronographe utilisant un système hybride entre le PIAAC (voir section 1.2.4.2) et le CPA [5] pour apodiser l'image de l'étoile, et ainsi atteindre un contraste de 10^{-6} à λ/D. Pour obtenir un tel contraste, il faut corriger au maximum toutes les aberrations de front d'onde qui pourraient dégrader l'image. La figure 4.51 présente un digramme par blocs de l'architecture de l'instrument.

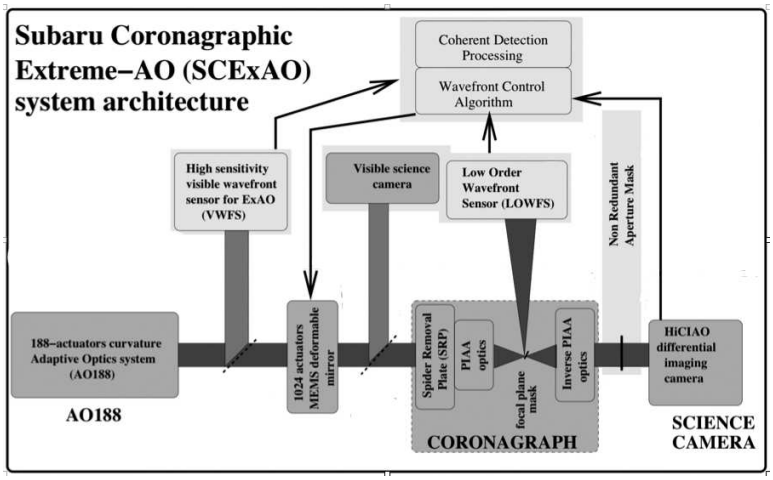


FIGURE *4.51* – Architecture de l'instrument SCExAO.

En amont de la caméra scientifique HiCIAO [6], une caméra performante dédiée à l'observation à haut contraste, la partie coronographe de SCExAO est complétée par plusieurs systèmes corrigeant les aberrations de l'image :

- ❒ le système d'AO188, fonctionnant dans le visible, qui corrige déjà la plus grande partie de la correction du front d'onde. C'est le front d'onde en sortie de cet instrument que SCExAO cherche à corriger ;

5. Classical Pupil Apodization
6. High Contrast Instrument for the Subaru Next Generation Adaptive Optics

- ❒ un senseur de front d'onde pour les modes de bas ordres — principalement tip, tilt et éventuellement focus —, appelé CLOWFS [7], fonctionnant dans l'infrarouge, qui utilise la lumière rejetée par le masque en plan focal pour réaliser le pointage fin ;
- ❒ une calibration des erreurs statiques par diversité de phase, corrigeant les speckles statiques du champ d'observation ;
- ❒ un senseur de front d'onde à pyramide pour les hauts ordres, appelé CHEOPS, fonctionnant dans le visible, pour mesurer les speckles dynamiques engendrés par les variations de l'atmosphère ;
- ❒ des techniques de « sondage » de speckles, qui utilisent les commandes envoyées par le miroir déformable pour éteindre les speckles résiduels ;
- ❒ un miroir déformable MEMS [8] à 1024 (32×32) actionneurs carrés sur une pupille carrée.

Durant mon stage de fin d'études à l'Institut d'Optique, j'ai participé au design initial de SCExAO, et j'ai également effectué les tests des optiques de la partie coronographique de la figure 4.51. Les objectifs de SCExAO et les résultats de ces tests sont présentés dans l'article suivant, publié dans *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 121, No. 885 (Novembre 2009), pp. 1232–1244 [Lozi *et al.*, 2009].

7. Coronagraphic Low-Order Wavefront Sensor
8. Microelectromechanical systems

PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF THE PACIFIC, **121**:1232–1244, 2009 November
© 2009. The Astronomical Society of the Pacific. All rights reserved. Printed in U.S.A.

Phase-Induced Amplitude Apodization on Centrally Obscured Pupils: Design and First Laboratory Demonstration for the Subaru Telescope Pupil

JULIEN LOZI, FRANTZ MARTINACHE, AND OLIVIER GUYON

National Astronomical Observatory of Japan, Subaru Telescope, Hilo, HI 96720; frantz@naoj.org

Received 2009 March 17; accepted 2009 September 11; published 2009 October 21

ABSTRACT. High-contrast coronagraphic imaging is challenging for telescopes with central obstructions and thick spider vanes, such as the Subaru Telescope. We present in this article the first laboratory demonstration of a high-efficiency PIAA-type coronagraph on such a pupil, using coronagraphic optics which will be part of the Subaru Coronagraphic Extreme-AO (SCExAO) system currently under assembly. Lossless pupil apodization is performed by a set of aspheric PIAA lenses specifically designed to also remove the pupil's central obstruction, coupled with a spider removal plate (SRP) which removes spider vanes by translating four parts of the pupil with tilted plane-parallel plates. An "inverse-PIAA" system, located after the coronagraphic focal plane mask, is used to remove off-axis aberrations and deliver a wide field of view. Our results validate the concept adopted for the SCExAO system, and show that the Subaru Telescope pupil can be properly apodized for high-contrast coronagraphic imaging as close as $\approx 1\ \lambda/D$ with no loss of sensitivity. We also verify that off-axis aberrations in the system are in agreement with theory, and that the inverse PIAA system recovers a wide usable field of view for exoplanet detection and disks imaging.

Online material: color figure

1. INTRODUCTION

While the existence of large numbers of extrasolar planets around solar type stars has been unambiguously demonstrated by radial velocity (RV), transit, and microlensing surveys, attempts at their direct imaging with AO-equipped large telescopes remain largely unsuccessful. Due to modest AO performance and lack of high-performance coronagraphs, the planet-rich inner parts of solar systems (including the habitable zones) are still out of the reach of current imaging surveys, which are only sensitive to planets beyond $\sim 0.2''$. Several recent surveys (Lafrenière et al. 2007; Biller et al. 2007; Kasper et al. 2007) indicate that massive planets on such wide orbits are rare, although recent observations have found candidates around the young A stars HR 8799 (Marois et al. 2008), β Pictoris (Lagrange et al. 2008), and Fomalhaut (Kalas et al. 2008).

Many coronagraph concepts have been developed over the last 10 years, most of them derived from Bernard Lyot's original design (Lyot 1939). While most designs theoretically offer very high contrast, the performance is in practice severely compromised by residual wavefront errors after correction by the AO system (Racine et al. 1999; Guyon 2005; Cavarroc et al. 2006) and by the optical layout of telescopes, especially the presence of a central obscuration and spider vanes due to the secondary mirror (Sivaramakrishnan & Lloyd 2005; Martinez et al. 2008).

Yet a new generation of high-contrast imaging instruments is coming online: GPI on Gemini South (Macintosh et al. 2008), SPHERE on VLT (Beuzit et al. 2006), and SCExAO/HiCIAO on Subaru (Hodapp et al. 2008). They all use so-called extreme AO systems which employ deformable mirrors (DM) with large number of fast actuators and new wavefront control techniques to provide the best raw contrast ($\sim 10^{-5}$) accessible from the ground in the near-infrared.

In the first phase of the SCExAO project (spring, 2010), a high-performance PIAA coronagraph will be implemented with a 1024 actuator MEMs-based deformable mirror (DM) as an upgrade that will feed Subaru's newly commissioned coronagraphic imager instrument HiCIAO (Hodapp et al. 2008) in the context of the Subaru Strategic Exploration of Exoplanets and Disks (SEEDS) campaign. One of the key scientific drivers of HiCIAO is to use direct imaging to investigate the presence of Jovian-mass planets around young stars. Current HiCIAO observations in angular differential imaging (ADI) mode using Subaru's AO system (AO188) can only efficiently probe for companions at angular separations greater than $\sim 0.5''$ and reach maximum sensitivity around $1''$. For instance, Lafrenière et al. (2007) respectively report H-band contrast sensitivities of 9.5 mag and 12.9 mag for these separations. SCExAO was designed to complement this search parameter space and allow to probe the innermost parts of extrasolar planetary systems. It is essentially an optical bench that will replace HiCIAO's current fore-optics (standard Lyot coronagraph), for follow-up observations of challenging targets that would benefit from better AO corrections.

At a given angular separation, the achieveable raw contrast evel in an extreme-AO system is mostly driven by the speed and accuracy of the wavefront control system. The coronagraphic solution we report in this article and adopted for SCExAO was designed to achieve a 10^{-6} raw contrast at 1 λ/D angular separation in the absence of wavefront aberrations at he input of SCExAO. The system is optimized for the H band (1.6 μm).

In the first installment of the SCExAO bench, the SCExAO DM will be used to calibrate the slowly varying aberrations in order to reduce the level of quasi-static and slow-moving speckles (Guyon et al. 2009). Fast correction (1 kHz correction frequency) will be provided by the 188 actuator Subaru curvature system on the front of SCExAO. A subsequent upgrade of the system will include an internal fast visible wavefront sensor that will feed the SCExAO DM, and actually run in extreme AO mode. The raw contrast is then expected to improve to 10^{-4} (detailed performance estimates are indicative rather than predictive, and subject to performance validation in a laboratory prototype currently under design). The $100\times$ to $1000\times$ gain between raw contrast and detection limit will be achieved through time averaging of speckles in the focal plane, augmented by calibration and differential imaging techniques. Consequently, he coronagraph system must be designed so that it does not create fixed speckles much above the 10^{-6} contrast level.

While static phase errors in the coronagraph can be removed by the DM, speckles or diffraction features due to amplitude errors are harder to remove by using phase on the DM: they can require a large stroke and can only removed from one side of the focal plane in a relatively narrow spectral bandwidth. The SCExAO system is therefore designed to minimize such features by amplitude apodization of the pupil (including removing he large central obstruction) with a phase-induced amplitude apodization (PIAA; Guyon 2003; Guyon et al. 2005) and removal of the pupil spider vanes by a custom spider removal plate (SRP). This paper shows that these techniques do not compromise throughput or angular resolution, and do allow high-contrast imaging as close as 1 λ/D from the optical axis.

We introduce in § 2 the design of these two key optical components of the SCExAO system and in § 3 present laboratory results that validate their basic functionality. We also show that he static aberrations these components introduce are within the correction range of the SCExAO deformable mirror, and that hey will therefore not affect the overall SCExAO performance. Finally, our laboratory demonstration shows how the pupil remapping distorts images of off-axis sources (§ 4). We demonstrate, however, that these aberrations are well compensated by an inverse PIAA.

The tests reported in this article were conducted with no wavefront control system, and we therefore provide no measurement of contrast performance for the SCExAO system at his time. The implementation of a wavefront control system within SCExAO will be the next step of development for this project. High-contrast results with an integrated PIAA coronagraph + wavefront control system are reported in a separate paper (Guyon et al. 2009).

2. LOSSLESS APODIZATION OF A CENTRALLY OBSCURED BEAM

With a central obscuration and spider vanes, the pupil of the large ground-based telescope is incompatible with most high-performance coronagraph concepts, although a few notable exceptions exist (see, for example, Roddier & Roddier 1997; Soummer 2005).

On the Subaru Telescope pupil, the size of the central obstruction (30%, linear) and spider thickness (22 cm) require that the coronagraph is designed to remove the diffraction features they create in the focal plane. The spiders, if left uncorrected, create four spikes at $\sim 10^{-3}$ contrast. These spikes are especially problematic at small angular separation, where they cover most of the position angle space. The central obscuration, at 30%, creates its own set of diffraction rings with a 10^{-3} contrast level at the peak of the central obstruction's first ring (approximately 10 λ/D). Any coronagraph designed to offer contrast better than 10^{-3} on Subaru Telescope therefore needs to take into account the spiders and central obstruction. We note that several coronagraph concepts can be designed to mitigate the effects of such features. For example, in Lyot-type coronagraphs, the pupil Lyot plane can mask most of the diffraction due to the central obstruction and spiders. This is usually achieved at the expense of coronagraph throughput (for example, a larger fraction of the pupil is masked by the Lyot mask). Martinez et al. (2008) show that this option is suitable for a contrast goal of 10^{-5}, a spider thickness equal to 1.8% of the pupil diameter and a coronagraph with a 2.4 λ/D inner working angle. We have not carefully evaluated this option for SCExAO, but we note that it may be difficult to implement given the large spider thickness (2.8% of the telescope diameter) on Subaru, and the SCExAO goal to keep diffraction features due to spiders at or below the 10^{-6} contrast level at 1 λ/D from the optical axis.

The small inner working angle of the SCExAO coronagraph makes this Lyot mask approach much less efficient, as the small focal plane mask diameter creates a correspondingly large halo around the spiders ($2.4\times$ larger than for a 2.4 λ/D inner working angle coronagraph), so a larger area would need to be masked by the Lyot stop. A variant, proposed by Abe et al. (2006), consists of inserting a complex amplitude filter in the pupil Lyot plane to produce a fully cleared output pupil, which can improve the throughput.

In this article, we demonstrate the feasibility of a different approach: our coronagraph is designed to remove (or at least greatly reduce) both the spiders and central obstruction by geometrically remapping the pupil. Indeed, the classical apodization technique used on most coronagraphs reduces the effective diameter of the telescope, therefore affecting the inner working angle (to ~ 4 λ/D) as well as the overall throughput.

SCExAO uses a PIAA-based coronagraph, which preserves both qualities. Compared to classical apodization, this "boost" in resolution allows to probe for the presence of companions at angular separations close to λ/D.

First, a device based on geometrical optics removes the spider vanes by translating the four "pupil quadrants" they define toward the center of the pupil. This device, called the Spider Removal Plate (SRP), as well as its manufacturing are introduced in detail in § 2.1. The beam is then apodized using a Hybrid Phase-Induced Amplitude Apodization scheme (Pluzhnik et al. 2006), compatible with the presence of a central obscuration. The apodizer is presented in § 2.2.

2.1. A Plate to Remove the Spider Vanes

Our approach, illustrated in Figure 1, is to translate each of the four parts of the beam with a single tilted plate of glass, in a manner reminiscent of the technique of pupil densification (Labeyrie 1996). The translations are computed to fill the gap due to the spiders. The spider vanes of the Subaru Telescope are 224 mm thick, for a total pupil diameter of 7.92 m. To account for alignment errors between the SRP and the pupil, we have chosen to design the SRP for slightly thicker (250 mm) spider vanes. The coronagraph we are assembling for Subaru is designed for an input beam of 17.96 mm in diameter. At this scale, the gap due to the spider vanes is therefore 0.453 mm. The SRP consists of four tilted plane-parallel plates, each translating a part of the pupil inwards, as shown in Figure 1. It can be best described as a "pyramid-shaped rooftop" of constant thickness. All four plates were cut from the same plane-parallel plate (a.k.a. optical window), to guarantee, within tolerances, a constant thickness.

Commercially available optical windows have, for typical specifications, a parallelism better than 5″, about 2.5×10^{-5} radians. Across a 1 cm long piece cut from such a window, the maximum wedge is going to be 0.25 μm ($\sim\lambda/7$ in H band) which is well within the comfort zone of a deformable mirror. All four plates of or custom component were cut from a single window of thickness $e = 15$ mm and parallelism better than 3″ and the geometry of the cuts and assembly was optimized to avoid pasting together areas which originated from distant parts of the original window.

To translate a quadrant, each of the four segments of the SRP is tilted by an angle α that is a function of the amplitude of the desired translation. δx and δy respectively are the horizontal and vertical translation of the pupil quadrants (cf. Fig. 1), and β is the angle between the horizontal axis x and the top right vane of the Subaru Telescope pupil. The goal of the SRP being to completely fill the spider gap $\gamma = 0.453$ mm, δx and δy must verify

$$\delta x \sin\beta + \delta y \cos\beta = \gamma. \quad (1)$$

Tilting a SRP segment by an angle α not only displaces the corresponding quadrant by δ, it also introduces an optical path

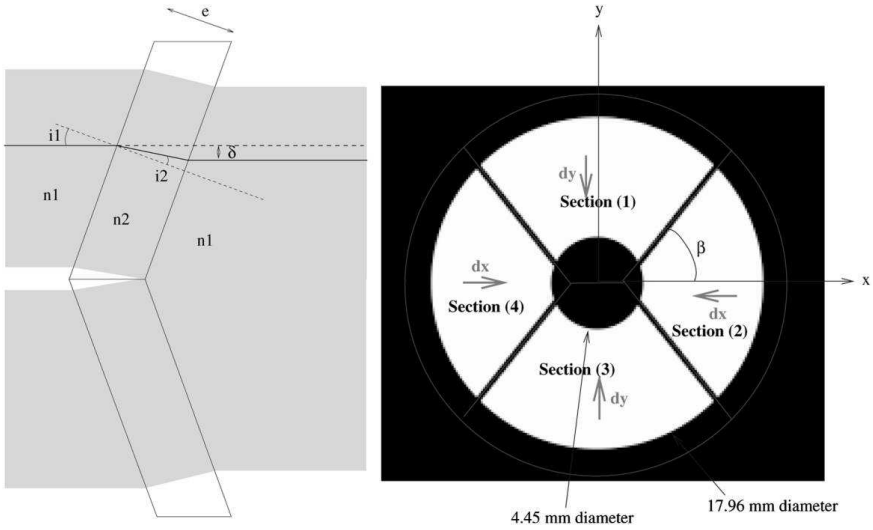


FIG. 1.—*Left panel:* Cross-section of the spider removal plate. The translation of the beam δ is a function of the tilt angle i_1 as well as the index and the thickness e of the window. *Right panel:* Geometry of the Subaru Telescope pupil. The SRP translates quadrants 1 and 3 inward by the amount δy, and quadrants 2 and 4 by δx. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

difference (OPD) Δ relative to a hypothetical undeflected beam. The relation between the tilt angle α (identical to i_1 in Fig. 1), the deplacement δ, and the OPD Δ come from equations of geometric optics (cf. left panel, Fig. 1)

$$\sin i_1 = n \sin i_2 \quad \text{and}$$
$$\delta = e \sin(i_1 - i_2)/\cos i_2,$$
$$\Delta = \frac{e}{\cos i_2}[n - \cos(i_1 - i_2)].$$

where n is the refractive index of the glass (index of air considered to be exactly one). In the small angle approximation, these relations reduce to:

$$\delta \approx e\alpha(n-1)/n \tag{2}$$

$$\Delta \approx e(n-1)(1+\alpha^2/2n). \tag{3}$$

For the SRP to be useful, one must ensure that the OPD is the same for all four quadrants at all wavelengths, so that the wavefront of an on-axis source remains continuous at all wavelengths after the remapping. This can only be achieved when the four plates have simultaneously the same tilt angle α. The solution to equation (1) is therefore to have $\delta x = \delta y = \delta$.

For a window of thickness $e = 15$ mm and index $n = 1.443$ (fused silica for $\lambda = 1.6$ μm), each plate needs to be tilted by an angle $\alpha = 5.004°$ (cf. eq. (2)). To guarantee the continuity of the wavefront on-axis after remapping within $\lambda/10$, one can derive equation (3) relative to α and find that the tolerance for the OPD translates into a constraint on the tilt angle of each plate

$$\sigma_\alpha = \frac{n\sigma_\Delta}{(n-1)e\alpha}, \tag{4}$$

which gives a tolerance of 0.02° for the tilt angle. Figure 2 shows a picture of the SRP that was assembled for the SCExAO system.

The refractive index of fused silica being a monotonous decreasing function of the wavelength, a simple way to ensure that the SRP completely fills the spider vanes over the entire H band (1.485–1.785 μm) is to optimize it for the "red side" of the band, which is less deflected than the "blue side." The two main nonideal effects of the SRP are:

1. The amplitude of the lateral shifts is chromatic, and the pupil size at the SRP output is therefore wavelength dependent. This effect is however small (0.3% over the entire H band) and can be accounted for in the coronagraph design.

2. The output wavefront for off-axis sources contains "steps" which produce aberrations. These aberrations limit the useful field of view and will be quantified in § 4.1. One solution to this problem is to include a "reverse SRP" behind the coronagraph but in front of the science camera to recover a wide field of view.

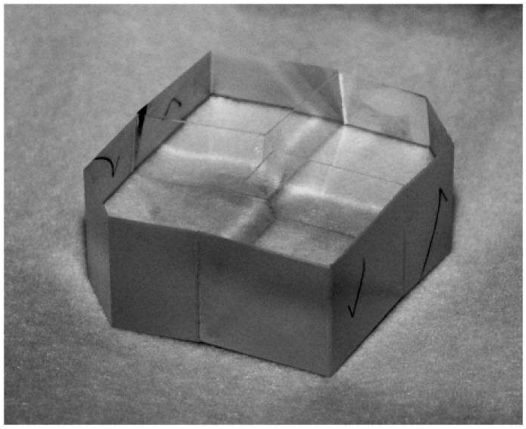


FIG. 2.—Assembled spider removal plate. The plate is 15 mm thick. Note that since the spider vane angle β is 51.75° and not 45°, the SRP is not continuous at the interfaces between the four plates and there are steps running along them.

After the SRP, the beam has no spiders, but still has a central obstruction.

2.2. PIAA with a Central Obscuration

Although not part of the original design of Lyot (1939), apodization of the pupil has been demonstrated to provide a major enhancement of most coronagraphs (Aime & Soummer 2003). The best apodizing function depends on the pupil geometry as well as the type of coronagraph, but prolate spheroidal functions in general have been shown to be natural apodizers for Lyot-type coronagraphs (Soummer et al. 2003), and solutions can be found for centrally obscurated pupils (Soummer 2005).

The simplest way of performing an apodization is to insert a mask whose radial transmission profile follows such a prolate spheroidal function, the so-called classical pupil apodization (CPA). While extremely robust, and insensitive to moderate tip-tilt residuals, this approach has two main drawbacks: the throughput is low (as low as $\sim$0.1 for a 10^{-10} contrast; Kasdin et al. 2003; Guyon et al. 2006), and the effective pupil diameter is reduced by a factor approximately equal to the square root of the throughput (due to the fact that apodizers remove the light mostly at the edges of the pupil), which translates into a loss of angular resolution.

The Phase-Induced Amplitude Apodization (PIAA; Guyon 2003) addresses these issues and apodizes the beam using a very different approach. It uses a set of two tailored optics working in pair: inserted in the pupil plane, the first changes the distribution of light, while the second collimates the beam for an on-axis source. While this idea has already been studied in great details (Guyon 2003; Guyon et al. 2005; Martinache et al. 2006), this

article presents a design adapted to the presence of a central obscuration.

Pluzhnik et al. (2006) have already shown that a PIAA/CPA hybrid system is an attractive design that eases the manufacturability of the first of the two PIAA optics near the outer edge of the pupil. This is the design we have adopted for the SCExAO system. These PIAA optics are designed as a refractive system (lenses instead of mirrors). While such a choice would clearly be a risky option for a space-based coronagraph aimed at reaching very high contrast ($\sim 10^{-9}$), refractive optics can safely be used in coronagraphs for ground-based telescopes.

The set of PIAA lenses is an afocal system that leaves the pupil diameter unchanged. A low-dispersion material was chosen (CaF_2) to keep chromatic aberrations small. Such a refractive PIAA system has several advantages: its circular symmetry makes it easier to manufacture and it is quite compact (96 ± 0.1 mm long for a $\sim$20 mm beam). Radial sag profiles of the PIAA lenses are presented in Figure 3. The profile for L_1 exhibits four main features:

1. A central flat circular area corresponding to what is left of the central obscuration after the SRP (cf. § 2.1).
2. A convex (convergent) ring that densifies the inner part of the pupil and concentrates the distribution of light toward the center of the pupil.
3. A concave (divergent) ring that dilutes the outer part of the pupil. The telescope beam only illuminates L_1 out to 8 mm (vertical dashed line on Fig. 3), which corresponds to the bottom of the well, where the curvature radius is smallest.
4. An external flat ring that provides a convenient way of mounting the lens.

The exact shape of the lens around the outer edge of the beam is critical to the beam shaping, and greatly conditions the efficiency of the downstream coronagraph. Yet because the curvature radius of the lens is the smallest in that region, it is also where the biggest manufacturing difficulty arises.

In order to relax the manufacturing tolerances, the PIAA was designed to provide a partial apodization only, to later be completed by a binary mask (cf. § 2.3). Also, while apparently superfluous, the righthand side of the well in the profile of L_1 acts as a safeguard, making the system independent of slight changes of scale in the pupil that typically accompany realignment of upstream optics. Thus, an oversized pupil that would otherwise induce light leaks has its outermost part deflected away from the beam, preserving the performance at an acceptable (a few percent) cost in throughput.

The sag profile for L_2 is complementary to L_1 and exhibits three main features:

1. A concave (divergent) central part that collimates the light that was densified by part [2] of L_1.
2. A convex (convergent) ring that collimates the light that was remapped by part [3] of L_1.
3. A flat external ring to facilitate mounting.

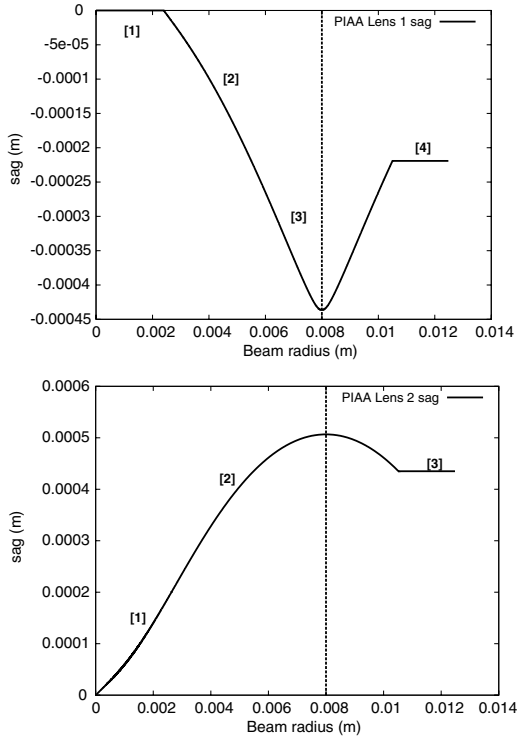


FIG. 3.—Radial sag profile for the two PIAA lenses. On both panels, the *vertical dashed line* localizes the outer edge of the pupil (radius 8 mm). Labels on the two curves refer to main features of the lenses discussed in the text.

Figure 4 shows a picture of the manufactured PIAA lenses before they are tested in the lab. The lenses are designed to be separated by 96 mm exactly at $\lambda = 1.6$ μm, and adapted for a 16 mm-diameter beam.

2.3. Binary Mask to Complete the Apodization

As explained in § 2.2, the PIAA leaves a small amount of light (0.82% of the central surface brightness) in the outer part of the apodized pupil. To be effective, the apodization therefore needs to be completed by a CPA mask (Pluzhnik et al. 2006) in order to turn the (still) hard outer edge of the pupil into a smooth transition. To perform this complementary apodization, we chose to use a binary mask (Kasdin et al. 2005) with a series of narrow opaque rings blocking light. With this approach, the apodizer is achromatic and its transmission variations do not introduce phase variations on the pupil.

The position and width of the rings is optimized to best approximate the ideal continuous apodization profile shown in Figure 5 as the "Apodizer transmission" curve. Several

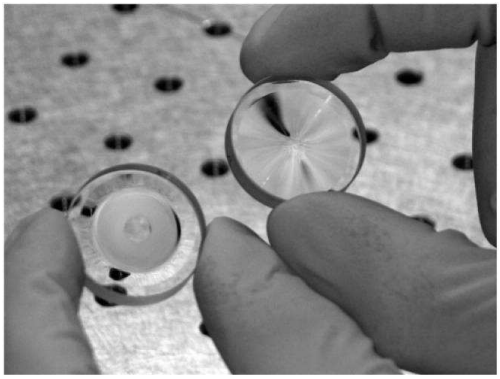


FIG. 4.—PIAA lenses used to apodize the pupil of the Subaru telescope. L_1 (*left*) apodizes the beam and removes the central obstruction. L_2 (*right*) collimates the apodized beam.

constraints were imposed on the design to ensure manufacturability: no ring should be less then 1.6 μm wide and the gap between consecutive opaque rings should be no less than 1.5 μm. The resulting design is composed of 155 opaque rings for a total apodizer diameter of 11.09 mm (defined by the outer edge of the last opening between opaque rings). The apodizer was manufactured by lithography on a transmissive substrate. Figure 6 shows a microscope image of the mask.

The minimum width of the rings was limited to 1.6 μm to ease manufacturing and avoid subwavelength features which could create strong chromatic and polarization effects. We have not done a diffraction analysis of the mask to quantify such effects, but we note that (1) a similar design with 0.8 μm wide rings working in the visible did not show significant deviation from Fraunhofer diffraction theory (Guyon et al. 2009), and (2) the rings are mostly affecting the outer part of the pupil where there is little incoming light.

The postapodizer throughput over the 11.09 mm diameter is 95.4%, but due to the narrow rings in the apodizer, some of the light transmitted is diffracted at large angles. The "effective" throughput of the apodizer is therefore lower, at 92.3%, and would be equal to the "raw" throughput if the apodizer were continuous instead of binary. An additional 4.8% transmission is lost because the beam is clipped by the apodizer at 69.3% of the nominal 16 mm beam diameter. This clipping is equivalent to clipping the outer 2.5% of the input telescope beam at the entrance of the PIAA system, and relaxes pupil alignment tolerances at the expense of a 4.8% throughput loss and a 2.5% angular resolution loss. The combined throughput from (1) absorption in the apodizer, (2) diffractive losses in the apodizer, and (3) beam clipping is 87.5%. We note that most of these losses could be reduced with a more aggressive design with

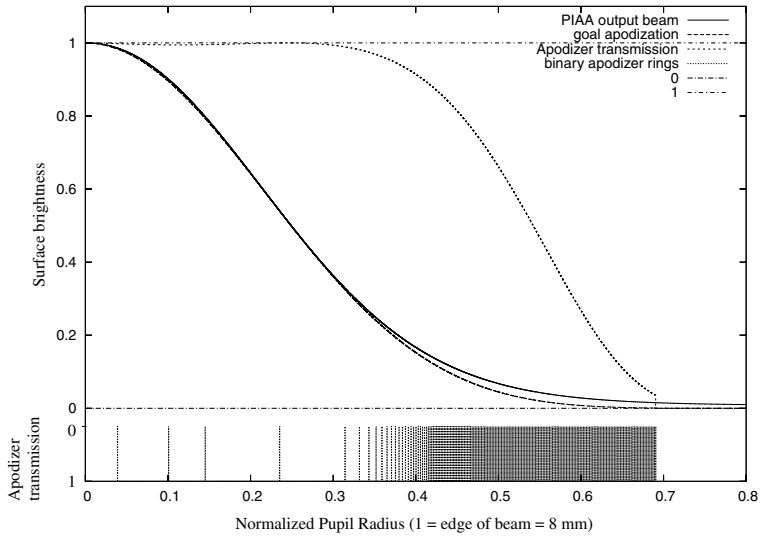


FIG. 5.—Binary mask transmission profile and discretization. The goal apodization (dashed line) is the result of the multiplication of the PIAA output beam profile (*solid line*) by the apodizer transmission profile (*short dashed line*). The rings in the binary apodizer (bottom) become very tightly spaced in the outer part of the beam, effectively blocking a larger fraction of the incoming light.

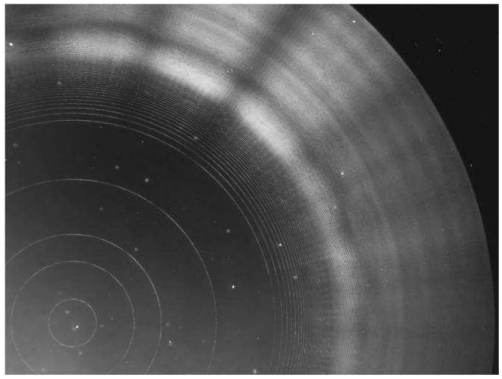


FIG. 6.—Image of the binary mask taken with a microscope. The transmission is about 10% on the edge of the pupil.

tighter tolerances, but we decided for this first on-sky PIAA system to keep the design more conservative.

3. LABORATORY TESTING

3.1. Optical Layout

Because of its specific design (incoming and outcoming beams are collimated, and the aspheric surfaces face each other), the PIAA can work over a broad range of wavelengths. The distance between the two PIAA lenses can compensate for the change of refraction index when changing wavelength. This allowed us to test the optics in visible light, using a standard laser diode ($\lambda = 633$ nm) as our light source, although the system is optimized for the H band ($\lambda = 1.6$ μm).

We have chosen to test the remapping optics (PIAA optics and SRP) with visible light for convenience. The optics were designed for near-IR wavelength, but their functionality can be tested with visible light, although near-IR optimized antireflection coatings create ghosts. We note that a high-contrast coronagraphic imaging test would require near-IR light in addition to wavefront correction with a deformable mirror, but in the absence of wavefront control, testing at a wavelength almost 3 times shorter than nominal provides much higher sensitivity to aberrations as well as alignment errors.

Except for the wavefront control system that is not tested in this laboratory demonstration, the test bed is close to the system to be installed onto the Nasmyth platform of the Subaru Telescope, after the 188 actuator AO system and before HiCIAO (Hodapp et al. 2008). Figure 7 provides an overview of the system. In the diagram (top), a 17 mm collimated beam comes horizontally from the lower-right corner, and goes through a mask simulating the Subaru pupil. The beam then goes through the SRP (see § 2.1), the PIAA (see § 2.2), and the binary mask (cf. § 2.3). At this point, the beam is suitably shaped for high-performance coronagraphy.

The light reflects off a flat mirror and travels from bottom to top through a first achromatic doublet that provides the first focal plane where a coronagraphic mask is inserted, and another achromatic doublet that provides another pseudopupil plane downstream.

The light then reflects off the top-left flat mirror and goes toward the left, through an exact replica of the first PIAA system, only mounted backward. The motivation for this will be discussed in § 4.2. A two-doublet system makes an image on a CCD camera that can be placed either in the pupil or the image plane.

Each element (cf. lower image in Fig. 7) is mounted on a motorized translation stage to be removed from the optical train in a few seconds. This provides good flexibility, and permits the testing of multiple combinations for diagnostics, to the extent that even if all "active" elements (SRP and PIAA) are taken off the beam, the system still works as a perfectly functional nonapodized Lyot coronagraph.

3.2. Image Acquisition and Processing

All acquisitions are made by a 1600×1200 pixel CCD camera (7.4 μm square pixels). A optical density of 2 is used to avoid saturation. Each image is cleaned by removing bias and hot pixels, and for each simulation, we align and coadd 20 acquisitions to reduce readout and photon noises.

The final two-doublet system mentioned in § 3.1 was chosen to provide sampling better than Nyquist in the image plane, while still allowing us to image the pupil with a sufficient number of pixels to observe the effect of the PIAA and the SRP. With these "active" elements out of the beam, the retained configuration provides 2.3 pixels per λ/D and 390 pixels in diameter for the pupil of the telescope.

3.3. Effect of the SRP

Figure 8 demonstrates the effect of the SRP, whose design and specifications are discussed in § 2.1. The figure compares images of the pupil (left column) and the corresponding point-spread functions (PSFs, right column) taken with and without the SRP in the beam.

The effect of the suppression of the spider vanes is clearly visible as the diffraction spikes present in the standard imaging mode PSF (top right image of Fig. 8) are diminished when the SRP is introduced into the beam (bottom right image of same figure). Thinner spiders are still present, however, and contribute to weak diffraction spikes in the images. This incomplete suppression of the spiders can be attributed to the finite thickness of the glue holding the quadrants together in the SRP.

Since no wavefront control system was used during these tests, nothing compensates for the aberrations introduced by the SRP, which being imperfect, necessarily deteriorates the quality

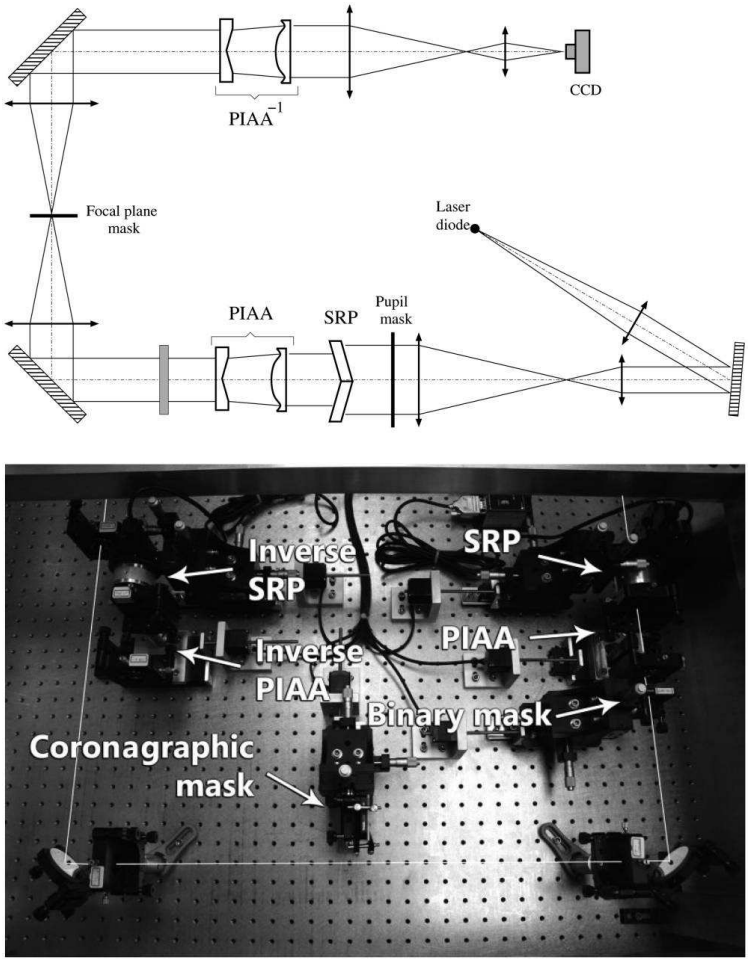


FIG. 7.—*Top:* Optical layout used for the tests reported in this article. *Bottom:* Photograph of the actual experiment: the light is comes from the top right and goes into he SRP, the PIAA lenses, and the binary mask. A lens focalizes the beam on the coronagraphic mask, and the beam then goes into the inverse PIAA, then the inverse SRP. The beam then goes to the CCD camera.

of the PSF. In order to offer a basis for comparison, the central column of Figure 8 presents simulated versions of the same images. Each PSF simulation was calculated using the square root of its corresponding pupil image for amplitude and constant phases. Without the SRP, a comparison of simulated and experimental images is convincing evidence that the relaying lenses and mirrors are sufficiently well aligned not to introduce any obvious aberrations.

When inserting the SRP, the deterioration of the image quality is nonnegligible. Repeated measurements of a Strehl ratio $S = 0.48$ with the SRP ($S = 0.98$ without) offer an estimate of the rms aberration it introduces through

$$S = \exp -(2\pi\sigma/\lambda)^2, \tag{5}$$

which for $\lambda = 633$ nm gives a rms wavefront aberration $\sigma = 86$ nm . For reference, for $\lambda = 1.6$ μm, the same component would provide a Strehl ratio $S = 0.89$.

This wavefront error, since it is static, does not have an impact on the final PSF quality as long as (1) it is measured by

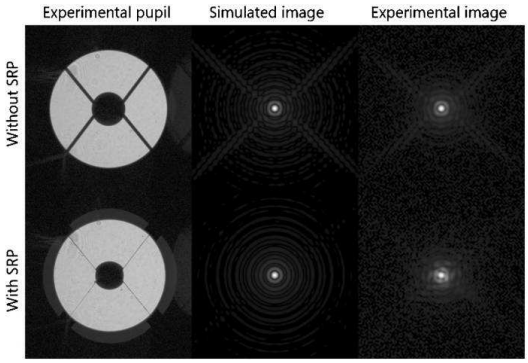


FIG. 8.—Effect of the SRP on the pupil. *Top* (*left to right*): Image taken with the camera in a location conjugated with the pupil plane, showing the mask simulating the Subaru telescope pupil, corresponding simulated image, experimental image. *Bottom:* The same images with the SRP inserted into the beam (cf. § 3.3 for details).

the wavefront sensor, and (2) it is within the correction range of the deformable mirror. The SCExAO architecture will include a wavefront sensor at the science focal plane, and the SCExAO's DM stroke is about 1 μm. Since the remapping introduced by the SRP will turn a continuous wavefront error into a sharp step, a DM located after the SRP cannot easily correct such wavefront errors. The SCExAO's DM will therefore be located before the SRP.

Because it is index dependent (see eq. [4]), the displacement δ is a function of the wavelength and will go from $\delta = 0.402$ mm for $\lambda = 1.6$ μm to $\delta = 0.410$ mm for $\lambda = 633$ nm.

We note that being optimized for the near-infrared, the coating of the SRP is partially reflective (transmission $T = 0.89$) at the test wavelength. The pupil image with the SRP (Fig 8, lower left) shows that each quadrant of the SRP creates a ghost toward the outside of the pupil. These ghosts will be considerably fainter in the near-IR wavelength for which the coatings have been designed."

For now, the tip-tilt of the SRP is controlled by two manual micrometer drives, with an accuracy of a few arcseconds. In the final system, remotely controlled actuators with higher accuracy will be used.

3.4. Pupil Apodization

The role of the apodization is to turn the hard-edge pupil, responsible for the presence of rings in the PSF, into the ideal prolate spheroidal that will maximize the coronagraphic null. In this system, the apodization is a three-step process that combines the SRP, the PIAA, and the binary mask.

Figure 9 plots pupil radial profiles measured with our experiment using different combinations of these three elements, to illustrate how each affects the pupil.

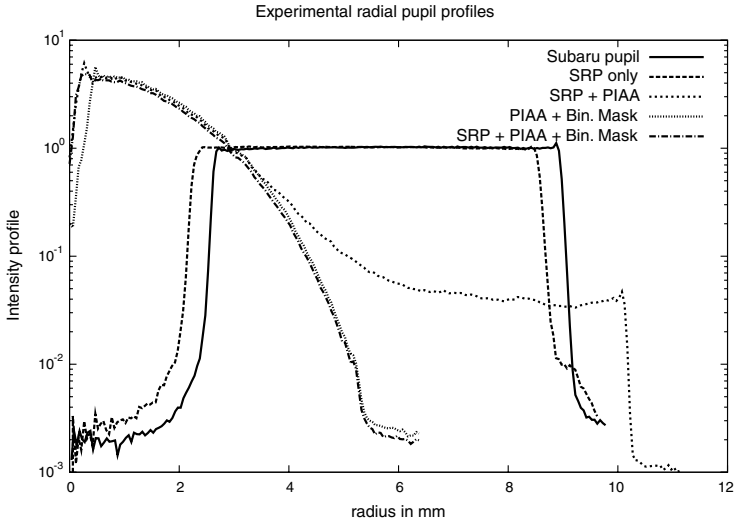


FIG. 9.—Radial intensity profiles of the pupil in the presence of different combinations of the active remapping elements: SRP, PIAA, and binary mask. The mean illumination of the pupil in the absence of remapping (*solid curve*) is taken as reference. Note that unlike Fig. 5, the y-axis uses a logarithmic scale.

The effect of the SRP on the pupil profile is minimal. To fill he gap due to the spider vanes, it moves the four quadrants nward by 0.4 mm. As the pupil radius is ~9 mm, this translates nto the 4.5% pupil size reduction observed between the solid nd dashed line profiles in Figure 9. Note that the central ob- scuration shrinks by the same amount. Section 4.2 will show ow this apparent reduction of the pupil diameter does not also ranslate into a penalty in angular resolution.

The PIAA has a much more dramatic effect on the pupil. It akes the light that was uniformly distributed in the original upil and concentrates it toward the center, filling up the void eft by the central obscuration. The PIAA therefore turns the ard-edge (solid-line) profile into a bright lobe (curve labeled RP + PIAA in Fig. 9) surrounded by a weak (~30 times fainter han originally), slightly oversized uniform background. The inary mask completes the apodization. It essentially substracts he background (additional attenuation by a factor ~10) and puts he finishing touches to the central lobe, to maximize the rejec- ion by the occulting mask.

While looking at Figure 9, the reader may be under the im- ression that the binary mask sabotages the hard work put in by he PIAA and the SRP, by reducing the effective diameter of the upil by a factor of 2. The reader should be reassured by two hings: (1) the vertical scale on the plots of Figure 9 is loga- ithmic and this apparent reduction of the pupil diameter is nuch less significant than it appears, and (2) the binary mask s located downstream of the PIAA, which leaves very little light n the edge of the pupil, where absorption by the binary mask s greatest. Overall, the transmission of the system is 92.3%, excluding losses due to coatings, and beam clipping intro- luced to relax pupil-alignment tolerances. To achieve the same apodization profile on a nonobstructed pupil, a CPA would have a 17.5% throughput.

Figure 10 shows images of the illumination of the apodized upil taken with the SRP in and out of the beam, as well as

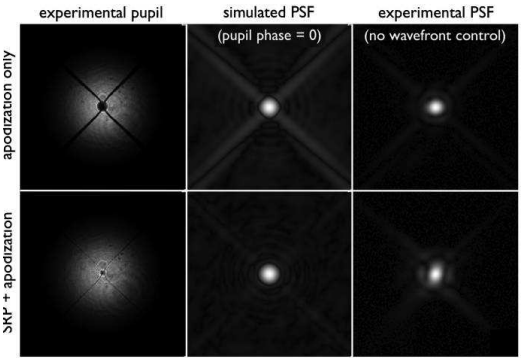


FIG. 10.—Apodization of the pupil: the theory and the experiment without nd with SRP. Results in the image plane.

corresponding focal plane images. The presence of the spider vanes in the top left quadrant offers a way of visualizing the remapping of the pupil performed by the PIAA: not only do the spider vanes get thinner toward the center of the pupil as the distribution of complex amplitude gets concentrated, but because they do not exactly converge toward the geometric center, the spider vanes are distorted by the remapping. The images in the middle column show the corresponding simulated PSFs, calculated from the experimental distribution of amplitude in the pupil with a perfectly corrected wavefront (i.e., phase $= 0$). These images demonstrate the effect of the SRP as it reduces the diffraction spikes of the spiders by a factor of 10^3. The images in the right column are their experimentally obtained counterparts. Although essential features of the PSFs are reproduced, in the absence of wavefront control, the performance is obviously not as good as the simulations predict. The elliptic (astigmatic) experimental PSF obtained with the SRP can be attributed to an error of alignment at the time of data acquisition. Nevertheless, the fact that in both cases these PSFs contain an pseudo-Airy disk shows that the rms of aberrations is below $\lambda/4$, that is, 150 nm. The DM the SCExAO project will use offers a peak-to-valley wavefront correction amplitude of 3 μm. The correction of this static 150 nm aberration will therefore not represent a large fraction of the mirror stroke, which would otherwise limit the SCExAO performance.

4. OFF-AXIS IMAGING PERFORMANCES

It is a basic rule of conventional optics never to alter the pupil if the basic object-image convolution relation is to be preserved. With components such as the SRP and the PIAA, the system presented in this article obviously violates this rule, and this section explores the consequences of their respective actions on the field of view.

By design, SCExAO aims at complementing HiCIAO's parameter space toward small angular separations. A strong constraint on the extent of the extreme AO field of view on the actual system will come from the DM used for the wavefront correction. Indeed, the finite number N of actuators projected across the pupil of the telescope sets the outer working angle (OWA) of such a system to $(N/2) \times (\lambda/D)$. The SCExAO DM offers, at most, $N = 32$ such actuators. On the 8 meter Subaru Telescope observing in H band, this OWA is therefore limited to $0.6'' (16\lambda/D)$.

4.1. SRP Field of View: Simulations and Results

Being fairly achromatic and inducing no light loss, the remapping of the pupil performed by the SRP can be undone, after the coronagraphic mask, by an inverse system, and two SRPs were manufactured in that scope (cf. Fig. 7). After testing, however, one of the two turned out to be of lesser quality, which suggested that we should investigate how much the best

SRP would alter the "wide-field" imaging capabilities of the SCExAO system.

Indeed, as explained in § 2.1, each quadrant of the SRP adds an OPD that is a function of the tilt angle α for an on-axis source (cf. eqs. [3] and [5]). The design, however, guarantees, within tolerances, that the OPD is the same for all quadrants, so that the wavefront of an on-axis source is continuous after the SRP.

Although the tilt angle is the same, the azimuth of the tilt is different for each quadrant. As a consequence, for an off-axis source, the incidence angle will be different, resulting in a different OPD for each quadrant. At a given wavelength λ, this will translate into a phase offset $\Delta\phi$ that can be calculated using equation (5), and for α, substituting $\alpha + \theta$, with $\theta \ll \alpha$ (a legitimate approximation, since $\alpha = 5°$)

$$\Delta\phi = \frac{2\pi e(n-1)}{n\lambda}\alpha \cdot \theta. \tag{6}$$

The dependence on the tilt azimuth is expressed in the use of the dot product $\alpha \cdot \theta$. We have used this equation to predict how the off-axis affects the quality of the PSF. Figure 11 presents the result of these predictions and compares them to laboratory images taken at different off-axis angles with the SRP only. The agreement between the simulations and the data over a fairly large field of view ($20\lambda/D$) is excellent and incidentally confirms the validity of the proposed approximations.

One sees that for angular separations up to $10\lambda/D$, the SRP produces an image with a pseudo-Airy disk. To better understand the off-axis PSF degradation by the SRP, Figure 11 also plots the energy encircled within the pseudo-Airy disk for the relevant cases. Theoretical values of this quantity for a nonobstructed and a 30% obstructed telescope like Subaru are respectively 85% and 69%. Because the SRP incidentally also reduces the size of the obscuration, simulations show that on-axis, the encircled energy is 72%. It degrades by an acceptable 7% for sources at a $5\lambda/D$, and by an unfortunate 30% at $10\lambda/D$. Experimental images and measurements conform to these simulations, although the on-axis performance is reduced to 41%. This lesser performance can be attributed to the absence of wavefront control in this experiment.

Over a sufficiently large ($10\lambda/D$ in diameter) field of view, the image quality appears very satisfactory, despite the absence of wavefront control, within which high-contrast imaging is performed: an inverse SRP is not necessary in this observing mode. For noncoronagraphic "wide field" observations, however, the SRP should be removed from the beam.

4.2. Off-Axis Imaging with a PIAA

For an off-axis source, the pupil-remapping the PIAA performs introduces large aberrations to the wavefront, which translate into very unsually shaped PSFs. The matter is not new and has been extensively described by Guyon et al. (2005) in the case of a nonobstructed aperture. The novelty in the PIAA that will equip the SCExAO system is that it must accomodate the presence of a central obscuration, and as presented in § 3.4, the PIAA lenses used in combination with the SRP manages to suppress it completely. However, this requires a somewhat brutal remapping, with dramatic consequences on the PSF which finds itself pineapple-shaped at separations greater than $10\lambda/D$ (cf. Fig. 12).

Fortunately, just like with any pupil remapping (Guyon & Roddier 2002; Guyon 2003), the aberrations the PIAA introduces can entirely be corrected using an exact copy of the PIAA, only positioned backward, which restores the original pupil and provides wide field of view imaging capabilities. In practice, this so-called inverse PIAA is located in the pseudo-pupil plane located after the occulting mask (cf. Fig. 7). While this idea of using an inverse system to recover wide field of view capabilities after a PIAA coronagraph has often been

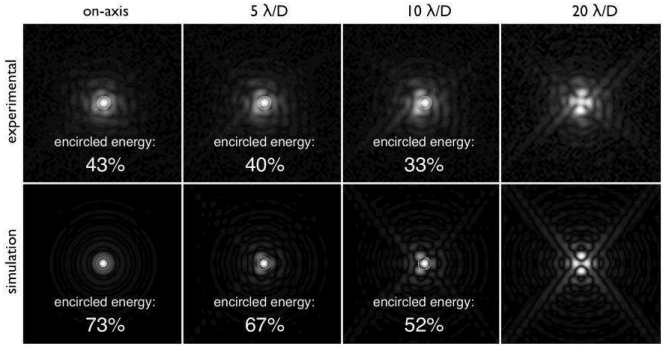


FIG. 11.—Comparison between simulated and experimental images of an off-axis source, from 0 to $20\lambda/D$ with a $5\lambda/D$ step. The field of view of each image is $\pm 12\lambda/D$.

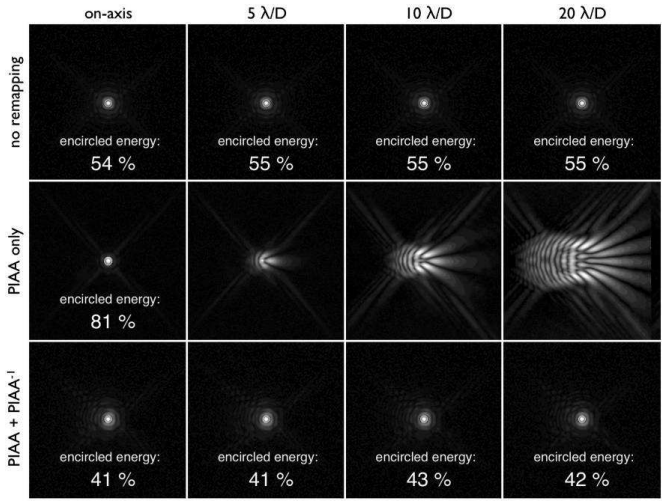


FIG. 12.—Experimental images of sources observed on and off-axis in the absence of SRP. The results of three configurations are shown. *Top row:* no apodization; *middle row:* PIAA + binary mask; *bottom row:* PIAA + binary mask + inverse PIAA. The huge off-axis aberrations the PIAA introduces are satisfactorily compensated by the inverse PIAA as the whole combination system provides diffraction-limited images.

mentioned in PIAA-related publications (Guyon 2003; Guyon et al. 2005; Martinache et al. 2006; Pluzhnik et al. 2006), this article reports the first successful implementation of such an inverse system.

Figure 12 shows a series of off-axis images taken with and without the inverse PIAA and compares them to their equivalent without any remapping at all (except for the SRP). These images show that the inverse PIAA (bottom row) efficiently corrects the huge aberrations the PIAA introduces in the first place (middle row), and turns the pineapple-shaped off-axis images into more conventional Airy-like images, virtually identical to the ones the system produces with no beam apodization at all (top row).

Just as was done for the SRP (cf. § 4.1), Figure 12 also shows the energy encircled within the pseudo-Airy disk of the PSFs (except for the pineapples). The theoretical value of this quantity for the Subaru Telescope pupil is 69%. In the absence of remapping (first row), the experimentally measured encircled energy is 55%. Despite the absence of wavefront control, the apodization by the PIAA manages to bring it a little over 30% on-axis. With the inverse PIAA, the encircled energy stabilizes a little over 40%, whatever the angular position of the source. This 20% loss (relative to the initial 55%) can be attributed to imperfection of the optics. Nevertheless, this result, achieved in the absence of wavefront control is remarkable: the obtention of an actual Airy disk after the inverse PIAA shows that the wavefront residuals rms is better than $\lambda/4$. Observations in the near-infrared and the deformable mirror on the actual SCExAO system should significatively improve this performance.

5. CONCLUSION

The Subaru Coronagraphic Extreme AO system is an instrument to be installed onto the Subaru Telescope, as an upgrade to the recently commissioned infrared camera HiCIAO (Hodapp et al. 2008). The SCExAO system offers the means to probe the innermost part of planetary systems by using technologies optimized for high contrast at small angular separation.

Because it is constrained by the fundamental limits of diffraction and the practical limits of actual telescopes, each high angular resolution imaging system is the result of a multivariable optimization process: contrast versus angular separation versus field of view. While nothing fundamental prevents a PIAA-based coronagraph from achieving high contrast simultaneously with a small inner working angle and over a very wide field of view, practical limits, like a large central obscuration and thick spider vanes, impose some level of specialization for high performance. The SRP + PIAA-based architecture of the SCExAO project was chosen to open a unique niche of high contrast with a small inner working angle for an 8 m telescope. While focusing on a $10\lambda/D$ diameter field of view may seem restrictive, the recent results of other high angular resolution techniques working on a very small field of view, like aperture masking interferometry (Martinache et al. 2009), which SCExAO will also implement, show that such specialization pays off.

In that scope, this article introduces two critical components of the system: a new design for the PIAA apodizer that accomodates the presence of a central obscuration, and a

compound phase plate that suppresses the spider vanes present in most modern telescope designs. The intensive tests conducted on these advanced optical components, at a wavelength 3 times shorter than nominal, demonstrate satisfactory performance despite the absence of wavefront control. We are now integrating these optics with the wavefront control system necessary to produce high-contrast images.

The SCExAO system, in its first installment, is designed to provide high-contrast imaging in the 1 to $4\lambda/D$ separation range in imaging mode only (no spectroscopy). By using achromatic near-IR lenses for relay optics and a low-dispersion material (CaF_2) for the PIAA lenses, chromatic effects in SCExAO are mitigated. Polychromatic operation of SCExAO (for spectroscopy) has, however, not been explored at this point, and will likely require redesign of several components in the optical train (most importantly to compensate for the linear dependence of the diffraction limit λ/D with wavelength in the focal plane). The effect of SCExAO residual chromatic effects on simultaneous differential imaging (SDI) has also not been evaluated, but is believed to be manageable over the $\sim$1% wide spectral band covered by each of the SDI filters. We note that SCExAO does not rely on SDI for differential detection: thanks to the high-order SCExAO DM, coherence-based techniques to separate residual speckles from true sources (as demonstrated in Guyon et al. 2009) will be the the primary speckle calibration mode.

REFERENCES

Abe, L., Murakami, N., Nishikawa, J., & Tamura, M. 2006, A&A, 451, 363

Aime, C., & Soummer, R. 2003, in EAS Publ. Ser., ed. C. Aime, & R. Soummer, 8, 79

Beuzit, J.-L., Feldt, M., & Dohlen, K., et al. 2006, Messenger, 125, 29

Biller, B. A., Close, L. M., & Masciadri, E., et al. 2007, ApJS, 173, 143

Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., & Rouan, D. 2006, A&A, 447, 397

Guyon, O. 2003, A&A, 404, 379

———. 2005, ApJ, 629, 592

Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Galicher, R., Martinache, F., Ridgway, S. T., & Woodruff, R. A. 2005, ApJ, 622, 744

Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B., & Ridgway, S. T. 2006, ApJS, 167, 81

Guyon, O., Pluzhnik, E. A., & Martinache, F., et al. 2009, PASP, submitted

Guyon, O., & Roddier, F. 2002, A&A, 391, 379

Hodapp, K. W., Suzuki, R., & Tamura, M., et al. 2008, Proc. SPIE, 7014, 701419

Kalas, P., Graham, J. R., & Chiang, E., et al. 2008, Science, 322, 1345

Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Littman, M. G., & Spergel, D. N. 2005, Appl. Opt., 44, 1117

Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., & Littman, M. G. 2003, ApJ, 582, 1147

Kasper, M., Apai, D., Janson, M., & Brandner, W. 2007, A&A, 472, 321

Labeyrie, A. 1996, A&AS, 118, 517

Lafrenière, D., Doyon, R., & Marois, C., et al. 2007, ApJ, 670, 1367

Lagrange, A., Gratadour, D., & Chauvin, G., et al. 2008, ArXiv e-prints

Lyot, B. 1939, MNRAS, 99, 580

Macintosh, B. A., Graham, J. R., & Palmer, D. W., et al. 2008, Proc. SPIE, 7015, 701518

Marois, C., Macintosh, B., & Barman, T., et al. 2008, ArXiv e-prints

Martinache, F., Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Galicher, R., & Ridgway, S. T. 2006, ApJ, 639, 1129

Martinache, F., Rojas-Ayala, B., Ireland, M. J., Lloyd, J. P., & Tuthill, P. G. 2009, ApJ, 695, 1183

Martinez, P., Boccaletti, A., & Kasper, M., et al. 2008, A&A, 492, 289

Pluzhnik, E. A., Guyon, O., & Ridgway, S. T., et al. 2006, ApJ, 644, 1246

Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, PASP, 111, 587

Roddier, F., & Roddier, C. 1997, PASP, 109, 815

Sivaramakrishnan, A., & Lloyd, J. P. 2005, ApJ, 633, 528

Soummer, R. 2005, ApJ, 618, L161

Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003, A&A, 397, 1161

Depuis, le banc a subi de nombreuses modifications et améliorations. En effet, plusieurs boucles de contrôle ont été mises en place, et l'instrument a été redéfini pour prendre le moins de place possible entre l'AO188 et HiCIAO. La figure 4.52 présente la dernière version, avec ses différents sous-systèmes.

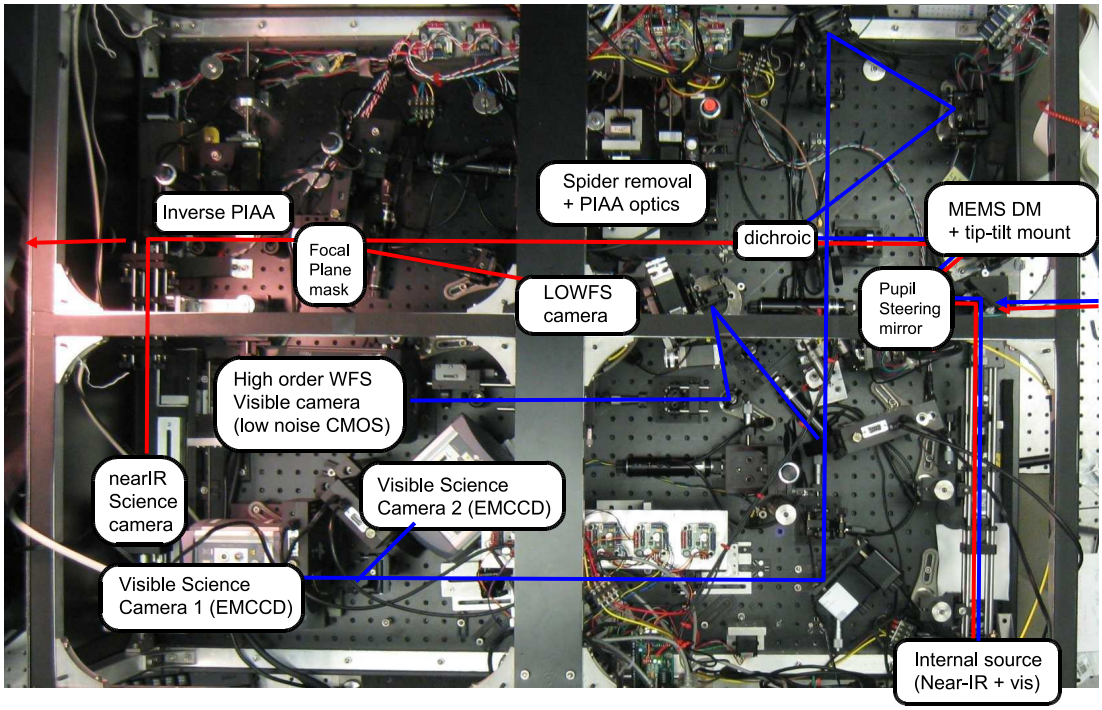


FIGURE *4.52* – L'instrument SCExAO tel qu'il a été monté au télescope Subaru.

Grâce à un financement de l'Onera, j'ai pu réaliser une mission sur SCExAO en février 2011, lors d'une semaine de tests de jour suivi de deux nuits d'observations. Hélas, les nuits d'observations n'ont pas été fructueuses, à cause de conditions climatiques instables. La boucle de tip/tilt a cependant été fermée, et des images ont été obtenues sur la caméra scientifique infrarouge (substituée à HiCIAO), et sur les caméras scientifiques dans le visible.

L'instrument ayant une source d'étalonnage interne, nous avons pu comparer les perturbations obtenues en laboratoire et au foyer du télescope. La figure 4.53 présente l'installation de SCExAO sur la plateforme Nasmyth infrarouge de Subaru, entre l'optique adaptative AO188 et la caméra HiCIAO. Cette dernière est placée sur la même structure que l'instrument SCExAO.

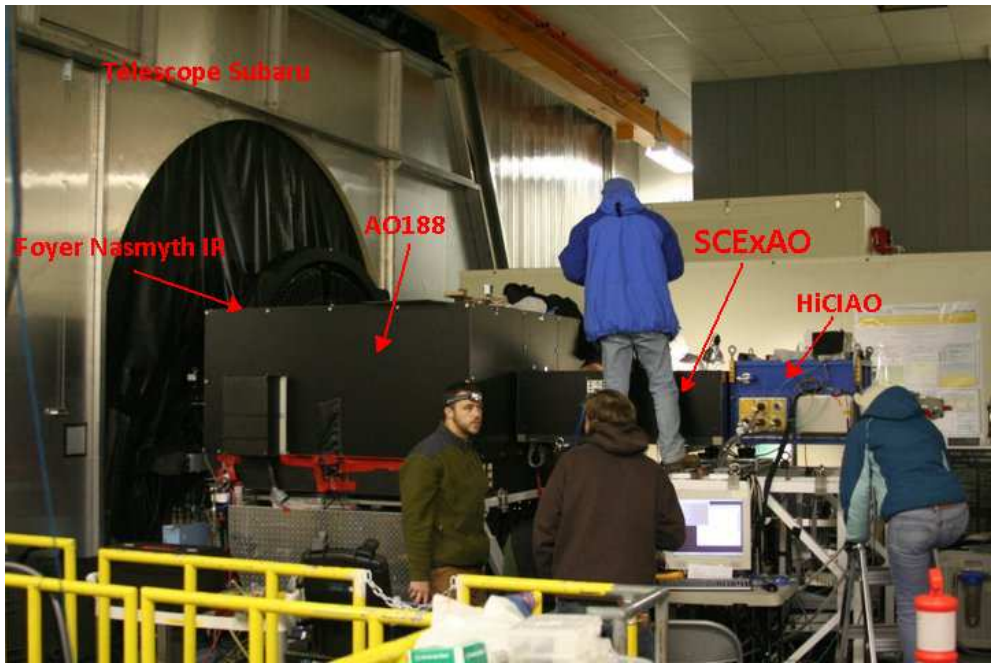


FIGURE *4.53* – SCExAO monté au foyer Nasmyth infrarouge du télescope Subaru, entre l'AO188 et la caméra HiCIAO.

4.6.2 Analyse vibratoire

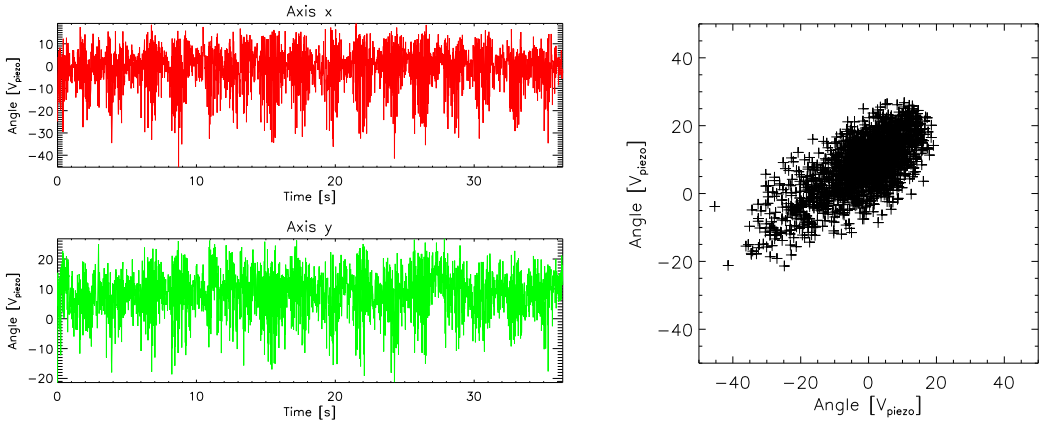
4.6.2.1 CLOWFS : Analyse spectrale avec une acquisition non synchronisée

Je vais tout d'abord analyser les données du CLOWFS, le senseur de tip/tilt de l'instrument. Elles ont été enregistrées durant un test de jour, l'instrument étant installé au sommet, et la lumière provenant d'une source d'alignement.

Contrairement au banc PERSÉE, le contrôle de tip/tilt de SCExAO n'est pas réalisé en temps réel : chaque image est acquise après que les opérations de la trame précédente soient finies. La durée entre deux images dépend donc des opérations plus ou moins prioritaires réalisées à ce moment-là. Cependant, les images sont horodatées, c'est-à-dire qu'on enregistre l'instant de l'acquisition.

Les données sont présentées dans la figure 4.54, avec la représentation temporelle et la représentation XY, les axes x et y étant respectivement les axes horizontal et vertical du détecteur. Les données sont présentées en tension de commande des moteurs piézoélectriques du miroir de correction de tip/tilt, avec une correspondance sur le ciel d'environ 3 mas.V_{piezo}^{-1}.

On peut voir sur la figure 4.54a que le résidu de la boucle de tip/tilt n'est pas du tout à symétrie circulaire, mais il y a une direction privilégiée à presque 45°. Temporellement, on



(a) Données temporelles. ***(b)*** Représentation XY.

FIGURE *4.54* – Analyse de la régularité de l'acquisition du CLOWFS.

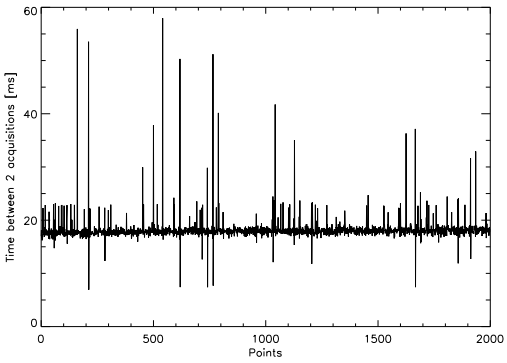
voit sur la figure 4.54b que les données sont très bruitées, avec une fréquence de vibration très élevée, et des battements dans le signal ; on peut ainsi soupçonner qu'il y a deux vibrations haute fréquence qui perturbent l'instrument.

Pour s'en assurer, la démarche normale est de calculer la densité spectrale de puissance, comme pour les données de PERSÉE ; cependant, le pas d'échantillonnage n'est pas constant, ce qui complique le calcul. Il est d'abord intéressant d'analyser la statistique des durées de trames. Ces durées, ainsi que l'histogramme des fréquences trame, sont présentés dans la figure 4.55.

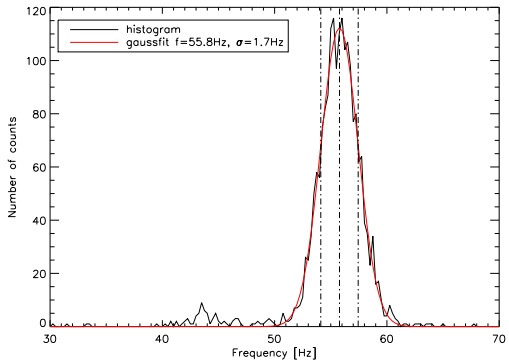
Sur la figure 4.55a, la durée moyenne entre deux images est de 18 ms, mais elle n'est pas tout à fait constante. La plupart des durées sont proches de cette durée moyenne (à moins de 1 ms), mais certaines sont très différentes, jusqu'à 40 ms de plus. Certaines durées sont même bien inférieures à la durée moyenne, ce qui indique que certains horodatages ne sont pas réalisés au moment de la prise des images correspondantes, par exemple dans le cas où une interruption intervient entre la mesure et l'horodatage.

Sur la figure 4.55b, je représente un zoom de l'histogramme de ces données (ou plutôt leur inverse), pour regarder la statistique des données proches de la moyenne. On voit que la statistique est plutôt gaussienne, avec pour fréquence centrale $55,8$ Hz et un écart type de $1,7$ Hz.

Pour calculer une DSP à partir des données, je me suis basé sur cette connaissance de la durée entre deux trames pour calculer un signal échantillonné avec un pas constant. Des méthodes existent pour retrouver le spectre d'un signal échantillonné aléatoirement, notamment



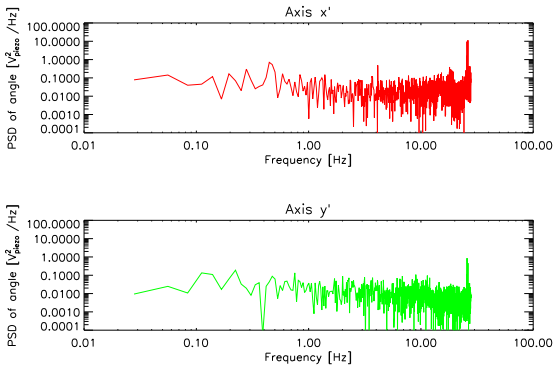
(a) Écart temporel entre deux mesures consécutives du CLOWFS.



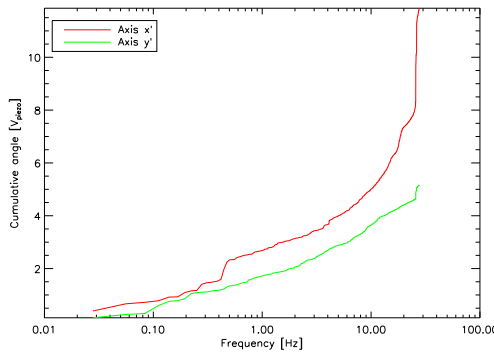
(b) Histogramme des écarts temporels.

FIGURE *4.55* – Analyse de la régularité de l'acquisition du CLOWFS.

celle développée par G. Perrin, présentée en annexe de sa thèse [Perrin, 1996]. Pour calculer ces DSP, j'ai réalisé une interpolation du signal d'acquisition, en injectant les données d'horodatage. Comme on l'a vu, le résidu est dirigé à environ 45° par rapport aux axes x et y. Avant de calculer la DSP, je tourne les axes de ces données de cet angle, pour être selon des axes nommés x' et y'. Dans ce cas, la perturbation est donc plus importante selon x' que selon y'. La DSP obtenue et l'intégrale cumulée de cette DSP sont ainsi présentées en figure 4.56.



(a) DSP de tip et de tilt.



(b) Intégrale cumulée de la DSP.

FIGURE *4.56* – Analyse fréquentielle de l'acquisition du CLOWFS.

Sur les deux axes, la DSP du résidu de tip/tilt de la figure 4.56a est plutôt constante, avec tout de même les deux fréquences vibratoires attendues, autour de 26 Hz. L'amplitude de ces vibrations est plus importante sur l'axe x' que sur l'axe y', avec une différence de plus d'une

décade. Ce résultat est confirmé sur la figure 4.56b ; en effet, le niveau global de bruit est plus de 2 fois plus important sur le premier axe, avec une contribution notable vers 0, 4 Hz, et surtout une forte contribution des deux vibrations à haute fréquence. Comme on l'attendait, celle-ci est beaucoup plus forte selon x'.

Pour vérifier que l'interpolation permet d'améliorer la précision, je compare la DSP calculée avec et sans interpolation. La figure 4.57 présente cette comparaison, en zoomant sur les hautes fréquences.

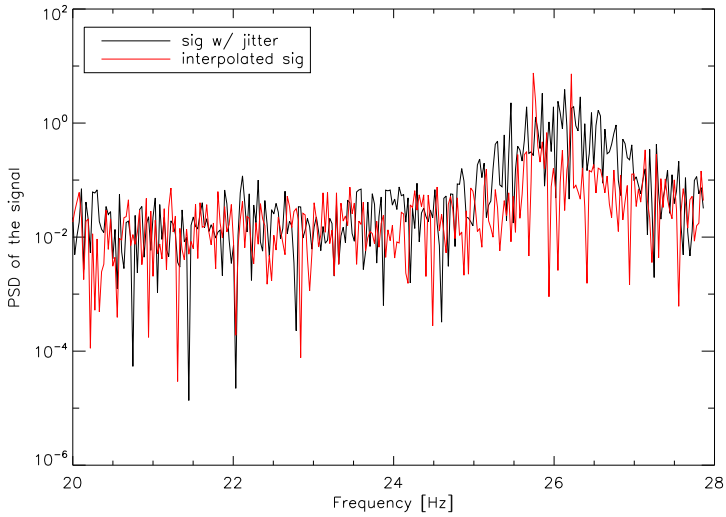


FIGURE *4.57* – Zoom sur les hautes fréquences de la DSP.

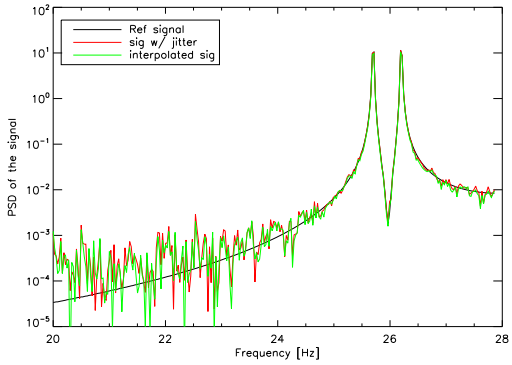
On peut voir que l'interpolation permet de discriminer deux pics vibratoires, autour de 26 Hz et séparés d'environ 0, 5 Hz.

Pour vérifier que ces pics ne sont pas des artéfacts de l'interpolation, je simule un signal constitué ce deux vibrations de mêmes caractéristiques, avec un échantillonnage perturbé par du jitter de deux types :

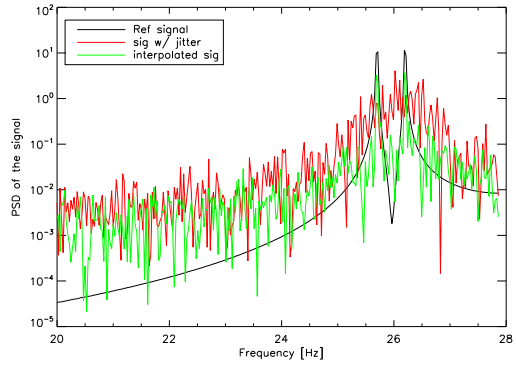
- ❒ le premier type possède une statistique gaussienne de mêmes caractéristiques que le jitter mesuré sans considérer les perturbations fortes ;
- ❒ le deuxième type correspond au vrai jitter mesuré sur l'instrument.

Les simulations sont présentées en figure 4.58, en zoomant sur les hautes fréquences.

Sur la figure 4.58a, on compare le signal avec un échantillonnage parfait (courbe noire), avec du jitter (courbe rouge) et après interpolation (courbe verte). On voit que le jitter gaussien dégrade la DSP obtenue en rajoutant un bruit blanc, d'amplitude suffisamment faible pour ne pas dégrader la détection des deux vibrations. Pour le deuxième type de jitter, en figure 4.58b, le bruit apporté est bien plus important, mais l'interpolation permet tout de même de retrouver les deux vibrations. En comparant cette figure avec la figure 4.57, on voit qu'on obtient exactement



(a) Simulation d'un jitter de statistique gaussienne uniquement.



(b) Simulation avec les vraies données d'horodatage.

FIGURE *4.58* – Hautes fréquences de la DSP des différentes simulations.

les mêmes profils à haute fréquence, que ce soit avec et sans l'interpolation du signal. Les deux vibrations mesurées sur le signal réel ne sont donc pas des artéfacts de l'interpolation, mais des vibrations réellement présentes dans l'instrument.

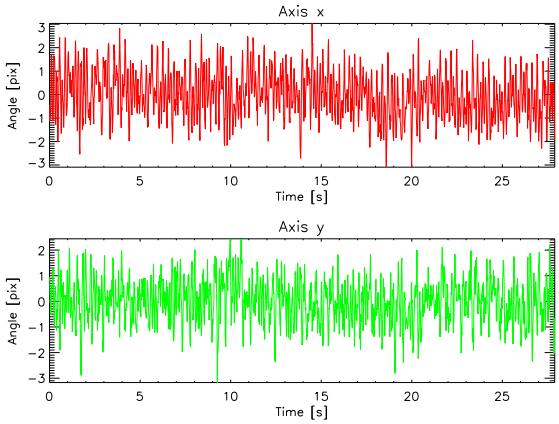
Les simulations d'un contrôleur LQG sur de telles données sont très difficiles, car les vibrations à corriger sont très proches de la fréquence de coupure. Il faut donc déjà trouver l'origine de ces vibrations et éventuellement réduire leur influence, ainsi que tenter d'augmenter la fréquence de la boucle de tip/tilt, pour que ces vibrations — si elles ne sont pas des repliements de fréquences plus élevées — soient dans une zone qui permet d'utiliser la procédure d'identification.

4.6.2.2 Caméra scientifique infrarouge

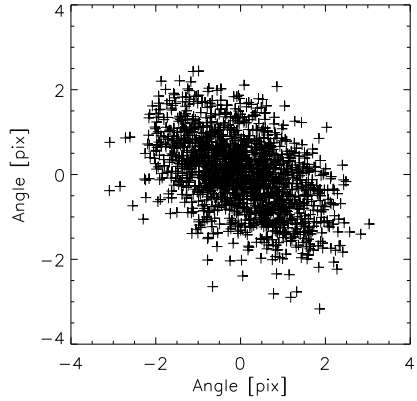
Durant la session de mesures effectuée au télescope, une caméra infrarouge a été substituée à HiCIAO, évitant ainsi de compliquer la prise d'images. Durant une des deux nuits d'observation, malgré un seeing de plus d'une seconde d'angle, nous avons tout de même enregistré des images de différentes cibles. Je présente ici les données prises sur l'étoile Bételgeuse, dans la constellation d'Orion.

Comme dans le cas précédent, la caméra n'est pas cadencée par une horloge, mais les images sont horodatées. La figure 4.59 présente ces données. L'unité prise ici est le pixel de la caméra, or la tache est échantillonnée sur 3 pixels à 1,6 μm, ce qui correspond donc à 27 mas.pixel^{-1}.

Sur la figure 4.59a, on ne remarque plus les battements visibles sur la figure 4.54a. On retrouve tout de même un axe privilégié dans les variations de tip/tilt sur la caméra, avec cette



(a) Données temporelles.

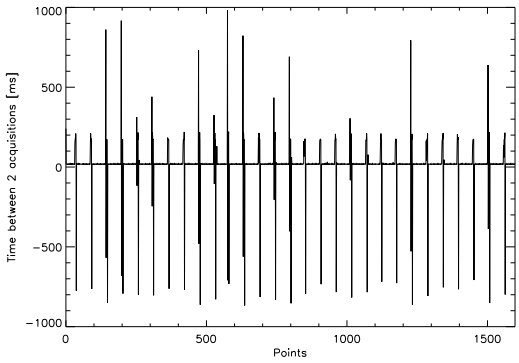


(b) Représentation XY.

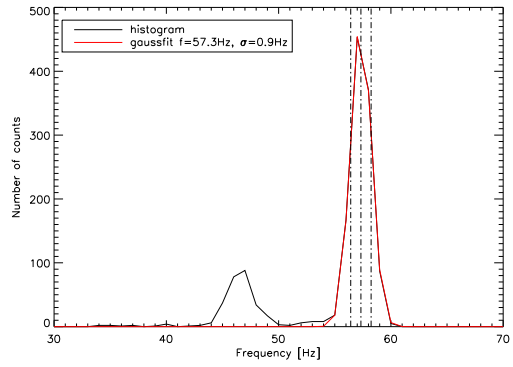
FIGURE *4.59* – Analyse de la régularité de l'acquisition de la caméra infrarouge.

fois-ci plutôt un angle de -45°. Il est possible qu'une inversion dans les images du CLOWFS ou de la caméra infrarouge aient créé cette symétrie entre les deux trajets.

Comme pour le CLOWFS, j'analyse la durée entre chaque image, telle que donnée par l'horodatage. Les résultats sont présentés en figure 4.60.



(a) Écart temporel entre deux mesures consécutives de la caméra infrarouge.



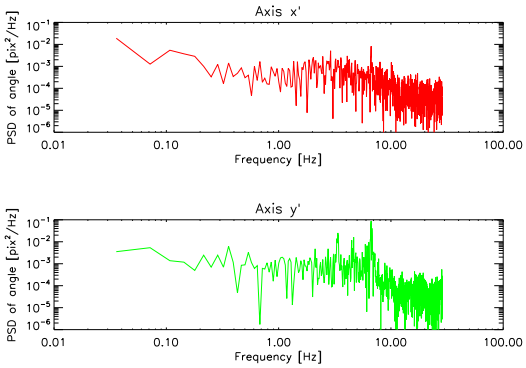
(b) Histogramme des écarts temporels.

FIGURE *4.60* – Analyse de la régularité de l'acquisition de la caméra infrarouge.

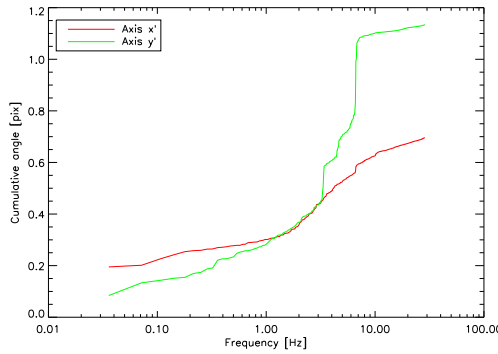
On voit sur la figure 4.60a que les perturbations de la durée moyenne sont beaucoup plus fortes que pour le CLOWFS. La durée moyenne est quasiment la même, mais l'échantillonnage

est perturbé régulièrement, avec une durée supérieure de 100 ms environ, voire jusqu'à 1 s ! Cependant, on voit aussi qu'après chacune de ces perturbations, la durée entre deux images devient négative. Je soupçonne donc fortement un problème dans l'horodatage, qui ne s'effectue pas du tout au moment où l'image est prise. Ces perturbations périodiques doivent être dues à des actions non prioritaires telles qu'un transfert de paquets de données. Si on regarde l'histogramme des fréquences en ne prenant en compte que les données proches de la valeur moyenne, on voit sur la figure 4.60b qu'il y a deux fréquences trame qui se trouvent en compétition, à 47 Hz et à 57,3 Hz. La fréquence « principale » a comme pour le CLOWFS une statistique gaussienne, avec un écart type 2 fois plus faible de 0,9 Hz.

Là encore, je réalise une interpolation du signal en utilisant l'horodatage, même si on peut douter de sa fiabilité. Comme pour le CLOWFS, je tourne les axes de 45° pour me placer selon les axes x' et y'. L'analyse spectrale est réalisée en figure 4.61.



(a) DSP de tip et de tilt.



(b) Intégrale cumulée de la DSP.

FIGURE *4.61* – Analyse fréquentielle de l'acquisition de la caméra infrarouge.

À l'instar du CLOWFS, les vibrations ne sont présentes que sur l'un des axes, ici, l'axe y'. En effet, on remarque selon cet axe 3 fréquences vibratoires, à 3, 4,5 et 7 Hz. Aux États-Unis, le courant électrique ayant une fréquence à 60 Hz, il est possible que la fréquence à 3 Hz soit un repliement d'une harmonique à 60 Hz, la fréquence d'acquisition étant environ à 57 Hz. En tout cas, on ne retrouve pas les deux vibrations très fortes du CLOWFS, et à l'inverse on ne trouve pas dans le CLOWFS les vibrations vues par la caméra infrarouge. Or les deux caméras ont très peu de chemins différentiels. Donc ces vibrations sont soit un repliement de fréquences plus élevées, les deux systèmes n'ayant pas la même vitesse d'acquisition, soit des vibrations apportées par les optiques placées dans ces trajets différentiels, voire même par les caméras.

Un contrôleur LQG peut tout à fait corriger les vibrations présentes dans les spectres présentés en figure 4.61, mais si ces vibrations sont des repliements de fréquences plus élevées, on n'aura qu'une illusion de correction, car la véritable fréquence vibratoire sera toujours présente. Cela entraînerait alors une perte de contraste dans la voie scientifique.

4.6.2.3 Caméra scientifique visible

Comme on peut le voir sur la figure 4.52, une voie visible a été installée entre l'optique adaptative extrême et le module coronographique. Le but de cette voie est d'utiliser la très bonne résolution théorique dans les longueurs d'onde visibles, et ce malgré l'erreur de front d'onde après la correction de l'OA extrême, grâce à une technique appelée *lucky imaging* [Garrel *et al.*, 2011]. Cette technique sélectionne la meilleure information dans un très grand nombre d'images pour obtenir une image finale à la limite de résolution dans le visible.

Pour ce faire, un détecteur ultra rapide est nécessaire, pour figer la turbulence et avoir des speckles bien contrastés dans l'image. C'est pourquoi cette voie d'imagerie est pourvue d'une caméra EMCCD [9], très sensible dans le visible, et fonctionnant à une vitesse d'acquisition très grande de 1 kHz. Pour cadencer l'acquisition à cette vitesse, elle nécessite également une puissance de calcul très importante pour gérer l'acquisition et le stockage des images à cette vitesse. Contrairement aux autres voies étudiées précédemment, cette caméra est synchronisée à une horloge interne. Il n'y a donc aucun problème pour calculer la DSP de la mesure de tip/tilt réalisée.

Les mesures présentées ci-dessous ont été obtenues toujours au télescope, durant la journée, avec la source d'étalonnage de l'AO188. La lumière traverse donc l'optique adaptative du télescope, avant d'arriver sur le banc SCExAO. Je rappelle que l'on ne se sert pas de la caméra HiCIAO, mais celle-ci est tout de même montée derrière SCExAO, sur la même plateforme, comme on le voit sur la figure 4.53. Cette caméra est refroidie à l'aide d'une pompe cryogénique, tournant à basse fréquence, et engendrant des vibrations qui sont éventuellement transmises à SCExAO.

On réalise donc des mesures dans 4 cas différents :

- ❒ l'AO188 en boucle ouverte ou fermée ;
- ❒ la caméra HiCIAO allumée ou éteinte.

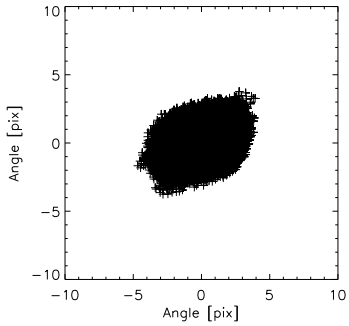
Les mesures des 4 cas sont représentées dans le plan XY de la caméra, sur la figure 4.62. L'unité de la mesure est une fois de plus le pixel de la caméra, qui correspond ici à environ 6 mas.pixel^{-1}.

À première vue, la différence entre les 4 cas n'est pas très forte. On remarque tout de même que la fermeture de boucle de l'AO188 améliore légèrement le résidu, alors que la perturbation est plus forte lorsqu'on allume la caméra HiCIAO. On retrouve une fois de plus un angle privilégié de la perturbation, à environ 45°.

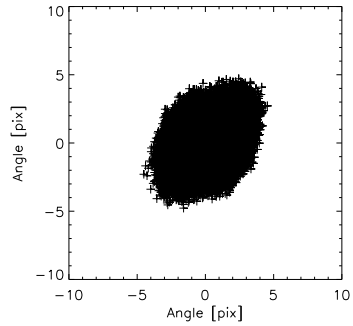
Pour visualiser les vibrations qui dégradent le résidu de tip/tilt, je calcule une fois de plus la DSP selon les axes tournés de 45° x' et y'. Ces résultats sont présentés en figure 4.63.

On voit qu'il y a de fortes contributions à haute fréquence, entre 50 et 200 Hz, correspondant à des vibrations mécaniques, visibles dans les 4 cas de mesure, et d'amplitude à peu près

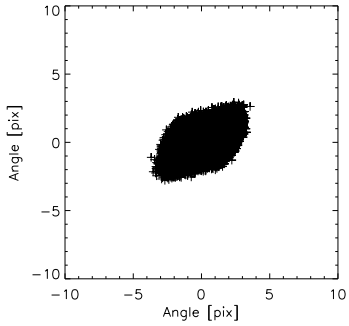
9. Electron-Multiplying CCD



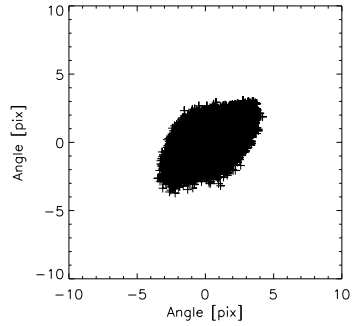
(a) Caméra HiCIAO éteinte et AO188 en boucle ouverte.



(b) Caméra HiCIAO allumée et AO188 en boucle ouverte.



(c) Caméra HiCIAO éteinte et AO188 en boucle fermée.



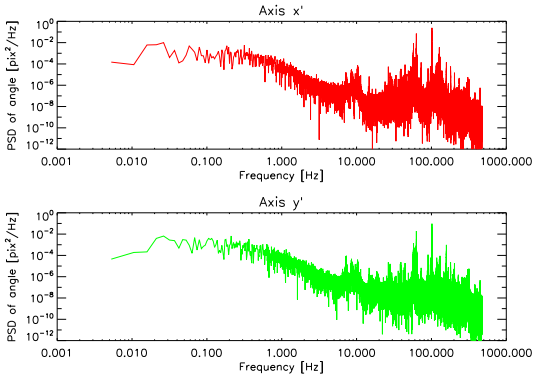
(d) Caméra HiCIAO allumée et AO188 en boucle fermée.

FIGURE *4.62* – Représentation XY du tip/tilt sur la caméra EMCCD visible.

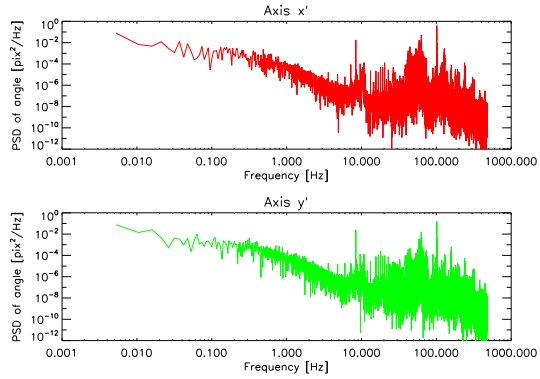
constante. Comme c'était attendu, la fermeture de la boucle d'optique adaptative réduit significativement les très basses fréquences (inférieures à 1 Hz), bien que la turbulence soit assez faible dans le trajet optique. On remarque tout de même que l'allumage de HiCIAO ajoute une contribution significative vers 8 Hz.

Pour quantifier l'impact de ces vibrations, il est plus utile de calculer l'intégrale cumulée de ces DSP. Cette fois-ci, j'ai réalisé ce calcul pour différentes valeurs de rotation des axes d'observation. Par cette méthode, je peux ainsi déterminer si la vibration étudiée a une direction privilégiée. Ces résultats sont présentés en figure 4.64, avec en légende l'angle de rotation. Par exemple à 0˚ (courbe rouge), on regarde l'intégrale cumulée pour l'axe *y*, alors que l'axe *x* correspond à la courbe à 90˚— car identique à l'axe *y* tourné de 90˚.

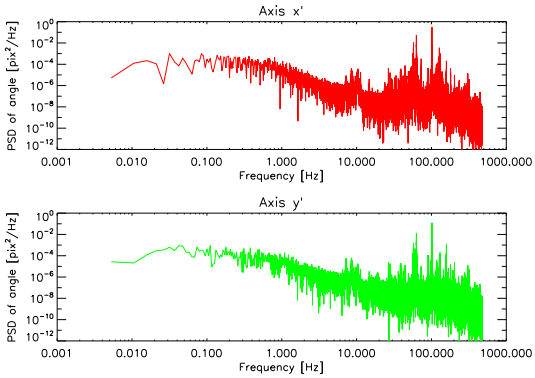
En comparant les figures 4.64a et 4.64c, on peut déjà voir que la fermeture de boucle de



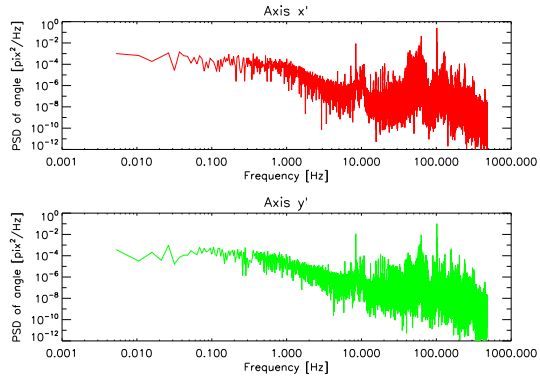
(a) Caméra HiCIAO éteinte et AO188 en boucle ouverte.



(b) Caméra HiCIAO allumée et AO188 en boucle ouverte.



(c) Caméra HiCIAO éteinte et AO188 en boucle fermée.



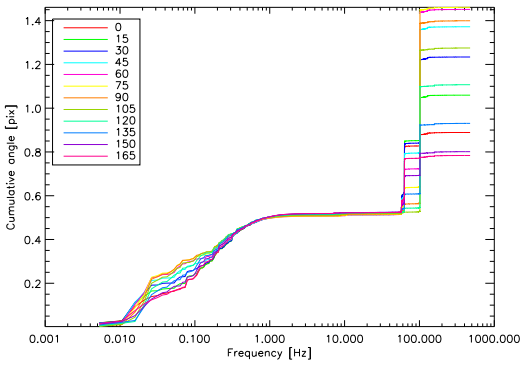
(d) Caméra HiCIAO allumée et AO188 en boucle fermée.

FIGURE *4.63* – DSP du tip/tilt sur la caméra EMCCD visible.

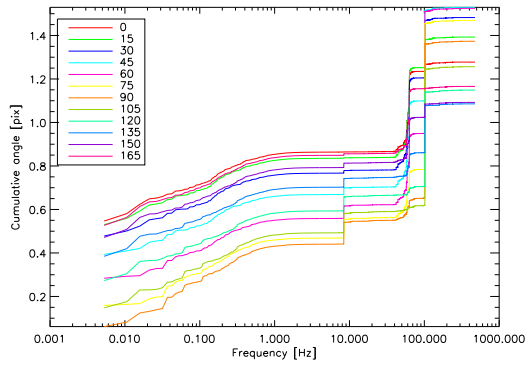
l'AO188 réduit presque d'un facteur 2 la contribution basse fréquence ; mais les vibrations n'étant pas impactées par cette correction, l'effet est minime sur le résidu final. On remarque sur ces deux mêmes courbes que trois vibrations se détachent clairement :

- ❒ la première, à une fréquence de 55 Hz. Elle a une direction privilégiée à 30° — là où le palier est le plus grand —, et est quasi nulle à 120°— la courbe est presque continue ;
- ❒ la deuxième, à 60 Hz, pourrait être provoquée par la fréquence électronique. La direction la plus forte est à 15°, alors que la courbe est presque continue à 105° ;
- ❒ la troisième, à 100 Hz, est la plus importante. Sa contribution est la plus forte à 75°, alors qu'elle est quasi nulle à 165°.

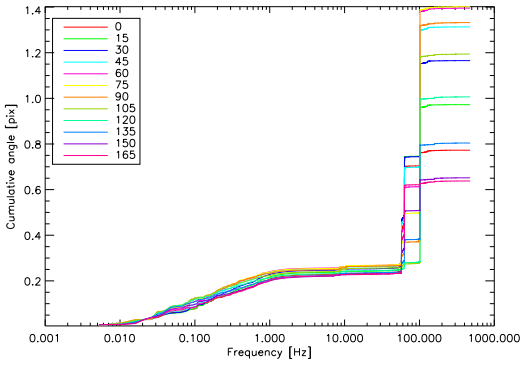
En comparant ces figures avec les figures 4.64b et 4.64d, on voit que l'allumage de HiCIAO apporte principalement une contribution non négligeable vers 8 Hz, avec une direction plutôt



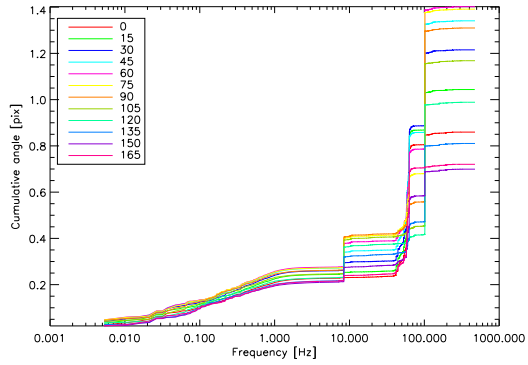
(a) Caméra HiCIAO éteinte et AO188 en boucle ouverte.



(b) Caméra HiCIAO allumée et AO188 en boucle ouverte.



(c) Caméra HiCIAO éteinte et AO188 en boucle fermée.



(d) Caméra HiCIAO allumée et AO188 en boucle fermée.

FIGURE *4.64* – Intégrale cumulée du tip/tilt sur la caméra EMCCD visible.

dans le plan de la table — à 90˚sur la figure —, alors que la contribution verticale est nulle. Bien sûr, le but final est tout de même d'utiliser la caméra HiCIAO, mais on voit ici que la contribution apportée par celle-ci reste faible, et éventuellement corrigible par un contrôleur LQG.

La fréquence d'acquisition étant très élevée, il est peu probable que ces vibrations soient des repliements de fréquences plus élevées. Le 8 Hz apporté par HiCIAO pourrait éventuellement correspondre au 7 Hz observé sur les données de la caméra infrarouge, mais c'est difficile à confirmer. Il est possible que les fréquences dans la voie coronographique soient des repliements des fréquences plus élevées observées ci-dessus, mais ces données ne suffisent pas à confirmer cette hypothèse.

Dans tous les cas, si on a la possibilité d'augmenter la fréquence et de synchroniser l'acquisition du senseur de tip/tilt, un contrôleur LQG pourrait tout à fait corriger les vibrations observées ici, et réduire d'au moins un facteur 6 le résidu observé dans cette voie visible. Cela n'est vrai que dans le cas où les vibrations ne sont pas apportées dans le trajet différentiel entre la voie visible et la voie infrarouge.

4.6.3 Conclusions

Malgré des nuits d'observation plutôt infructueuses, j'ai quand même pu réaliser une analyse des vibrations de l'instrument SCExAO. Le manque d'horloge de synchronisation des caméras de la voie infrarouge a fortement compliqué l'analyse des données. De plus, la fréquence moyenne d'acquisition de ces caméras, de moins de 60 Hz, limite fortement l'analyse, ce qui laisse à supposer que les quelques vibrations observées sont en réalité des repliements de vibrations à des fréquences plus élevées. Cela est confirmé avec l'analyse des données de la voie visible, dont l'acquisition est beaucoup plus rapide à 1 kHz. Les différents cas étudiés ont permis de déterminer que la caméra HiCIAO — et notamment sa pompe cryogénique — apporte une vibration non négligeable à environ 8 Hz.

On l'a vu, les deux caméras de la voie infrarouge — le CLOWFS et la caméra scientifique remplaçant HiCIAO — ne sont pas synchronisées sur une horloge. Or pour corriger efficacement les vibrations du banc, il est nécessaire de les échantillonner suffisamment, et surtout avec un pas régulier. Pour l'instant, le système ne se prête pas à un correcteur de type LQG, avec la procédure d'identification, car ces deux conditions ne sont pas remplies. Les vibrations que l'on observe dans le CLOWFS ne sont pas vues par la voie scientifique, étant des repliements de fréquences plus élevées. Ainsi, leur correction entraînerait une dégradation du contraste dans l'image finale. De plus, les caméras n'étant pas synchronisées, on ne peut pas débiaiser les vibrations mesurées dans le CLOWFS des images finales.

L'architecture du banc a déjà été renforcée, pour limiter la vibration des optiques. Pour corriger les vibrations de tip/tilt avec le CLOWFS, il faudra non seulement synchroniser l'acquisition sur une horloge stable — une fonctionnalité qu'offrent la plupart des caméras —, mais aussi augmenter la fréquence d'acquisition et de correction. Cela passera donc par une optimisation des actions durant la boucle.

CHAPITRE 5

PERFORMANCE DE L'EXTINCTION SUR PERSÉE

Shadow is not the absence of light, merely the obstruction of the luminous rays by an opaque body. Shadow is of the nature of darkness. Light is of the nature of a luminous body ; one conceals and the other reveals. They are always associated and inseparable from all objects. But shadow is a more powerful agent than light, for it can impede and entirely deprive bodies of their light, while light can never entirely expel shadow from a body, that is from an opaque body.

The Notebooks of Leonardo da Vinci, III (1487-1508)

Sommaire

5.1 Introduction 222
5.2 Taux d'extinction en lumière monochromatique 222
5.2.1 Contributions au taux d'extinction 222
5.2.2 Discussion sur les fuites stellaires 223
5.2.3 Premières mesures dans la configuration en autocollimation 224
5.2.4 Stabilité thermique 226
5.2.5 Mesures avec la caméra scientifique 228
5.3 Procédure d'étalonnage de la voie scientifique 230
5.3.1 Description de la voie scientifique 230
5.3.2 Discussion sur le calcul du taux d'extinction 232
5.3.3 Objectif de l'étalonnage 234

5.3.4 Mesure des densités 235
5.3.5 Étalonnage de la caméra scientifique 236
5.4 Analyse du taux d'extinction sur 100 s 243
5.4.1 Présentation des résultats 243
5.4.2 Perturbations de phase 244
5.4.3 Déséquilibre photométrique 253
5.4.4 Étude de la polarisation 256
5.4.5 Synthèse de l'analyse sur 100 s 258
5.4.6 Taux d'extinction en présence de perturbations 259
5.5 Stabilité sur plusieurs heures 262
5.5.1 Conditions de mesure 262
5.5.2 Présentation des résultats 264
5.5.3 Perturbations de phase 266
5.5.4 Déséquilibre photométrique 270
5.5.5 Synthèse de l'analyse long terme 270
5.6 Conclusions 273

5.1 Introduction

Après avoir démontré la capacité à stabiliser le banc PERSÉE, nous allons étudier dans ce chapitre les taux d'extinction obtenus dans les différentes configurations du banc, en lumière monochromatique et polychromatique. Je présenterai également des mesures réalisées lorsque des perturbations sont injectées, ainsi que des mesures de la stabilité longue durée. Je m'attacherai à décrire au maximum les contributions qui permettent d'expliquer les résultats obtenus, pour pouvoir extrapoler au mieux ces résultats dans le chapitre 6. Les résultats présentés ici feront l'objet d'une publication dans un journal à comité de lecture [Lozi *et al.*, 2012].

5.2 Taux d'extinction en lumière monochromatique

5.2.1 Contributions au taux d'extinction

Avec une source monochromatique, certains termes de l'équation (1.12) sont simplifiés, notamment tous les termes de variations chromatiques. L'équation reste inchangée, car il y a toujours une contribution de phase, une contribution d'écart de flux et une contribution de la polarisation, mais ces termes sont décrits par :

- Contribution de phase : le terme de dispersion de phase $\Delta\phi_\sigma$ de l'équation (1.17) est nul, ce qui fait que la contribution de phase est simplement la contribution de la différence de marche,
$$N_\phi = N_\delta = (\pi\sigma\delta)^2 . \tag{5.1}$$
- Contribution de déséquilibre photométrique : de même, le terme de dispersion d'écart de flux ε_σ est nul, ce qui fait que seule la variation de l'écart de flux apporte une contribution,
$$N_\varepsilon = \frac{1}{4}\varepsilon^2. \tag{5.2}$$
- Contribution de la polarisation : pour cette contribution, le fait d'être monochromatique n'a pas vraiment d'effet. Mais la source utilisée est polarisée linéairement en s ou p ; ainsi, le terme $\Delta\phi_{\text{s-p}}$ est nul, ce qui fait qu'il n'y a plus que la composante de rotation qui entre en jeu, ce qui donne
$$N_{\text{pol}} = N_{\text{rot}} = \frac{1}{4}\alpha_{\text{rot}}^2. \tag{5.3}$$
En réalité, il est possible qu'une biréfringence apparaisse dans les lames de l'interféromètre si les contraintes sont trop fortes dans le montage ; cela crée une modification de la polarisation linéaire incidente, ce qui fait que le terme $\Delta\phi_{\text{s-p}}$ peut être non nul, même avec une source polarisée linéairement. Les lames de PERSÉE, très épaisses et peu contraintes par leur monture, ne doivent pas engendrer une biréfringence notable. La réflexion sur un miroir apporte aussi une modification de l'état de polarisation, représentée par les matrices de Jones. C'est pour limiter cet effet que le MMZ a une géométrie à 60° au lieu de 90°. Cependant, cela veut dire que même avec une lumière parfaitement polarisée linéairement et des optiques parfaitement alignées et sans contraintes, la lumière en sortie de l'interféromètre n'est de toute façon pas tout à fait polarisée linéairement.
L'utilisation d'un polariseur en sortie d'interféromètre permettrait de supprimer le terme N_{rot}, en transformant les problèmes d'angles de polarisation en un terme de déséquilibre photométrique. Cependant, sur le banc PERSÉE, je n'utilise pas de polariseur en sortie du MMZ.

5.2.2 Discussion sur les fuites stellaires

Le terme de taux d'extinction $N_\star$ associé aux fuites stellaires, i.e. à la résolution de l'étoile, est d'après l'équation (1.13) :
$$N_\star = \frac{\pi^2}{16}(\sigma B\theta_\star)^2. \tag{5.4}$$

Or sur PERSÉE, le diamètre angulaire de la source est donné par le rapport de la tête de fibre d par la focale f_0 de la parabole M0. La tête de fibre ayant un diamètre de $4,3$ µm

(en approximant la gaussienne par une porte) et la parabole ayant une focale de 750 mm, en considérant la base $B = 50$ mm et le nombre d'onde de la diode laser pour la mesure scientifique $\sigma = 0,43\ \mu m^{-1}$ — soit une longueur d'onde $\lambda = 2,32\ \mu m$ —, on aboutit à un terme de fuite stellaire de $N_\star = 9 \times 10^{-3}$.

Or j'ai obtenu des taux d'extinction bien meilleur que cela, comme on le verra par la suite. En réalité, ce calcul n'est valable que dans le cas d'une source spatialement incohérente, alors que dans le cas de PERSÉE, la fibre étant monomode, la source est spatialement cohérente. Pour ce type de source, il n'y a aucun terme de fuite stellaire, on considèrera donc

$$\boldsymbol{N_\star \simeq 0}.$$

5.2.3 Premières mesures dans la configuration en autocollimation

En configuration en autocollimation décrite en section 3.2.2, il est impossible de placer le déphaseur achromatique par périscopes prévu dans la configuration finale ; en effet, un double passage dans ces périscopes crée un double déphasage de π, et il n'a alors aucun effet. La frange centrale achromatique à DDM $\delta = 0$ est donc brillante. Pour mesurer un taux d'extinction suffisamment bas, la source utilisée pour la voie scientifique est donc nécessairement une source laser, garantissant une longueur de cohérence suffisamment grande pour que l'effet de l'enveloppe soit négligeable à $\delta = \pm\lambda/2$, la position de la frange noire.

La source scientifique utilisée est une diode laser à 2,32 μm, dont la largeur spectrale est inférieure à 0.5 nm. Ainsi, la longueur de cohérence est supérieure à 10 mm, et la première frange noire a un taux d'extinction minimum de 6×10^{-8}. La position de la frange noire n'étant pas automatiquement déterminée dans cette configuration, il arrive qu'on ne se place pas dans la première frange noire, mais dans une des franges suivantes. La figure 5.1 présente le taux d'extinction minimum des 10 premières franges noires.

On peut voir sur cette figure qu'il faut atteindre la 10e frange noire pour dépasser une contribution de l'enveloppe de 10^{-5}. On a donc une contribution négligeable de l'enveloppe dans le taux d'extinction si on se place dans les premières franges noires.

Dans la configuration en autocollimation, la frange centrale achromatique étant brillante, la position de la frange noire est difficile à estimer à partir des données du senseur de frange. La frange centrale étant brillante en sortie III du MMZ, elle est sombre en sortie II. Cependant, avec le déphasage chromatique induit par les lames, les minima des franges dans les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ ne se trouvent pas aux mêmes DDM. On choisit arbitrairement le minimum de la frange $\mathcal{J}$ de la sortie II pour référence de DDM, mais il faut ensuite ajuster manuellement la position de référence de la boucle de piston sur l'IHM, pour avoir le signal désiré (frange noire ou blanche).

La caméra scientifique n'étant pas encore utilisable pour l'étape en autocollimation présentée ici, la mesure scientifique est réalisée par un détecteur monopixel, mesurant le flux de la

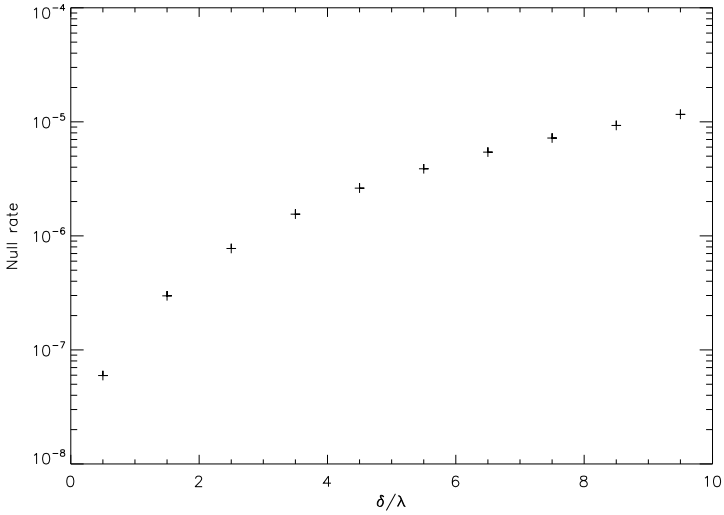


FIGURE *5.1* – Taux d'extinction minimum dû à l'effet d'enveloppe du spectre de la source.

sortie III guidé par une fibre monomode. Le bruit de fond est filtré à l'aide d'une détection synchrone, réalisant la mesure du flux à une certaine fréquence, déterminée par un chopper placé au niveau de l'injection de la source $\mathcal{K}$. N'ayant qu'une seule voie de détection scientifique, il est impossible de mesurer en même temps les franges blanche et noire. On mesure donc séquentiellement ces deux signaux, en ajoutant une DDM de $\lambda/2$.

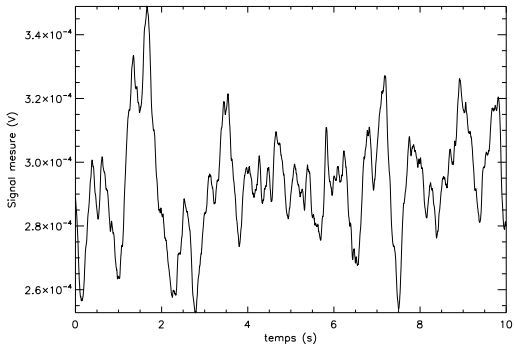
La figure 5.2 présente une mesure des franges blanche et noire, avec dans un cas la boucle d'asservissement de piston ouverte (figure 5.2a), et dans l'autre la boucle fermée (figure 5.2b).

À partir de ces données, j'ai ainsi obtenu un taux d'extinction $N = 4 \times 10^{-4} \pm 3 \times 10^{-5}$ en boucle ouverte, et $N = 6 \times 10^{-5} \pm 3 \times 10^{-5}$ en boucle fermée.

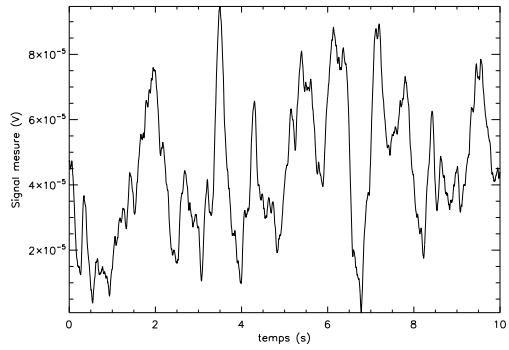
Le taux d'extinction moyen est donc amélioré d'un facteur 7, et pourtant la stabilité n'a pas changé. Dans les deux cas, le résidu de DDM mesurée est de $\sigma_\delta = 0,7$ nm rms, ce qui donne une contribution au taux d'extinction de 9×10^{-7} ; ce n'est donc pas ce résidu qui limite le taux d'extinction.

Les variations observées sont certainement dues aux variations de température des optiques, qui peuvent dégrader fortement le taux d'extinction, comme on le verra dans la section suivante.

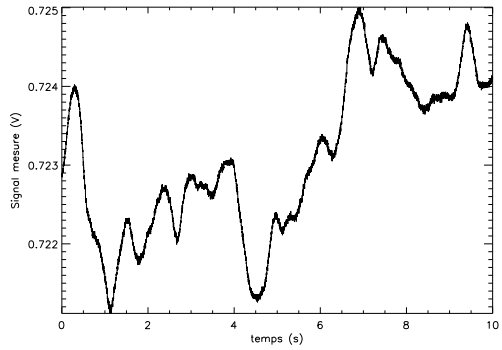
Ces mesures ont montré en premier lieu qu'avec le banc PERSÉE, il est possible d'atteindre des taux d'extinction inférieurs à 10^{-4}, même si pour l'instant ce résultat est obtenu pour une source monochromatique.



(a) Signal de frange noire avec le cophasage en boucle ouverte.



(b) Signal de frange noire avec le cophasage en boucle fermée.



(c) Signal de frange brillante.

FIGURE *5.2* – Signaux obtenus lors de mesures de taux d'extinction.

5.2.4 Stabilité thermique

Dans l'algorithme quasi-ABCD présenté en section 2.2.1, ce sont les points A et C qui sont les plus sensibles aux variations de DDM, car ils se situent à peu près aux points d'inflexion où la tangente est la plus pentue, alors que les points B et D, aux extrema de l'interférence, sont peu sensibles à ces variations. Ainsi, dans le MMZ de PERSÉE, se sont les sorties I et IV qui contribuent le plus à la mesure de DDM, alors que la sortie scientifique est la sortie III. Une perturbation dans le MMZ peut donc impacter la sortie III sans que les sorties I et IV ne soient touchées, et vice versa. Il y a donc des trajets différentiels entre le cophasage et la voie scientifique, qui subissent des dérives dues aux variations de température dans le MMZ.

Pour quantifier ces dérives, j'ai mesuré la température du MMZ en différents points, à l'aide de sondes placées sur les montures, dont la précision de mesure est de 10 mK. On peut voir ces sondes placées dans le MMZ sur la figure 5.3.

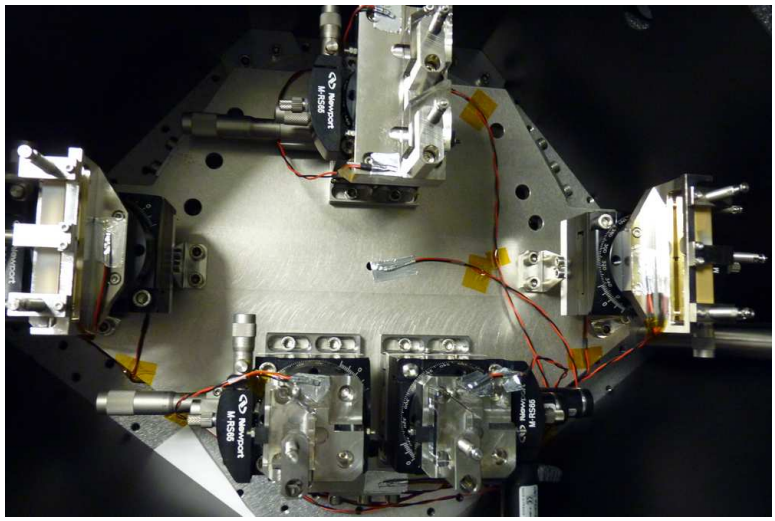


FIGURE *5.3* – Sondes de températures placées dans le MMZ (au bout des câbles noirs et rouges).

Je mesure également le déphasage entre les sorties III et IV dans la bande $\mathcal{J}$, qui correspond plutôt à un décalage des paquets de franges, et qui est dû à la translation de la lame L3a. J'ai réalisé cette mesure dans la configuration en autocollimation, sur trois jours consécutifs, en coupant la climatisation de la salle pour laisser la température dériver. Les mesures sont présentées sur la figure 5.4.

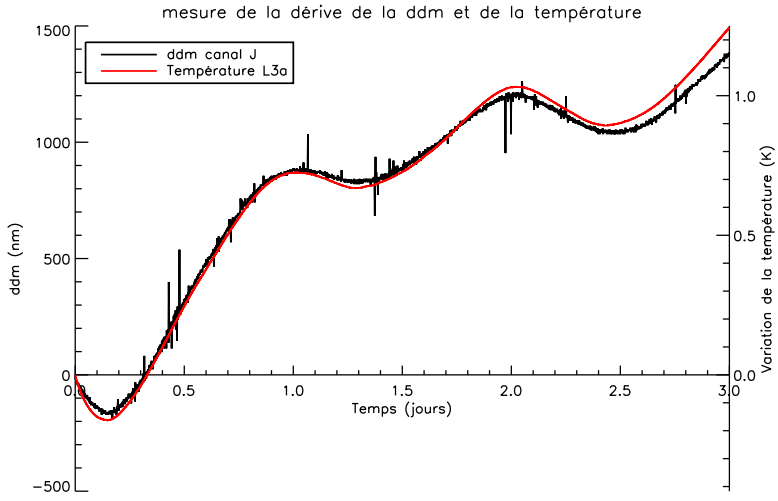


FIGURE *5.4* – Corrélation entre la dérive de la DDM et la variation de température.

La relation entre les variations de température et la dérive des trajets différentiels est clairement établie sur cette figure, avec un coefficient de **1200 nm.K^{-1}**. Les sondes de températures sont scotchées sur les montures des lames, réalisées en inox, dont le coefficient de dilatation thermique ($16,8\times10^{-6}$ K^{-1}) est presque identique à celui des lames de CaF_2 ($16,7\times10^{-6}$ K^{-1}) ; elles ont également une diffusivité thermique (capacité à transmettre les variations de chaleur) équivalente, à $4,2\times10^{-6}$ m^2.s^{-1}. La température de la monture donne donc une bonne idée de la température de la lame. Sur cette courbe, on peut voir les variations journalières de température, avec des maxima locaux dans le milieu de la journée.

Avec un tel coefficient de dérive thermique, pour avoir une dérive du taux d'extinction de 10^{-5} sur 100 s comme spécifié à l'origine, il faut avoir des variations de DDM inférieure à 1,75 nm à la longueur d'onde scientifique la plus basse, soit une dérive inférieure à 1,5 mK sur 100 s. Cette condition est plutôt contraignante, surtout dans la configuration en autocollimation ; en effet, seul le MMZ était capoté, avec une mousse peu épaisse de 1 cm, qui ne réduit que très partiellement les variations thermiques. Il y a de fortes chances que ce soit ce terme qui engendre les variations dans le taux d'extinction mesuré en figure 5.2.

5.2.5 Mesures avec la caméra scientifique

Dans la configuration finale décrite en section 3.3, j'ai refait la mesure du taux d'extinction avec la source monochromatique. Contrairement à la configuration précédente, on ne fait plus qu'un passage dans le MMZ ainsi que dans les autres éléments du banc, et donc on peut utiliser le déphaseur achromatique géométrique. La frange noire est donc à DDM nulle dans les canaux $\mathcal{I}$, $\mathcal{J}$ et $\mathcal{K}$, sans compter les effets chromatiques des lames ; on n'a donc plus de contribution de l'enveloppe des franges comme dans le cas précédent.

Dans cette configuration, l'unique passage dans le MMZ réduit les aberrations des trajets différentiels d'un facteur 2 ; ainsi, le coefficient de dérive thermique est réduit à 600 nm.K^{-1}, ce qui fait qu'on peut tolérer des variations thermiques de 3 mK sur 100 s. Entretemps, nous avons également installé le capot décrit en section 4.4.2.2, qui permet de réduire les variations thermiques, comme on peut le voir sur la figure 5.5.

Au moment de la mesure, la climatisation n'était pas du tout optimisée, comme on peut le voir sur la partie rouge de la courbe. Cependant, ce qui est intéressant sur cette courbe, c'est de voir que l'amplitude des variations de température est atténuée une première fois par le capot du banc et une deuxième fois par le capot du MMZ.

Dans cette configuration je mesure le taux d'extinction avec la caméra scientifique à la place du détecteur monopixel, mais avec la même méthodologie que pour le cas précédent.

Le résultat de la mesure de taux d'extinction est présenté en figure 5.6.

Pour cette acquisition, la valeur moyenne du taux d'extinction est de

$$\langle N\rangle_{T=100\mathrm{s}} = 5,6\times10^{-6},$$

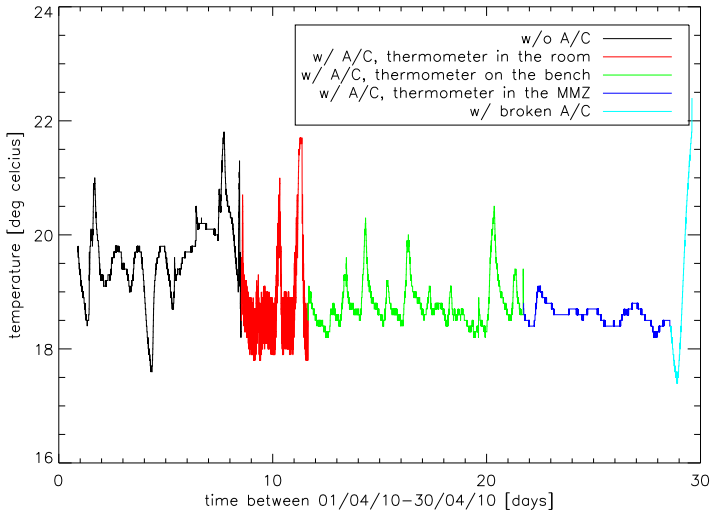


FIGURE *5.5* – Variation de la température dans différentes conditions.

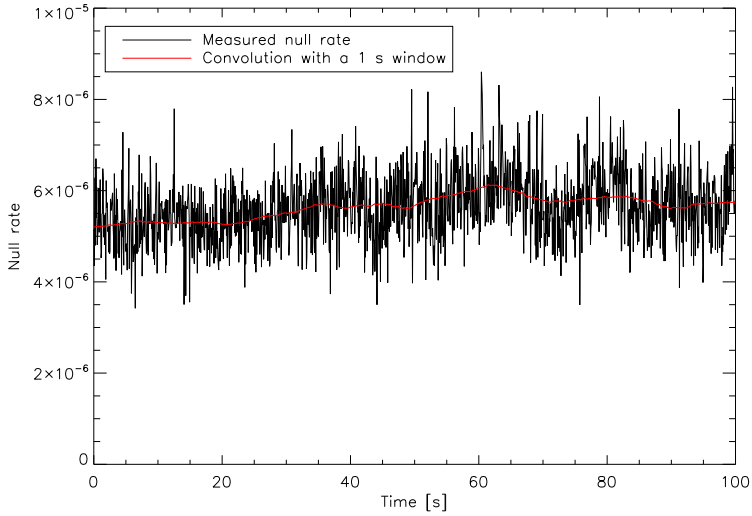


FIGURE *5.6* – Taux d'extinction en monochromatique mesuré avec la caméra scientifique.

soit une valeur bien meilleure que la spécification de 10^{-4} du banc. Ce résultat est très prometteur pour le passage en lumière polychromatique.

La mesure du taux d'extinction étant réalisée en même temps que la mesure de DDM, je peut simuler le taux d'extinction qu'on obtiendrait dans le cas où seule la DDM le dégrade. Cette simulation est présentée en figure 5.7.

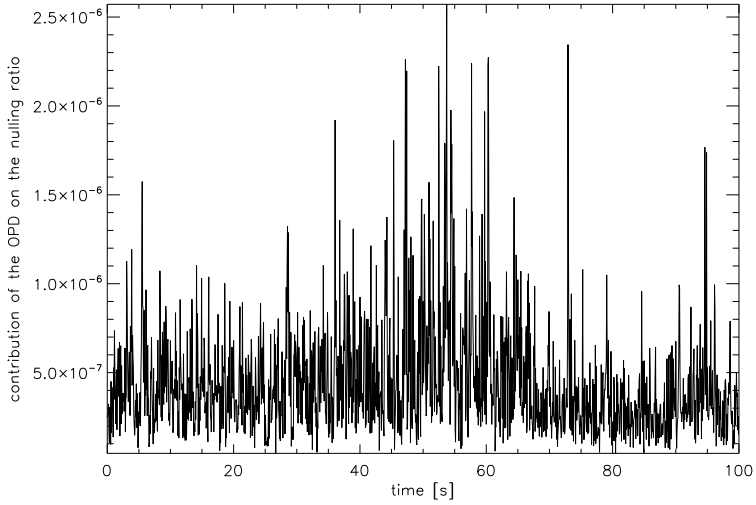


FIGURE *5.7* – Simulation de la contribution de la DDM au taux d'extinction.

La valeur moyenne de cette contribution est de $3,3 \times 10^{-7}$, ce qui est bien inférieur au taux d'extinction mesuré. L'amplitude des variations est du même ordre de grandeur, cependant je ne retrouve pas vraiment les mêmes variations dans les deux signaux. Il doit donc y avoir d'autres termes qui entrent en jeu dans le taux d'extinction mesuré, que ce soit en valeur moyenne et en stabilité.

Pour pouvoir analyser plus finement les contributeurs du taux d'extinction, mais également pour l'optimiser au mieux, une procédure d'étalonnage de toute la voie scientifique a été mise en place, spécialement pour la mesure du taux d'extinction en lumière polychromatique.

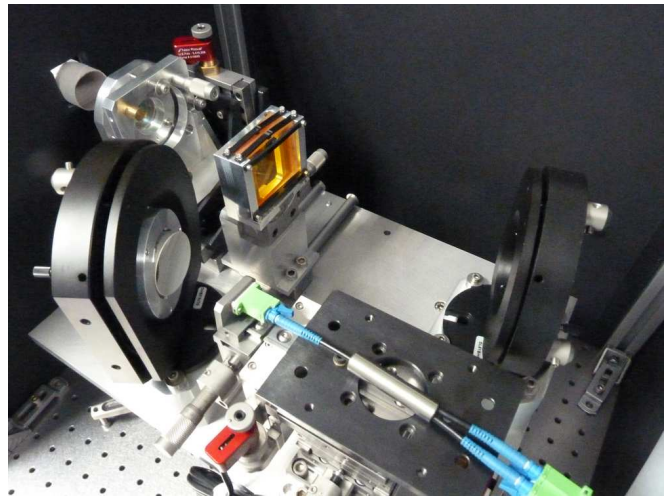
5.3 Procédure d'étalonnage de la voie scientifique

5.3.1 Description de la voie scientifique

Dans la configuration finale de PERSÉE, nous utilisons un spectromètre pour analyser le taux d'extinction à différentes longueurs d'onde, permettant de vérifier son uniformité sur le spectre.

Le flux de frange noire est celui de la sortie III du MMZ. Une lame dichroïque sépare les bandes $\mathcal{I}$ et $\mathcal{J}$ de la bande scientifique, en transmettant les longueurs d'onde supérieures à 1,65 µm. Le flux est injecté dans une fibre monomode, qui filtre toutes les aberrations du faisceau, excepté le piston. Ce flux, ainsi qu'un flux de référence, ressort sur un banc optique correspondant au spectromètre. Ce banc est présenté en figure 5.8.

(a) Vue générale du spectromètre.



(b) Détail du banc optique.

FIGURE *5.8* – Spectromètre de la voie scientifique pour la mesure du taux d'extinction.

Les deux fibres optiques voient leurs cœurs rapprochés le plus possible — à 125 µm d'écart — à l'aide d'un connecteur en Y, puis sont placées au foyer d'une parabole hors-axe. Le faisceau est replié par un miroir plan pour passer à travers un biprisme, en ZnSe et silice, qui disperse le flux en fonction de la longueur d'onde, tout en gardant une direction générale dans l'axe du faisceau incident. Ce flux dispersé passe ensuite à travers un doublet achromatique également en ZnSe et silice, pour être focalisé sur le détecteur de la caméra. Celui-ci est un détecteur PICNIC de 256 par 256 pixels refroidi à l'azote liquide à 77 K, dont le bruit de lecture est de 25 électrons. Les deux flux sont dispersés sur deux lignes de 9 pixels ; il y a ainsi $n = 9$ canaux spectraux, mesurés sur 2 pixels. Les flux de frange noire et de référence sont séparés d'une dizaine de pixels pour éviter toute pollution de l'un vers l'autre.

Je ne prends donc que des images de 20 par 20 pixels pour accélérer l'acquisition. Chaque image a un temps d'intégration $\tau = 2,58$ ms, et est précédée d'une image de reset, de même temps d'intégration, après avoir remis les charges des pixels à zéro. Je fais ainsi la différence des deux images pour mesurer le flux intégré après l'image de reset. L'acquisition est pilotée par une horloge, synchronisée avec celle du cophasage. La fréquence maximale mesurée est de 120 Hz, mais par souci de simplicité, on définit la fréquence de la caméra comme un sous-multiple de la fréquence du FS. Je choisis donc un rapport 10 entre les deux, en mettant la fréquence de la caméra à $f_{\text{cam}} = f_{\text{FS}}/10 = 31250/320$ Hz, soit environ 100 Hz.

Ainsi, je mesure désormais le taux d'extinction sur plusieurs canaux spectraux, ce qui impose de définir un taux d'extinction moyen, permettant de comparer les performances du banc avec l'état de l'art présenté en section 1.3.5.

5.3.2 Discussion sur le calcul du taux d'extinction

Dans le reste de ce chapitre, je vais présenter les meilleurs résultats de taux d'extinction effectués sur le banc, en explicitant les moyens utilisés pour analyser ces données.

Tout d'abord, il est nécessaire de bien définir le taux d'extinction à calculer. Si n est le nombre de canaux spectraux, il est possible de considérer deux valeurs :

- ❒ En intégrant tous les canaux de la caméra, on se place dans le cas où la mesure est équivalente à celle d'un monopixel, comme sur les autres bancs d'interférométrie en frange noire. Dans ce cas, la valeur de taux d'extinction intégré sur toute la bande N_{int} est donc valable pour une largeur spectrale $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{\text{int}} = 23\ \%$. Ce taux d'extinction est alors la somme pondérée par le flux relatif F_i/F_{tot} du taux d'extinction N_i de chaque canal spectral :
$$N_{\text{int}} = \sum_{i=1}^{n} \frac{F_i}{F_{\text{tot}}} N_i. \tag{5.5}$$
- ❒ En moyennant les taux d'extinction des canaux spectraux, on obtient un taux d'extinction moyen N_{moy}, moins dépendant de la forme globale du spectre de la source à travers l'instrument. Il est alors obtenu sur une largeur spectrale $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{\text{moy}} = 37\ \%$:
$$N_{\text{moy}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} N_i = \langle N_i \rangle_i \,. \tag{5.6}$$

Ce deuxième calcul donne dans la majorité des cas un résultat moins bon que le premier ; en effet, le taux d'extinction est plus élevé aux bords du spectre qu'au centre à cause des effets chromatiques, là où le flux décroit dans le spectre. On préfèrera cependant ce deuxième calcul au premier, car la différence n'est pas si importante comparée à la différence de largeur spectrale considérée, et surtout le deuxième calcul est plus indépendant du spectre de la source.

Après avoir défini le taux d'extinction moyen, on peut analyser ses caractéristiques à partir de celles des taux d'extinction de chaque canal spectral, N_i.

Si on considère fixés tous les autres paramètres perturbant le taux d'extinction de l'équation (1.12), celui-ci varie en fonction de la DDM δ selon

$$N_i(\delta) = N_{i,0} + \left(\pi\sigma_i \left(\delta - \delta_i\right)\right)^2 , \tag{5.7}$$

avec $N_{i,0}$ le taux d'extinction minimum du canal spectral i, σ_i son nombre d'onde moyen, et δ_i la différence de marche qui minimise son taux d'extinction. Ainsi, le taux d'extinction moyen est donné par :

$$\begin{aligned} N_{\text{moy}}(\delta) &= \langle N_{i,0} \rangle_i + \left\langle \left(\pi\sigma_i \left(\delta - \delta_i\right)\right)^2 \right\rangle_i \\ &= \langle N_{i,0} \rangle_i + \left\langle \left(\pi\sigma_i \delta_i\right)^2 \right\rangle_i - 2 \left\langle \left(\pi\sigma_i\right)^2 \delta_i \right\rangle_i \delta + \left\langle \left(\pi\sigma_i\right)^2 \right\rangle_i \delta^2. \end{aligned} \tag{5.8}$$

Or, si on pose $N(\delta) = \alpha + \beta\delta + \gamma\delta^2 = a + b(\delta - \delta_0)^2$, alors les paramètres suivent les relations suivantes :

$$\begin{cases} a = \alpha - \dfrac{\beta^2}{4\gamma} \\ b = \gamma \\ \delta_0 = -\dfrac{\beta}{2\gamma} \end{cases} . \tag{5.9}$$

Ainsi, l'équation (5.8) peut s'écrire sous la forme

$$N_{\text{moy}}(\delta) = N_{\text{moy},0} + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\left(\delta - \delta_{\text{moy}}\right)\right)^2 , \tag{5.10}$$

avec

$$\begin{cases} N_{\text{moy},0} = \langle N_{i,0}\rangle_i + \left\langle(\pi\sigma_i\delta_i)^2\right\rangle_i - \dfrac{4\left\langle(\pi\sigma_i)^2\delta_i\right\rangle_i^2}{4\langle(\pi\sigma_i)^2\rangle_i} \\ (\pi\sigma_{\text{moy}})^2 = \left\langle(\pi\sigma_i)^2\right\rangle_i \\ \delta_{\text{moy}} = \dfrac{2\left\langle(\pi\sigma_i)^2\delta_i\right\rangle_i}{2\langle(\pi\sigma_i)^2\rangle_i} \end{cases} . \tag{5.11}$$

Ce qui donne :

$$\begin{cases} N_{\text{moy},0} = \langle N_{i,0}\rangle_i + \pi^2\left\langle(\sigma_i\delta_i)^2\right\rangle_i - \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\delta_{\text{moy}}\right)^2 \\ \delta_{\text{moy}} = \dfrac{\left\langle\sigma_i^2\delta_i\right\rangle_i}{\sigma_{\text{moy}}^2} \end{cases} , \tag{5.12}$$

avec

$$\sigma_{\text{moy}}^2 = \left\langle\sigma_i^2\right\rangle_i . \tag{5.13}$$

Ainsi, le nombre d'onde σ_{moy} est la moyenne quadratique des nombres d'onde des différents canaux spectraux. Par définition, je prend l'origine de la DDM tel que $\delta_{\text{moy}} = 0$. On a donc

$$N_{\text{moy}}(\delta) = N_{\text{moy},0} + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\delta\right)^2 , \qquad \text{avec} \qquad \begin{cases} N_{\text{moy},0} = \langle N_{i,0}\rangle_i + \pi^2\left\langle(\sigma_i\delta_i)^2\right\rangle_i \\ \sigma_{\text{moy}} = \sqrt{\left\langle\sigma_i^2\right\rangle_i} \\ \left\langle\sigma_i^2\delta_i\right\rangle_i = 0 \end{cases} . \tag{5.14}$$

Le minimum de taux d'extinction est donné par la moyenne des minima de taux d'extinction, dégradée par un terme de chromatisme des DDM δ_i rencontrées, $\pi^2\left\langle(\sigma_i\delta_i)^2\right\rangle_i$.

D'après l'équation (5.12), la différence de marche δ_{moy} est la moyenne des δ_i de chaque canal spectral, pondérée par le carré de son nombre d'onde moyen σ_i^2. Ainsi, pour minimiser

le taux d'extinction, je cherche à avoir $\delta_{\text{ref}} = \delta_{\text{moy}} = 0$. L'étalonnage qui réalise cette fonction est décrit en section 5.3.5.5. Cependant, malgré cette optimisation, la dérive thermique fait que j'ai le plus souvent $\delta_{\text{ref}} \neq 0$.

5.3.3 Objectif de l'étalonnage

Sur la caméra scientifique, je récupère deux informations : le flux de la sortie III du MMZ, en interférence destructive, nommé I_{min}, et un flux de référence, nommé I_{ref}.

Comme je l'ai expliqué avec l'équation (1.11), le taux d'extinction N est défini tel que :

$$N = \frac{I_{\text{min}}}{I_{\text{max}}}. \tag{5.15}$$

Le flux I_{min}, correspondant au flux de la sortie III, est directement mesuré par la caméra scientifique ; il ne reste qu'à déterminer le flux I_{max}. Dans le cas d'une source stable, ce flux peut être déterminé avant la mesure du flux I_{min} et être considéré comme constant. Je mesure I_{max} en translatant de $\lambda/2$ la DDM, et en réduisant le flux à l'aide d'une densité ; en effet, le contraste attendu est supérieur à la dynamique de la caméra. C'est cette technique qui était appliquée avec la source monochromatique.

Pour une source polychromatique, il y a plusieurs définitions pour le flux I_{max} : soit on considère le flux de la frange brillante juste à côté de la frange noire étudiée (c.-à-d. avec une DDM de $\lambda/2$, comme pour une source monochromatique), soit on considère la frange brillante qu'il y aurait eu à la place de la frange noire s'il n'y avait pas eu de déphasage achromatique. À cause de la largeur du spectre étudié, l'effet d'enveloppe fait que la première définition donne un taux d'extinction légèrement plus élevé que la deuxième. Comme la première définition est dépendante des effets d'enveloppe, je choisis donc de prendre la deuxième. I_{max} correspond donc au flux qu'on aurait à DDM nulle à la place de I_{min} s'il n'y avait pas de déphasage achromatique de π.

On a vu en section 3.4.1 que le flux en entrée du banc n'est pas tout à fait stable, du fait de la turbulence au niveau de l'injection, ainsi que d'une vibration mécanique. Pour débiaiser l'estimation du taux d'extinction des fluctuations de la source, il faut donc mesurer le flux I_{max} en même temps que I_{min}. C'est pour cela qu'une voie de référence de mesure du flux a été mise en place, décrite en section 3.4.2. Cependant, cette voie ne mesure pas I_{max}, mais un flux I_{ref}, proportionnel au flux de la source, et donc proportionnel à I_{max}. Ainsi, l'étalonnage de la voie scientifique va entre autres permettre de déterminer ce facteur de proportionnalité.

Mais un autre paramètre entre en jeu, c'est la densité utilisée sur la sortie III. En effet, on cherche à atteindre des taux d'extinction très bas, ce qui implique une dynamique de mesure entre I_{min} et I_{max} supérieure à celle de la caméra, qui est environ de 10^4. On utilise donc une densité pour réaliser l'étalonnage, que l'on enlève lors de la mesure de I_{min}.

5.3.4 Mesure des densités

Je dispose de trois densités réalisées sur mesure, de densités optiques D spécifiées à 3, 4 et 5 sur la bande spectrale [1,65–2,45] μm. Ces valeurs n'ont pas pu être validées par le fabricant, car il ne disposait pas de l'instrument adéquat. Il a donc fallu trouver une méthode pour les mesurer.

L'idée est de comparer les densités entre elles, pour réduire au maximum les contrastes entre les différents flux obtenus, tout en restant dans les limites de la caméra. L'objectif est ainsi de comparer les densités 3 et 4, les densités 4 et 5, et les densités 3+4 et 5. Le contraste maximum est ainsi théoriquement de 100, ce qui est largement mesurable par la caméra.

Le flux est donc mesuré dans ces différentes configurations, en ajustant le flux de la source pour que les deux sorties (flux de mesure et de référence) soient dans des valeurs acceptables pour la caméra. Dans une première configuration de la fibre de référence, je réalise trois mesures, avec les trois densités ; cela permet de comparer les couples de densités 3 et 4, et 4 et 5. Les intensités mesurées sont notées $I_{3,1}$, $I_{4,1}$ et $I_{5,1}$ pour les flux de la sortie III, et $I_{3,1,\mathrm{ref}}$, $I_{4,1,\mathrm{ref}}$ et $I_{5,1,\mathrm{ref}}$ pour les flux de référence.

Pour la comparaison entre les densités 3+4 et 5, je suis obligé de modifier la position de la fibre de référence, pour ne pas saturer le flux de référence tout en ayant un signal utile suffisamment fort. Je réalise donc une deuxième mesure avec la densité 5 et une autre avec les densités 3 et 4 ensemble. De même, les mesures sont notées $I_{5,2}$ et $I_{3+4,2}$ pour les flux de la sortie III, et $I_{5,2,\mathrm{ref}}$ et $I_{3+4,2,\mathrm{ref}}$ pour les flux de référence.

Si $I'_{j,k}$ est le flux corrigé $I_{j,k}/I_{j,k,\mathrm{ref}}$, avec j les densités utilisées et k la position de la fibre de référence, je calcule alors les rapports :

$$\begin{cases} \rho_1 = \dfrac{T_5}{T_3} = \dfrac{I'_{5,1}}{I'_{3,1}} \\ \rho_2 = \dfrac{T_5}{T_4} = \dfrac{I'_{5,1}}{I'_{4,1}} \\ \rho_3 = \dfrac{T_3 T_4}{T_5} = \dfrac{I'_{3+4,2}}{I'_{5,2}} \end{cases} . \tag{5.16}$$

Les transmissions des trois densités sont ainsi données par :

$$\begin{cases} T_3 = \rho_2 \rho_3 \\ T_4 = \rho_1 \rho_3 \\ T_5 = \rho_1 \rho_2 \rho_3 \end{cases} . \tag{5.17}$$

Les densités optiques, calculées par $D_j = -\log T_j$, $j \in \{3,\ 4,\ 5\}$, sont présentées dans la figure 5.9.

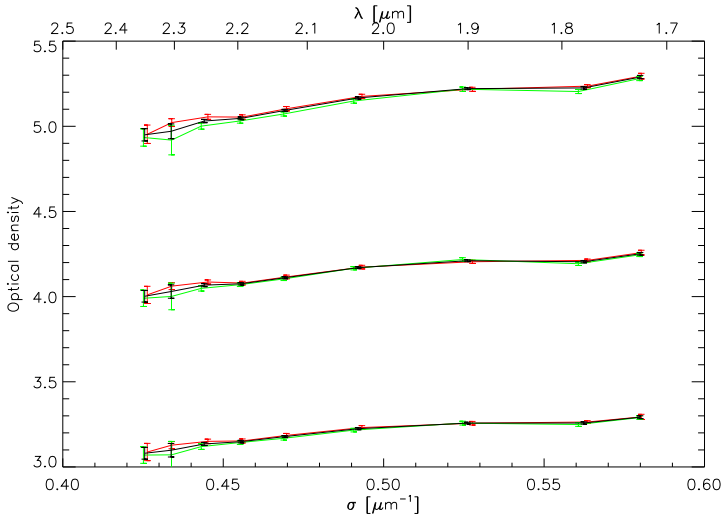


FIGURE *5.9* – Densité optique des trois densités, sur les différents canaux spectraux.

On peut voir que le profil est relativement plat, mais avec une légère pente — les densités sont plus fortes à faible longueur d'onde —, et de valeur moyenne voisine mais sensiblement différente de la valeur spécifiée.

Cette mesure permet donc de débiaiser les mesures de chaque canal spectral de la transmission relative de la densité utilisée. Dans la suite des mesures de taux d'extinction, j'utilise préférentiellement la densité 4.

5.3.5 Étalonnage de la caméra scientifique

Pour étalonner la voie scientifique, l'idée est d'utiliser les données de la caméra durant l'étalonnage du senseur de franges, décrit en section 4.4.1. La figure 5.10 présente un exemple de données obtenues sur la caméra scientifique durant l'étalonnage du FS.

Je rappelle que durant l'acquisition, je réalise plusieurs étapes : des franges d'interférence, la mesure de flux dans chaque bras, ainsi que la mesure du courant d'obscurité. Avec ces données, je peux analyser un certain nombre de paramètres, ainsi que déduire le facteur de proportionnalité entre le flux I_{ref} et I_{max}, servant au calcul du taux d'extinction.

5.3.5.1 Correction des variations de flux

Comme on l'a vu en section 3.4.1.2, il existe des fluctuations de la source dues à sa forte puissance qui chauffe l'air devant la fibre dans laquelle le flux est injecté. À ces fluctuations

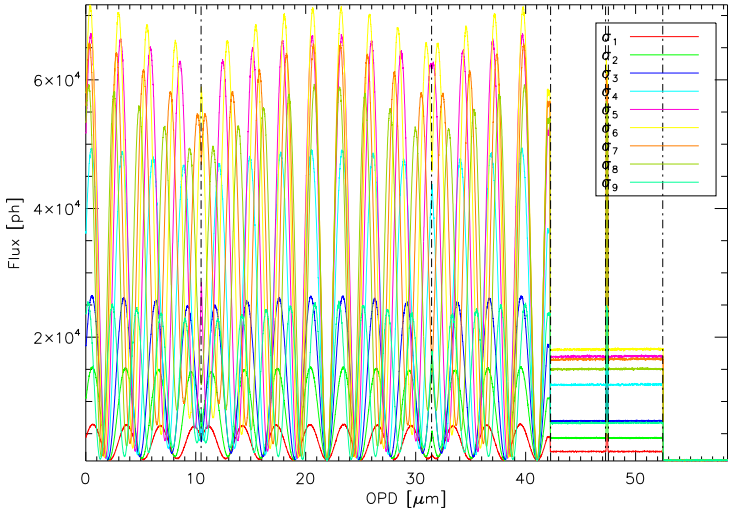


FIGURE *5.10* – Données obtenues sur la caméra scientifique lors de l'étalonnage.

plutôt lentes sont ajoutées une vibration mécanique à une fréquence de 40 Hz, un bruit électronique à 50 Hz, ainsi qu'un bruit blanc, qui comme on l'a vu en section 3.4.1, a une variance proportionnelle au carré du flux — contrairement au bruit de photon, dont la variance est proportionnelle au flux.

Le problème est que les vibrations à 40 Hz et 50 Hz sont très proches de la limite de résolution fréquentielle de la voie scientifique, qui échantillonne à 100 Hz. La lecture des pixels n'étant pas instantanée sur le détecteur, le signal I_{ref} est temporellement légèrement décalé par rapport à I_{min}. Corriger les variations dues à la source dans I_{min} par I_{ref} ne fait qu'accentuer l'impact des vibrations.

Je filtre donc avant correction les fréquences élevées, en appliquant une moyenne glissante sur quelques dizaines de points. Le signal de référence est donc lissé, et il ne reste plus que la partie turbulente, comme on peut le voir dans la figure 5.11. L'intensité de référence filtrée sera notée par la suite $\tilde{I}_{\text{ref}}$.

La figure 5.11 présente les variations typiques de l'injection lorsque celle-ci est maximale, pour les différents canaux spectraux de la caméra. Comme on l'a également vu dans la section 3.4.1, on peut voir sur cette courbe que l'amplitude des variations est dépendante de la longueur d'onde, l'amplitude croissant quand la longueur d'onde décroît.

Le cas présenté ici est très défavorable, car l'injection de la source est maximale, ainsi que les perturbations. Dans les mesures suivantes, le flux est réduit en défocalisant la fibre d'injection, ce qui réduit également l'amplitude de ces perturbations, d'un facteur ≈ 10.

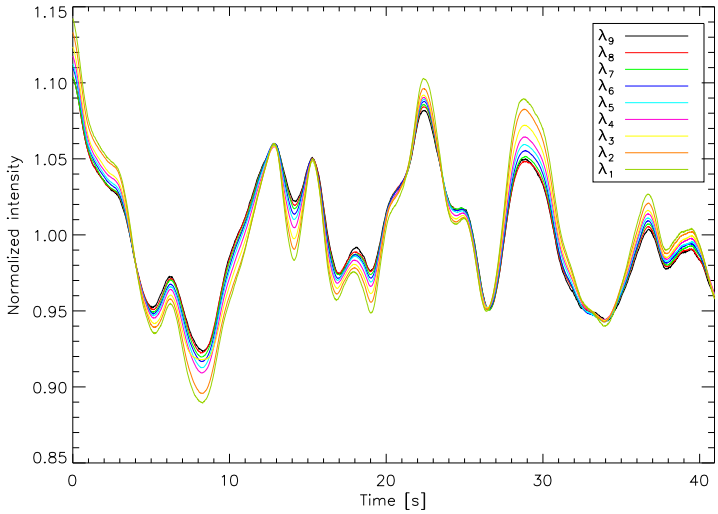


FIGURE *5.11* – Fluctuations typiques de la source en fonction du temps, sur les 9 canaux spectraux, répartis entre λ_1 ≈1,7 µm et λ_9 ≈2,4 µm.

5.3.5.2 Étalonnage pour le calcul du taux d'extinction

Lors d'une acquisition avec la caméra, pour chaque canal spectral, je mesure deux données temporelles : le flux de frange noire, et le flux de référence. Pour calculer le taux d'extinction en fonction du temps, il faut donc déterminer le facteur de correction à appliquer pour avoir une estimation du flux $I_{\max}$ avec le flux de référence corrigé $\tilde{I}_{\text{ref}}$.

Pour une interférence à deux ondes sans déphasage achromatique, l'interférogramme est donné par :

$$I = I_{\text{a}} + I_{\text{b}} + 2\sqrt{I_{\text{a}} I_{\text{b}}}\,\mu|\gamma(\delta)|\cos(2\pi\sigma\delta)\,, \tag{5.18}$$

avec γ le coefficient de cohérence temporelle de la source, telle que $|\gamma(0)| = 1$. Dans le cas de l'interférométrie en frange noire, l'étoile ayant une étendue spatiale faible, le facteur de cohérence spatial μ est aussi très proche de 1. Ainsi, le flux maximum des franges est donné par :

$$I_{\max} = I_{\text{a}} + I_{\text{b}} + 2\sqrt{I_{\text{a}} I_{\text{b}}}\,. \tag{5.19}$$

Comme il n'est pas possible d'enlever le déphaseur achromatique de π pour mesurer directement le flux $I_{\max}$, je peux donc utiliser les flux mesurés pour chaque bras pour estimer le flux $I_{\max}$. Cependant, je mesure les flux I_{a} et I_{b} à travers une densité T_j. Ainsi, pour chaque canal spectral i, je définis un facteur correctif par :

$$M = \frac{T_j \tilde{I}_{\text{ref}}}{I_{\text{a}} + I_{\text{b}} + 2\sqrt{I_{\text{a}} I_{\text{b}}}}. \tag{5.20}$$

Ainsi, lors d'une acquisition de données scientifiques, j'estimerai donc le taux d'extinction par :

$$N = \frac{I_{\text{min}}}{I_{\text{max}}} = \frac{I_{\text{min}}}{I_{\text{a}} + I_{\text{b}} + 2\sqrt{I_{\text{a}} I_{\text{b}}}} = \frac{M}{T_j} \frac{I_{\text{min}}}{\tilde{I}_{\text{ref}}}. \tag{5.21}$$

5.3.5.3 Calcul du déséquilibre photométrique

Les flux I_{a} et I_{b} mesurés sur la voie scientifique permettent d'estimer simplement le déséquilibre photométrique ε, par l'équation (voir section 1.3.3.3) :

$$\varepsilon = \frac{\langle I_{\text{b}} \rangle_t - \langle I_{\text{a}} \rangle_t}{\langle I_{\text{b}} \rangle_t + \langle I_{\text{a}} \rangle_t}. \tag{5.22}$$

La figure 5.12 présente une analyse de l'écart de flux entre les deux bras.

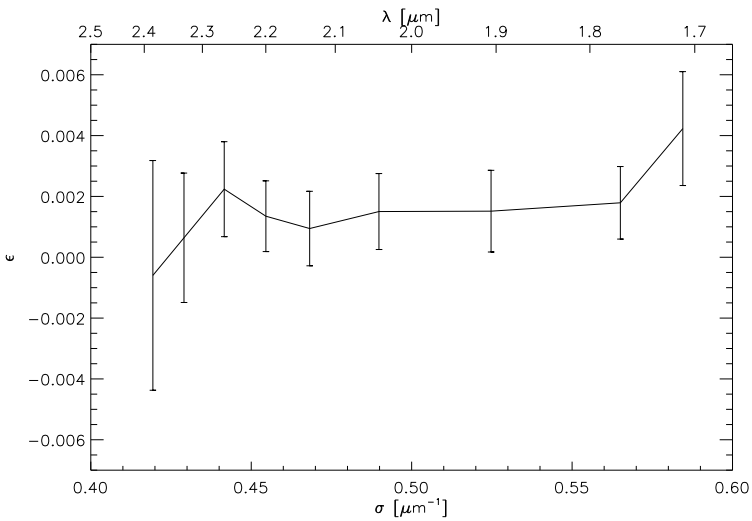


FIGURE *5.12* – Mesure de l'écart de flux au cours de l'étalonnage de la voie scientifique.

Dans cet exemple, le déséquilibre moyen des deux bras de l'ordre de **0, 16 %**, avec une dispersion chromatique de ce déséquilibre de **0, 14 %** sur toute la bande. Le déséquilibre moyen est donc 4 fois plus faible que la spécification définie lors de la conception du banc, qui était de 0, 7 % (section 2.1.3).

Des couteaux avaient été prévus dans la conception initiale, placés au niveau du plan pupille, pour régler finement le déséquilibre photométrique ; cependant, je ne les ai pas utilisés, car l'équilibre obtenu est suffisamment bon.

5.3.5.4 Détermination des caractéristiques des interférences

Durant la rampe de DDM de l'étalonnage, la période et la phase différentielle de chaque interférence nous renseignent sur les longueurs d'onde de chaque canal spectral, ainsi que le chromatisme différentiel du banc. Pour déterminer ces deux paramètres, on réalise une transformée de Fourier des interférences présentées en figure 5.13, comme pour le FS (section 4.4.1.2).

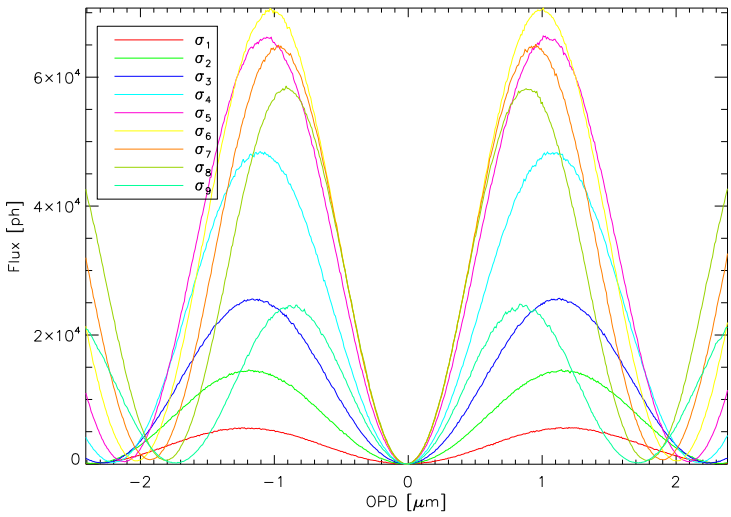
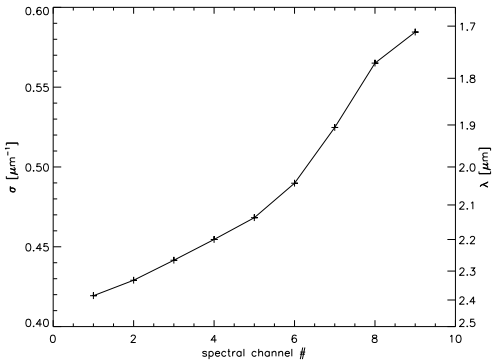


FIGURE *5.13* – Franges d'interférence des canaux de la caméra.

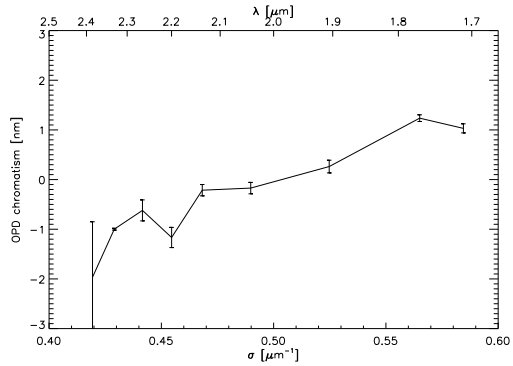
La transformée de Fourier du signal réel étant complexe, la phase autour de la longueur d'onde centrale calculée pour chaque bande spectrale i nous renseigne sur le chromatisme différentiel. Chaque phase ϕ_i est déduite de la transformée de Fourier, et est transformée en une DDM δ_i entre la position de la frange sombre au nombre d'onde σ_i et la position moyenne δ_{moy} qui minimise la contribution du chromatisme au taux d'extinction. La figure 5.14 présente un exemple d'analyse des franges.

Le calcul des σ_i permet de vérifier la stabilité de la position de la tache dispersée par le biprisme sur le détecteur de la caméra. En effet, s'il y a une dérive horizontale entre la caméra et le banc optique situé devant, alors la tache va se déplacer horizontalement sur le détecteur. Or le biprisme disperse les longueurs d'onde horizontalement, donc une dérive va modifier le nombre d'onde central de chaque canal spectral.

Les données de δ_i, mesurées avec une précision de l'ordre de 0,1 nm, permettent de calculer la contribution du chromatisme au taux d'extinction. On peut voir sur la courbe 5.14b que le chromatisme est faible, avec une amplitude d'environ **3 nm**. On va chercher à réduire cette contribution grâce à la procédure décrite dans la section suivante.



(a) Longueur d'onde centrale de chaque canal.



(b) Chromatisme des franges d'interférence.

FIGURE *5.14* – Détermination des caractéristiques des franges de la voie scientifique.

5.3.5.5 Optimisation de la position de référence du FS

Malgré le soin apporté à l'étalonnage du senseur de franges, la position de référence de la boucle de contrôle du piston n'est pas parfaitement égale à la DDM nulle, la position qui optimise le taux d'extinction dans la caméra. Le résidu est cependant toujours inférieur à 3 nm. On cherche donc à minimiser cet écart, pour réduire la contribution de la différence de marche au taux d'extinction.

Pour cela, je vais utiliser la technique du *dithering* développée sur le band NULLTIMATE [Gabor *et al.*, 2008 ; Gabor *et al.*, 2008], dont l'idée est de mesurer le taux d'extinction pour trois différences de marche. Comme la contribution de la DDM est quadratique, on peut déterminer la parabole qui passe par les trois points, et ainsi obtenir la différence de marche du minimum, et la valeur attendue du meilleur taux d'extinction.

Cependant, pour faire cet étalonnage, il faut que les boucles d'asservissements du piston et tip/tilt soient fermées, pour éviter toute dérive du taux d'extinction durant l'acquisition. Or si on est en boucle fermée sur le piston, toute perturbation injectée est corrigée. Il faut donc modifier la position de référence de la boucle pour modifier la différence de marche. Je choisis de faire un déplacement de $\pm\delta_\varepsilon = \pm 2$ nm autour de la position courante, pour éviter toute saturation de la caméra. En effet, une différence de marche de 2 nm augmente le taux d'extinction de $N_{\delta_\varepsilon} = 10^{-5}$ à 2 μm. Or avec la densité de 4, la caméra sature approximativement pour des taux d'extinction supérieurs à 3×10^{-4}, ce qui correspond à une différence de marche de 9 nm, en négligeant les autres contributions. Il faut donc que la différence de marche statique ajoutée à l'amplitude des perturbations de DDM, ainsi qu'à la perturbation de 2 nm ajoutée durant l'acquisition soit inférieure à cette valeur. Or avec un écart type de DDM de $\sigma_\delta = 0,8$ nm, on peut considérer que l'amplitude des perturbations de DDM est égale à $3\sigma_\delta$; soit en ajoutant une erreur statique de 3 nm et une perturbation de 2 nm, on obtient un total de 7,4 nm, ce qui

donne un taux d'extinction maximal de $1,8 \times 10^{-4}$ durant l'acquisition. On a donc une marge suffisante pour réaliser la mesure.

Je calcule donc la valeur moyenne du taux d'extinction N_0, $N_{+\varepsilon}$, $N_{-\varepsilon}$ pour les trois positions de différence de marche δ_0, $\delta_0 + \delta_\varepsilon$ et $\delta_0 - \delta_\varepsilon$.

Or, d'après l'équation (5.10) on a

$$N_{\text{moy}}(\delta) = N_{\text{moy},0} + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\left(\delta + \delta_{\text{ref}}\right)\right)^2 + w_N, \tag{5.23}$$

avec δ_{ref} la position de référence du senseur de frange, et w_N le bruit de mesure qui entache le taux d'extinction expérimental. Ce « bruit de mesure », de moyenne nulle, inclut plus largement les autres contributeurs dynamiques du taux d'extinction, par exemple la stabilité de la source.

Je cherche donc à déterminer la position de référence qui minimise le taux d'extinction. Je considère ici que la DDM est le principal contributeur dynamique, et donc que $N_{\text{moy},0}$ est constant durant l'étalonnage. C'est en pratique ce que l'on observe. J'obtiens donc trois points de mesure sur la parabole :

$$\begin{cases} N_0 = N_{\text{moy},0} + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\left(\delta_0 + \delta_{\text{ref}}\right)\right)^2 \\ N_{+\varepsilon} = N_{\text{moy},0} + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\left(\delta_0 + \delta_\varepsilon + \delta_{\text{ref}}\right)\right)^2 \\ N_{-\varepsilon} = N_{\text{moy},0} + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\left(\delta_0 - \delta_\varepsilon + \delta_{\text{ref}}\right)\right)^2 \end{cases}. \tag{5.24}$$

Ainsi,

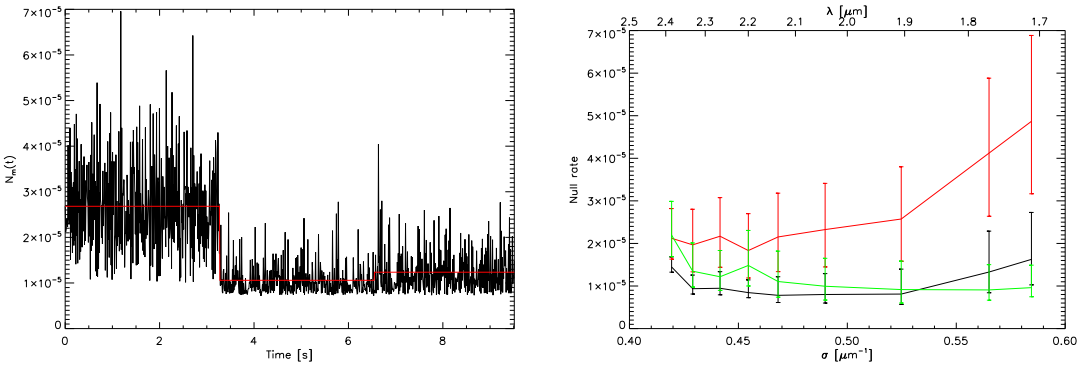
$$\begin{cases} N_{+\varepsilon} - N_{-\varepsilon} = 4\left(\pi\sigma_{\text{moy}}\right)^2\left(\delta_0 + \delta_{\text{ref}}\right)\delta_\varepsilon \\ N_{+\varepsilon} + N_{-\varepsilon} = 2(N_{\text{moy},0} + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\right)^2\left(\left(\delta_0 + \delta_{\text{ref}}\right)^2 + \delta_\varepsilon^2\right) = 2\left(N_0 + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\right)^2\delta_\varepsilon^2\right) \end{cases}. \tag{5.25}$$

Et donc je calcule δ_{ref} à partir de l'équation

$$\delta_{\text{ref}} = -\delta_0 + \frac{N_{+\varepsilon} - N_{-\varepsilon}}{2\left(N_{+\varepsilon} + N_{-\varepsilon} - 2N_0\right)} \cdot \delta_\varepsilon. \tag{5.26}$$

La figure 5.15 présente un exemple d'étalonnage.

On peut voir sur la figure 5.15a que le déplacement de DDM ne modifie pas la borne minimale du taux d'extinction, mais modifie la valeur moyenne et la statistique de bruit. Le taux d'extinction est plus fort dans la première étape que dans la dernière, ce qui indique que δ_{ref} est plus proche de -2 que de 0 nm. Dans cet exemple, le calcul de la position de référence donne ainsi $\delta_{\text{ref}} = -0,8$ nm. Cependant, on peut voir sur la courbe de droite qu'il y a un chromatisme non négligeable, qui fait qu'à forte longueur d'onde, le taux d'extinction est meilleur avec un décalage de 0 nm, alors, qu'à faible longueur d'onde, il est meilleur avec un



(a) Fichier temporel montrant les 3 marches de l'étalonnage.

(b) Mesure spectrale aux 3 positions de l'étalonnage.

FIGURE *5.15* – Exemple de fichier d'étalonnage de la position de référence du FS.

décalage de −2 nm. Cela est cohérent avec la mesure de chromatisme présentée en figure 5.14b. D'ailleurs, en réalisant le calcul de la meilleure position pour chaque canal spectral, je mesure en réalité le chromatisme, de manière plus précise.

La position de référence δ_{ref} est très sensible aux variations de température, comme on l'a vu en section 5.2.5. Il faut donc que la mesure de taux d'extinction se fasse très rapidement après, pour réduire la dérive de la position de référence du FS entre le moment de l'étalonnage et celui de la mesure scientifique.

5.4 Analyse du taux d'extinction sur 100 s

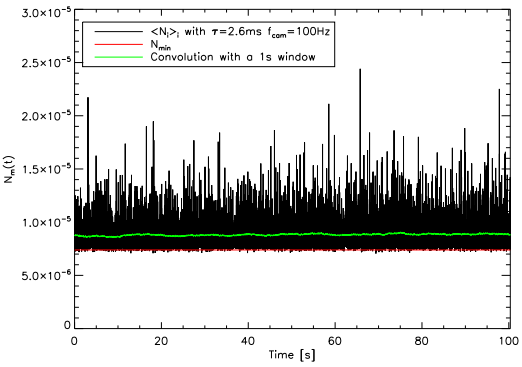
5.4.1 Présentation des résultats

Après optimisation des différents paramètres par les procédures d'étalonnage décrites précédemment, je mesure le taux d'extinction pendant une durée typique $T = 100$ s. Dans le projet PÉGASE décrit en section 1.3.4.3, cette durée correspond à une durée d'acquisition typique entre deux corrections de trajectoire par les propulseurs à impulsion de gaz. Comme on l'a vu en section 5.3.1, la fréquence d'acquisition est de 100 Hz, avec un temps d'intégration de la caméra de $\tau = 2,58$ ms. Le meilleur résultat est présenté dans la figure 5.16.

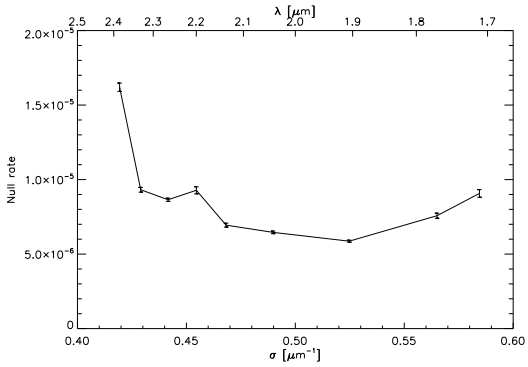
La valeur moyenne du taux d'extinction mesuré sur la bande spectrale, de largeur relative $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{\text{moy}} = 37$ %, est de

$$\left\langle N_{\text{moy}} \right\rangle_{T=100\text{s}} = 8,8 \times 10^{-6}.$$

Sur la figure 5.16a, le terme N_{min} est équivalent à $N_{\text{moy},0}$, le taux d'extinction obtenu pour



(a) Séquence temporelle du taux d'extinction N_{moy}.



(b) Moyenne temporelle des taux d'extinction des différents canaux spectraux.

FIGURE *5.16* – Meilleur résultat de taux d'extinction sur 100 s.

une DDM rigoureusement nulle. L'écart type $\sigma_{N,\tau}$ est dépendant du temps d'intégration de la caméra, τ. En effet, plus le temps d'intégration est grand, plus les perturbations du taux d'extinction sont moyennées. Pour être plus représentatif des durées typiques d'acquisition lors de la mission spatiale, et pour être en accord avec les spécifications du banc, je simule à partir des données de la caméra le signal obtenu avec un temps d'intégration $\tau = 1$ s. On a alors $\sigma_{N,\tau=2{,}58\text{ms}} = 1,5 \times 10^{-6}$ et

$$\boldsymbol{\sigma_{N,\tau=1\text{s}} = 9 \times 10^{-8}}.$$

Le taux d'extinction d'extinction mesuré sur les différents canaux spectraux, présenté en figure 5.16b, montre que celui-ci est plus élevé sur les bords du spectre qu'au centre. Sur le spectre, le taux d'extinction est borné entre $5,9 \times 10^{-6}$ et $1,62 \times 10^{-5}$, mais à part le canal à 2,4 μm, tous les autres canaux sont en dessous de 10^{-5}. Si on exclut ce canal spectral du calcul, alors on a un taux d'extinction moyen de $\boldsymbol{\left\langle N_{\text{moy}} \right\rangle_{T=100\text{s}} = 7,9 \times 10^{-6}}$ sur une bande spectrale à peine réduite de largeur $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{\text{moy}} = 35$ %.

5.4.2 Perturbations de phase

5.4.2.1 Couplage entre chromatisme et différence de marche

Dans l'analyse des contribution réalisée par E. Serabyn [Serabyn & Colavita, 2001] et présenté en section 1.3.3.2, l'approximation que la perturbation de DDM est à moyenne nulle est réalisée ; on peut ainsi découpler les effets de cette perturbation de DDM de la dispersion chromatique sur la bande étudiée.

Cependant, sur PERSÉE, je ne calcule pas un taux d'extinction, mais 9 taux d'extinction,

pour les 9 bandes spectrales. Pourtant, l'optimisation de la DDM n'est pas réalisée pour chaque canal, mais seulement de façon globale. Dans le canal i, la perturbation de DDM sera alors ajoutée à un biais, correspondant à la mesure δ_i réalisée lors de l'étalonnage (section 5.3.5.4), ajouté à l'erreur d'optimisation δ_{ref}.

En réalité, dans le canal i, le chromatisme n'est pas égal à δ_i sur toute sa bande, mais varie. Si $\delta_{\sigma,i}(\sigma)$ est le chromatisme au nombre d'onde σ, alors on peut poser

$$\delta_{\sigma,i}(\sigma) = \delta_i + \Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma), \tag{5.27}$$

avec $\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)$ la variation locale de chromatisme autour du nombre moyen de la bande, σ_i. Si le spectre $S_i(\sigma)$ est uniforme, alors $\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)$ suit la propriété [Serabyn & Colavita, 2001] :

$$\int S_i(\sigma)\sigma^2\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)\,\mathrm{d}\sigma = 0. \tag{5.28}$$

En pratique, le spectre n'est pas uniforme, ce terme n'est donc pas nul, mais reste négligeable.

En reprenant l'équation (1.14), à chaque instant t, la contribution de la phase au taux d'extinction dans le canal i est donné par :

$$N_{\phi,i}(t) = \int \pi^2 S_i(\sigma)\sigma^2 \left(\delta_i + \Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma) + \delta_{\text{ref}}(t) + \delta_w(t)\right)^2 \,\mathrm{d}\sigma. \tag{5.29}$$

Cette équation peut être développée de la manière suivante :

$$N_{\phi,i}(t) = \int \pi^2 S_i(\sigma)\sigma^2 \left[\delta_i^2 + \Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)^2 + \delta_{\text{ref}}(t)^2 + \delta_w(t)^2\right] \mathrm{d}\sigma + \text{termes croisés}. \tag{5.30}$$

Soit en réalisant l'approximation réaliste :

$$\sigma_i^2 \simeq \int S_i(\sigma)\sigma^2\,\mathrm{d}\sigma, \tag{5.31}$$

alors, on a

$$\begin{aligned} N_{\phi,i}(t) = {} & \pi^2\sigma_i^2\left[\delta_i^2 + \delta_{\text{ref}}(t)^2 + \delta_w(t)^2\right] + \pi^2 \int S_i(\sigma)\sigma^2\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)^2\,\mathrm{d}\sigma + 2\pi^2\sigma_i^2\delta_i\delta_{\text{ref}}(t) \\ & + 2\pi^2\sigma_i^2\left[\delta_i + \delta_{\text{ref}}(t)\right]\delta_w(t) + 2\pi^2\left[\delta_i + \delta_{\text{ref}}(t) + \delta_w(t)\right] \int S_i(\sigma)\sigma^2\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)\,\mathrm{d}\sigma. \end{aligned} \tag{5.32}$$

Or d'après l'équation (5.28), le dernier terme est négligeable devant le reste. Ainsi, l'équation (5.33) devient

$$\begin{aligned} N_{\phi,i}(t) = {} & \pi^2\sigma_i^2\left[\delta_i^2 + \delta_{\text{ref}}(t)^2 + \delta_w(t)^2\right] + \pi^2 \int S_i(\sigma)\sigma^2\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)^2\,\mathrm{d}\sigma \\ & + 2\pi^2\sigma_i^2\left[\delta_i\delta_{\text{ref}}(t) + \left(\delta_i + \delta_{\text{ref}}(t)\right)\delta_w(t)\right]. \end{aligned} \tag{5.33}$$

Cette équation peut donc être décomposée en trois termes :

$$\begin{cases} N_{\sigma,i} = \pi^2\sigma_i^2\delta_i^2 + \pi^2 \int S_i(\sigma)\sigma^2\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)^2 \,\mathrm{d}\sigma \\ N_{\delta,\mathrm{ref},i}(t) = \pi^2\sigma_i^2 \left(\delta_{\mathrm{ref}}(t)^2 + 2\delta_i\delta_{\mathrm{ref}}(t)\right) \\ N_{\delta,w,i}(t) = \pi^2\sigma_i^2 \left(\delta_w(t)^2 + 2\left(\delta_i + \delta_{\mathrm{ref}}(t)\right)\delta_w(t)\right) \end{cases} . \tag{5.34}$$

Or, $\delta_w(t)$ est à moyenne temporelle nulle, et $\left\langle \delta_w^2 \right\rangle_T = \sigma_\delta^2$. Ainsi, la contribution moyenne de la phase sur le taux d'extinction est donnée par :

$$\begin{cases} N_{\sigma,i} = \pi^2\sigma_i^2\delta_i^2 + \int \pi^2 S_i(\sigma)\sigma^2\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)^2 \,\mathrm{d}\sigma \\ \langle N_{\delta,\mathrm{ref},i}\rangle_T = \pi^2\sigma_i^2 \left\langle \delta_{\mathrm{ref}}(t)^2 + 2\delta_i\delta_{\mathrm{ref}}(t)\right\rangle_T \\ \langle N_{\delta,w,i}\rangle_T = \pi^2\sigma_i^2\sigma_\delta^2 \end{cases} . \tag{5.35}$$

Décomposer la contribution de phase en ces trois contributions permet de voir l'influence de chaque paramètre séparément, même si celle de δ_{ref} est couplée au chromatisme. Cependant, c'est le terme qui peut potentiellement être annulé en corrigeant au mieux le biais du FS.

5.4.2.2 Perturbation de différence de marche

Les fluctuations de DDM représentent une part non négligeable dans le taux d'extinction. De plus, cette contribution étant chromatique, les différents canaux spectraux sont perturbés différemment par ces fluctuations.

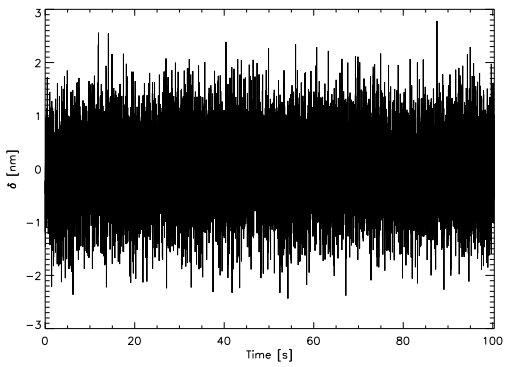
Selon l'équation (5.35), la contribution de la différence de marche sur le taux d'extinction est :

$$\langle N_{\delta,w}\rangle_T = \langle N_{\delta,w,i}\rangle_{i,T} = \pi^2\sigma_{\mathrm{moy}}^2\sigma_\delta^2. \tag{5.36}$$

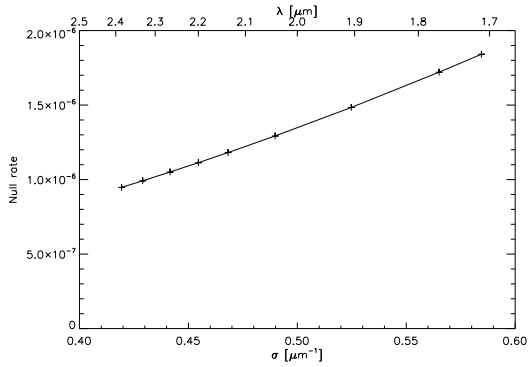
La mesure de δ_w est fournie par le senseur de frange, lorsque la boucle d'asservissement de piston est fermée. Dans cette configuration, les jauges de contrainte des PZT sont allumées, et le contrôleur LQG corrige les vibrations mécaniques et électroniques ; donc le bruit de DDM en boucle fermée est de $\boldsymbol{\sigma_\delta = 0,74}$ **nm rms**. La mesure de δ_w, ainsi que la contribution $\langle N_{\delta,w,i}\rangle_T$ sur chaque canal spectral, sont présentées en figure 5.17.

Ainsi, comme attendu, l'impact du bruit de DDM est plus important aux courtes longueurs d'onde. La contribution moyenne est alors de

$$\left\langle N_{\delta,w}\right\rangle_{T=100\mathrm{s}} = \mathbf{1,4 \times 10^{-6}}.$$



(a) Mesure de δ_w.



(b) Contribution du bruit de DDM sur le taux d'extinction.

FIGURE *5.17* – Le bruit de DDM et sa contribution sur le taux d'extinction.

5.4.2.3 Analyse du chromatisme

Comme on l'a vu dans la section 5.3.5.5, la position de référence du FS δ_{ref} n'optimise pas le taux d'extinction dans chaque canal spectral, du fait de la dispersion chromatique des positions optimales δ_i dans les canaux spectraux. Cette dispersion est mesurée pendant la phase d'optimisation de la position de référence du FS, et permet donc de calculer la contribution de ce chromatisme au taux d'extinction.

D'après l'équation (1.17), la contribution $N_{\sigma,i}$ du chromatisme au taux d'extinction de chaque canal spectral est obtenue par

$$N_{\sigma,i} = (\pi\sigma_i\delta_i)^2 + \pi^2 \int S_i(\sigma)\sigma^2\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)^2 \,\mathrm{d}\sigma. \tag{5.37}$$

Ainsi, la contribution totale N_σ au taux d'extinction moyen est donné par

$$N_\sigma = \pi^2 \left\langle (\sigma_i\delta_i)^2 \right\rangle_i + \left\langle \pi^2 \int S_i(\sigma)\sigma^2\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)^2 \,\mathrm{d}\sigma \right\rangle_i . \tag{5.38}$$

Cependant, je ne mesure que les positions δ_i, et pas la variation du chromatisme $\Delta\delta_{\sigma,i}(\sigma)$. L'évolution des δ_i permet tout de même d'estimer l'ordre de grandeur de ce terme.

La figure 5.18 présente la contribution totale du chromatisme, calculée à partir de l'équation (5.38) et des mesures présentées en figure 5.14b.

On peut voir sur cette courbe que la contribution est plus forte aux extrémités du spectre qu'au centre, car le chromatisme avait un profil plutôt linéaire, avec des DDM plus fortes

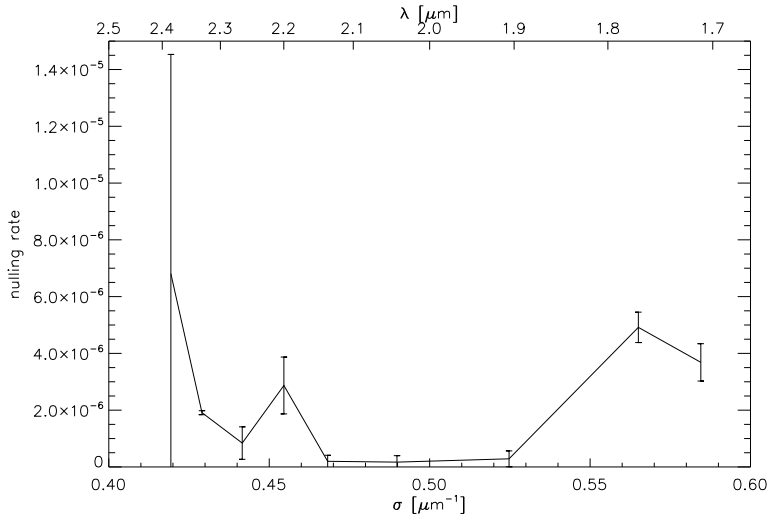


FIGURE *5.18* – Contribution du chromatisme sur le taux d'extinction.

aux bords qu'au centre du spectre. Les contributions sont toutes inférieures à 7×10^{-6}, et la contribution totale est de

$$N_\sigma = 2,4 \times 10^{-6}.$$

5.4.2.4 Estimation du biais de différence de marche

Comme il est expliqué dans la section 5.2.4, il n'est pas évident d'obtenir la dérive qu'a subie δ_{ref} entre l'instant de son étalonnage et la mesure du taux d'extinction. Si je suppose que la perturbation du taux d'extinction vient principalement des variations de DDM, alors il est possible d'utiliser une méthode statistique, en comparant l'histogramme du taux d'extinction mesuré avec l'histogramme d'un taux d'extinction simulé à partir de la mesure de DDM.

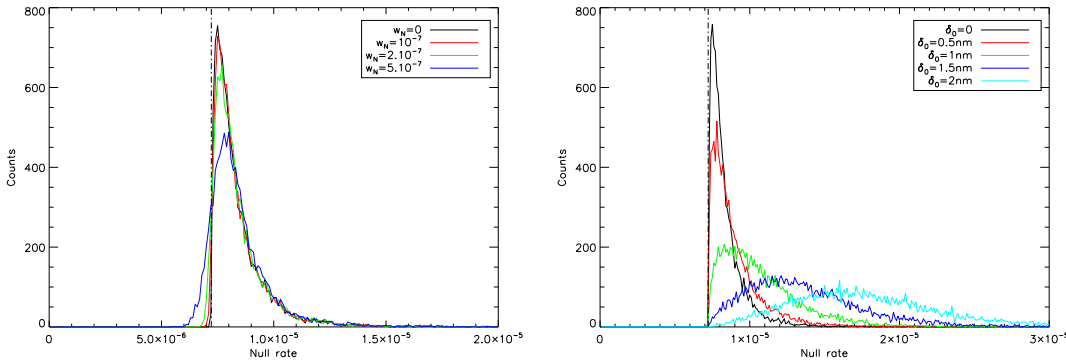
Ainsi, d'après l'équation (5.34), la contribution des deux termes de l'équation variant dans le temps sur le taux d'extinction moyen est :

$$\begin{cases} N_{\delta,\text{ref}}(t) = \langle N_{\delta,\text{ref},i} \rangle_i (t) = \pi^2 \sigma^2_{\text{moy}} \delta_{\text{ref}}(t)^2 \\ N_{\delta,w}(t) = \langle N_{\delta,w,i} \rangle_i (t) = \pi^2 \sigma^2_{\text{moy}} \left(\delta_w(t)^2 + 2\delta_{\text{ref}}(t)\delta_w(t) \right) \end{cases} . \tag{5.39}$$

La somme de ces deux contributions donne $\pi^2 \sigma^2_{\text{moy}} (\delta_{\text{ref}}(t) + \delta_w(t))^2$; on retrouve donc la définition du taux d'extinction moyen de l'équation (5.23) :

$$N_{\text{moy}}(t) = N_{\text{moy},0} + \pi^2 \sigma^2_{\text{moy}} (\delta_{\text{ref}}(t) + \delta_w(t))^2 + w_N. \tag{5.40}$$

Ainsi, pour pouvoir faire la simulation du taux d'extinction à partir de la mesure δ_w, il faut prendre en compte trois paramètres : le biais de DDM δ_{ref}, le taux d'extinction minimum $N_{\text{moy},0}$ et le bruit de mesure w_N. L'effet de $N_{\text{moy},0}$ est plutôt simple, car il correspond à un biais dans le taux d'extinction, mais pour les deux autres paramètres, l'effet sur l'histogramme est étudié en figure 5.19.



(a) Effet du bruit de mesure w_N.

(b) Effet du biais de DDM δ_{ref}.

FIGURE *5.19* – Effets du bruit de mesure et du biais de DDM sur le taux d'extinction.

Si le résidu de DDM δ est un bruit gaussien, et si je considère que δ_{ref} est constant sur la durée de la mesure, alors son histogramme h_δ est :

$$h_\delta(z_\delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_\delta} \exp\left[-\frac{(z_\delta - \delta_{\text{ref}})^2}{2\sigma_\delta^2}\right], \tag{5.41}$$

avec z_δ la variable aléatoire de la DDM.

La contribution de la DDM sur le taux d'extinction N_δ, obtenue par l'équation (5.39) a donc un histogramme donné par [Hanot *et al.*, 2011] :

$$h_{N,\delta}\left(z_{N,\delta}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_\delta} \frac{\pi\sigma_{\text{moy}}}{\sqrt{z_{N,\delta}}} \exp\left[-\frac{z_{N,\delta} + \left(\pi\sigma_{\text{moy}}\delta_{\text{ref}}\right)^2}{2\left(\pi\sigma_{\text{moy}}\sigma_\delta\right)^2}\right] \cosh\left(\frac{\sqrt{z_{N,\delta}}\,\delta_{\text{ref}}}{\pi\sigma_{\text{moy}}\sigma_\delta}\right), \tag{5.42}$$

avec $z_{N,\delta}$ la variable aléatoire du taux d'extinction.

L'ajout de la composante continue du taux d'extinction $N_{\text{moy},0}$ correspond à la convolution de l'histogramme précédent avec un dirac centré sur la valeur de cette composante. Cela correspond alors à une translation de l'histogramme :

$$h_N\left(z_N\right) = h_{N,\delta}\left(z_{N,\delta} - N_{\text{moy},0}\right) \tag{5.43}$$

L'impact du bruit de mesure, supposé gaussien, est également une convolution de cet histogramme avec la statistique de ce bruit. Dans le cas où ce bruit est négligeable, et si $\delta_{\text{ref}} = 0$, alors avec l'équation (5.42), on peut voir que le cosinus hyperbolique est égal à 1, et donc que l'histogramme suit une décroissance exponentielle.

La figure 5.19a présente l'impact du bruit de mesure w_N du taux d'extinction sur cet histogramme. Dans le cas idéal d'un bruit nul, on peut voir très nettement la valeur minimale du taux d'extinction, avec ensuite cette décroissance exponentielle. Mais plus le bruit de mesure est élevé, moins la coupure basse est nette ; la décroissance exponentielle n'est quant à elle pas affectée par ce bruit de mesure.

Dans le cas d'une erreur statique, on peut voir sur la figure 5.19b que le profil de l'histogramme passe d'une décroissance exponentielle pour une erreur nulle, à un profil plus gaussien dans le cas d'une erreur statique non négligeable comparée à l'écart type du bruit de DDM.

Pour chercher la valeur de δ_{ref}, je vais donc chercher les trois paramètres qui permettent de faire correspondre l'histogramme du taux d'extinction mesuré et du taux d'extinction estimé à partir de la mesure de δ_w. Cette recherche est effectuée manuellement, mais il est possible d'automatiser le calcul, comme la fait C. Hanot [Hanot *et al.*, 2011] pour les données de taux d'extinction prises au Palomar Fiber Nuller. La figure 5.20 présente le résultat de l'estimation de ces paramètres, et montre l'excellent accord entre les données expérimentales et la théorie ajustée sur les bons paramètres, ce qui me conforte dans cette approche.

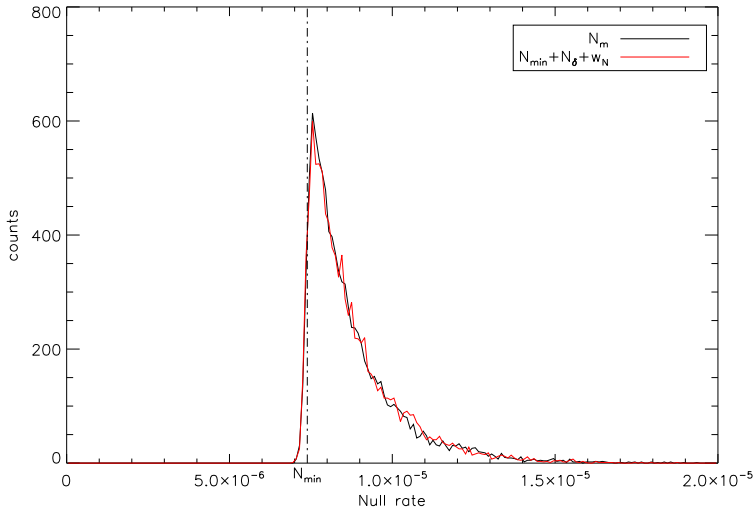


FIGURE *5.20* – Comparaison des histogrammes des taux d'extinction mesuré et simulé.

Les paramètres ainsi déterminés sont

$$\begin{cases} \boldsymbol{N_{\text{moy},0} = 7,39 \times 10^{-6}} \\ \boldsymbol{\delta_{\text{ref}} = \pm 0,2 \text{ nm}} \\ \boldsymbol{w_N = 1,2 \times 10^{-7}} \end{cases}.$$

Il y a une incertitude sur le signe de δ_{ref}, car l'effet est symétrique sur l'histogramme. Cette valeur de δ_{ref} est non nulle malgré l'étalonnage décrit en section 5.3.5.5, car cette valeur dérive avec les variations de température, et parce qu'il y a un certain délai entre l'acquisition de cet étalonnage et la mesure du taux d'extinction. Ce temps est typiquement de 75 s, et comprend la moitié du temps d'acquisition de l'étalonnage (5 s), le temps de traitement des données (20 s), et la moitié du temps de mesure du taux d'extinction (50 s). Le facteur de dérive thermique étant de 600 nm.K^{-1}, une dérive de 0,2 nm correspond donc à une dérive de température de 0,3 mK sur 75 s, soit 4 µK.s^{-1}. Or je sais que la température diminuait au cours de la mesure, ce qui contraint le signe de δ_{ref} tel que $\delta_{\text{ref}} = -0,2$ nm ; cela est confirmé par le profil spectral du taux d'extinction, qui remonte plus fortement aux grandes longueurs d'onde, là où le chromatisme est positif : δ_{ref} va donc dans le même sens.

Avec l'estimation du taux d'extinction minimum $N_{\text{moy},0}$, je confirme la contribution du bruit de DDM, $\langle N_{\delta,w} \rangle_{T=100\text{s}} = 1,4 \times 10^{-6}$, car cela correspond bien à la différence entre le taux d'extinction minimum et le taux d'extinction moyen. Je calcule également la contribution du biais de DDM δ_{ref} à partir de l'équation (5.39), ce qui donne :

$$\boldsymbol{\left\langle N_{\delta,\text{ref}} \right\rangle_{T=100\text{s}} = 1,0 \times 10^{-7}}.$$

La figure 5.21 présente la contribution du biais de DDM δ_{ref} au taux d'extinction de chaque canal spectral, à partir de l'équation (5.35). On peut voir que cette contribution a le même profil spectral que le chromatisme δ_i, ce qui est attendu. Ainsi, un δ_{ref} négatif permet d'améliorer le taux d'extinction aux courtes longueurs d'onde, mais le dégrade aux grandes longueurs d'onde ; c'est pourquoi le taux d'extinction moyen mesuré remonte plus fortement vers 2,4 µm.

À partir du taux d'extinction simulé, je peux également calculer la contribution des fluctuations de DDM $\sigma_{N,\delta,\tau}$ sur la stabilité du taux d'extinction moyen. Ainsi, $\boldsymbol{\sigma_{N,\delta,\tau=1s} = 10^{-7}}$, soit une valeur légèrement supérieure à la mesure de stabilité du taux d'extinction. Cela montre que l'estimation des paramètres n'est pas parfaite, car je fais l'approximation que le biais de DDM δ_{ref} est indépendant du temps sur la durée de la mesure, ce qui n'est pas tout à fait le cas. Cependant, cette valeur nous apprend que la perturbation dynamique du taux d'extinction provient en grande majorité des variations de DDM.

Je compare également les DSP des taux d'extinction mesuré et simulé, pour analyser les vibrations qui n'ont pas été filtrées par le LQG. Ces DSP sont présentées dans la figure 5.22.

On peut voir que les deux DSP sont similaires, avec un bruit blanc à peu près au même niveau, et quelques harmoniques qui se détachent. la DDM ayant une relation quadratique avec

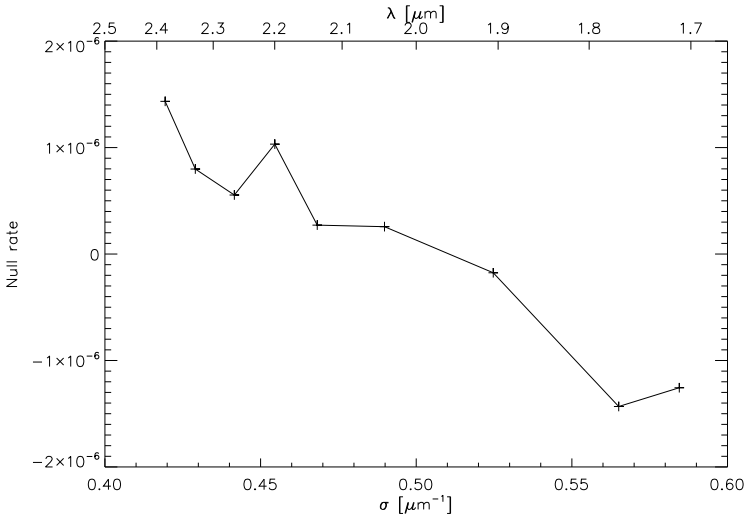


FIGURE *5.21* – Contribution du biais δ_{ref} au taux d'extinction pour chaque canal.

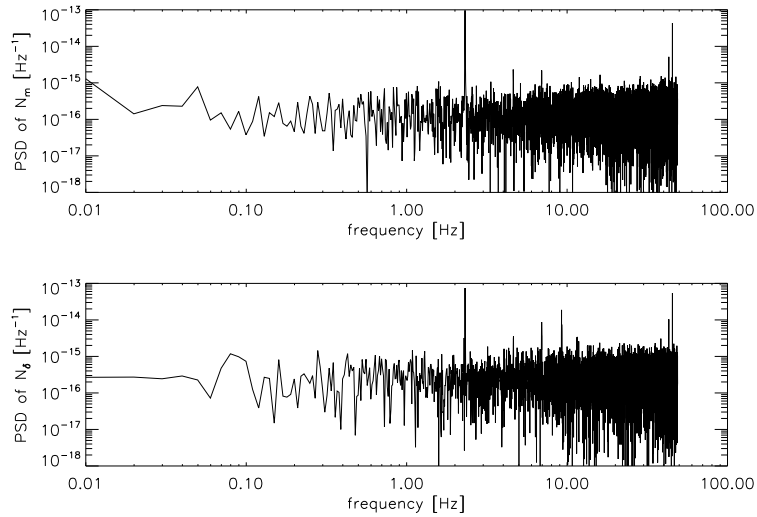


FIGURE *5.22* – DSP du taux d'extinction mesuré et du taux d'extinction simulé à partir de δ_w.

le taux d'extinction, une harmonique à une certaine fréquence f dans la DDM sera vu à une fréquence $2f$ dans le taux d'extinction. S'il y a en plus un faible biais dans la DDM, alors non seulement on aura une harmonique a $2f$, mais également une harmonique à f ; si le biais est fort, la relation n'est plus quadratique, et on ne retrouve que l'harmonique à f. Sur les deux

DSP, les pics les plus forts se trouvent à 45,3 Hz et 2,3 Hz. Or la fréquence de la caméra n'est pas tout à fait à 100 Hz, mais à $31250/320 = 97,7$ Hz. Les fréquences multiples du 50 Hz se retrouvent ainsi repliées : l'harmonique à 100 Hz, double du 50 Hz, est justement repliée à 2,3 Hz, alors que l'harmonique à 150 Hz, non doublée à cause du biais de DDM, est repliée à 45,3 Hz.

5.4.3 Déséquilibre photométrique

La contribution du déséquilibre photométrique dépend du résidu de la boucle de tip/tilt — la contribution dynamique —, et du déséquilibre photométrique intrinsèque à l'alignement de l'instrument — la contribution instrumentale, statique.

A partir de l'équation (4.14), on peut déduire que

$$\begin{cases} I_{\mathrm{a},i}(t) \simeq I_{\mathrm{a},i,\max}\left(1 - \frac{1}{5}\left(\pi\sigma_i D\theta_{\mathrm{a}}(t)\right)^2\right) \\ I_{\mathrm{b},i}(t) \simeq I_{\mathrm{b},i,\max}\left(1 - \frac{1}{5}\left(\pi\sigma_i D\theta_{\mathrm{b}}(t)\right)^2\right) \end{cases}, \tag{5.44}$$

avec $\theta_{\mathrm{a}}^2 = (\alpha_{\mathrm{a}} - \alpha_{\mathrm{a,ref}})^2 + (\beta_{\mathrm{a}} - \beta_{\mathrm{a,ref}})^2$ et $\theta_{\mathrm{b}}^2 = (\alpha_{\mathrm{b}} - \alpha_{\mathrm{b,ref}})^2 + (\beta_{\mathrm{b}} - \beta_{\mathrm{b,ref}})^2$.

Ainsi, si on considère $\theta_{\mathrm{a}}(t)$ et $\theta_{\mathrm{b}}(t)$ petits et $I_{\mathrm{a},i,\max} \approx I_{\mathrm{b},i,\max}$, alors le déséquilibre photométrique de chaque canal ε_i est

$$\varepsilon_i(t) = \varepsilon_{\mathrm{stat},i} + \frac{1}{10}\left(\pi\sigma_i D\right)^2\left(\theta_{\mathrm{a}}(t)^2 - \theta_{\mathrm{b}}(t)^2\right), \qquad \text{avec} \qquad \varepsilon_{\mathrm{stat},i} = \frac{I_{\mathrm{b},i,\max} - I_{\mathrm{a},i,\max}}{I_{\mathrm{b},i,\max} + I_{\mathrm{a},i,\max}}. \tag{5.45}$$

D'après l'équation (1.19), la contribution du déséquilibre photométrique sur chaque canal spectral est alors

$$N_{\varepsilon,i}(t) = \frac{1}{4}\varepsilon_{\mathrm{stat},i}^2 + \frac{1}{400}\left(\pi\sigma_i D\right)^4\left(\theta_{\mathrm{a}}(t)^2 - \theta_{\mathrm{b}}(t)^2\right)^2. \tag{5.46}$$

La contribution totale sur le taux d'extinction moyen est donc

$$N_{\varepsilon}(t) = \frac{1}{4}\left\langle \varepsilon_{\mathrm{stat},i}^2 \right\rangle_i + \frac{1}{400}\left(\pi D\right)^4\left\langle \sigma_i^4 \right\rangle_i\left(\theta_{\mathrm{a}}(t)^2 - \theta_{\mathrm{b}}(t)^2\right)^2 \tag{5.47}$$

La contribution statique du déséquilibre photométrique $\varepsilon_{\mathrm{stat},i}$ est calculée durant l'étalonnage de la caméra (section 5.3.5.3), et est due à l'alignement différentiel du banc entre les deux bras, depuis leur séparation en sortie de la fibre du banc source à la recombinaison dans le MMZ, ainsi qu'aux différences de traitement des optiques, à l'écart d'erreur de front d'onde entre les bras, au couplage dans la fibre monomode, et à l'erreur statique de la position de référence de la boucle de tip/tilt. La mesure de ce déséquilibre statique est présentée dans la

figure 5.12. À partir de cette mesure, on peut calculer la contribution à la moyenne temporelle du taux d'extinction de chaque canal spectral, $N_{\varepsilon,\mathrm{stat},i}$, par

$$N_{\varepsilon,\mathrm{stat},i} = \frac{1}{4}\varepsilon^2_{\mathrm{stat},i}. \tag{5.48}$$

La contribution totale sur le taux d'extinction moyen est alors donnée par

$$N_{\varepsilon,\mathrm{stat}} = \frac{1}{4}\left\langle \varepsilon^2_{\mathrm{stat},i} \right\rangle_i . \tag{5.49}$$

La figure 5.23 présente l'estimation de la contribution à la moyenne temporelle du taux d'extinction de chaque canal spectral.

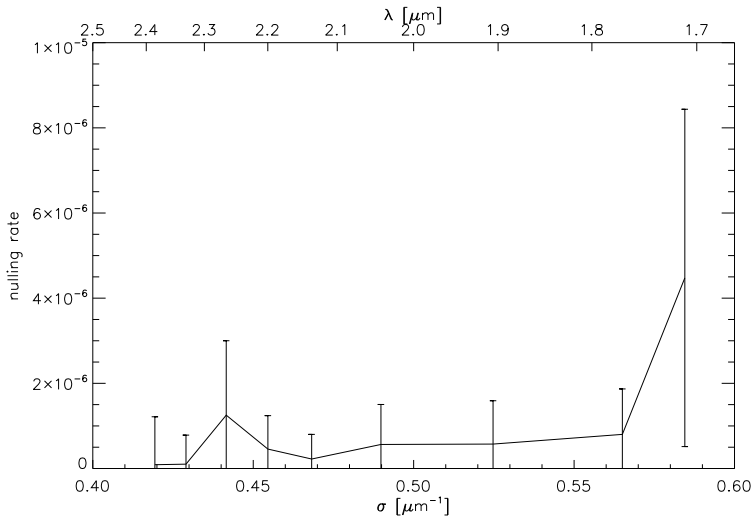


FIGURE *5.23* – Contribution du déséquilibre de flux sur le taux d'extinction.

On peut voir sur cette figure que la contribution est plutôt constante sur le spectre, avec des valeurs inférieures à $1,5 \times 10^{-6}$, excepté pour le canal à 1,7 μm, qui a une contribution plus forte autour de 4×10^{-6}. La contribution moyenne est de

$$\boldsymbol{N_{\varepsilon,\mathrm{stat}} = 9,5 \times 10^{-7}}.$$

Selon l'équation (5.47), la contribution dynamique du résidu de la boucle de contrôle sur le taux d'extinction moyen est

$$\left\langle N_{\varepsilon,\mathrm{dyn}}(t) \right\rangle_T = \frac{1}{400}(\pi D)^4 \left\langle \sigma_i^4 \right\rangle_i \left\langle \left(\theta_\mathrm{a}(t)^2 - \theta_\mathrm{b}(t)^2\right)^2 \right\rangle_T . \tag{5.50}$$

Or,

$$\left\langle \left(\theta_{\mathrm{a}}(t)^2 - \theta_{\mathrm{b}}(t)^2\right)^2 \right\rangle_T = \left\langle \theta_{\mathrm{a}}(t)^4 \right\rangle_T + \left\langle \theta_{\mathrm{b}}(t)^4 \right\rangle_T - 2\left\langle \theta_{\mathrm{a}}(t)^2 \theta_{\mathrm{b}}(t)^2 \right\rangle_T . \tag{5.51}$$

On peut montrer [1] que, pour une distribution gaussienne,

$$\begin{cases} \left\langle \theta_{\mathrm{a}}(t)^4 \right\rangle_T = \left\langle \theta_{\mathrm{b}}(t)^4 \right\rangle_T = 3\sigma_\theta^4 \\ \left\langle \theta_{\mathrm{a}}(t)^2 \theta_{\mathrm{b}}(t)^2 \right\rangle_T = \left\langle \theta_{\mathrm{a}}(t)^2 \right\rangle_T \left\langle \theta_{\mathrm{b}}(t)^2 \right\rangle_T = \sigma_\theta^4 \end{cases} . \tag{5.52}$$

Ainsi, $\left\langle \left(\theta_{\mathrm{a}}(t)^2 - \theta_{\mathrm{b}}(t)^2\right)^2 \right\rangle_T = 4\sigma_\theta^4$, et

$$N_{\varepsilon,\mathrm{dyn}} = \frac{1}{100} (\pi D)^4 \left\langle \sigma_i^4 \right\rangle_i \sigma_\theta^4. \tag{5.53}$$

Le résidu de la boucle de contrôle du tip/tilt est enregistré durant la mesure du taux d'extinction, et a un écart type moyen de $\boldsymbol{\sigma_\theta = 65}$ **mas rms** sur les deux bras. Cela conduit à une contribution présentée en figure 5.24.

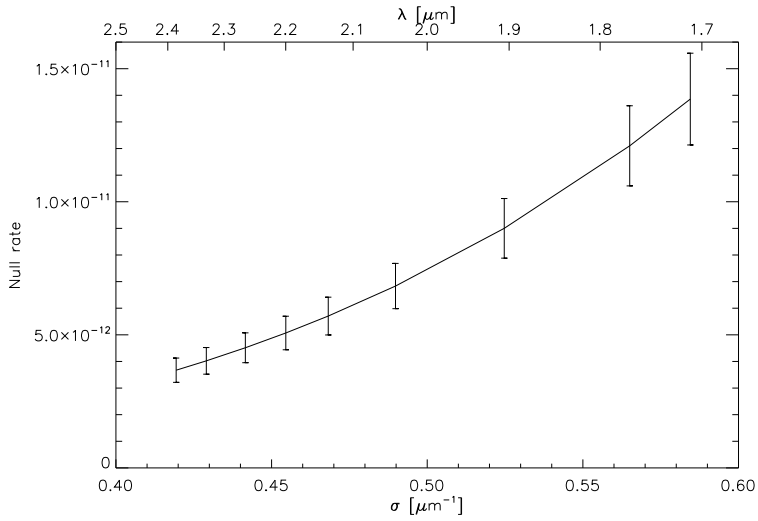


FIGURE *5.24* – Contribution de la stabilité de la boucle de tip/tilt sur le taux d'extinction.

Sur cette figure, les barres d'erreurs correspondent à l'écart type de la contribution en simulant un temps d'exposition de la caméra scientifique de $\tau = 1$ s. Je retrouve bien le profil quartique de cette contribution, 4 fois plus sensible à 1,7 μm qu'à 2,4 μm — dont le rapport fait curieusement $\sqrt{2}$. En moyenne, cette contribution est de

$$\boldsymbol{\left\langle N_{\varepsilon,\mathrm{dyn}} \right\rangle_{T=100\mathrm{s}} = 7,9 \times 10^{-12}}.$$

1. http://mathworld.wolfram.com/RawMoment.html

Elle est fortement négligeable comparée à $N_{\varepsilon,\text{stat}}$, mais la relation en σ_θ^4 en fait une contribution qui évolue rapidement avec le résidu de correction de la boucle de tip/tilt. Il faut tout de même un résidu 24 fois plus fort pour atteindre une contribution de la partie dynamique comparable à celle de la partie statique, soit un résidu de boucle de tip/tilt $\sigma_\theta = 2$ arcsec rms. Ce calcul considère également qu'il n'y a aucun biais dans l'asservissement en tip/tilt, ce qui en pratique n'est pas le cas. Cependant, même s'il existe, il est largement inférieur à 2 arcsec.

Pour la stabilité sur 100 s, la contribution de la boucle d'asservissement du tip/tilt est extrêmement faible, à $\boldsymbol{\sigma_{N,\varepsilon,\tau=1\text{s}} = 9 \times 10^{-13}}$, largement négligeable devant la contribution dynamique de la DDM.

5.4.4 Étude de la polarisation

Les termes de polarisation sont explicités dans la section 1.3.3.4 par deux composantes : un terme de retard de phase entre les polarisations s et p et un terme de rotation différentielle de la polarisation entre les deux bras. Si N_{pol} est le terme de polarisation, alors :

$$N_{\text{pol}} = \frac{1}{16}(\Delta\phi_{\text{s-p}})^2 + \frac{1}{4}\alpha_{\text{rot}}^2. \tag{5.54}$$

Ainsi, en différence de marche, chaque canal spectral i a un taux d'extinction dégradé par :

$$N_{\text{pol},i} = \frac{1}{4}\left(\pi\sigma_i\Delta\delta_{\text{s-p},i}\right)^2 + \frac{1}{4}\alpha_{i,\text{rot}}^2. \tag{5.55}$$

Or il ne m'est pas possible de mesurer séparément ces contributions sur le banc, car il est très difficile de maîtriser la polarisation sur cette gamme de longueurs d'onde sans ajouter d'effets chromatiques. Je peux tout de même estimer ce terme en soustrayant toutes les autres contributions au taux d'extinction moyen, comme il est le seul à rester inconnu :

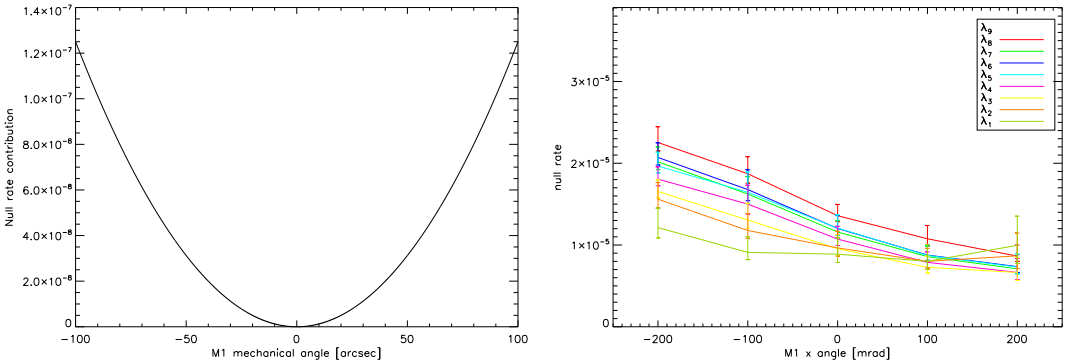
$$N_{\text{pol}} \simeq N_{\text{moy}} - N_\phi - N_\varepsilon. \tag{5.56}$$

Ainsi, avec $N_{\text{moy}} = 8,8 \times 10^{-6}$, $N_\phi = 3,9 \times 10^{-6}$ et $N_\varepsilon = N_{\varepsilon,\text{stat}} = 9,5 \times 10^{-7}$, j'estime la contribution de la polarisation à $\boldsymbol{N_{\text{pol}} = 3,9 \times 10^{-6}}$.

Dans le cas où cette contribution est seulement due à la différence de phase entre les polarisations s et p, la différence de marche entre ces deux polarisations est de $\Delta\delta_{\text{s-p}} = 2,5$ nm. Au contraire, si la contribution de la polarisation vient seulement de l'angle entre les polarisations des deux bras, alors cet angle est $\alpha_{\text{rot}} = 3,9$ mrad $= 14$ arcmin.

Bien qu'il m'est impossible de différencier les deux contributions de polarisation, j'ai cependant fait un test qui permet de voir l'influence de la polarisation. Ce test consiste à faire varier l'angle du miroir M1b selon les axes x et y, de compenser cet angle avec le miroir M6b, et de mesurer le taux d'extinction obtenu. Cette action semble créer un déphasage chromatique, ainsi qu'un déphasage entre le FS et la voie scientifique. Il faut donc à chaque fois se

remettre dans le fond de la frange noire, en recalculant le meilleur point de fonctionnement. Le problème est qu'un tilt du miroir M1b modifie à la fois la polarisation et le déséquilibre photométrique, de manière chromatique ; en effet, en bougeant ce miroir, on sélectionne une partie différente de la répartition de flux sur la parabole. Or l'ouverture numérique en sortie de la fibre PCF est chromatique, avec une valeur à $0,2$ à 1 µm, et $0,4$ à 2 µm. Le déséquilibre photométrique engendré est alors chromatique. Ce problème est intrinsèque à PERSÉE, car pour une mission spatiale comme PÉGASE, le flux est uniforme sur la pupille.



(a) Simulation Zemax du banc.

(b) Mesures expérimentales pour chaque canal spectral.

FIGURE *5.25* – Taux d'extinction de chaque canal en fonction de l'angle appliqué sur l'axe x du miroir M1b.

La figure 5.25a présente le résultat obtenu par la simulation Zemax du banc, en fonction de l'angle mécanique α_x de l'axe x du miroir M1b. Cette simulation a été réalisée pour une lumière polarisée rectilignement selon un axe parallèle à la table. On peut voir que cette contribution est quadratique en fonction de l'angle du miroir M1b. On peut supposer raisonnablement que l'évolution est semblable suivant l'autre axe, mais avec une amplitude moins forte, du fait que le faisceau incident est à 45° du miroir M1 seulement selon la direction x. Ainsi, on peut écrire :

$$N_{i,\mathrm{pol}}(\alpha_x, \alpha_y) = N_{i,\mathrm{pol},0} + A_x(\alpha_x - \alpha_{x,i})^2 + A_y(\alpha_y - \alpha_{y,i})^2 \tag{5.57}$$

Selon la simulation, on a $A_x = 1,25 \times 10^{-11}$ arcsec^{-2}.

La figure 5.25b présente le taux d'extinction obtenu sur chaque canal spectral en fonction de l'angle appliqué sur l'axe x. La position 0 est la position courante de ce miroir. On peut voir qu'elle n'est pas optimale, le minimum global n'étant pas centré. La position optimale est obtenue pour un angle $\alpha_x \simeq 250$ arcsec. On peut aussi remarquer qu'il y a un fort chromatisme de la position $\alpha_{x,i}$, les minima de chaque courbe n'étant pas à la même position du miroir ; en effet, contrairement à la simulation, le chromatisme des lames entre en compte dans le résultat

expérimental. La mesure expérimentale de A_x donne $A_x \simeq 5 \times 10^{-11}$ arcsec^{-2}, ce qui est 4 fois plus important que la valeur attendue.

Il est possible qu'à la contribution de polarisation se soit ajoutée une modification du terme de chromatisme et d'équilibre des flux, d'où cet écart dans le terme A_x. Il est donc difficile de conclure sur cette contribution, sinon que le résultat présenté ici est certainement un majorant de l'effet de polarisation, celle-ci s'ajoutant à d'autres effets dans la mesure. Le réglage de M1 donne également un degré de liberté supplémentaire pour optimiser le taux d'extinction, ce qui m'a permis d'avoir un résultat aussi bon sur ce banc.

5.4.5 Synthèse de l'analyse sur 100 s

Après avoir analysé les différents contributeurs, je compare leurs profils spectraux avec celui du taux d'extinction. Cette comparaison est réalisée sur la figure 5.26.

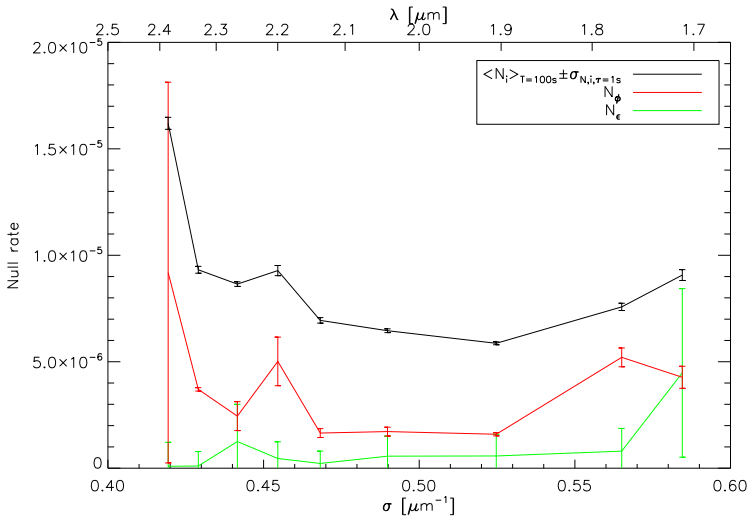


FIGURE *5.26* – Moyenne temporelle des taux d'extinction des différents canaux spectraux, et les différentes contributions.

On peut voir qu'à faible longueur d'onde, la remontée du taux d'extinction provient de la contribution de phase, ainsi que de l'écart de flux — l'incertitude est cependant très grande sur le canal spectral extrême, il faut donc relativiser cette contribution. La remontée locale du taux d'extinction à 2,2 μm semble provenir de la contribution de phase ; cette dispersion locale est certainement due à des variations d'épaisseurs de traitement sur les lames du MMZ. La remontée au canal extrême à 2,4 μm semble due à la contribution de phase, bien que l'incertitude soit également très grande sur cette estimation ; on peut aussi soupçonner que les pixels utilisés pour ce canal sont plus bruités. On voit clairement que quel que soit le canal spectral,

les deux contributions présentées ici ne permettent pas d'expliquer complètement le niveau du taux d'extinction. La polarisation a donc un effet non négligeable sur tous les canaux spectraux.

Tableau *5.1* – Tableau récapitulatif de l'analyse du meilleur taux d'extinction obtenu sur 100 s, en valeur moyenne et stabilité, et comparaison avec le cahier des charges.

Poste	Objectif	Mesure
$\left\langle N_{\text{moy}} \right\rangle_{T=100\text{s}}$	10^{-4}	$8,8\times10^{-6}$
$\left\langle N_{\phi} \right\rangle_{T=100\text{s}}$	7×10^{-5}	$3,9\times10^{-6}$
$\langle N_{\delta,w} \rangle_{T=100\text{s}}$	$3,5\times10^{-5}$	$1,4\times10^{-6}$
$\langle N_{\delta,\text{ref}} \rangle_{T=100\text{s}}$		10^{-7}
N_{σ}	$3,5\times10^{-5}$	$2,4\times10^{-6}$
$\langle N_{\varepsilon} \rangle_{T=100\text{s}}$	2×10^{-5}	$9,5\times10^{-7}$
$N_{\varepsilon,\text{stat}}$	2×10^{-5}	$9,5\times10^{-7}$
$\left\langle N_{\varepsilon,\text{dyn}} \right\rangle_{T=100\text{s}}$		$7,9\times10^{-12}$
N_{pol} [a]	10^{-5}	$3,9\times10^{-6}$
$\sigma_{N,\tau=1\text{s}}$	$1,5\times10^{-5}$	9×10^{-8}
$\sigma_{N,\delta,\tau=1\text{s}}$	$1,5\times10^{-5}$	10^{-7}
$\sigma_{N,\varepsilon,\tau=1\text{s}}$	3×10^{-6}	9×10^{-13}

a. Estimation à partir des autres contributions

Le tableau 5.1 fait la synthèse de l'analyse du meilleur taux d'extinction obtenu sur le banc sur une durée de 100 s, et compare les différents contributeurs aux objectifs définis par le cahier des charges. On peut voir que tous les termes sont bien meilleurs que les spécifications, avec parfois 1 à 2 ordres de grandeur d'écart. Cela m'a permis d'obtenir un taux d'extinction moyen 10 fois meilleur que spécifié, ainsi qu'une stabilité sur 100 s 100 fois meilleure.

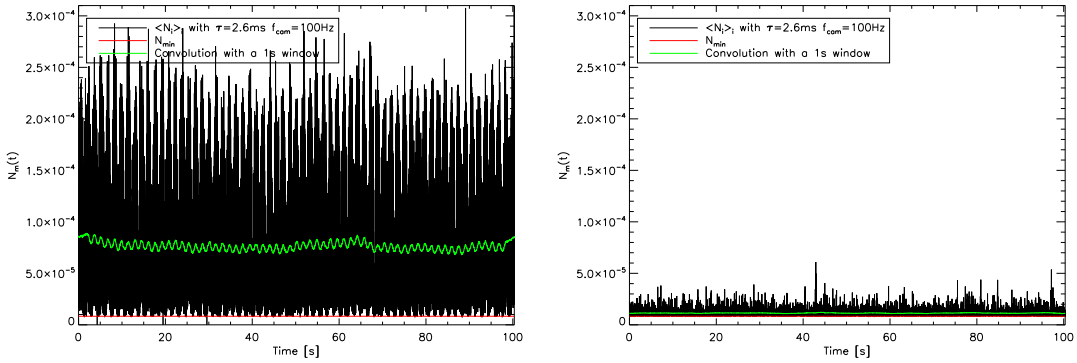
5.4.6 Taux d'extinction en présence de perturbations

En section 4.5, j'ai montré la capacité du contrôleur LQG à corriger les perturbations injectées sur le banc. C'est d'ailleurs ce contrôleur qui permet d'obtenir un résidu de 0,74 nm rms, malgré les jauges de contraintes des PZT, ainsi que les vibrations mécaniques du banc.

Dans cet exemple, j'injecte des perturbations typiques du vol en formation, décrites dans la section 4.5.4, en utilisant les paramètres suivant : un résidu basse fréquence typique du pointage de satellites de 15 nm rms, et une fréquence moyenne des roues de 3 Hz. La perturbation totale a ainsi un écart type de $19,5$ nm rms.

Durant la mesure du taux d'extinction, la perturbation est injectée, et corrigée par le contrôleur LQG ; cette correction est réalisée sur les 20 vibrations les plus fortes. La correction permet d'atteindre un résidu de DDM $\boldsymbol{\sigma_\delta = 1,17\ \text{nmrms}}$; l'intégrateur simple, quant à lui, ne corrige que partiellement la perturbation, pour obtenir un résidu de DDM $\sigma_\delta = 5,57$ nm rms, soit presque 5 fois plus.

Cette différence de correction a un impact très fort sur le taux d'extinction, la contribution de la DDM $\langle N_{\delta,w} \rangle_{T=100\text{s}}$ étant divisée par un facteur 23. Ce résultat est clairement visible dans la figure 5.27, qui présente les mesures de taux d'extinction réalisées avec les deux contrôleur, corrigeant la même perturbation.



(a) Contrôle par intégrateur.

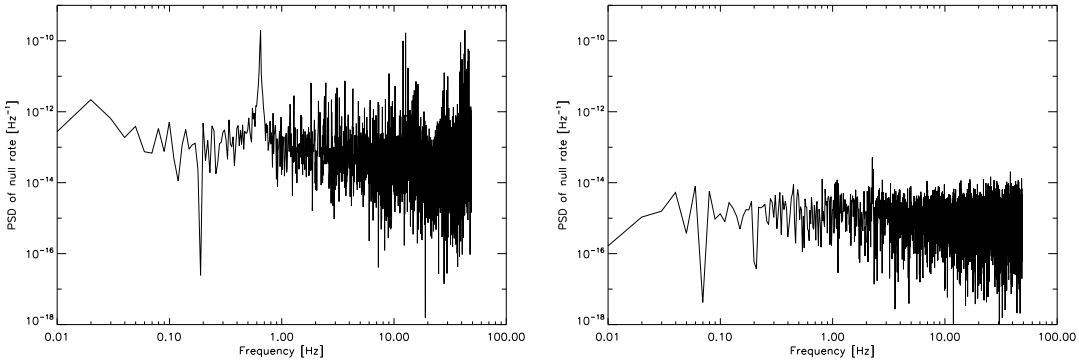
(b) Contrôle LQG.

FIGURE *5.27* – Taux d'extinction obtenu avec les deux lois de commande.

Sur la figure 5.27a, le taux d'extinction subit de très fortes variations, qui entraînent même une saturation de la caméra ; le taux d'extinction moyen de $7,6 \times 10^{-5}$ est ainsi légèrement sous-estimé. Considérant le résidu de différence de marche, on doit avoir un taux d'extinction de $\boldsymbol{\left\langle N_{\text{moy}} \right\rangle_{T=100\text{s}} = 8,5 \times 10^{-5}}$. On peut voir que même en lissant les données (courbe verte), il y a toujours un résidu de vibration qui reste dans le signal. On a alors une stabilité de $\boldsymbol{\sigma_{N,\tau=1\text{s}} = 3 \times 10^{-6}}$.

Pour le LQG, comme on peut le voir sur la figure 5.27b, le taux d'extinction est légèrement plus élevé que dans le cas présenté en section 5.4.1, mais beaucoup plus faible qu'avec l'intégrateur. La perturbation est donc bien corrigée par le contrôleur, réduisant du même coup sa contribution au taux d'extinction. Ainsi, dans ce cas, le taux d'extinction moyen est de $\boldsymbol{\left\langle N_{\text{moy}} \right\rangle_{T=100\text{s}} = 1,14 \times 10^{-5}}$, avec une stabilité de $\boldsymbol{\sigma_{N,\tau=1\text{s}} = 3 \times 10^{-7}}$. Il est donc 7 fois plus bas en valeur moyenne, et 10 fois plus stable.

Pour analyser le résidu de vibration laissé par les deux contrôleur, il est intéressant de calculer la DSP du taux d'extinction. En figure 5.28, je compare ainsi la DSP pour chaque contrôleur.



(a) Contrôle par intégrateur.

(b) Contrôle LQG.

FIGURE *5.28* – DSP du taux d'extinction obtenu avec les deux contrôleurs.

On remarque bien la différence très significative d'amplitude des deux DSP. La DSP du taux d'extinction avec contrôle par intégrateur de la figure 5.28a est fortement perturbée par de nombreuses vibrations sur une large gamme de fréquences. Les fréquences vibratoires correspondent pour la plupart à un doublement de fréquences injectées sur le banc. Pour le LQG, on peut voir sur la figure 5.28b que toutes ces fréquences ont disparu ; il ne reste qu'un faible pic fréquentiel à 2,3 Hz, correspondant au repliement du 50 Hz électronique non corrigé, comme on l'a déjà vu en figure 5.22.

TABLEAU *5.2* – Synthèse des performances des contrôleurs intégrateur et LQG.

Critère	Objectif	Intégrateur	LQG
σ_δ [nm rms]	1,7	5,57	1,17
$\left\langle N_{\text{moy}} \right\rangle_{T=100\text{s}}$	10^{-4}	$8,5 \times 10^{-5}$	$1,14 \times 10^{-5}$
$\langle N_{\delta,w} \rangle_{T=100\text{s}}$	$3,5 \times 10^{-5}$	$7,3 \times 10^{-5}$	$3,3 \times 10^{-6}$
$\sigma_{N,\tau=1\text{s}}$	$1,5 \times 10^{-5}$	3×10^{-6}	3×10^{-7}

Le tableau 5.2 synthétise la comparaison des deux contrôleurs, avec un rappel des spécifications initiales du banc. Que ce soit avec l'intégrateur ou le LQG, on a quand même un taux d'extinction en dessous de 10^{-4} ; ceci n'est possible que grâce aux autres contributions, suffisamment faibles. Cependant, avec l'intégrateur, on dépasse d'un facteur 2 la spécification de la contribution de DDM, et d'un facteur 3 la spécification de résidu de DDM.

Après avoir montré la qualité de correction du contrôleur LQG en présence de fortes perturbations typiques du vol en formation dans la section 4.5.4, je confirme ainsi l'utilité de ce contrôleur directement sur les données de taux d'extinction.

5.5 Stabilité sur plusieurs heures

5.5.1 Conditions de mesure

5.5.1.1 Présentation de la mesure longue durée

Une mesure de longue durée a été réalisée sur une dizaine d'heures, dans des conditions de réglage identiques au cas étudié en section 5.4, ce meilleur résultat ayant été obtenu durant la mesure longue durée. Cependant, nous avons déjà vu que pour réduire l'influence des perturbations de DDM, je coupe la climatisation durant les mesures ; je n'ai donc aucun contrôle de température sur le banc durant ces 10 heures. La mesure longue durée a été effectuée durant la nuit, pour limiter les amplitudes thermiques dues au Soleil ; cependant, la température a tout de même dérivé continuellement, ce qui a fait dériver le senseur de franges jusqu'à une position instable. On peut faire en sorte de ne pas atteindre une position instable, en translatant la lame L3a, compensant ainsi la dérive de la paire A/C par rapport à la paire B/D dans l'interféromètre. Sur PERSÉE, la lame L3a est sur une platine motorisée, mais je n'ai pas implémenté cette correction, car le moteur a une très mauvaise répétabilité. À cause de cette dérive, les résultats ne sont analysés que sur les 6 premières heures environ. La variation de température dans la pièce est présentée en figure 5.29.

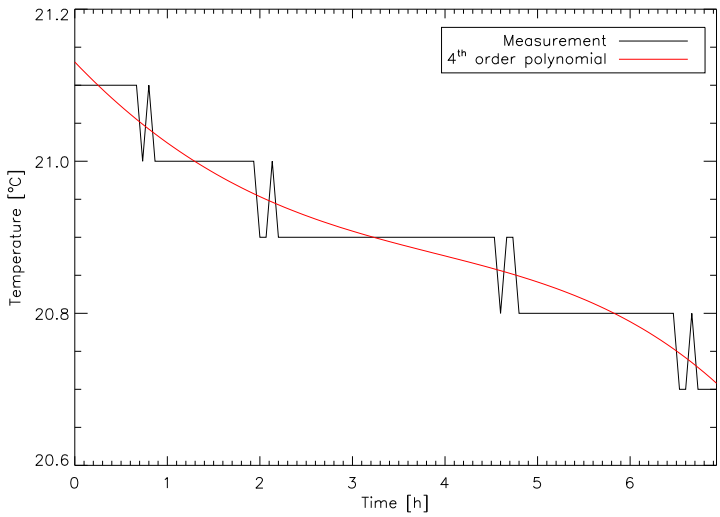


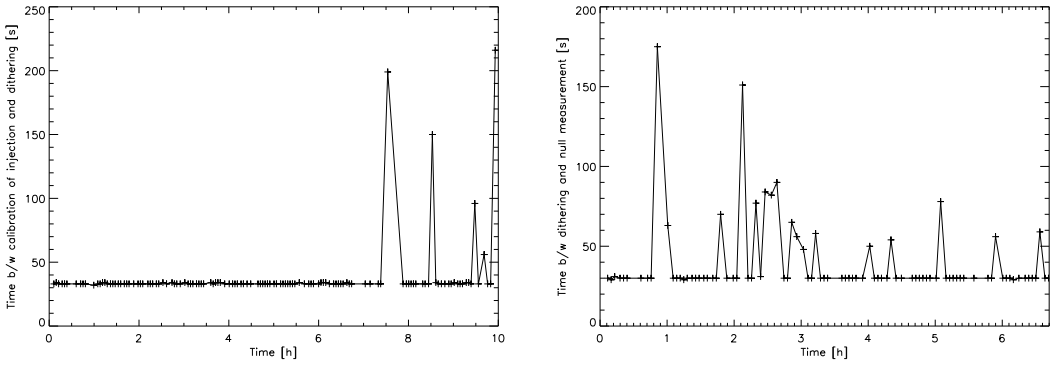
FIGURE 5.29 – Mesure de la température dans la salle blanche en dehors du capot de protection durant la mesure longue durée.

Cette mesure est réalisée par un capteur placé dans la salle blanche, en dehors du capot recouvrant le banc. Je n'ai pas la mesure de température des montures, car l'appareil de mesure ne fonctionnait pas cette nuit-là. On peut voir que la température dévie à peu près linéairement

sur toute la durée de la mesure, avec une vitesse moyenne de $-13\ \mu K.s^{-1}$. Cependant, cette variation de température devrait être moins forte dans le MMZ, grâce aux capots isolants.

5.5.1.2 Automatisation des étalonnages

L'étalonnage du senseur de frange (section 4.4.1), incluant le calcul du déphasage de la lame L3a permettant la démodulation, est effectué toutes les heures ; entre chaque mesure du taux d'extinction est réalisé la correction de la position de référence du tip/tilt (cf. section 4.3.1.2) suivi de l'optimisation de la position de référence du piston (cf. section 5.3.5.5). Les durées de ces deux étalonnages sont présentées en figure 5.30.



(a) Durée entre les débuts des étalonnages du tip/tilt de référence et du piston de référence.

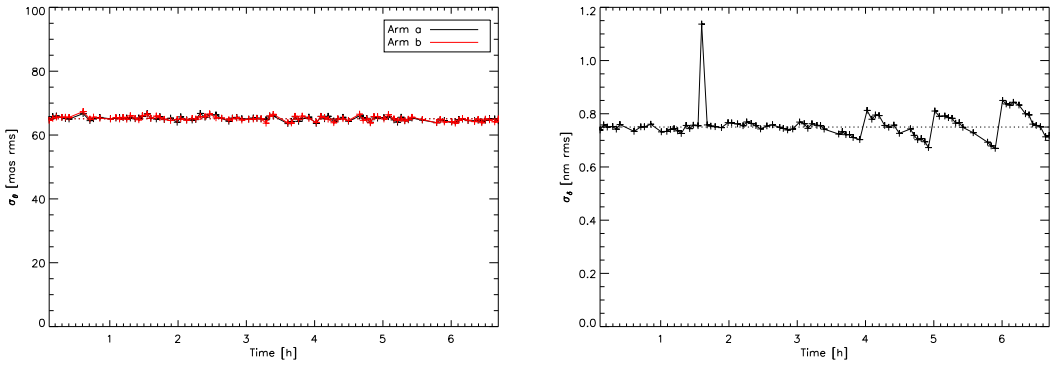
(b) Durée entre les débuts de l'étalonnage du piston de référence et de la mesure.

FIGURE *5.30* – Durées des deux étalonnages.

On peut voir sur le figure 5.30a que durant les 6 premières heures, la durée entre le début de l'étalonnage du tip/tilt de référence et le début de l'étalonnage du piston de référence est constante, à 33 s, ce qui montre que la succession automatique de ces étapes se passe bien. Par contre, sur la figure 5.30b, la durée minimale entre le début de l'étalonnage du piston de référence et le début de la mesure scientifique n'est pas vraiment constante ; la durée minimum est de 30 s quand la succession automatique se passe bien, mais presque 20 % des mesures scientifiques ont besoin d'être lancées manuellement. Cela pose problème dans le cas où la température dérive, car alors la contribution du biais de DDM δ_{ref} est beaucoup plus forte.

5.5.1.3 Stabilité des boucles de contrôle

Durant les mesures, j'analyse la stabilité sur le long terme des boucles d'asservissement. Les résidus en DDM et en tip/tilt sont présentés en figure 5.31.



(a) Tip/tilt. ***(b)*** Différence de marche.

FIGURE *5.31* – Stabilités des boucles d'asservissement durant la mesure.

Sur la figure 5.31a, on peut voir que le résidu de tip/tilt est égal sur les deux bras, et très stable à une valeur moyenne de $\sigma_\theta = 65$ mas rms. Le résidu ne subit aucune dérive ni perturbation extérieure significative.

Quant à la stabilité en piston, on voit sur la figure 5.31b que le résidu de DDM est plutôt stable durant les 3 premières heures, à part un point de mesure après la première heure, certainement dû à une perturbation extérieure ; faire la mesure de nuit permet de limiter fortement ces cas perturbés. Après la 3^{e} heure, le résidu subit une dérive qui est compensée à chaque étalonnage du FS. En réalité, le résidu ne varie pas, mais la linéarité de la mesure n'est plus assurée à cause de la dérive de température. On voit bien que les problèmes thermiques sont un facteur limitant pour l'étude du taux d'extinction sur de longues durées. La valeur moyenne du résidu est cependant très proche du cas étudié précédemment, à $\sigma_\delta = 0,76$ nm rms.

Grâce à l'étalonnage du FS, je peux remonter à la dérive de température à l'intérieur du MMZ, en appliquant le coefficient de 600 nm.K^{-1}. Cette dérive est présentée dans la figure 5.32.

On voit que là aussi, la température diminue à peu près linéairement, mais avec une vitesse un peu plus faible qu'à l'extérieur du capot, à -11 µK.s^{-1} soit -7 pm.s^{-1}. En effet, les capots permettent de mitiger les variations rapides de température, mais sont impuissants face à une dérive lente et monotone comme celle-ci.

5.5.2 Présentation des résultats

Les mesures de taux d'extinction sont là aussi réalisées sur 100 s, à une fréquence pas tout à fait constante, à cause des perturbations dans l'automatisation des séquences présentées précédemment. Elles sont analysées dans la figure 5.33.

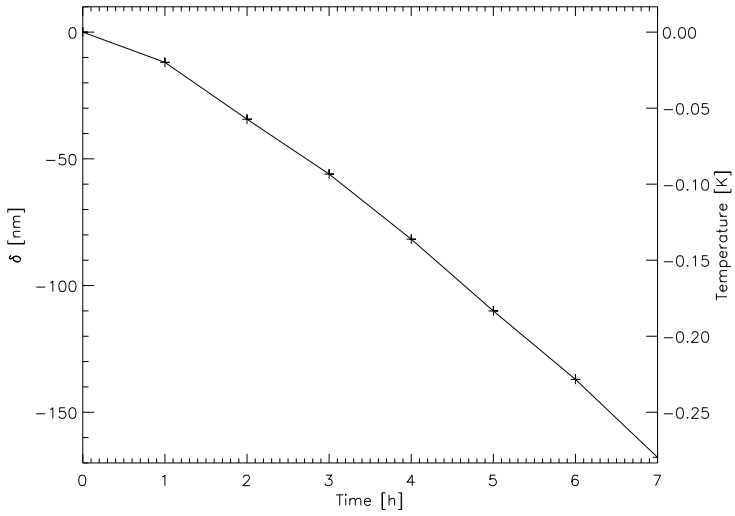
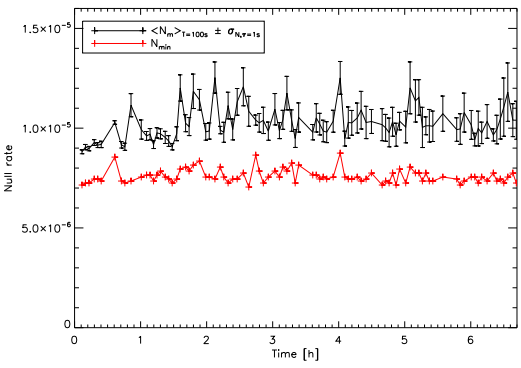
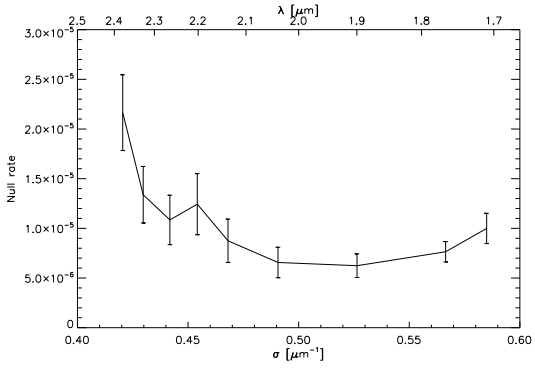


FIGURE *5.32* – Dérive du FS durant 7h.



(a) Séquence temporelle du taux d'extinction N_{moy}.



(b) Moyenne temporelle des taux d'extinction des différents canaux spectraux.

FIGURE *5.33* – Mesure longue durée du taux d'extinction.

La figure 5.33a présente la mesure long terme du taux d'extinction, les barres d'erreur correspondant à l'écart type $\sigma_{N,\tau=1\text{s}}$ de chaque mesure. La courbe rouge correspond au taux d'extinction $N_{\text{moy},0}$, soit la contribution statique sur 100 s. Le premier point de cette courbe correspond au meilleur résultat analysé en section 5.4. On voit que les points suivants ont une valeur moyenne plus élevée, ainsi qu'une stabilité dégradée. Certaines valeurs sont dégradées à cause des contributions statiques — les deux courbes évoluent de manière identique, comme pour les premiers points —, alors que d'autres sont manifestement dégradées par la dérive

de δ_{ref} — la courbe rouge évolue très peu, alors que la noire a de plus fortes variations, par exemple à la fin de la courbe —, la stabilité de DDM σ_δ n'évoluant que très peu. Le taux d'extinction moyen est ainsi

$$\left\langle N_{\text{moy}} \right\rangle_{T=7\text{h}} = 1,02 \times 10^{-5}.$$

Malgré les perturbations, la stabilité du taux d'extinction sur plusieurs heures est tout de même bonne, à

$$\sigma_{N,\tau=100\text{s}} = 8 \times 10^{-7}.$$

La figure 5.33b présente la moyenne des dispersions spectrales des mesures, les barres d'erreur correspondant à l'écart-type des mesures, $\sigma_{N,i,\tau=100\text{s}}$. Le profil du taux d'extinction est similaire à celui présenté sur la figure 5.16 : le taux d'extinction est meilleur au centre du spectre qu'aux bords. La dispersion chromatique du taux d'extinction est ainsi bornée entre $6,2 \times 10^{-6}$ et $2,15 \times 10^{-5}$.

5.5.3 Perturbations de phase

Comme en section 5.4.2, je vais décomposer l'analyse de la contribution de phase en trois partie :

- ❒ la contribution du résidu de boucle de contrôle du piston, δ_w ;
- ❒ la contribution du chromatisme δ_i ;
- ❒ la contribution de la position de référence de la boucle de piston, δ_{ref}, également dépendante de la précédente.

5.5.3.1 Perturbation de différence de marche

Comme on l'a vu en section 5.5.1.3, le résidu de DDM est stable, à une valeur moyenne $\sigma_\delta = 0,76$ nm rms ; je peux ainsi calculer sa contribution pour tous les canaux spectraux de la caméra. Le résultat est présenté en figure 5.34.

On peut voir que cette courbe est quasiment identique à la figure 5.17b. Ceci est dû au fait que le résidu de DDM n'a pratiquement pas varié au cours du temps. La valeur moyenne de cette contribution est là aussi :

$$\left\langle N_{\delta,w} \right\rangle_{T=7\text{h}} = 1,4 \times 10^{-6}.$$

Je peux également calculer l'impact des variations dans le résidu de DDM entre deux mesures. Le calcul donne :

$$\sigma_{N,\delta,w,\tau=100\text{s}} = 2,2 \times 10^{-7},$$

cependant, cette valeur est certainement surestimée, car les dérives du résidu de boucle présentes dans la figure 5.31b sont prises en compte alors qu'elles ne sont pas réellement sur le banc.

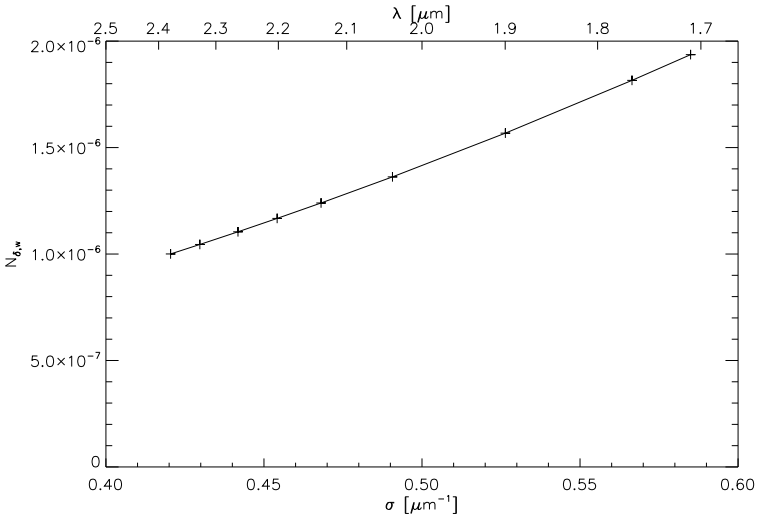
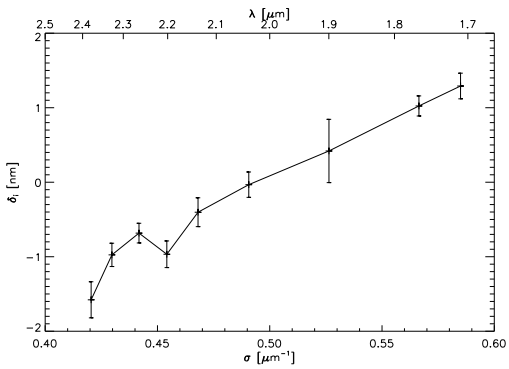


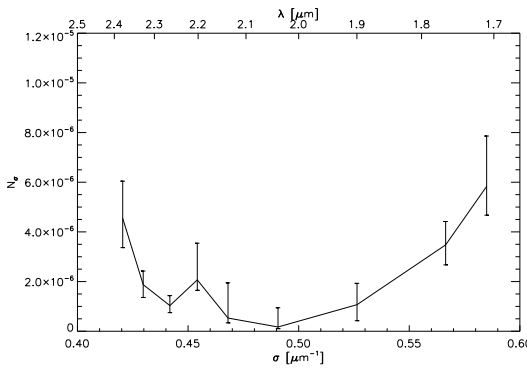
FIGURE *5.34* – Contribution de δ_w sur le taux d'extinction.

5.5.3.2 Analyse du chromatisme

Comme on l'a vu en section 5.3.5.5, il est possible de mesurer le chromatisme durant l'optimisation de la position de référence du FS. Je mesure donc ce chromatisme avant chaque acquisition de taux d'extinction et je calcule ainsi sa contribution au taux d'extinction de chaque canal. Les résultats sont présentés dans la figure 5.35.



(a) Mesure du chromatisme moyen sur 7 h.



(b) Contribution du chromatisme sur le taux d'extinction.

FIGURE *5.35* – Mesure du chromatisme et sa contribution sur le taux d'extinction.

Sur la figure 5.35a, on peut voir que le profil spectral du chromatisme est très proche de celui présenté en figure 5.14b : il est plutôt linéaire, avec des valeurs légèrement différentes pour le 1er et le 4e canal spectral. Ainsi, la contribution au taux d'extinction présentée en figure 5.35b a une forme vaguement parabolique. La valeur moyenne est ainsi de

$$N_\sigma = 2,3 \times 10^{-6}.$$

Grâce aux différentes valeurs de chromatisme mesurées, je peux également calculer l'écart type de cette contribution durant les 7 h de mesure, ce qui donne :

$$\sigma_{N,\sigma,\tau=100\text{s}} = 7,3 \times 10^{-7}.$$

Cet écart type n'est pas négligeable, mais provient plus certainement de la mesure durant l'étalonnage que de variations réelles du chromatisme. Le problème est que si j'estime mal ces valeurs de chromatisme, alors la recherche de la position optimale δ_{ref} sera biaisée ; la recherche des δ_i n'a donc pas qu'une valeur informative, mais contribue également à réduire le taux d'extinction.

5.5.3.3 Estimation du biais de différence de marche

Pour la mesure longue durée, il n'a pas été possible de réaliser la méthode statistique utilisée en section 5.4.2.4. Cependant, on connait la vitesse de dérive, calculée en section 5.5.1.3, qui est de -7 pm.s^{-1}. Or on sait qu'en temps normal, il faut compter 75 s entre le milieu de l'étalonnage de la position δ_{ref} et le milieu de la mesure de taux d'extinction. Ce temps est augmenté de 9 s en moyenne à cause des problèmes d'automatisation des étapes, présentés en figure 5.30b. Cela fait donc une dérive moyenne de $\langle \delta_{\text{ref}}(t) \rangle_{T=7\text{h}} = -0,6$ nm. Bien sûr, $\delta_{\text{ref}}(t)$ dérive durant la mesure, la température variant de manière monotone. Si je moyenne temporellement toutes les mesures de taux d'extinction réalisées sur 100 s, j'obtiens d'ailleurs le résultat présenté en figure 5.36.

Sur cette figure, on voit bien que la dérive de $\delta_{\text{ref}}(t)$ est bien approximativement linéaire, et qu'elle engendre un déséquilibre du taux d'extinction aux grandes longueurs d'onde (premiers canaux spectraux), alors que le taux d'extinction aux courtes longueurs d'onde est amélioré.

En considérant cette valeur de biais moyen de δ_{ref}, je calcule sa contribution au taux d'extinction, dépendante du chromatisme. Celle-ci est présentée en figure 5.37.

On peut voir que cette contribution a un profil similaire à celui du chromatisme (présenté en figure 5.35a), celle-ci étant dominée par le terme $2\,(\pi\sigma_i)^2\,\delta_i\delta_{\text{ref}}$ dans l'équation (5.34). Comme attendu, le taux d'extinction est dégradé aux grandes longueurs d'onde, alors qu'il est réduit aux faibles longueurs d'onde. Cependant, la contribution moyenne de ce terme reste faible, à une valeur de

$$\left\langle N_{\delta,\text{ref}} \right\rangle_T = 9,1 \times 10^{-7}.$$

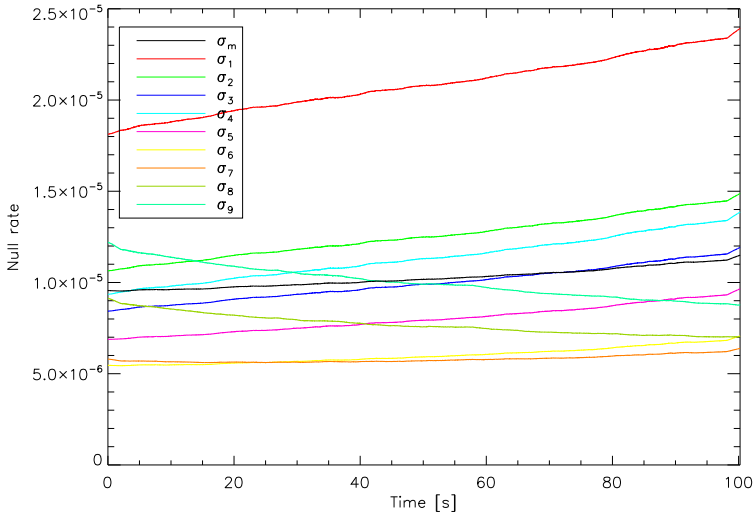


FIGURE *5.36* – Dérive moyenne des mesures de taux d'extinction.

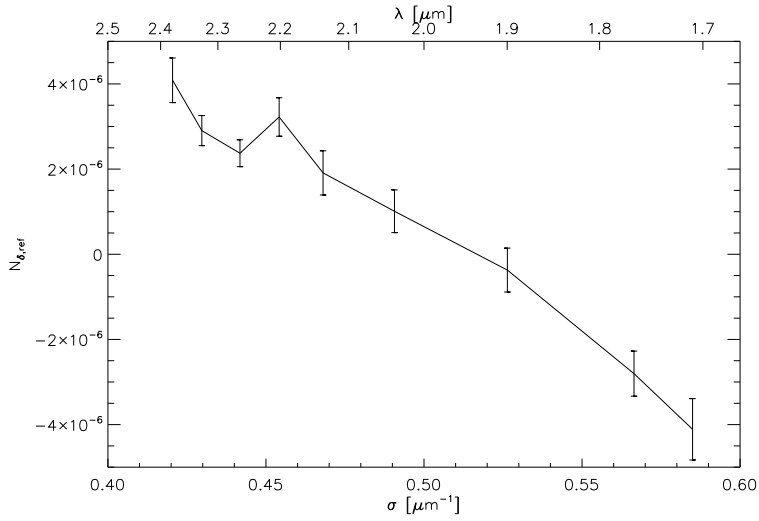
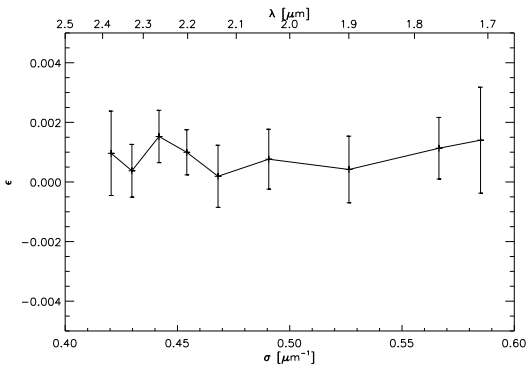


FIGURE *5.37* – Contribution de δ_{ref} sur le taux d'extinction.

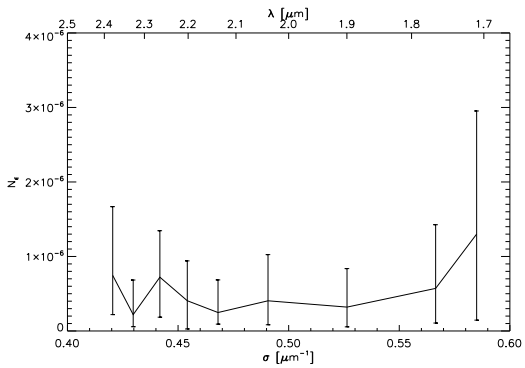
Je peux également estimer l'écart type de cette contribution sur la durée de la mesure à $\boldsymbol{\sigma_{N,\delta,\text{ref},\tau=100\text{s}} \simeq 5 \times 10^{-7}}$.

5.5.4 Déséquilibre photométrique

Le déséquilibre photométrique est estimé à chaque étalonnage de la position de référence du tip/tilt (section 4.3.1.2). Ces mesures sont moyennées et présentées en figure 5.38.



(a) Mesure du déséquilibre des flux moyen sur 7 h.



(b) Contribution du déséquilibre des flux sur le taux d'extinction.

FIGURE *5.38* – Mesure du déséquilibre des flux et sa contribution sur le taux d'extinction.

Sur la figure 5.38a, on voit que le déséquilibre photométrique a un profil spectral plutôt plat, avec une dispersion faible de 0,05 %, mais possède un léger biais de $\left\langle \varepsilon_{\mathrm{stat},i} \right\rangle_i = \mathbf{0,08\ \%}$. Cela engendre une contribution au taux d'extinction plutôt uniforme (figure 5.38b), avec une valeur moyenne faible du fait de la bonne égalité des flux :

$$\langle N_\varepsilon \rangle_{T=7\mathrm{h}} = 5,5 \times 10^{-7}.$$

La stabilité de cette mesure a le même ordre de grandeur, à $\sigma_{N,\varepsilon,\tau=100\mathrm{s}} = 5 \times 10^{-7}$. Le résidu de tip/tilt étant plutôt constant durant la mesure longue durée (voir figure 5.31a), la contribution de la partie dynamique est toujours aussi faible que celle calculée en section 5.4.3, très négligeable devant la contribution statique.

5.5.5 Synthèse de l'analyse long terme

Après avoir calculé toutes les contributions dégradant le taux d'extinction, je compare leurs profils spectraux en figure 5.39.

On peut voir que taux d'extinction suit principalement les variations de la contribution de phase $\left\langle N_{\phi,i} \right\rangle_{T=7\mathrm{h}} = \langle N_{\delta,w,i} \rangle_{T=7\mathrm{h}} + \langle N_{\delta,\mathrm{ref},i} \rangle_{T=7\mathrm{h}} + N_{\sigma,i}$, avec une forte augmentation du taux d'extinction aux grandes longueurs d'onde, ainsi qu'une légère augmentation aux faibles longueurs d'onde. Celle-ci est aussi due à la contribution du déséquilibre photométrique, qui remonte au début du spectre.

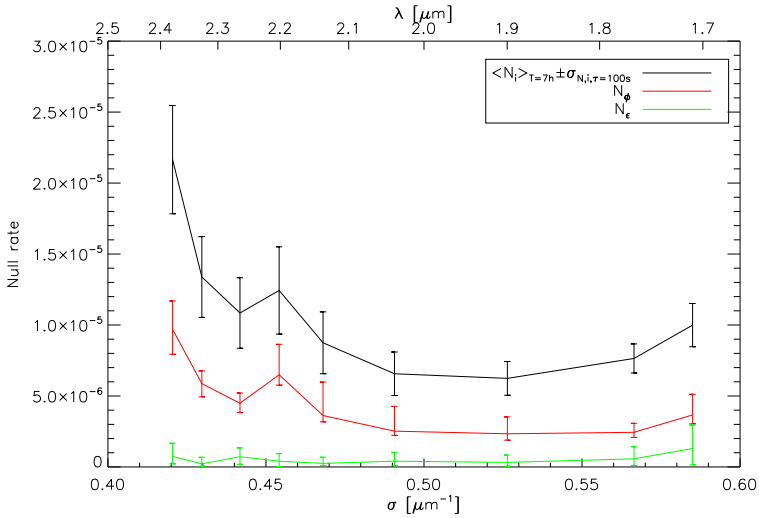


FIGURE *5.39* – Profil spectral du taux d'extinction et ses contributions.

On voit cependant que les deux contributions présentées ici n'expliquent pas complètement le taux d'extinction mesuré. La polarisation a donc encore une forte influence, avec une contribution qui semble à peu près constante sur tout le spectre. En considérant les autres termes, cette contribution a une valeur moyenne de

$$\left\langle N_{\mathbf{pol}} \right\rangle_{T=7\mathbf{h}} = 5 \times 10^{-6}.$$

Elle est donc impliquée dans la moitié du taux d'extinction mesuré. Comme son profil spectral semble plutôt constant, alors la contribution de polarisation est principalement due à l'angle de rotation entre les polarisations des deux bras N_{rot}, car ce terme est indépendant de la longueur d'onde, contrairement à $N_{\mathrm{s\text{-}p}}$. Avec un tel niveau, l'angle entre les polarisations doit être de $\alpha_{\mathbf{rot}} = 4.5$ **mrad** $= 15$ **arcmin**.

Le tableau 5.3 résume les différentes contributions donnant ce résultat de taux d'extinction long terme mesuré sur plusieurs heures. En comparant ce tableau avec le tableau 5.1 synthétisant les contributeurs du meilleur résultat sur 100 s, on peut voir que les contributions du taux d'extinction moyen sont à peu près similaire. Les contributions du chromatisme et de l'écart de flux sont même meilleures sur la mesure longue durée, mais cela est peut-être dû à l'incertitude de mesure de ces paramètres sur la mesure de 100 s. Ce qui est clairement visible, c'est l'augmentation de la contribution de δ_{ref}, qui a été multipliée par 9 ; la dérive a donc un impact non négligeable sur le taux d'extinction, car elle contribue à 10 % du résultat total. Elle pourrait être compensée en temps réel en appliquant une dérive inverse à la position de référence du FS, dont la vitesse serait déduite des données d'étalonnage. L'implémentation de ce contrôle ne présente pas de difficulté particulière, mais n'a pas été réalisé dans le cadre de ma thèse,

Tableau *5.3* – Tableau récapitulatif de l'analyse du meilleur taux d'extinction obtenu sur 7 h, en valeur moyenne et stabilité, et comparaison avec le cahier des charges.

Poste	Objectif	Mesure
$\left\langle N_{\text{moy}} \right\rangle_{T=7\text{h}}$	10^{-4}	$1,02 \times 10^{-5}$
$\left\langle N_{\phi} \right\rangle_{T=7\text{h}}$	7×10^{-5}	$4,6 \times 10^{-6}$
$\langle N_{\delta,w} \rangle_{T=7\text{h}}$	$3,5 \times 10^{-5}$	$1,4 \times 10^{-6}$
$\langle N_{\delta,\text{ref}} \rangle_{T=7\text{h}}$		$9,1 \times 10^{-7}$
N_{σ}	$3,5 \times 10^{-5}$	$2,3 \times 10^{-6}$
$\langle N_{\varepsilon} \rangle_{T=7\text{h}}$	2×10^{-5}	$5,5 \times 10^{-7}$
$N_{\varepsilon,\text{stat}}$	2×10^{-5}	$5,5 \times 10^{-7}$
$\left\langle N_{\varepsilon,\text{dyn}} \right\rangle_{T=7\text{h}}$		$7,9 \times 10^{-12}$
N_{pol} [a]	10^{-5}	$5,0 \times 10^{-6}$
$\sigma_{N,\tau=1\text{s}}$	$1,5 \times 10^{-5}$	6×10^{-7}
$\sigma_{N,\delta,\tau=1\text{s}}$	$1,5 \times 10^{-5}$	6×10^{-7}
$\sigma_{N,\varepsilon,\tau=1\text{s}}$	3×10^{-6}	9×10^{-13}
$\sigma_{N,\tau=100\text{s}}$	10^{-5}	9×10^{-7}
$\sigma_{N,\delta,w,\tau=100\text{s}}$	7×10^{-6}	$2,2 \times 10^{-7}$
$\sigma_{N,\delta,\text{ref},\tau=100\text{s}}$		$\approx 5 \times 10^{-7}$
$\sigma_{N,\sigma,\tau=100\text{s}}$	10^{-6}	$7,3 \times 10^{-7}$
$\sigma_{N,\varepsilon,\tau=100\text{s}}$	10^{-6}	5×10^{-7}
$\sigma_{N,\text{pol},\tau=100\text{s}}$ [a]	10^{-6}	$\approx 10^{-7}$

a. Estimation à partir des autres contributions

dont le but premier est d'analyser les contributions, plutôt que de rendre robuste l'optimisation du taux d'extinction.

Le terme de chromatisme peut lui aussi être réduit en jouant sur l'angle des lames du MMZ, compensant ainsi les trajets différentiels à la manière d'un déphaseur à lames ; ainsi, j'ai déjà obtenu des contributions de chromatisme inférieures à 5×10^{-7}. Quant à la contribution des variations de DDM, j'ai déjà démontré la capacité à avoir un résidu de $\sigma_{\delta} = 0,3$ nm rms, soit une contribution réduite à 2×10^{-7}.

La polarisation semble aussi avoir un impact plus élevé, mais dans tout les cas c'est un facteur majoritaire du taux d'extinction, avec 50 % de la contribution. On a vu en section 5.4.4 que l'angle des miroirs M1 a une influence forte sur ce terme, ce qui est aussi le cas des miroirs

M5 du déphaseur achromatique. Ainsi, en jouant sur leurs réglages, il devrait être possible de réduire l'impact de la polarisation.

Dans tous les cas, tous les termes sont inférieurs aux spécifications, globalement d'un ordre de grandeur pour la valeur moyenne et la stabilité ; la polarisation est le terme qui est le plus proche de la spécification, mais tout de même 2 fois plus faible.

5.6 Conclusions

J'ai donc développé une stratégie d'étalonnage de la voie scientifique, couplée avec celle des boucles de contrôles définie dans le chapitre 4, qui permet de mesurer, d'optimiser et d'analyser précisément le taux d'extinction du banc PERSÉE. Cela a permis d'obtenir un taux d'extinction en lumière monochromatique parmi les meilleurs réalisés depuis plus de 10 ans, mais surtout d'avoir atteint le record du monde de taux d'extinction en lumière polychromatique, avec une valeur de $8,8 \times 10^{-6}$ sur 100 s avec une bande spectrale de largeur 37 %.

Le banc PERSÉE a été conçu à l'origine pour réaliser des taux d'extinction compatibles avec l'observation de géantes gazeuses du type pégasides, compatible avec l'état de l'art des bancs d'interférométrie en frange noire réalisés jusqu'à maintenant en France. J'ai finalement démontré qu'à partir d'une conception simple mais efficace, il est possible d'obtenir des taux d'extinction permettant l'observation d'exoplanètes de type terrestre, avec un taux d'extinction inférieur à 10^{-5} sur une bande spectrale supérieure à 25 %.

L'analyse fine des résultats obtenus a permis de conclure sur la nature des contributeurs les plus importants, et donc des points clés à approfondir pour la réalisation d'un interféromètre en frange noire spatial.

CHAPITRE 6

EXTRAPOLATION AU CAS D'UNE MISSION SPATIALE

Isis et la douzaine de mondes biologiquement actifs détectés par l'interféromètre planétaire avaient démontré que la vie n'était pas vraiment une nouveauté pour l'Univers. Elle était, sinon inéluctable, du moins assez répandue dans la galaxie.
Mais l'humanité avait eu beau écouter de toutes ses oreilles, elle n'avait jamais reçu le moindre signal intelligible, la moindre preuve de voyages spatiaux non humains, le moindre indice d'une civilisation intersidérale. Nous nous déployons dans le vide, pensa Li. Nous appelons, mais personne ne nous répond.
Nous sommes uniques.

Robert Charles Wilson, BIOS (1999)

Sommaire

6.1 Introduction 276
6.2 Discussion sur les fuites stellaires 276
6.3 Mise à l'échelle de PÉGASE 279
6.3.1 Train optique de PÉGASE 279
6.3.2 Facteurs d'échelle 280
6.4 Résultats de cophasage 281
6.4.1 Pointage fin 281
6.4.2 Différence de marche 283
6.5 Extrapolation du taux d'extinction obtenu 286
6.5.1 Contributions de la phase 286

6.5.2 Déséquilibre photométrique 289
6.5.3 Polarisation 290
6.5.4 Bilan de taux d'extinction de PÉGASE 290
6.6 Conclusions 292

6.1 Introduction

Dans cette section, je vais chercher à mettre à l'échelle d'une mission spatiale les résultats obtenus sur le banc PERSÉE. Cela permettra de donner des premières spécifications pour le système de guidage, de navigation et de contrôle, en particulier en lien avec le vol en formation (voir section 2.1.1), ainsi que sur les tolérances du train optique, pour un interféromètre spatial comme PÉGASE (voir section 1.3.4.3).

Comme on l'a vu dans le chapitre 2, PERSÉE a pour but de simuler au mieux le train optique de PÉGASE. Cependant, il existe certains facteurs d'échelles qu'il est important de prendre en compte pour transposer les résultats obtenus sur le banc.

6.2 Discussion sur les fuites stellaires

On a vu en section 5.2.2 que sur PERSÉE, on peut considérer nulle la contribution des fuites stellaires dans le taux d'extinction calculé. Or dans le cas de PÉGASE, la source observée n'est plus cohérente spatialement, mais a un certain diamètre angulaire.

Si on considère une planète de type Jupiter chaud tournant à $0,05$ UA autour d'une étoile similaire au Soleil — une étoile ayant un diamètre de $1,5 \times 10^6$ km, soit $0,01$ UA —, alors la planète a une orbite dont le demi-grand axe est seulement de quelques fois le diamètre de son étoile. C'est en effet une des caractéristiques des pégasides, comme on l'a vu en section 1.1.1.4. En comparaison, le demi-grand axe de l'orbite de la Terre est de 100 fois le diamètre du Soleil, donc beaucoup plus loin.

Ainsi, pour les pégasides, l'impact des fuites stellaires sur la mesure est très significatif, car la planète est très proche de l'étoile. Donc soit on maximise le flux transmis de la planète en la plaçant proche d'une frange blanche , ce qui augmente également le terme de fuite, soit on utilise une base plus petite pour réduire ce terme de fuite, ce qui diminue la transmission de la planète, qui se trouve sur un flanc de la frange d'interférence.

En approximant la sinusoïde par une fonction quadratique, la fuite stellaire est donnée par l'équation (1.13) :

$$N_\star(\lambda) \simeq \frac{\pi^2}{16}\left(\frac{B\theta_\star}{\lambda}\right)^2 .$$

Or à la longueur d'onde λ, la transmission de la planète T_p est donnée par l'équation :

$$T_\mathrm{p}(\lambda) = \frac{1}{2}\left[1 - \cos\left(2\pi\frac{B}{\lambda}\theta_\mathrm{p}\right)\right]. \tag{6.1}$$

Ainsi, en négligeant les pertes instrumentales, le contraste de détection entre le signal de la planète et le résidu géométrique de l'étoile, donné par $N_\mathrm{geo} = N_\star/T_\mathrm{p}$, suit donc l'équation :

$$N_\mathrm{geo}(\lambda) \simeq \frac{\pi^2}{8}\left(\frac{B\theta_\star}{\lambda}\right)^2\left[1 - \cos\left(2\pi\frac{B}{\lambda}\theta_\mathrm{p}\right)\right]^{-1}. \tag{6.2}$$

À la limite asymptotique pour une base B petite, alors cette équation peut être approximée par cette équation, indépendante de la longueur d'onde :

$$N_\mathrm{geo} \simeq \frac{1}{16}\left(\frac{\theta_\star}{\theta_\mathrm{p}}\right)^2. \tag{6.3}$$

On cherche tout de même à résoudre au moins partiellement l'exoplanète de l'étoile, donc on ne peut pas avoir une base trop petite. Dans le cas présenté précédemment, avec une pégaside de demi-grand axe $0,05$ UA autour d'une étoile de diamètre $0,01$ UA, alors le rapport $\theta_\star/\theta_\mathrm{p}$ est très faible, égal à 5. Si l'étoile est vue à une distance de 20 parsec, son diamètre angulaire est alors $\theta_\star = 0,5$ mas, et l'angle maximum entre l'étoile et la planète est de $\theta_\mathrm{p} = 2,5$ mas. La figure 6.1 présente cette contribution pour différentes bases.

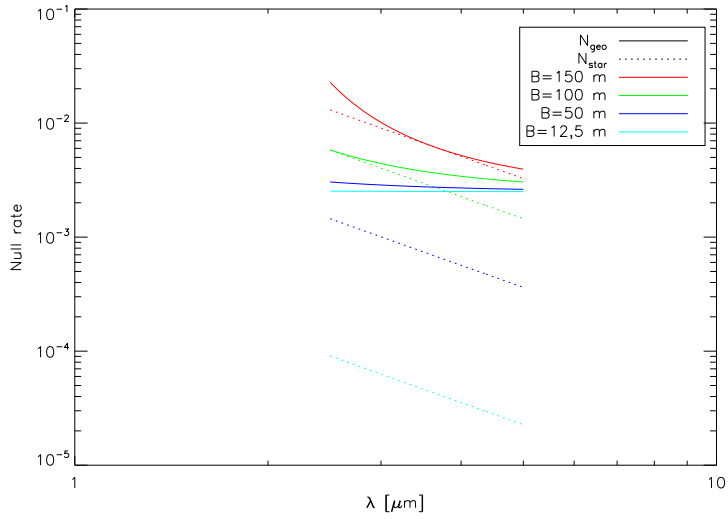


FIGURE *6.1* – Contribution des fuites géométriques sur le taux d'extinction.

Sur cette courbe, la fuite stellaire $N_\star$ diminue avec la taille de la base B, de manière quadratique ; cependant, plus la base diminue, et plus la transmission de la planète est faible. Les

deux termes se compensent alors à une valeur indépendante de la longueur d'onde. On voit clairement que pour PÉGASE, placer la planète au milieu de la frange brillante — c'est-à-dire pour une base de 150 m dans cet exemple — n'est pas du tout la solution optimale : la fuite stellaire est très importante, et la transmission aux courtes longueurs d'onde dégrade encore plus les pertes géométriques.

On voit que cette contribution est au minimum donnée par l'équation (6.3), dont la valeur dans cet exemple est de $N_{\text{geo}} = 2,5 \times 10^{-3}$. Pour un base typique de 100 m, cette contribution est de $3,8 \times 10^{-3}$. Alors que si on place la planète sur la frange blanche — c'est-à-dire pour une base $B = 150$ m —, la contribution est très importante, à $7,5 \times 10^{-3}$. On voit que ces valeurs sont plus grandes que les contrastes typiques nécessaires pour la spectroscopie des pégasides, entre 10^{-3} et 10^{-4}. Cependant, le diamètre angulaire des cibles prévues pour PÉGASE doit être connu avec une précision de $0,1$ %, avec un mode de mesure de visibilité ; la fuite géométrique peut donc être soustraite avec une précision suffisante pour obtenir un rapport signal sur bruit entre 5 et 30. Même si on ne connaît pas exactement le diamètre de l'étoile, il est possible de mesure le flux dans deux directions orthogonales : une où la planète est au maximum de transmission, et une où la planète est aussi éteinte. En faisant la soustraction des deux flux, on ne garde que le flux de la planète.

Contrairement à PÉGASE, le projet d'interféromètre FKSI (voir section 1.3.4.4) a choisi d'utiliser une base plus petite de $12,5$ m ce qui permet d'avoir une fuite géométrique proche de sa borne minimale. Mais on voit sur la figure 6.1 que pour le cas considéré, des bases de 50 à 100 m ne dégradent que faiblement la fuite géométrique N_{geo} ; aussi, PÉGASE se voulait être un démonstrateur des interféromètres plus complexes comme Darwin et TPF-I, décrits en section 1.3.4.2. C'est pourquoi il est important d'utiliser le vol en formation, qui impose des bases suffisamment grandes pour évider toute collision entre les satellites, pour valider ce point technologique critique.

Dans le cas d'une planète de type terrestre à 1 UA de son étoile similaire au Soleil, la fuite géométrique est au minimum de $N_{\text{geo}} = 6,25 \times 10^{-6}$, ce qui fait que l'observation est très difficile. L'utilisation de 4 télescopes au lieu de 2 permet de passer d'une sensibilité quadratique à une sensibilité quartique au diamètre angulaire de l'étoile $\theta_\star^4$; ainsi, les fuites géométriques sont fortement réduites.

Pour l'observation des pégasides, le choix reste donc ouvert entre les grandes bases réalisées par le vol en formation et la poutre d'une douzaine de mètres. Dans les deux cas, le cophasage sera perturbé par des vibrations du système de stabilisation ainsi que par une dérive pour le vol en formation ou un mode souple dans le cas de la poutre.

6.3 Mise à l'échelle de PÉGASE

6.3.1 Train optique de PÉGASE

Les trains optiques de PÉGASE et de PERSÉE sont très similaires, cependant il existe des différences qu'il est important de noter. La figure 6.2 présente la conception retenue pour le train optique de PÉGASE lors de l'étude préliminaire [Le Duigou, 2006 ; Ollivier et al., 2007].

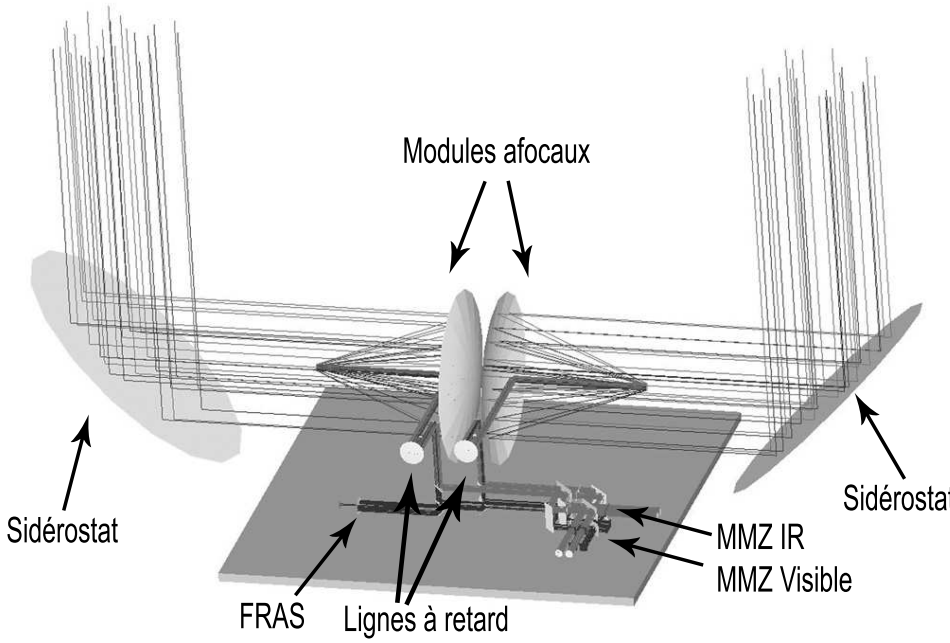


FIGURE *6.2* – Conception du train optique de PÉGASE.

Sur PÉGASE, des sidérostats de renvoient des faisceaux de 40 cm de diamètre sur deux modules afocaux (hors axes ou non), puis les faisceaux sont repliés à 90° pour réaliser avec les sidérostats la fonction de déphaseur achromatique géométrique de π. Comme sur PERSÉE, des lignes à retard de grande course corrigent les dérives importantes de différence de marche. Contrairement à PERSÉE, les bandes utilisées pour le cophasage et celle de la voie scientifique sont séparées par une lame dichroïque avant le FRAS et le MMZ. Le MMZ reprend en réalité le concept de MMZ de Serabyn [Serabyn & Colavita, 2001], ainsi que la configuration du banc SYNAPSE [1] de l'IAS [Brachet, 2005 ; Chazelas, 2007], où les faisceaux scientifiques et ceux de cophasage sont les uns au-dessus des autres.

1. SYmmetric Nuller for Achromatic Phase Shifter Evaluation

On voit bien que les chemins différentiels entre la voie de cophasage et la voie scientifique sont plus importants que dans PERSÉE, cependant une autre configuration a été imaginée, utilisant comme sur PERSÉE le même MMZ pour les deux voies. Cette solution est confortée par le fait que l'utilisation de lames dichroïques pour séparer les voies scientifique et de cophasage, constituées d'empilements de couches diélectriques, crée un déphasage supplémentaire avant la recombinaison.

6.3.2 Facteurs d'échelle

Pour des raisons d'encombrement et de coût, il n'était pas possible de construire le banc PERSÉE aux dimensions de PÉGASE, ni même avec un rapport d'homothétie constant. Par exemple, les faisceaux en entrée de PÉGASE ont un diamètre de 40 cm, et les télescopes ont un grossissement de 20. Donc les faisceaux dans tout le train optique en aval des compresseurs ont un diamètre de 20 mm. Or sur PERSÉE, pour conserver des diamètres de faisceaux ni trop grands en entrée, ni trop petits en sortie, le grossissement des modules afocaux a été réduit à 3, le diamètre en entrée étant de 40 mm et 13,3 mm en sortie. Dans la dernière configuration présentée dans ce manuscrit (section 3.3), je rappelle que les modules afocaux n'ont pas été installés ; le grossissement considéré est donc de 1.

Les bandes spectrales ne sont également pas les mêmes, notamment pour des questions de coût. En effet, la bande spectrale scientifique de PÉGASE, à l'origine entre $2,5$ et 5 µm, a été réduite entre $1,65$ et $3,3$ µm pour PERSÉE, avec la caméra scientifique travaillant entre $1,65$ et $2,5$ µm, et un détecteur monopixel entre 3 et $3,3$ µm. Cette dernière bande ayant été abandonnée pour des questions de difficultés de traitement des lames du MMZ, la bande spectrale de PERSÉE a finalement une largeur relative moins importante ; de même, la résolution spectrale a été réduite de 60 à 10 pour des questions de flux.

Pour le cophasage, les bandes spectrales sont approximativement les mêmes, le FRAS de PÉGASE travaillant entre $0,6$ et 1 µm — contre $0,8$ à 1 µm pour PERSÉE —, et le FS travaillant sur trois bandes spectrales entre $0,6$ et 1 µm— contre deux bandes spectrales entre $0,8$ et $1,65$ µm pour PERSÉE. Ces trois bandes spectrales servent à la réalisation d'un cophasage plus précis qu'avec deux bandes, mais sur PERSÉE, on a démontré que deux bandes suffisent à élargir significativement la plage de mesure, avec l'algorithme décrit en section 2.3.2.

Le FRAS de PÉGASE est également légèrement différent de celui de PERSÉE ; en effet, sur PÉGASE, un pixel de la caméra représente $0,18$ arcsec sur le ciel, soit $3,6$ arcsec dans l'instrument, ce qui correspond à échantillonnage entre 2 et $2,6$ pixels de la tache de diffraction, selon qu'on utilise la bande visible ou la bande $\mathcal{I}$. Sur PERSÉE, l'échelle est légèrement différent, avec 6 arcsec par pixel dans l'instrument, mais ce qui fait un échantillonnage sur $2,2$ pixels de la tache d'Airy.

Tous ces facteurs d'échelle à considérer pour l'analyse qui va suivre sont synthétisés dans le tableau 6.1.

Tableau *6.1* – Comparaison entre les dimensions de PERSÉE et de PÉGASE.

Paramètre	PERSÉE	PÉGASE	facteur d'échelle
Diamètre faisceaux en entrée [mm]	13, 3	400	30
Diamètre faisceaux FRAS [mm]	13, 3	20	1, 5
Diamètre faisceaux MMZ [mm]	10	15	1, 5
Grossissement afocaux	1	20	20
Base [m]	0, 05	40 – 500	—
Bande scientifique [μm]	1, 65 – 2, 45	2, 5 – 5	1, 5 – 2
Résolution spectrale	10	60	6
Bande FS [μm]	0, 8 – 1, 65	0, 8 – 1, 5	1 – 0, 9
Nombre de canaux FS	2	3	—
Bande FRAS [μm]	0, 8 – 1	0, 6 – 0, 8	0, 75 – 1
Échantillonnage sur le FRAS [pixels]	2, 2	2	0, 9

Le projet spatial d'interférométrie en frange noire FKSI, dont le dimensionnement est très proche de PERSÉE, a donc des caractéristiques similaires. Seule la base diffère vraiment, comme on l'a vu dans la section 6.2.

6.4 Résultats de cophasage

6.4.1 Pointage fin

L'utilisation de modules piézoélectriques pour réaliser le pointage fin permet de réduire fortement les contraintes de pointage des satellites. Sur PERSÉE, les modules PZT ont une course optique de ±200 arcsec, ce qui correspond à ±10 arcsec sur le ciel pour PÉGASE. La précision de pointage des satellites doit donc être de l'ordre de la seconde d'angle. La solution imaginée pour le banc PERSÉE semble la mieux adaptée pour le FRAS, c'est-à-dire l'utilisation de miroirs annulaires pour sélectionner une partie du flux. En effet, des lames semi-réfléchissantes ou des lames dichroïques introduiraient des aberrations chromatiques, et sont plus complexes à qualifier pour une utilisation spatiale.

Dans la section 4.3.2.2, j'ai démontré la capacité du banc PERSÉE à stabiliser les faisceaux incidents à 56 mas rms sur le tip et le tilt, soit 0, 4 % de la tache de diffraction. Ce résultat dépendant de son échantillonnage, cela correspond à un résidu de 62 mas rms pour PÉGASE. Or la spécification est de 30 mas rms sur le ciel, soit 600 mas rms dans le FRAS. On est donc

largement meilleure que cette spécification, d'un facteur 10.

Cependant, cela n'est vrai que pour un flux presque maximal sur la caméra. Or j'ai démontré dans la section 4.3.2.3 que le résidu de tip/tilt est proportionnel à la racine de l'inverse du nombre de photons, dans le cas où la caméra utilisée a un très faible bruit — ce qui sera le cas pour une mission spatiale. Or, avec un système similaire à PERSÉE, on a vu que le système a besoin de 2×10^5 photons par bras pour avoir une performance meilleure que 600 mas rms. Or sur PÉGASE, chaque bras subit 11 réflexions sur des miroirs en or non protégé, de réflectivité à 97 % entre $0,8$ et 1 µm. La transmission totale jusqu'au détecteur est alors de 72 % ; il faut alors $2,8 \times 10^5$ photons en entrée. Cependant, la caméra utilisée pour le FRAS est en silicium, et a donc un rendement quantique très mauvais d'environ 5 % sur la bande $\mathcal{I}$. Si on utilise un détecteur de rendement quantique 80 %, le besoin en photons est alors divisé par 16, soit $1,8 \times 10^4$ photons par trame.

La surface collectrice nécessaire pour obtenir un tel nombre de photons dépend du flux de l'étoile. Or on sait que les cibles visées sont entre $m_{\mathcal{V}} = 4$ et $m_{\mathcal{V}} = 10$, et que la magnitude d'une étoile de type G similaire au Soleil dans la bande $\mathcal{I}$ est $m_{\mathcal{I}} = m_{\mathcal{V}} - 0,93$. On calcule alors le flux F de l'étoile en fonction de celui F_0 d'une étoile de référence de magnitude $m_{\mathcal{V}} = 0$ par l'équation :

$$F = F_0 \times 10^{-\frac{m_{\mathcal{V}} - 0,93}{2,5}}. \tag{6.4}$$

La surface S permettant de collecter N_{ph} photons à une fréquence f est alors :

$$S = \frac{hc}{\lambda} \frac{N_{\text{ph}} f}{F} = \frac{hc}{\lambda} \frac{N_{\text{ph}} f}{F_0} \times 10^{\frac{m_{\mathcal{V}} - 0,93}{2,5}}. \tag{6.5}$$

La figure 6.3 présente la surface minimale nécessaire pour obtenir un résidu inférieur à 600 mas rms, pour différentes fréquences de trame, et dans deux configurations :

- ❒ dans le cas identique à PERSÉE, le flux en bande $\mathcal{I}$ est collecté par un miroir annulaire de diamètres intérieur 30 cm et extérieur 40 cm ;
- ❒ dans le cas où le flux dans la bande visible $\mathcal{V}$ est collecté par des lames dichroïques. On utilise alors l'ensemble de la pupille de 40 cm.

Les cibles initiales de PÉGASE ont une magnitude entre 4 et 10 ; ainsi avec un miroir annulaire de 40 cm de diamètre extérieur, avec une fréquence de 200 Hz, on atteint la spécification de 600 mas rms seulement pour les étoiles de magnitude inférieure à 6. On verra dans la section 6.5.2 qu'on a tout de même un peu de marge sur cette spécification de stabilité, on pourrait donc obtenir une correction suffisante pour des magnitudes jusqu'à 7. Or on a vu en section 4.3.2.2 que la fréquence de 200 Hz est surestimée par rapport aux perturbations que l'on peut avoir, et qui sont principalement très basse fréquence. On peut donc diminuer cette fréquence trame. À 20 Hz, la correction est bonne jusqu'à une magnitude de $8,5$, et à 5 Hz, elle est bonne jusqu'à une magnitude de 10. Le choix de cette fréquence dépend vraiment du compromis entre le niveau de la perturbation et le bruit de mesure, ainsi que le contrôleur utilisé (intégrateur ou LQG).

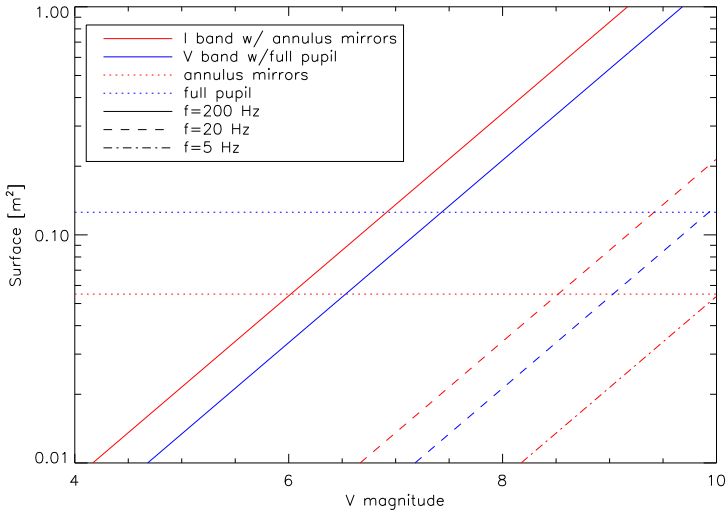


FIGURE *6.3* – Surface collectrice minimale nécessaire pour le FRAS en fonction de la magnitude de l'étoile.

On peut voir que travailler dans le visible donne de meilleurs résultats, car à 200 Hz, la correction est bonne jusqu'à une magnitude de 7, 5, et à 20 Hz, elle couvre toutes les magnitudes requises. Cependant, cette méthode requière l'emploi de dichroïques, plus complexes à réaliser avec les spécifications nécessaires que de simples miroirs plans.

6.4.2 Différence de marche

6.4.2.1 Correction des perturbations fines

Comme on l'a vu en section 4.4.2.3, le banc PERSÉE a montré qu'il était possible de contrôler le résidu de différence de marche en dessous du nanomètre, dans un environnement de laboratoire classique, et malgré un chemin optique de plusieurs mètres. On atteint ainsi sans difficulté les performances attendues du banc.

On atteint même des performances 10 fois meilleures que les spécifications, dans des conditions expérimentales optimisées pour éviter toute perturbation extérieure. Ainsi, ces très bons résultats on été obtenus lorsque les électroniques sont déportées dans un placard à l'extérieur de la salle blanche, que les systèmes de surpression et de climatisation sont coupés, et que le banc est capoté avec de la mousse épaisse.

La capacité à injecter des perturbations typiques d'un interféromètre spatial en frange noire comme PÉGASE est un atout majeur du banc PERSÉE. En section 4.5.4, j'ai montré l'aptitude d'un contrôleur linéaire quadratique gaussien à corriger ces perturbations, et notamment les

vibrations qui dégradent fortement le résidu de DDM dans le cas d'un contrôleur intégrateur. Malgré des perturbations de plus de 15 nm rms, qui dégraderaient le taux d'extinction à plus de 10^{-4} dans le cas de PÉGASE, le résidu de la boucle de contrôle est réduit à moins de $0,8$ nm rms, même dans le pire cas de perturbations typiques.

Grâce à l'expérience de PERSÉE, on peut cependant dire que la gestion de la fréquence des modes mécaniques de l'instrument est très importante. En faisant en sorte que ces modes mécaniques soient au-dessus de 150 Hz, avec des amplitudes suffisamment faibles, ils peuvent avoir une influence négligeable sur le résidu de DDM et le taux d'extinction. Sur PERSÉE, les modes mécaniques des montures optiques sont localisés entre 80 et 170 Hz, et sont très sensibles aux bruits acoustiques. Bien sûr, ces bruits ne sont pas présents dans l'espace, mais il faut éviter d'exciter un mode mécanique avec par exemple une harmonique des roues à réactions.

Pour assurer à PÉGASE d'atteindre un taux d'extinction de 10^{-4}, dans le cadre d'un budget d'erreur défini lors de la conception du projet, le résidu de différence maximal a été défini à $2,5$ nm rms. Or avec $0,8$ nm de résidu, soit plus de 3 fois mieux, la contribution de la différence de marche au taux d'extinction est réduit d'un facteur presque 10. Cependant, ces résultats de cophasage ont été obtenus dans des conditions de flux optimales, avec une source très puissante. D'un autre côté, les détecteurs de PERSÉE ne sont pas de très bonnes qualités, tout comme les amplificateurs. Dans ces conditions, j'ai montré en section 4.5.2.4 que quel que soit le type de contrôleur — intégrateur ou LQG —, le résidu de différence de marche est inversement proportionnel au flux entrant dans le FS avec notre source. Cela veut dire que la limite du contrôleur à faible flux est imposée par le bruit de détection ou les fluctuations de la source. Cela fait qu'il est difficile d'interpoler ce résultat aux conditions d'un interféromètre comme PÉGASE, qui observe des étoiles évidemment non pulsées, dont la statistique de bruit est poissonienne.

Cependant, on sait que la limite de $2,5$ nm rms a été atteinte pour les deux contrôleurs avec un flux entrant de rapport signal sur bruit $\rho = 440$. Ainsi, si on considère que sur PÉGASE, le signal ne sera pas limité par le bruit des détecteurs mais par le bruit de photons, alors le nombre de photons donnant ce rapport signal sur bruit est simplement $N_{\mathrm{ph}} = \rho^2 = 1,9 \times 10^5$.

La figure 6.4 présente le diamètre de pupille minimal nécessaire pour le FS en fonction de la magnitude de l'étoile, pour différentes valeurs de fréquence trame, ainsi que pour deux valeurs de résidu de différence de marche acceptable : $2,5$ et 5 nm rms.

On peut voir que dans le cas de PERSÉE, avec une fréquence de trame de 1 kHz, le diamètre maximal de la pupille prévue, 40 cm, est juste suffisant pour des magnitudes inférieures à 4. Si on prend une performance de 5 nm rms, la magnitude maximale monte à $5,3$. Si on ne modifie pas la taille de la pupille, la solution consiste donc à diminuer la fréquence trame de la boucle d'asservissement ; avec une fréquence de 100 Hz, les magnitudes limites sont de $6,3$ et $7,8$, à 50 Hz elles augmentent à 7 et $8,6$ et enfin c'est seulement à 10 Hz qu'on a un contrôle efficace au moins jusqu'à une magnitude d'environ 9, et 10 si on relâche la spécification.

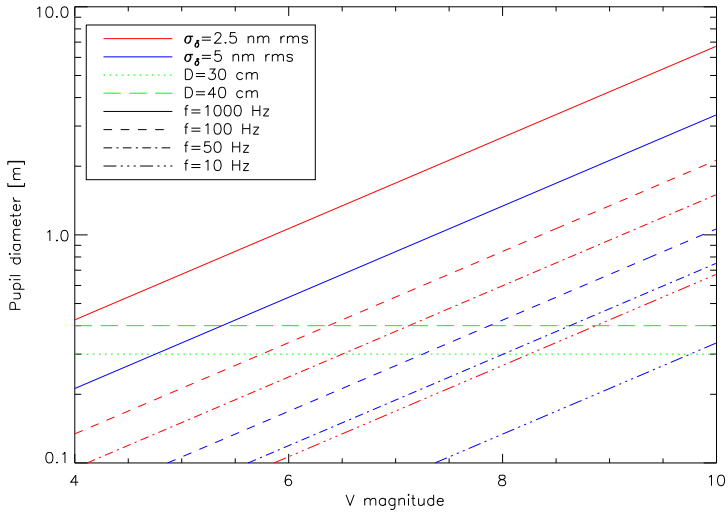


FIGURE *6.4* – Diamètre de pupille minimal nécessaire pour le FS en fonction de la magnitude de l'étoile.

Cependant, ces résultats ne sont valables que dans le cas où les fréquences perturbant significativement la différence de marche sont inférieures à moins que la moitié de la fréquence trame. On a vu dans la section 4.5.4 que les perturbations typiques de PÉGASE que l'on injecte dans PERSÉE dépendent de la fréquence de rotation des roues à réaction. Il est préférable de prendre des fréquences de roues très basses, pour éviter l'excitation de modes hautes fréquences ; on pourrait donc se contenter d'une fréquence trame de quelques dizaines de Hertz.

L'autre solution consiste à augmenter le diamètre des sidérostats. Ainsi, pour gagner une magnitude, il faut avoir des pupilles de 64 cm, et pour deux magnitudes, il faut les passer à 1 m. En outre, l'utilisation de lames dichroïques pour le FRAS est préférable, car utiliser une couronne extérieure réduit significativement le flux disponible pour le FS. Cependant, ces solutions augmentent fortement le coût de la mission ; il faut donc arriver à faire un compromis entre ces différents paramètres.

6.4.2.2 Correction des perturbations de grande amplitude

Les vibrations ne sont cependant pas les seuls facteurs perturbant la différence de marche. Un des objectifs du banc est de démontrer la capacité d'accrochage des franges, la dérive des satellites à une vitesse typique de 250 $\mu m.s^{-1}$ étant très importante. Une première étape, consistant à détecter les franges qui défilent ainsi qu'à déterminer le sens et la vitesse de défilement, a déjà été validée avec succès par F. Cassaing sur le banc PERSÉE. Il a ainsi montré expérimentalement la mesure de vitesses à environ 250 $\mu m.s^{-1}$, pour des signaux avec un RSB d'environ

10. Le contrôle reste cependant à valider, grâce à l'utilisation des lignes à retard présentées en section 3.2.3. Celles-ci ayant une course de ±25 mm, on peut donc accepter un contrôle centimétrique du positionnement des satellites par des capteurs radiofréquences.

L'utilisation d'un algorithme de cohérençage, présenté en section 2.3.2, a également été validée sur le banc (section 4.4.1.4), ce qui nous a permis de montrer une extension de la course de la mesure de différence de marche de quelques microns. Cependant, j'ai également observé une dégradation de cette extension à cause de la trop grande largeur de la bande $\mathcal{J}$ utilisée. Pour PÉGASE, il faudra donc bien veiller à ce que les bandes spectrales utilisées ne soient pas trop larges, et que les sorties du FS n'aient pas de trop fortes différences spectrales. Il y a donc un compromis à faire entre le flux nécessaire dans le FS, l'étendue nécessaire de linéarité de la mesure de cohérençage et le nombre de canaux spectraux utilisés.

Les bandes choisies pour PÉGASE ont des largeurs d'environ 100 nm, ce qui fait que la longueur de cohérence est d'environ une dizaine de micromètres. C'est donc à peu près l'ordre de grandeur de la linéarité que l'on peut obtenir avec l'algorithme de cohérençage, ainsi que la précision que l'on attend du système d'accrochage des franges. Des tests sont encore à effectuer, mais s'il est possible de mesurer la vitesse et la direction de défilement des franges pour une vitesse de 250 μm.s^{-1}, alors il est très probable que l'on puisse suivre les franges malgré la dérive parabolique des satellites. Il faudra alors combiner deux niveaux de corrections : une de grande course mais de précision insuffisante, et une de faible course et très précise. On peut par exemple s'inspirer des travaux de C. Correia sur les systèmes *woofer-tweeter* pour l'optique adaptative [Correia *et al.*, 2010].

6.5 Extrapolation du taux d'extinction obtenu

Dans le chapitre 5, j'ai démontré la capacité du banc PERSÉE à atteindre un taux d'extinction très bas, 10 fois meilleur que sa spécification d'origine, qui est également l'objectif de PÉGASE. Ce résultat a également été conservé en présence de perturbations typiques de PÉGASE, et sur plusieurs heures. Dans la suite de cette section, je vais tenter d'extrapoler ces résultats au cas de PÉGASE, en considérant les facteurs d'échelles présentés en section 6.3.2.

6.5.1 Contributions de la phase

6.5.1.1 Perturbation de différence de marche

Comme on l'a vu dans la section 6.5.1.2, un résidu de 0,8 nm rms peut être atteint même en présence des perturbations typiques des satellites de PÉGASE. Sur PERSÉE, ce résidu donne une contribution moyenne de $N_\delta = 1,6 \times 10^{-6}$. Or sur PÉGASE, la bande spectrale de la voie scientifique est plus loin dans l'infrarouge ; le taux d'extinction est donc moins sensible aux perturbations de différence de marche. Cet effet est visible sur la simulation de la figure 6.5.

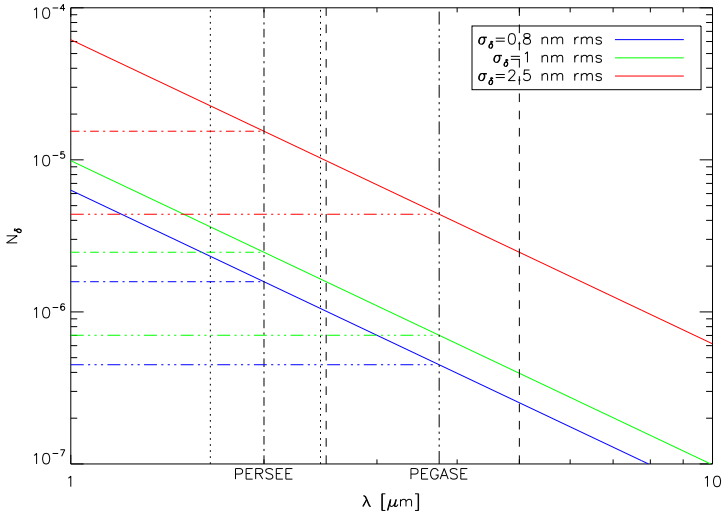


FIGURE *6.5* – Contribution du résidu de différence de marche sur le taux d'extinction.

La longueur d'onde moyenne sur PÉGASE est de $3,75$ µm, alors qu'elle est de 2 µm sur PERSÉE. PÉGASE est donc $3,5$ fois moins sensible aux variations de DDM, ce qui donne une contribution de $N_\delta = 4,6 \times 10^{-7}$ sur le taux d'extinction. Cette contribution est maximisée par 10^{-6} à la limite inférieure de la bande spectrale, à $2,5$ µm. Dans un cas défavorable où la différence de marche est de $2,5$ nm rms, on reste tout de même inférieur à 10^{-5} à la longueur d'onde minimale. En réalité, on voit bien sur la figure 6.5 qu'un résidu de $0,8$ nm rms donne une contribution 10 fois moins importante que pour la spécification de $2,5$ nm rms.

Quant à la stabilité en présence de perturbations, j'ai estimé à 3×10^{-7} la contribution de la différence de marche (voir section 5.5). Ainsi, pour PÉGASE, celle-ci est encore une fois réduite d'un facteur $3,5$, soit 9×10^{-8} ; on devrait obtenir le même ordre de grandeur sur plusieurs heures, selon les résultats de la section 5.5.3.1.

6.5.1.2 Chromatisme

De même que pour la contribution de différence de marche, le chromatisme résiduel du banc a un impact moins fort lorsque la longueur d'onde augmente. Or, j'ai obtenu typiquement une valeur de $2,3 \times 10^{-6}$ sur PERSÉE (voir section 5.5.3.2), et même des contributions inférieures à 5×10^{-7} en optimisant l'alignement du banc (voir section 5.5.5). Ainsi, sur PÉGASE, on peut espérer réduire l'impact du chromatisme d'un facteur $3,5$ fois, soit une contribution au taux d'extinction de $N_\sigma = 6,5 \times 10^{-7}$.

Il faut cependant garantir une uniformité d'épaisseur des lames du MMZ, ainsi que de leur traitement, de la même qualité que ceux du MMZ de PERSÉE. De plus, l'alignement entre les

lames doit être d'une précision de quelques secondes d'angle. Contrairement au banc PERSÉE qui dispose de plus d'une centaine de degrés de liberté à aligner, un instrument spatial doit être conçu en principe pour être très robuste, avec un minimum de degrés de liberté, les optiques étant fixées par la mécanique. En effet, les pièces motorisées sont les plus critiques dans un instrument spatial, car ce sont elles qui ont en premier des défaillances. Il faut également que l'instrument résiste au décollage, c'est-à-dire que les optiques fixes ne bougent pas durant cette phase où les vibrations et l'accélération sont très importantes.

6.5.1.3 Biais de différence de marche et stabilité thermique

En section 5.2.4, j'ai déterminé que sur PERSÉE, le biais de différence de marche dérive avec un coefficient de 600 nm.K^{-1}. Cette dérive est due à la dilatation thermique des optiques et mécaniques du MMZ ; en effet, celui-ci a été conçu avec un certain nombre de réglages des degrés de liberté des optiques, il est donc constitué en grande partie de platines réglables du commerce. Une version améliorée du MMZ en optiques adhérées a été imaginée pour PERSÉE, mais mise de côté pour des questions de coûts. Pour PÉGASE, le MMZ devra être totalement statique, pour garantir la stabilité en vol. Il est donc possible de réduire d'un facteur 10 la dérive thermique. La conception optique présentée en figure 6.2 est sans doute à optimiser, car les chemins différentiels entre les voies scientifique et de cophasage sont trop importants, à cause de l'utilisation de deux MMZ dédiés. Sur PERSÉE, les faibles chemins différentiels à l'intérieur du MMZ entraînent déjà une dérive significative. C'est pourquoi il faudra certainement utiliser le même concept pour PÉGASE, ou par exemple un même MMZ avec deux étages de faisceaux : un pour la voie scientifique, et un pour la mesure de différence de marche.

Si on considère un MMZ optimisé pour que la dérive soit de l'ordre de 50 nm.K^{-1}, alors la stabilisation thermique nécessaire doit être de ±20 mK, dans un volume d'environ $30 \times 30 \times 10$ cm^3. Il est même possible d'autoriser des dérives plus importantes, car comme on l'a vu lors de la mesure de taux d'extinction longue durée (section 5.5.1), l'étalonnage entre deux mesures permet de compenser partiellement cette dérive ; d'autres solutions ont également été proposées pour réaliser un asservissement à faible fréquence du biais de différence de marche, ce qui permettrait de ne pas avoir à contrôler activement la température, et d'éviter une mécanique plus complexe. On peut ainsi certainement atteindre une contribution du biais de DDM à la stabilité long terme de 10^{-7}, à comparer à la valeur de 5×10^{-7} mesurée sur PERSÉE (voir section 5.5.3.3). Quant au reste du train optique, il n'a besoin que d'une stabilité à 0, 1 K, voire 1 K — cette valeur n'étant importante que pour la stabilité du fond thermique dans la mesure.

Ces stabilités thermiques requises semblent bien réalisables, même sans avoir une orbite au point de Lagrange L2, comme ce qui était prévu initialement. Comme on ne nécessite pas un refroidissement extrême des détecteurs et des optiques, il est envisageable de placer l'interféromètre en orbite terrestre. Cela permettrait de simplifier grandement la mission, et de réduire significativement les coûts. Une orbite autour du point L2 est tout de même nécessaire pour des projets plus ambitieux, qui nécessitent un contrôle thermique très poussé.

6.5.2 Déséquilibre photométrique

Comme on l'a vu en section 5.5.4, j'ai obtenu sur PERSÉE un déséquilibre photométrique très faible, de $0,08$ %. La spécification de PÉGASE étant à $0,2$ %, ce poste n'est pas tellement problématique. De plus, le banc PERSÉE ne dispose pas d'un front d'onde d'intensité uniforme en entrée, celui-ci étant dépendant de l'ouverture numérique chromatique de la fibre à cristal photonique utilisée. Il est donc plus difficile d'avoir un bon équilibre des flux que pour l'observation d'une étoile, car cela dépend de l'orientation de la fibre provenant du banc source. Dans le cas de PÉGASE, seules les différences de transmissions entre les bras de l'interféromètre entrent en jeu, ainsi que les différences d'erreurs de front d'onde, ce qui limite les sources de déséquilibre.

Il est vrai que sur PERSÉE, le déséquilibre est corrigé en inclinant la fibre optique au foyer de M0 ; on se sert donc de la forme du mode en sortie de fibre. Cette méthode est impossible à appliquer sur PÉGASE, car l'étoile émet un flux uniforme, et on ne peut pas l'incliner… Cependant, il est possible d'utiliser des couteaux qui vignettent une partie de la pupille la plus brillante, ou bien de basculer légèrement grâce aux miroirs de correction de tip/tilt le bras le plus fort, pour dégrader légèrement son injection dans la fibre de réception. Cette dernière méthode a déjà été mise en application avec succès sur le banc PERSÉE.

Avec un tel niveau de déséquilibre de flux, la contribution statique sur le taux d'extinction est de $N_{\varepsilon,\text{stat}} = 5,5 \times 10^{-7}$. Or elle ne dépend pas de la longueur d'onde, donc on peut espérer une contribution identique pour le taux d'extinction de PÉGASE.

On a également vu en section 5.4.3 que la contribution de la stabilité de pointage avait une valeur très faible de 8×10^{-12} sur PERSÉE ; or elle ne dépend que de la stabilité exprimée en fraction de tache d'Airy. En effet, d'après l'équation (5.53), la contribution de la stabilité de pointage sur le taux d'extinction est :

$$N_{\varepsilon,\text{dyn}} = \frac{1}{100}\left(\pi\frac{D}{\lambda}\sigma_\theta\right)^4. \tag{6.6}$$

Ainsi, la stabilité de pointage exprimée en fraction de tache d'Airy revient à calculer $\frac{D}{\lambda}\sigma_\theta$, et sa contribution au taux d'extinction est donc seulement proportionnelle à sa puissance 4. Pour PÉGASE, en considérant la même stabilité de positionnement, l'échantillonnage dans la bande $\mathcal{I}$ est légèrement plus grand, donc la contribution au taux d'extinction est plus faible, à 4×10^{-12}. Cependant, si la stabilité de tip/tilt est dégradée d'un facteur 10 — soit à environ 600 mas rms —, alors sa contribution sur le taux d'extinction augmente d'un facteur 10^4, soit 4×10^{-8}. Elle est encore bien négligeable devant les autres contributions au taux d'extinction. Cela montre encore une fois que le contrôle du tip/tilt n'est pas un point critique.

6.5.3 Polarisation

D'après l'analyse du taux d'extinction présenté en section 5.4.4, la polarisation est un facteur critique du banc PERSÉE. Un bon alignement des optiques a tout de même permis d'obtenir une contribution faible de 4×10^{-6}. Cette contribution est censée venir majoritairement de la rotation entre les polarisations des deux bras, directement reliée à la qualité d'alignement des optiques. Dans ce cas, elle est indépendante de la longueur d'onde, et on peut espérer obtenir le même ordre de grandeur pour l'interféromètre PÉGASE.

Cependant, comme je l'ai expliqué en section 5.2.1, la biréfringence des optiques dans lesquelles les faisceaux sont transmis avant recombinaison — c'est-à-dire les lames du MMZ et d'éventuelles dichroïques — peuvent engendrer une contribution de phase différentielle entre les polarisations s et p. Il faut donc éviter au maximum les optiques en transmission — par exemple, utiliser des miroirs annulaires pour le FRAS, ou encore ne pas séparer les voies scientifique et de cophasage avant le MMZ —, qui risqueraient de subir des contraintes dans leur monture et créeraient ainsi une biréfringence.

On a aussi vu en section 5.4.4 que les angles différentiels des sidérostats entraînent une modification de la polarisation et donc une dégradation du taux d'extinction. Cependant, cette contribution n'est visible que pour des angles de miroirs M1/M6 de plusieurs centaines de secondes d'angle (dégradation maximale de 1 à 2×10^{-5} pour 200 arcsec environ). Dans le cas de PÉGASE, les dépointages relatifs des M1 par rapport au recombinateur sont limités à quelques arcsecondes. Du fait du grandissement angulaire de 20, les dépointages des M6 associés sont de l'ordre de 50 à 100 arcsec. On peut donc penser que les effets de polarisation ne seront pas limitants, mais ce point justifierait la mise en place des afocaux sur le banc de façon à consolider cette conclusion. Dans le cas de missions à plus fort grandissement angulaire (typiquement 100 à 200 pour une mission avec des collecteurs de 2–3 m), utilisant un étage de pointage fin similaire à celui de PÉGASE, la polarisation différentielle pourrait devenir un facteur limitant pour le pointage des vaisseaux.

6.5.4 Bilan de taux d'extinction de PÉGASE

Le tableau 6.2 résume les performances de PÉGASE extrapolées dans deux conditions de flux à partir des données mesurées sur le banc PERSÉE, et présentées dans les tableaux 5.1, 5.2 et 5.3. Dans la condition de fort flux, il y a suffisamment de photons disponibles pour que le cophasage se passe correctement comme sur PERSÉE ; au contraire, dans la condition de faible flux, le système est dimensionné pour avoir les performances maximales acceptées, c'est-à-dire un contrôle à 600 mas rms du tip/tilt et 2,5 nm rms du piston.

À fort flux, les longueurs d'onde de PÉGASE étant plus élevée que sur PERSÉE, le taux d'extinction attendu est meilleur, à $6,7 \times 10^{-6}$, soit 15 fois mieux que la spécification initiale de 10^{-4}. Le facteur limitant est le terme de polarisation, dont il faut absolument prendre soin dans le dimensionnement des futurs interféromètres spatiaux en frange noire.

Tableau *6.2* – Performances de PÉGASE extrapolées par rapport à celles de PERSÉE.

Poste	PERSÉE	PÉGASE	
Flux	Fort	Fort	Faible
N_{geo}	0	$\approx 3\times10^{-3}$	$\approx 3\times10^{-3}$
$\left\langle N_{\text{moy}}\right\rangle_{T=7\text{h}}$	$1,02\times10^{-5}$	$\approx 6,7\times10^{-6}$	$\approx 1,2\times10^{-5}$
$\left\langle N_{\phi}\right\rangle_{T=7\text{h}}$	$4,6\times10^{-6}$	$\approx 1,2\times10^{-6}$	$\approx 6,2\times10^{-6}$
$\langle N_{\delta,w}\rangle_{T=7\text{h}}$	$1,4\times10^{-6}$	$4,6\times10^{-7}$	$4,5\times10^{-6}$
$\langle N_{\delta,\text{ref}}\rangle_{T=100\text{s}}$	$9,1\times10^{-7}$	$\approx 10^{-7}$	$\approx 10^{-6}$
N_{σ}	$2,3\times10^{-6}$	$6,5\times10^{-7}$	$6,5\times10^{-7}$
$\langle N_{\varepsilon}\rangle_{T=100\text{s}}$	$5,5\times10^{-7}$	$5,5\times10^{-7}$	6×10^{-7}
$N_{\varepsilon,\text{stat}}$	$5,5\times10^{-7}$	$5,5\times10^{-7}$	$5,5\times10^{-7}$
$\left\langle N_{\varepsilon,\text{dyn}}\right\rangle_{T=100\text{s}}$	$7,9\times10^{-12}$	4×10^{-12}	4×10^{-8}
N_{pol}	$5,0\times10^{-6}$	$\approx 5\times10^{-6}$	$\approx 5\times10^{-6}$
$\sigma_{N,\tau=1\text{s}}$	6×10^{-7}	$\approx 2\times10^{-7}$	$\approx 2\times10^{-6}$
$\sigma_{N,\delta,\tau=1\text{s}}$	6×10^{-7}	$\approx 2\times10^{-7}$	$\approx 2\times10^{-6}$
$\sigma_{N,\varepsilon,\tau=1\text{s}}$	9×10^{-13}	6×10^{-13}	6×10^{-9}
$\sigma_{N,\tau=100\text{s}}$	9×10^{-7}	$\approx 6\times10^{-7}$	$\approx 1,5\times10^{-6}$
$\sigma_{N,\delta,w,\tau=100\text{s}}$	$2,2\times10^{-7}$	9×10^{-8}	9×10^{-7}
$\sigma_{N,\delta,\text{ref},\tau=100\text{s}}$	$\approx 5\times10^{-7}$	$\approx 10^{-6}$	$\approx 10^{-7}$
$\sigma_{N,\sigma,\tau=100\text{s}}$	$7,3\times10^{-7}$	$\approx 3\times10^{-7}$	$\approx 3\times10^{-7}$
$\sigma_{N,\varepsilon,\tau=100\text{s}}$	5×10^{-7}	5×10^{-7}	5×10^{-7}
$\sigma_{N,\text{pol},\tau=100\text{s}}$	$\approx 10^{-7}$	$\approx 10^{-7}$	$\approx 10^{-7}$

À faible flux, les performances de cophasage sont bien dégradées, ce qui fait que les erreurs de phase deviennent majoritaires devant les autres contributions, mais le taux d'extinction final est seulement doublé, à environ $1,2\times10^{-5}$. On a donc encore de la marge jusqu'à 10^{-4}, grâce aux autres contributions qui sont assez faibles comparé à ce qui était attendu. On peut donc éventuellement relâcher un peu les performances maximales admissibles du cophasage, ou alors les conserver et consolider le rapport signal sur bruit de la mesure du spectre de la planète, qui est amélioré lorsque le taux d'extinction diminue, malgré les fuites géométriques de l'étoile qui sont 500 fois plus fortes que les contributions instrumentales. Ce qui est aussi notable dans ce tableau est que la stabilité du taux d'extinction est bien meilleure que la valeur de 10^{-5} attendue, ce qui permet de débiaiser plus facilement les termes connus du flux mesuré, et ne retrouver que le flux de la planète.

6.6 Conclusions

Les très bons résultats du banc PERSÉE m'ont permis de valider au sol un interféromètre en frange noire de type Bracewell, ainsi que d'affiner le budget d'erreur d'un projet comme PÉGASE. J'ai ainsi pu déterminer les paramètres les plus critiques, notamment pour que le cophasage soit conforme aux spécifications qu'impose l'observation à haut contraste des pégasides.

Le premier problème observé est l'impact des fuites stellaires. En effet, les pégasides étant très proches de leur étoile, il est difficile de séparer la planète sans résoudre partiellement l'étoile. Cependant, cette contribution peut être déterminée à partir des caractéristiques de l'étoile — son type spectral, son diamètre angulaire, l'assombrissement à ses bords, etc. On a vu qu'il est préférable d'utiliser des bases pas trop grandes comme dans le cas de FKSI pour limiter ces fuites, cependant il est aussi intéressant de pouvoir ajuster la base à la cible observée, comme dans le cas de PÉGASE, celui-ci jouant aussi le rôle de démonstrateur de vol en formation pour les futures missions d'observation d'exoterres.

Sur PERSÉE, j'ai montré la capacité à cophaser les faisceaux avec une précision nanométrique, que ce soit en piston et en tip/tilt. Cependant, le banc dispose d'une source puissante, peu représentative du flux que l'on peut obtenir avec PÉGASE. Pour le contrôle de piston, j'ai montré que la dimension initiale des pupilles rend très difficile la réalisation d'une correction acceptable pour des étoiles peu brillantes. On peut donc soit augmenter la taille des pupilles — solution coûteuse —, soit réduire la fréquence de correction, avec le risque de dégrader son efficacité. Pour le contrôle du tip/tilt, les contraintes sont moindres, cependant il semble préférable d'utiliser une bande spectrale différente de celle utilisée pour le piston, et d'éviter l'emploi de miroirs annulaires ; en effet, on perd une part significative des photons pour le FS.

Quant au taux d'extinction, j'ai montré sur PERSÉE qu'il est tout à fait possible d'obtenir des contrastes meilleurs que 10^{-5} sur une bande spectrale large, et même en présence de perturbations ; cela est d'autant plus facile que la bande spectrale de PÉGASE est à des longueurs d'onde plus grandes, l'interféromètre est donc moins sensible aux perturbations. La capacité de réduire certains des termes perturbant le taux d'extinction permet notamment de relâcher les contraintes sur le cophasage, et donc sur le dimensionnement des sidérostats. La stabilité de mesure du taux d'extinction est elle aussi très bonne, ce qui permet de débiaiser facilement certaines contributions instrumentales, à l'instar des fuites géométriques.

Le point critique du projet PÉGASE est donc le flux disponible pour le contrôle de la différence de marche. Si les perturbations ne sont pas trop importantes et à des fréquences trop élevées, on peut tout de même diminuer la fréquence de la boucle de contrôle pour éviter d'avoir des miroirs trop grands. Mettre à jour la liste des cibles de PÉGASE peut également permettre d'éviter les étoiles trop faibles ; en effet, depuis la phase de définition de PÉGASE, le nombre de planètes détectées a considérablement augmenté. Il devrait donc être possible de trouver un nombre suffisant de cibles sans avoir à atteindre une magnitude de 10.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Contexte

On le sait désormais, les planètes du système solaire sont loin d'être les seules de la galaxie. Depuis la première découverte en 1995 d'une exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale, les méthodes de détection n'ont cessé de se développer, et ont permis la découverte de plus de 700 planètes. Elles sont désormais développées pour des missions spatiales : les satellites CoRoT et Kepler sont par exemple chacun à l'origine de plus d'une vingtaine de découvertes confirmées et caractérisées, dont les plus petites jamais détectées autour d'étoiles de la séquence principale, avec des diamètres terrestres voire martiens. Cependant, ces techniques de détection ne permettent pas d'analyser directement les photons de la planète, pour par exemple découvrir les biosignatures apportant des indices de la présence de vie à sa surface. Des techniques d'observation directe sont ainsi également développées depuis plusieurs années, qui éteignent le flux de l'étoile pour observer la planète à ses côtés. Parmi ces techniques, l'interférométrie en frange noire est très prometteuse, car elle permet d'atteindre à la fois de hautes résolutions angulaires, et de réduire fortement le contraste entre l'étoile et sa planète.

Des projets ambitieux d'interféromètres spatiaux en frange noire comme Darwin ou TPF-I ont ainsi vu le jour, destinés à l'observation des exoterres et d'éventuelles traces de vie. Pour atteindre cet objectif, d'autres projets plus simples comme l'interféromètre PÉGASE veulent démontrer la faisabilité de ces missions en testant leur technologie, tout en validant des objectifs scientifiques plus raisonnables. PÉGASE est ainsi dédié à l'étude des pégasides, ces planètes de la taille de Jupiter mais orbitant très près de leur étoile. Malgré leur plus grande simplicité, la réalisation de ces missions reste complexe, car la précision requise pour l'instrument est importante. C'est dans ce contexte qu'a été développé le démonstrateur PERSÉE, dont l'objectif est de prouver la faisabilité d'une extinction profonde et très stable de l'étoile, en s'appuyant sur la conception du projet PÉGASE.

PERSÉE, financé par le CNES et la région Île-de-France et développé par un consortium

constitué de l'IAS, de l'Observatoire de Paris–Meudon, de l'Onera, de l'Observatoire de la Côte d'Azur et de Thales Alenia Space, a ainsi pour objectif de valider les spécifications du projet PÉGASE, en réalisant une extinction de l'étoile profonde et stable sur de longues durées. Pour atteindre un tel objectif, un système de cophasage original a été réalisé, permettant de contrôler l'attitude des faisceaux en tip/tilt et en différence de marche. Ma thèse, inscrite dans la continuité de la phase de définition du banc, a ainsi eu pour but d'intégrer et caractériser ses éléments, et de mettre en lien le cophasage et la voie scientifique de mesure du taux d'extinction.

Bilan

Durant ma thèse, j'ai intégré la quasi-totalité des éléments du banc PERSÉE, en utilisant des étapes successives permettant d'évaluer la contribution de chaque élément rajouté, ainsi que son interaction avec les autres éléments. J'ai développé un programme temps réel qui contrôle les boucles d'asservissement, et qui permet également une analyse en direct des paramètres du banc. Une erreur dans la conception du banc source m'a obligé à procéder à une nouvelle définition de ce module, avec l'utilisation d'une source plus puissante, permettant de réaliser à la fois la fonction de cophasage et de mesure scientifique. J'ai également défini tout un ensemble de procédures, avec un mode de spectroscopie par transformation de Fourier pour l'analyse très fine des bandes spectrales des voies de cophasage et des voies scientifiques, une procédure d'étalonnage des boucles de contrôle de la différence de marche et des tip/tilt, et une procédure d'étalonnage de la voie scientifique, couplée avec la précédente, qui permet d'optimiser le taux d'extinction du banc, ainsi que de le calculer et de l'analyser précisément. Pour optimiser le cophasage des faisceaux en présence de perturbations, j'ai également implémenté et validé par de multiples tests une loi de contrôle optimale, étudiée pour corriger les vibrations.

Dans la première configuration en autocollimation, j'ai démontré la capacité du banc à cophaser les faisceaux avec une précision subnanométrique — $0,22$ nm rms en différence de marche et 56 mas rms en tip/tilt soit $0,4$ % de la tache d'Airy —. Les résultats que j'ai obtenus restent inférieur au nanomètre dans la configuration finale, y compris lorsque j'injecte les perturbations typiques d'une mission utilisant le vol en formation comme PÉGASE. En l'absence de perturbations, les résultats obtenus sont un cophasage de 0,3 nm rms en différence de marche et encore 56 mas rms en tip/tilt soit $0,4$ % de la tache d'Airy.

Dans la première configuration, j'ai pu mesurer des taux d'extinction très profonds en lumière monochromatique de 6×10^{-5} stabilisés à 3×10^{-5}. Dans la configuration finale, grâce à la précision des étalonnages et au très bon alignement du banc, j'ai même amélioré ce résultat, avec une valeur de $5,6\times10^{-6}$. Dans cette configuration et avec la source polychromatique, j'ai finalement obtenu la meilleure performance mondiale publiée avec un taux d'extinction de $8,8\times10^{-6}$, sur une largeur spectrale très importante, de 37 % ; la stabilité de cette mesure, réalisée sur 100 s, est elle aussi excellente, à 9×10^{-8}. J'ai pu valider un taux d'extinction profond

sur une durée de plusieurs heures, en obtenant un taux d'extinction moyen de $1,02 \times 10^{-5}$, avec une stabilité de 9×10^{-7}. J'ai également validé l'interaction entre le cophasage et l'extinction, en injectant et corrigeant des perturbations de différence de marche, ce qui m'a permis de conserver un taux d'extinction de $1,14 \times 10^{-5}$ malgré de fortes vibrations.

Au final, que ce soit en cophasage ou en mesure scientifique, j'ai donc poussé les performances du banc jusqu'à obtenir un facteur 10 de mieux que les spécifications initiales. J'ai ainsi démontré qu'à partir de la conception simple mais efficace du banc, il est possible d'obtenir un taux d'extinction plus que compatible avec l'observation des pégasides, mais surtout avec l'observation des exoplanètes de type terrestre.

Pa ailleurs, je me suis servi de mon expérience dans l'analyse des vibrations de PERSÉE pour réaliser l'étude vibratoire d'un coronographe destiné au télescope Subaru, l'instrument SCExAO. Cette analyse m'a permis de voir que l'instrument subit de fortes vibrations, et qu'il bénéficierai grandement d'un contrôleur LQG. Un travail supplémentaire sur la synchronisation des détecteurs est cependant nécessaire pour pouvoir l'implémenter et corriger les vibrations.

Perspectives

À partir de l'ensemble des résultats du banc PERSÉE, j'ai pu les extrapoler à une mission spatiale comme PÉGASE. Cette extrapolation a révélé qu'une telle mission est réalisable, avec cependant des points critiques qu'il faut prendre en compte. Tout d'abord, le senseur de franges nécessite un rapport signal sur bruit significativement grand pour que le contrôle de différence de marche soit suffisamment efficace ; cela impose un compromis entre la taille des pupilles d'entrée et la fréquence de correction de la boucle. Cependant, les très bons résultats de PERSÉE ont montré que l'on pouvait renforcer certaines contraintes, par exemple sur l'écart de flux entre les bras, pour accepter un résidu de différence de marche plus important que les $2,5$ nm définis initialement. La fréquence de la boucle de contrôle impose alors un certain niveau de perturbations, à des fréquences suffisamment basses pour être corrigées ; cela impose donc le type de roues à réaction qui permettent le pointage des satellites. L'étude de la stabilité thermique sur le MMZ de PERSÉE permet de conclure sur le dimensionnement du contrôle de température du train optique de PÉGASE, qui reste très raisonnable. Cela impacte fortement sur l'orbite choisie pour la mission, car le point de Lagrange L2, plus stable thermiquement, est également technologiquement plus exigeant, donc plus coûteux.

Il reste cependant à valider le mode d'accrochage des franges, qui est indispensable pour une mission comme PÉGASE. On a déjà montré la capacité du banc à détecter des franges défilant avec une vitesse de 250 μm.s^{-1}, et il faut désormais injecter la dérive parabolique propre au concept de la mission PÉGASE, et valider l'acquisition des franges à l'aide des deux lignes à retard de grande course du banc. Cette étape devrait être réalisée avant la fin de l'année 2012.

Comme on l'a vu dans le calendrier de PERSÉE présenté en figure 2.11, un nouveau module source, développé à l'Observatoire de Côte d'Azur, a pour but de simuler à la fois l'étoile, sa planète et son disque exozodiacal [Hénault *et al.*, 2011]. Ce module a été approvisionné à la fin de l'année 2011, et devrait être implémenté sur le banc durant l'année 2012 ; des tests seront alors effectués sur l'analyse des données de la planète dans le signal de frange noire, malgré la présence de l'exozodi. D'autres propositions sont également envisagées, comme l'utilisation d'un MMZ n° 3 thermiquement plus stable, ou encore l'ajout de deux autres bras à PERSÉE pour simuler Darwin/TPF-I, exploitant ainsi les très bonnes performances du banc.

Cependant, une mission démonstratrice de Darwin/TPF-I comme PÉGASE reste d'un coût important. C'est pourquoi il a été proposé de tester certaines des fonctions — l'accrochage des franges et le cophasage — sur un interféromètre situé sous un ballon [Demangeon *et al.*, 2010]. En plus de démontrer la faisabilité d'une mission comme PÉGASE, cet instrument, appelé BALEINE [2] aurait également un but scientifique d'étude des exozodis. Une équipe de la NASA a développé un projet similaire mais plus ambitieux, qui cherche à caractériser les planètes extrasolaires et les disques de débris [Lyon *et al.*, 2009]. Ce projet, nommé BENI [3], est un interféromètre à trois pupilles travaillant dans le visible ; un banc de test a déjà été intégré, et présente un bon taux d'extinction de $6,25 \times 10^{-5}$ sur une largeur spectrale d'environ 40 %. Le point crucial, que ce soit sur BALEINE ou BENI, sera cependant la correction des perturbations, qui sont beaucoup plus importantes sur un vol ballon.

Il faudra donc attendre encore quelques années, voire quelques décennies, avant que des spectres d'exoterres puissent être réalisés, que ce soit par coronographie ou interférométrie en frange noire. Malgré des difficultés technologiques qui persistent — fibres optiques monomodes à 10 µm, vol en formation, cryogénie —, des projets couronnés de succès comme PERSÉE montrent que l'interférométrie en frange noire peut apporter de très bons résultats, et donnent de bonnes indications sur le dimensionnement des prochaines missions, comme j'espère le fera SCExAO pour la coronographie.

2. BALlon Expérimental pour Interférométrie aNnulante d'Exosystèmes
3. Balloon Exoplanet Nulling Interferometer

BIBLIOGRAPHIE

[Absil, 2001] Absil, O. 2001. Nulling interferometry with IRSI-Darwin : further study of the aperture configurations. *Pages 79–84 of :* Surdej, J., Swings, J. P., Caro, D., & Detal, A. (eds), *Liege International Astrophysical Colloquia*. Liege International Astrophysical Colloquia, vol. 36.

[Beichman *et al.*, 1999] Beichman, C. A., Woolf, N. J., & Lindensmith, C. A. 1999. *The Terrestrial Planet Finder (TPF) : a NASA Origins Program to search for habitable planets*.

[Beuzit *et al.*, 2006] Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., Mouillet, D., Puget, P., Antici, J., Baruffolo, A., Baudoz, P., Berton, A., Boccaletti, A., Carbillet, M., Charton, J., Claudi, R., Downing, M., Feautrier, P., Fedrigo, E., Fusco, T., Gratton, R., Hubin, N., Kasper, M., Langlois, M., Moutou, C., Mugnier, L., Pragt, J., Rabou, P., Saisse, M., Schmid, H. M., Stadler, E., Turrato, M., Udry, S., Waters, R., & Wildi, F. 2006. SPHERE : A 'Planet Finder' Instrument for the VLT. *The Messenger*, **125**(Sept.), 29–+.

[Binzel, 2006] Binzel, R. P. 2006. Definition of a planet : Prague 2006 IAU resolutions. *Minor Planet Bulletin*, **33**(Dec.), 106–107.

[Bracewell, 1978] Bracewell, R. N. 1978. Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. *Nature (London)*, **274**(Aug.), 780–+.

[Brachet, 2005] Brachet, F. 2005. *Etude et développement d'un déphaseur achromatique pour l'interférométrie en frange noire*. Ph.D. thesis, Université Paris-Sud (XI).

[Buisset *et al.*, 2006] Buisset, C., Rejeaunier, X., Rabbia, Y., Ruilier, C., Barillot, M., & Karlsson, A. 2006. Dark fringe interferometry : Multi-beam configuration of the Alcatel nulling interferometer MAII and recent results. *Pages 309–312 of :* Aime, C., & Vakili, F. (eds), *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science and Techniques*.

[Cassaing, 2001] Cassaing, F. 2001. Optical path difference sensors. *Pages 1–12 of : Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*. IV Physics.

[Cassaing *et al.*, 2008] Cassaing, F., Le Duigou, J.-M., Amans, J.-P., Barillot, M., Buey, T., Henault, F., Houairi, K., Jacquinod, S., Laporte, P., Marcotto, A., Pirson, L., Reess, J.-M.,

Sorrente, B., Rousset, G., Coudé du Foresto, V., & Ollivier, M. 2008. Persee : a nulling demonstrator with real-time correction of external disturbances. vol. 7013. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Cassini, 1705] Cassini, J.-D. 1705. Réflexions sur les observation des satellites de Saturne & de son anneau. *Mémoires de Mathématique et de Physique, tirez des registres de l'Académie Royale des Sciences*, **3487**(Jan.), 14–24.

[Chauvin *et al.*, 2004] Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., & Lowrance, P. 2004. A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. *Astron. Astrophys.*, **425**(Oct.), L29–L32.

[Chazelas, 2007] Chazelas, B. 2007. *Contribution à l'étude de l'interférométrie annulante pour la détection d'exo-planètes*. Ph.D. thesis, Université Paris-Sud (XI).

[Connes & Michel, 1975] Connes, P., & Michel, G. 1975. Astronomical Fourier spectrometer. *Appl. Opt.*, **14**(9), 2067–2084.

[Correia *et al.*, 2010] Correia, C., Raynaud, H.-F., Kulcsár, C., & Conan, J.-M. 2010. Minimum-variance control for woofer–tweeter systems in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, **27**(11), A133–A144.

[Coudé du Foresto *et al.*, 2006] Coudé du Foresto, V., Absil, O., Swain, M., Vakili, F., & Barillot, M. 2006. ALADDIN : an optimized nulling ground-based demonstrator for DARWIN. vol. 6268. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Danchi *et al.*, 2006] Danchi, W. C., Barry, R. K., Deming, D., Kuchner, M., Monnier, J. D., Mundy, L. G., Rajagopal, J., Richardson, J., Seager, S., & Traub, W. 2006. Scientific rationale for exoplanet characterization from 3-8 microns : the FKSI mission. vol. 6268. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Danchi *et al.*, 2008] Danchi, W. C., Barry, R. K., Lawson, P. R., Traub, W. A., & Unwin, S. 2008. The Fourier-Kelvin Stellar Interferometer (FKSI) : a review, progress report, and update. vol. 7013. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Demangeon *et al.*, 2010] Demangeon, O., Ollivier, M., Duigou, J.-M. L., Cassaing, F., Coudé du Foresto, V., Mourard, D., Kern, P., Trong, T. L., Evrard, J., Absil, O., Defrere, D., & Lopez, B. 2010. Potential of balloon payloads for in flight validation of direct and nulling interferometry concepts. vol. 7734. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Esposito *et al.*, 2011] Esposito, S., Herbst, T., & Rabien, S. 2011. *Adaptive Optics : Methods, Analysis and Applications*. OSA Technical Digest (CD). Page 0.

[Fizeau, 1868] Fizeau, A. H. 1868. *C. R. Acad. Sci. Paris*.

[Fressin *et al.*, 2011] Fressin, F., Torres, G., Rowe, J. F., Charbonneau, D., Rogers, L. A., Ballard, S., Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., Buchhave, L. A., Ciardi, D. R., Desert, J.-M., Dressing, C. D., Fabrycky, D. C., Ford, E. B., Gautier, III, T. N., Henze, C. E., Holman, M. J., Howard, A. W., Howell, S. B., Jenkins, J. M., Koch, D. G., Latham, D. W.,

Lissauer, J. J., Marcy, G. W., Quinn, S. N., Ragozzine, D., Sasselov, D. D., Seager, S., Barclay, T., Mullally, F., Seader, S. E., Still, M., Twicken, J. D., Thompson, S. E., & Uddin, K. 2011. Two Earth-sized planets orbiting Kepler-20. *ArXiv e-prints*, Dec.

[Fried, 1978] Fried, D. L. 1978. Probability of getting a lucky short-exposure image through turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, **68**(12), 1651–1657.

[Fusco *et al.*, 2006] Fusco, T., Petit, C., Rousset, G., Sauvage, J.-F., Dohlen, K., Mouillet, D., Charton, J., Baudoz, P., Kasper, M., Fedrigo, E., Rabou, P., Feautrier, P., Downing, M., Gigan, P., Conan, J.-M., Beuzit, J.-L., Hubin, N., Wildi, F., & Puget, P. 2006. Design of the extreme AO system for SPHERE, the planet finder instrument of the VLT. vol. 6272. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Gabor *et al.*, 2008] Gabor, P., Chazelas, B., Brachet, F., Ollivier, M., Decaudin, M., Jacquinod, S., Labèque, A., & Léger, A. 2008. Stabilising a nulling interferometer using optical path difference dithering. *Astron. Astrophys.*, **483**(May), 365–369.

[Gabor *et al.*, 2008] Gabor, P., Chazelas, B., Schuller, P. A., Brachet, F., Ollivier, M., Decaudin, M., Labèque, A., Duret, P., Jacquinod, S., & Léger, A. 2008. Stabilising a nulling interferometer using optical path difference dithering : an update. vol. 7013. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Gappinger *et al.*, 2009] Gappinger, R. O., Diaz, R. T., Ksendzov, A., Lawson, P. R., Lay, O. P., Liewer, K. M., Loya, F. M., Martin, S. R., Serabyn, E., & Wallace, J. K. 2009. Experimental evaluation of achromatic phase shifters for mid-infrared starlight suppression. *Appl. Opt.*, **48**(5), 868–880.

[Garrel *et al.*, 2011] Garrel, V., Guyon, O., Baudoz, P., Martinache, F., Stewart, P., Lozi, J., & Groff, T. 2011. The Subaru coronagraphic extreme AO (SCExAO) system : fast visible imager. vol. 8151. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Goodman, 1985] Goodman, J. W. 1985. *Statistical optics*. John Wiley & Sons.

[Guyon, 2003] Guyon, O. 2003. Phase-Induced Amplitude Apodization of Telescope Pupils for Extrasolar Terrestrial Planet Imaging. *Astron. Astrophys.*, **404**, 379–387.

[Hanot *et al.*, 2011] Hanot, C., Mennesson, B., Martin, S., Liewer, K., Loya, F., Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Serabyn, E. 2011. Improving Interferometric null depth measurements using statistical distributions : Theory and first results with the palomar fiber nuller. *Astrophys. J.*, **729**(2), 110.

[Haubois *et al.*, 2009] Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., Verhoelst, T., Meimon, S., Mugnier, L., Thiébaut, E., Berger, J. P., Ridgway, S. T., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., & Traub, W. 2009. The limb-darkened Arcturus : imaging with the IOTA/IONIC interferometer. *Astron. Astrophys.*, **508**(Oct.), 923–932.

[Hayano *et al.*, 2010] Hayano, Y., Takami, H., Oya, S., Hattori, M., Saito, Y., Watanabe, M., Guyon, O., Minowa, Y., Egner, S. E., Ito, M., Garrel, V., Colley, S., Golota, T., & Iye, M. 2010. Commissioning status of Subaru laser guide star adaptive optics system. vol. 7736. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Hénault *et al.*, 2011] Hénault, F., Girard, P., Marcotto, A., Mauclert, N., Bailet, C., Lopez, B., Millour, F., Rabbia, Y., Roussel, A., Barillot, M., Lozi, J., Cassaing, F., Houairi, K., Sorrente, B., Montri, J., Lhome, E., Reess, J.-M., Pham, L., Buey, J.-T., Coudé du Foresto, V., Jacquinod, S., Ollivier, M., & Duigou, J.-M. L. 2011. Design of a star, planet and exo-zodiacal cloud simulator for the nulling testbench PERSEE. vol. 8151. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Houairi & Cassaing, 2009] Houairi, K., & Cassaing, F. 2009. Two wavelength interferometry : extended range and accurate optical path difference analytical estimator. *J. Opt. Soc. Am. A*, **26**(12), 2503–2511.

[Houairi *et al.*, 2008] Houairi, K., Cassaing, F., Duigou, J. M. L., Sorrente, B., Jacquinod, S., & Amans, J. P. 2008. PERSEE, the dynamic nulling demonstrator : recent progress on the cophasing system. vol. 7013. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Houairi, 2009] Houairi, K. 2009 (Oct.). *Cophasage de télescopes multi-pupilles sur point source : application é l'interférométre en frange noire Persée*. Ph.D. thesis, Université Paris VII.

[Jacquinod, 2010] Jacquinod, S. 2010 (Mar.). *Interférométrie annulante pour l'exoplanétologie — Étude et dévoloppement du recombineur du banc PERSEE*. Ph.D. thesis, Université Paris-Sud XI.

[Jacquinod *et al.*, 2008] Jacquinod, S., Cassaing, F., Duigou, J.-M. L., Barillot, M., Ollivier, M., Houairi, K., Lemarquis, F., & Amans, J.-P. 2008. PERSEE : description of a new concept for nulling interferometry recombination and OPD measurement. vol. 7013. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Kulcsár *et al.*, 2006] Kulcsár, C., Raynaud, H.-F., Petit, C., Conan, J.-M., & Viaris de Lesegno, P. 2006. Optimal control, observers and integrators in adaptive optics. *Opt. Eng.*, **14**, 7464–7476.

[Labeyrie, 1975] Labeyrie, A. 1975. Interference fringes obtained on vega with two optical telescopes. *Astrophys. J.*, **196**(Mar.), L71–LL75.

[Labeyrie *et al.*, 1986] Labeyrie, A., Schumacher, G., Dugue, M., Thom, C., & Bourlon, P. 1986. Fringes obtained with the large 'boules' interferometer at CERGA. *Astron. Astrophys.*, **162**(July), 359–364.

[Lawson, 2000] Lawson, P. R. (ed). 2000. *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*.

[Le Duigou, 2006] Le Duigou, J. M. 2006 (June). Pegase : A Free Flying Interferometer for the Spectroscopy of Giant Exo-Planets. *In : ESA Special Publication*. ESA Special Publication, vol. 621.

[Le Duigou *et al.*, 2006] Le Duigou, J. M., Ollivier, M., Léger, A., Cassaing, F., Sorrente, B., Fleury, B., Rousset, G., Absil, O., Mourard, D., Rabbia, Y., Escarrat, L., Malbet, F., Rouan, D., Clédassou, R., Delpech, M., Duchon, P., Meyssignac, B., Guidotti, P.-Y., & Gorius, N. 2006. Pegase : a space-based nulling interferometer. vol. 6265. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Leger & Herbst, 2007] Leger, A., & Herbst, T. 2007. DARWIN mission proposal to ESA. *ArXiv e-prints*, **707**(July).

[Léger *et al.*, 1996] Léger, A., Mariotti, J. M., Mennesson, B., Ollivier, M., Puget, J. L., Rouan, D., & Schneider, J. 1996. The DARWIN project. *Astrophys. Space. Sci.*, **241**(Mar.), 135–146.

[Lieto *et al.*, 2008] Lieto, N. D., Haguenauer, P., Sahlmann, J., & Vasisht, G. 2008. Adaptive vibration cancellation on large telescopes for stellar interferometry. vol. 7013. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Lozi *et al.*, 2010] Lozi, J., Cassaing, F., Duigou, J. M. L., Houairi, K., Sorrente, B., Montri, J., Jacquinod, S., Rees, J.-M., Pham, L., Lhome, E., Buey, T., Hénault, F., Marcotto, A., Girard, P., Mauclert, N., Barillot, M., Coudé du Foresto, V., & Ollivier, M. 2010. PERSEE : experimental results on the cophased nulling bench. vol. 7734. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Lozi *et al.*, 2011] Lozi, J., Cassaing, F., Duigou, J.-M. L., Sorrente, B., Montri, J., Reess, J.-M., Lhome, E., Buey, T., Hénault, F., Marcotto, A., Girard, P., Barillot, M., Ollivier, M., & Coudé du Foresto, V. 2011. Current results of the PERSEE testbench : the cophasing control and the polychromatic null rate. vol. 8151. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Lozi *et al.*, 2012] Lozi, J., Cassaing, F., Le Duigou, J.-M., Sorrente, B., Montri, J., Reess, J.-M., Lhome, E., Buey, T., Henault, F., Marcotto, A., Girard, P., Barillot, M., Ollivier, M., & Coude du Foresto, V. 2012. *Analysis of the deep stabilized null rate of the PERSEE testbench*. in preparation.

[Lozi *et al.*, 2012] Lozi, J., Cassaing, F., & Le Duigou, J. M. 2012. *Linear quadratic gaussian control for interferometry : application to the Persee Bench*. in preparation.

[Lozi *et al.*, 2009] Lozi, J., Martinache, F., & Guyon, O. 2009. Phase-Induced Amplitude Apodization on Centrally Obscured Pupils : Design and First Laboratory Demonstration for the Subaru Telescope Pupil. *Pub. Astron. Soc. Pacific*, **121**(885), pp. 1232–1244.

[Lyon *et al.*, 2009] Lyon, R. G., Clampin, M., Woodruff, R. A., Vasudevan, G., Ford, H., Petro, L., Herman, J., Rinehart, S., Carpenter, K., & Marzouk, J. 2009. Balloon exoplanet nulling interferometer (BENI). vol. 7440. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Lyot & Marshall, 1933] Lyot, B., & Marshall, R. K. 1933. The Study of the Solar Corona without an Eclipse. *J. Roy. Astron. Soc. Can.*, **27**(Aug.), 225–+.

[Macintosh *et al.*, 2006] Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., Doyon, R., Gavel, D., Larkin, J., Oppenheimer, B., Saddlemyer, L., Wallace, J. K., Bauman, B., Evans, J., Erikson, D., Morzinski, K., Phillion, D., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., Soummer, R., Thibault, S., & Veran, J.-P. 2006. The Gemini Planet Imager. vol. 6272. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Martinache & Guyon, 2009] Martinache, F., & Guyon, O. 2009. The Subaru Coronagraphic Extreme-AO Project. vol. 7440. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Mayor & Queloz, 1995] Mayor, M., & Queloz, D. 1995. A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star. *Nature (London)*, **378**(Nov.), 355–+.

[Meimon, 2005] Meimon, S. 2005. *Reconstruction d'images astronomiques en interférométrie optique*. Ph.D. thesis, Université Paris Sud.

[Meimon *et al.*, 2010] Meimon, S., Petit, C., Fusco, T., & Kulcsár, C. 2010. A real time perturbation model identification algorithm for AO systems. *J. Opt. Soc. Am. A*.

[Mennesson & Mariotti, 1997] Mennesson, B., & Mariotti, J. M. 1997. Array Configurations for a Space Infrared Nulling Interferometer Dedicated to the Search for Earthlike Extrasolar Planets. *Icarus*, **128**(1), 202 – 212.

[Mennesson *et al.*, 2005] Mennesson, B., Léger, A., & Ollivier, M. 2005. Direct detection and characterization of extrasolar planets : The Mariotti space interferometer. *Icarus*, **178**(2), 570 – 588. Jovian Magnetospheric Environment Science.

[Michelson & Pease, 1920] Michelson, A. A., & Pease, F. G. 1920. Measurement of the diameter of α Orionis with the interferometer. *Astrophys. J.*, **51**(5), 249–256.

[Mourard *et al.*, 1994] Mourard, D., Tallon-Bosc, I., Blazit, A., Bonneau, D., Merlin, G., Morand, F., Vakili, F., & Labeyrie, A. 1994. The GI2T interferometer on Plateau de Calern. *Astron. Astrophys.*, **283**(Mar.), 705–713.

[Ollivier et al., 2007] Ollivier et al., M. 2007. PEGASE, an infrared interferometer to study stellar environments and low mass companions around nearby stars. *ESA's Cosmic Vision Call for Proposals*.

[Perrin, 1996] Perrin, G. 1996. *Une unité de recombinaison à fibres pour l'interféromètre IOTA. Application à l'étude des étoiles de type tardif.* Ph.D. thesis, Université de Paris VII.

[Peters *et al.*, 2008] Peters, R. D., Lay, O. P., & Jeganathan, M. 2008. Broadband phase and intensity compensation with a deformable mirror for an interferometric nuller. *Appl. Opt.*, **47**(21), 3920–3926.

[Peters *et al.*, 2009] Peters, R. D., Lay, O. P., & Lawson, P. R. 2009. Mid-Infrared Adaptive Nulling for the Detection of Earthlike Exoplanets. *Pub. Astron. Soc. Pacific*, **122**, 85–92.

[Petit, 2006] Petit, C. 2006. *Étude de la commande optimale en OA et OAMC, validation numérique et expérimentale*. Ph.D. thesis, Université Paris (XIII).

[Petit *et al.*, 2008] Petit, C., Conan, J.-M., Kulcsár, C., Raynaud, H.-F., & Fusco, T. 2008. First laboratory validation of vibration filtering with LQG control law for Adaptive Optics. *Opt. Express*, **16**, 87–97.

[Polhemus, 1973] Polhemus, C. 1973. Two-Wavelength Interferometry. *Appl. Opt.*, **12**(9), 2071–2074.

[Ruilier & Cassaing, 2001] Ruilier, C., & Cassaing, F. 2001. Coupling of large telescopes and single-mode waveguides : application to stellar interferometry. *J. Opt. Soc. Am. A*, **18**(1), 143–149.

[Samuele *et al.*, 2007] Samuele, R., Wallace, J., Schmidtlin, E., Shao, M., Levine, B., & Fregoso, S. 2007 (march). Experimental Progress and Results of a Visible Nulling Coronagraph. *Pages 1 –7 of : Aerospace Conference, 2007 IEEE*.

[Schmidtlin *et al.*, 2006] Schmidtlin, E., Wallace, J. K., Samuele, R., Levine, B. M., & Shao, M. 2006. Recent progress of visible light nulling interferometry and first 1 million null result. *Pages 353–360 of :* Aime, C., & Vakili, F. (eds), *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science and Techniques*.

[Serabyn & Colavita, 2001] Serabyn, E., & Colavita, M. M. 2001. Fully Symmetric Nulling Beam Combiners. *Appl. Opt.*, **40**(10), 1668–1671.

[Serabyn *et al.*, 2006] Serabyn, E., Booth, A., Colavita, M. M., Crawford, S., Garcia, J., Gathright, J., Hrynevych, M., Koresko, C., Ligon, R., Mennesson, B., Panteleeva, T., Ragland, S., Summers, K., Traub, W., Tsubota, K., Wetherell, E., Wizinowich, P., & Woillez, J. 2006. Science observations with the Keck Interferometer Nuller. vol. 6268. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Serabyn, 2000] Serabyn, E. 2000. Nulling interferometry : symmetry requirements and experimental results. vol. 4006. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

[Shao *et al.*, 1988] Shao, M., Colavita, M. M., Hines, B. E., Staelin, D. H., & Hutter, D. J. 1988. The Mark III stellar interferometer. *Astron. Astrophys.*, **193**(Mar.), 357–371.

[Thompson *et al.*, 2001] Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W., J. 2001. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. Wiley-VCH.

[Wyant, 1971] Wyant, J. C. 1971. Testing Aspherics Using Two-Wavelength Holography. *Appl. Opt.*, **10**(9), 2113–2118.

[Wyant, 1975] Wyant, J. C. 1975. Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems. *Appl. Opt.*, **14**(Nov.), 2622–2626.

Annexes

ANNEXE A

COMMUNICATION AU SPIE ASTRONOMICAL TELESCOPES AND INSTRUMENTATION (2010)

Communication réalisée durant la conférence SPIE Astronomical telescopes and instrumentation de San Diego (juillet 2010) [Lozi *et al.*, 2010].

PERSEE: Experimental results on the cophased nulling bench

J. Lozi[a,b], F. Cassaing[a,b], J.M. Le Duigou[c], K. Houairi[a,b], B. Sorrente[a,b], J. Montri[a,b], S. Jacquinod[d], J-M Reess[e,b], L. Pham[e,b], E. Lhomé[e,b], T. Buey[e,b], F. Hénault[f], A. Marcotto[f], P. Girard[f], N. Mauclert[f], M. Barillot[g], V. Coudé du Foresto[e,b] and M. Ollivier[d]

[a]ONERA, BP72 - 29 avenue de la Division Leclerc, 92322 Châtillon Cedex, France;
[b]Groupement d'Intérêt Scientifique PHASE (Partenariat Haute résolution Angulaire Sol Espace) between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS and Université Paris Diderot;
[c]CNES - Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse, France;
[d]IAS - Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay, France;
[e]Observatoire de Paris - LESIA, Meudon, France;
[f]Observatoire de la Côte d'Azur, Grasse, France;
[g]Thalès Alénia Space, Cannes, France

ABSTRACT

Nulling interferometry is still a promising method to characterize spectra of exoplanets. One of the main issues is to cophase at a nanometric level each arm despite satellite disturbances. The bench PERSEE aims to prove the feasibility of that technique for spaceborne missions. After a short description of PERSEE, we will first present the results obtained in a simplified configuration: we have cophased down to 0.22 nm rms in optical path difference (OPD) and 60 mas rms in tip/tilt, and have obtained a monochromatic null of $3 \cdot 10^{-5}$ stabilized at $3 \cdot 10^{-6}$. The goal of 1 nm with additional typical satellite disturbances requires the use of an optimal control law; that is why we elaborated a dedicated Kalman filter. Simulations and experiments show a good rejection of disturbances. Performance of the bench should be enhanced by using a Kalman control law, and we should be able to reach the desired nanometric stability. Following, we will present the first results of the final polychromatic configuration, which includes an achromatic phase shifter, perturbators and optical delay lines. As a conclusion, we give the first more general lessons we have already learned from this experiment, both at system and component levels for a future space mission.

Keywords: Nulling interferometry, Modified Mach Zehnder, OPD, beam combiner, free flying, GNC

1. INTRODUCTION

Although it has been recently postponed due to high cost and risks, nulling interferometry in space remains one of the very few direct detection methods able to characterize extrasolar planets and particularly telluric ones. Within this framework, several projects such as DARWIN,[1,2] TPF-I,[3,4] FKSI[5] or PEGASE[6,7] have been proposed in the past years. Most of them are based on a free flying concept. It allows firstly to avoid atmosphere turbulence, and secondly to distribute instrumental function over many satellites flying in close formation. In this way, a very high angular resolution can be achieved with an acceptable launch mass. But the price to pay is to very precisely position and stabilize relatively the spacecrafts, in order to achieve a deep and stable extinction of the star. Understanding and mastering all these requirements are great challenges and key issues towards the feasibility of these missions. Thus, we decided to experimentally study this question and focus on some possible simplifications of the concept.

Since 2006, PERSEE (PEGASE Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction)[8]laboratory test bench is under development by a consortium composed of Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Observatoire de Paris-Meudon (LESIA), Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA), and Thalès Alénia Space (TAS). It is mainly funded by CNES R&D. PERSEE couples an infrared wide band nulling interferometer with local

E-mail: julien.lozi@onera.fr, Telephone: +33 (0)1 46 73 47 59

OPD and tip/tilt control loops and a free flying Guidance Navigation and Control (GNC) simulator able to introduce realistic disturbances. Although it was designed in the framework of the PEGASE free flying space mission, PERSEE can adapt very easily to other contexts like FKSI (in space, with a 10 m long beam structure) or ALADDIN[9] (on ground, in Antarctica) because the optical designs of all those missions are very similar.

After a short description of the experimental setup, we will present first the results obtained in an intermediate configuration with monochromatic light. Then, the key issue of filtering laboratory disturbances will be described in some details before presenting our very first and preliminary results with polychromatic light.

2. PERSEE SHORT DESCRIPTION

This section provides the reader with a very brief description of PERSEE. Much more details can be obtained by the interested reader from ref[8, 10–12].

2.1 PERSEE goals

The goal of PERSEE is not to reach the deepest possible nulling. Starting from a state of the art nuller of the 2006-2007 period, it is an experimental attempt to better master the system flowdown of the nulling requirements both at payload (instrument main optical bench) and platform levels (satellites). The balance of the constraints between those two levels is a key issue. The more disturbances the payload can face, the simpler the platforms are, the lower the cost. The general idea is hence to simplify as much as possible the global design and reduce the costs of a possible future space mission.

The detailed objectives have been described in ref[8]. Our main requirement is to reach a 10^{-4} nulling ratio in the [1.65-2.4] µm band (40% spectral bandwidth) with a 10^{-5} stability over a 10 h time scale. Another important requirement is to be able to find and stabilize fringes which have an initial drift speed (as seen from the interferometer core) up to 150 µm/s, as this can greatly simplify the relative metrology and control needs. We want to study and maximize the rejection of external disturbances introduced at relevant degrees of freedom of the optical setup by a disturbance module simulating various environments coming from the platform level.

2.2 Optical setup general description

Figure 1 gives an overview of the optical layout. The source module combines various light sources in order to simulate a star light in a wide spectral range. All sources are injected into single-mode fibers which outputs are grouped together at the focus of a collimator. The I channel ([0.8-1] µm) is dedicated to the Fringe Sensor (FS) and the Field Relative Angle Sensor (FRAS). The J channel ([1-1.5] µm) is dedicated to the FS only. The nulling rate is measured in the K band ([1.65-2.4] µm). The 40 mm beams coming out of the separation module first encounter two 45 ° fold mirrors (M1) simulating siderostats. Accurate calibrated perturbations can be introduced at this level either in tip/tilt (few tens of mas resolution) or OPD (nm resolution). The optical train incorporates then afocal systems with $M = 3$ magnification to reduce the beam size down to about 13 mm. M4 mirrors deviate the beam toward the -Z direction. Coupled with the M1 mirrors, they create a "field reversal" achromatic phase shift between the two arms[13]. Following, each arm has a cat's eye delay line (50 mm stroke and 10 nm resolution) and a 30 ° active M6 mirror acting both in tip/tilt and fine OPD (0.2 nm resolution). These active systems can all together generate various corrections covering the necessary range and resolution both in tip/tilt and OPD. They are used in dedicated control loops which use the FRAS camera for the tip/tilt and the FS for the OPD. L1 and L2, located just before the combining stage, are an optional phase shift compensator.

The combining stage is a kind of Modified Mach-Zehnder (MMZ)[13] with two inputs (a and b arms) and four outputs (I to IV). Due to some symmetry and optical tight tolerances, the setup guarantees that two outputs are achromatic. The four beam splitters have a trapezoidal geometry[11] to avoid stray light. They have a specifically designed three-layer coating of about 200 nm thickness which allows to achieve appropriate reflection and transmission coefficients for both polarizations in the whole K band. The beam splitters are divided into two groups as compared to the classical setup[13]. This allow to translate L3a component without impacting the nulling output (output III). The translation is adjusted so that the four outputs generate four points in the I and J fringes roughly with a $\lambda/4$ spacing, which allows a spatial ABCD fringe tracking algorithm. The tip/tilt degrees of freedom of L3a are used to maximize the contrast in the FS A and C outputs (I and IV). This compact

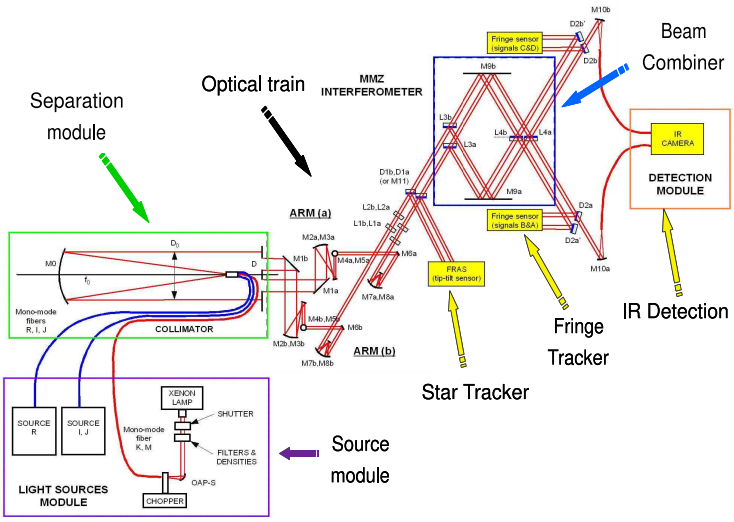


Figure 1. General setup of PERSEE in the final operational state.

design allows to minimize differential optical path between FS and nulled output down to about 10 cm. This point is critical because it relaxes the stabilization requirements at system level as compared to other designs where differential paths can reach up to 1 m.

After the MMZ, dichroic plates separate the various spectral channels and direct them into appropriate detection chains via injection into optical fibers. The FS detection is made of a set of eight monopixels and multimode fibers. For the K channel, light is injected in a fluoride glass single mode fiber. The detector is a cooled infrared camera based on a Teledyne picnic matrix behind a dispersive element which allows to have polychromatic measurements of both dark and bright fringes at the same time. A calibrated optical attenuator is used in the bright output to optimize the dynamic of both outputs with respect to the detector well depth.

3. RESULTS IN MONOCHROMATIC CONFIGURATION

3.1 Autocollimation setup

As PERSEE is a quite complex breadboard with many components, the integration was made progressively using many intermediate steps. The most important one at the start of the process was a so-called “auto-collimation setup” illustrated by figure 2. In this phase, we focused on the MMZ and the FS performances associated to a monochromatic nulled output measured by a single-pixel infrared detector. The several light sources were injected from some outputs and reflected back to inputs of the combination stage by the two M6 mirrors.

The I channel used a fibered DFB laser diode at 830 nm leading to a very long coherence length. It was injected in output II with a dedicated injection. The J channel used a SLED at 1320 nm with 40 nm spectral width leading to a coherence envelope of about 40 µm. It was injected in the reception fiber of output III. In the K channel, a DFB laser diode at 2320 nm was injected through a fluoride glass single mode fiber in output III. This setup had some drawbacks: by instance, the I flux in output III an IV were not balanced, contrary to the final setup. Furthermore, as an output was occupied by J source, the algorithm in this band was adapted to an ABC modulation.

3.2 Calibration and thermal drift

The main issue of spatial ABCD modulation is calibration. The system needs to be calibrated to perform a reliable measurement of OPD. Figure 3 presents a typical calibration file.

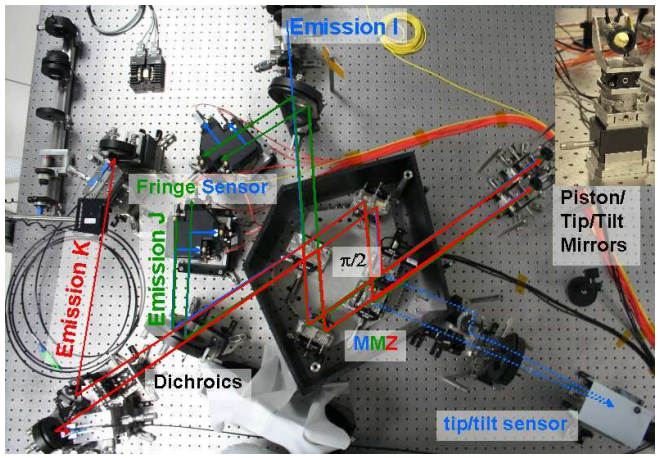


Figure 2. Autocollimation setup.

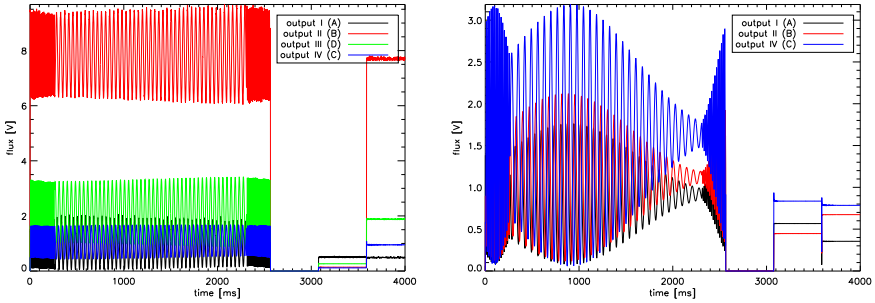


Figure 3. Signals obtained during calibration procedure, with 830 nm source (left) and 1320 nm source (right).

This file is obtained by applying an OPD ramp with the piezoelectric mirrors, generating interference fringes. This ramp is surrounded by fast OPD ramp to avoid voltage steps. Then the piezoelectric mirrors are commanded to an extreme tip/tilt position to perform a dark acquisition. Finally, we perform alternatively the same command to each mirror, to obtain the flux in each arms. With those data, it is possible to invert the modulation matrix. Using this matrix and the four outputs measurements, we can estimate in real-time the flux in each arm, the visibility and the OPD.In a stable environment, we do not need to calibrate frequently. But in reality, the coefficients of the demodulation matrix are sensitive to temperature variations. They are the main cause of recalibration. Figure 4 (left) compares the drift of outputs I and IV versus output II and III, and the temperature variations of a beam splitter inside the MMZ during 3 days. The correlation factor in that configuration is 1200 nm/K. In autocollimation, the light passes twice through the interferometer. So in the complete setup, that factor will be halved: 600 nm/K.

3.3 Analysis of laboratory disturbances on OPD measurement

One of PERSEE goals is to cophase the two beams to a nanometric level, so it is very sensitive to laboratory disturbances, like acoustic or mechanical vibrations. Figure 4 (right) shows typically steps of noise reduction on the PSD of the OPD. The impact of piezo strain gauges is visible in a strong vibration at 50 Hz and a stronger white noise. By turning them off, we reduce significantly the noise, but there are still strong contributions around 80, 130 and 170 Hz. Those are mechanical vibrations: the M6 mirror assembly for the 80 Hz, and the MMZ for

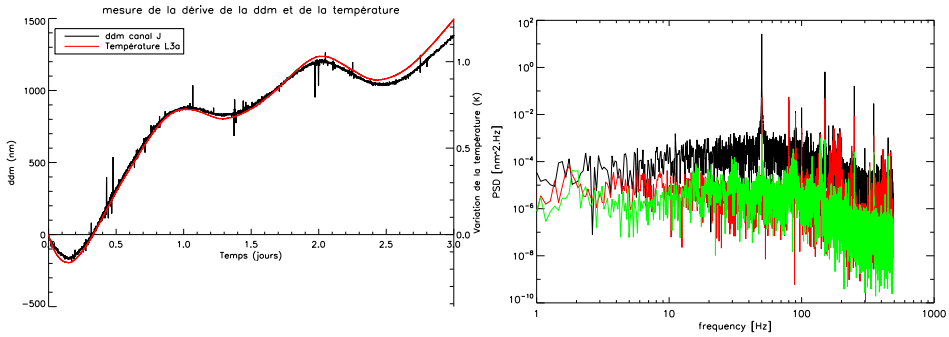


Figure 4. OPD between outputs IV and III and temperature variations versus time in days (left), and PSD of OPD measurements (left) w/ piezo strain gauges (black), w/o gauges (red), w/o gauges and other acoustic disturbances (green).

the 130 and 170 Hz. By deporting all electronic devices out of the room, and by turning off the A/C, we suppress every acoustic noise perturbator. Thereby, we reduce those mechanical vibrations. Nevertheless there are still some residues, that we will have to manage with the appropriate control law. The monochromatic results show that the two main contributors for the nulling rate are the photometric unbalance and the OPD noise.

3.4 Best results in the autocollimation setup

In the best conditions, we cophased the two beams with a standard deviation of $\sigma_{OPD} = 0.22$ nm in OPD (at 1 kHz during 10 s) and $\sigma_{tip/tilt} = 60$ mas in tip/tilt (at 200 Hz during 10 s). In that setup, we obtained regularly that value of σ in tip/tilt, and better than 0.4 nm in OPD. In tip/tilt, the performances are limited by measurement noise, contrary to the OPD performances, which are limited by laboratory disturbances. Data were acquired during 10 s, but results are very similar for 100 s time scales. 100 s is the typical duration between adjustments of satellite trajectories in the PEGASE mission framework.

For the monochromatic nulling rate at 2.32 µm, we achieved an extinction of $N = 3 \cdot 10^{-5} \pm 3 \cdot 10^{-6}$ at 1 kHz during 100 s. That result is quite reproducible and is very comforting for the following polychromatic step.

4. KALMAN FILTERING DESIGN AND TESTS

Vibrations are the main issue for nanometric cophasing systems. On PERSEE, we want to minimize the impact of laboratory environment, in order to accurately analyze effects of calibrated disturbances that we will inject later. Passive filtering methods exist to reduce vibrations, but they fail to filter them entirely. So we considered an active method, already studied[14] for the XAO instrument SPHERE at ONERA. This method was adapted to our problem, and is currently tested on the bench. Linear Quadratic Gaussian (LQG) control laws can provide an optimal correction of vibrations, in the sense of residual phase minimum variance. Nevertheless, they require an identification procedure, which provides regularly the updated characteristics of the disturbances.

4.1 LQG vibration control

Unlike AO, we will consider only the first three Zernike modes: piston, tip and tilt. However, the model remains the same. We consider that active OPD/tip/tilt mirrors provide a linear and instantaneous response, constant over a frame period T. So the correction phase ϕ^{cor}_{n-1} during the time period $[(n-2)T, (n-1)T]$ is:

$$\phi^{cor}_{n-1} = N u_{n-2}, \tag{1}$$

where N is the influence matrix and u the command sent to the actuators. We consider a two frame period delay system. We assume that the disturbance signal is the sum of uncorrelated disturbances, like atmospheric turbulence and vibrations. Thus, during the time interval $[(n-1)T, nT]$, the disturbed phase ϕ^{dis}_n is:

$$\phi^{dis}_n = \phi^{turb}_n + \sum_{N_vib} \phi^{vib,i}_n. \tag{2}$$

The FS and the FRAS provide a signal y_n integrated over the time interval $[(n-2)T,(n-1)T]$. This signal is used to compute the command u_n applied during the time interval $[nT,(n+1)T]$. y_n is defined by:

$$y_n = D(\phi_{n-1}^{dis} - \phi_{n-1}^{cor}) + w_n. \tag{3}$$

In AO, the matrix D characterizes the wavefront sensor, so here it characterizes the FS and the FRAS. w_n is the zero-mean white Gaussian measurement noise. Its covariance matrix is noted Σ_w. We describe each disturbance as a second-order auto-regressive model (AR2):

$$\phi_{n+1}^{tur} = A_1^{tur}\phi_n^{tur} + A_2^{tur}\phi_{n-1}^{tur} + v_n^{tur}, \tag{4}$$

$$\phi_{n+1}^{vib,i} = A_1^{vib,i}\phi_n^{vib,i} + A_2^{vib,i}\phi_{n-1}^{vib,i} + v_n^{vib,i}. \tag{5}$$

A_1 and A_2 are matrices defining the dynamic behavior of the disturbance. v_n is a zero-mean white Gaussian noise with a covariance matrix Σ_v.

We can recast the equations 4 in a matrix function:

$$\phi_{n+1}^{glob} = \begin{pmatrix} \phi_{n+1}^{tur} \\ \phi_n^{tur} \\ \phi_{n+1}^{vib,1} \\ \phi_n^{vib,1} \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1^{tur} & A_2^{tur} & 0 & 0 & \cdots \\ Id & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & A_1^{vib,1} & A_2^{vib,1} & \cdots \\ 0 & 0 & Id & 0 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_n^{tur} \\ \phi_{n-1}^{tur} \\ \phi_n^{vib,1} \\ \phi_{n-1}^{vib,1} \\ \vdots \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} v_n^{tur} \\ 0 \\ v_n^{vib,1} \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix} = A^{glob}\phi_n^{glob} + v_n^{glob}. \tag{6}$$

If x_n is the state vector of the system:

$$x_n = \begin{pmatrix} \phi_n^{glob} \\ u_{n-1} \\ u_{n-2} \end{pmatrix}, \tag{7}$$

the whole process corresponds to the following time-invariant state-space model, similar to a classical process control system:

$$x_{n+1} = \begin{pmatrix} A^{glob} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & Id & 0 \end{pmatrix} x_n + \begin{pmatrix} 0 \\ Id \\ 0 \end{pmatrix} u_n + \begin{pmatrix} v_n^{glob} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = Ax_n + Bu_n + \nu_n, \tag{8}$$

$$y_n = \begin{pmatrix} 0 & D & 0 & D & \cdots & 0 & -DN \end{pmatrix} x_n + w_n \qquad = Cx_n + w_n. \tag{9}$$

4.2 Steps of the asymptotic gain Kalman filter

An asymptotic gain Kalman filter can be described in 3 different steps :

$$\text{innovation computing: } \tilde{y}_{n|n-1} = y_n - \hat{y}_{n|n-1} = Cx_n + w_n - C\hat{x}_{n|n-1} = C\tilde{x}_n + w_n, \tag{10}$$

$$\text{update: } \hat{x}_{n|n} = \hat{x}_{n|n-1} + H_\infty \tilde{y}_{n|n-1}, \tag{11}$$

$$\text{prediction: } \hat{x}_{n+1|n} = A\hat{x}_{n|n} + Bu_n. \tag{12}$$

H_∞, the Kalman gain, is calculated outside the loop, using the following equation:

$$H_\infty = \Sigma_\infty C^t \left(C\Sigma_\infty C^t + \Sigma_w\right)^{-1}, \tag{13}$$

with Σ_∞ the asymptotic solution of Riccati's algebraic equation:

$$\Sigma_\infty = A\Sigma_\infty A^t + \Gamma\Sigma_\nu\Gamma^t - A\Sigma_\infty C^t \left(C\Sigma_\infty C^t + \Sigma_w\right)^{-1} C\Sigma_\infty A^t. \tag{14}$$

Those equations can be quite onerous in computation time, but they are done outside the time-critical loop, and do not need to be actualized often. In the same time, the parameters of matrix A are determined outside the loop, using pseudo open-loop data, obtained during closed loop with the following equation:

$$y_{pseudo\ open-loop,n} = y_n + DNu_{n-2} \tag{15}$$

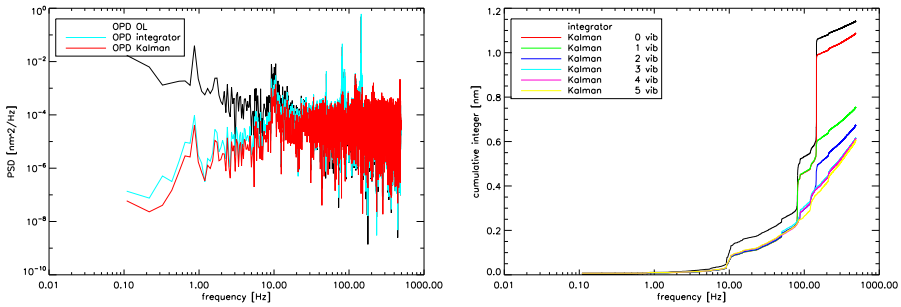


Figure 5. Closed loop simulations on real OPD data. Power spectral density with a classical integrator and with a Kalman filter (left), and cumulative integral of PSD for a classical integrator and Kalman filter, with increasing number of corrected vibrations.

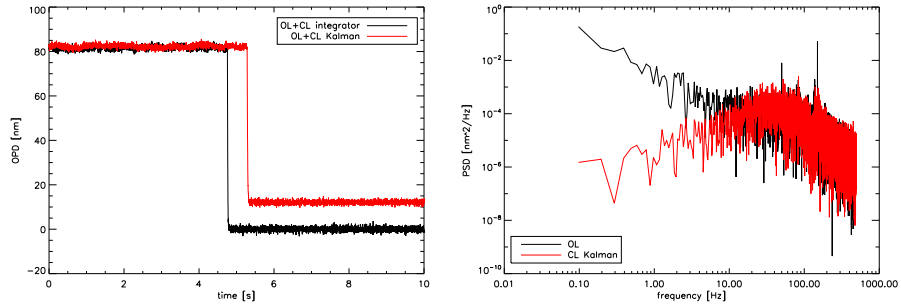


Figure 6. First tests of the Kalman filter on the bench. Temporal loop closure (left) with a classic integrator and a Kalman filter, and PSD comparison with open loop (OL) and closed loop (CL) with the two filters.

4.3 Results of simulations

Simulations of the LQG control were performed, with real open-loop measurement of OPD. Figure 5 shows simulation results, comparing a classical integrator to the Kalman filter. The simulator takes into account a two frame period delay. In that case, the integrator filter has an amplified zone around the cutoff frequency: 100 Hz. So the mechanical vibrations, which are between 80 and 170 Hz are amplified. Those vibrations can be very disturbing, because they can add several nanometers on the OPD noise. They are efficiently reduced by the Kalman filter. Even the turbulence contribution is better managed. This result is clearly visible on figure 5 (right). As described in 4.1, the different vibration contributors are managed independently, so it is possible to analyze every contribution of identified vibrations. Even with turbulence identification only, the Kalman filter is more efficient than the integrator, but the most interesting effect is on identified vibrations. Only three corrected vibrations are enough to reduce the OPD residue of a factor of two.

4.4 First application on PERSEE

The Kalman filter is currently tested on the bench, to correct vibrations on OPD only. Disturbance identification is made with open-loop data, and we selected to correct 3 vibrations. Figure 6 (left) shows results of the first loop closure. On the temporal data, we can see that when we close the loop with the Kalman filter, the OPD does not variate around zero, but around a non-zero value. That mean value is due to the fact that we assume a zero-mean turbulence, which is not the case. It can be easily removed in a second step. In Figure 6 (right), we can see on the PSD that the vibration pics at 50, 130 and 150 Hz are clearly reduced. Other tests should confirm the efficiency of the Kalman filter.

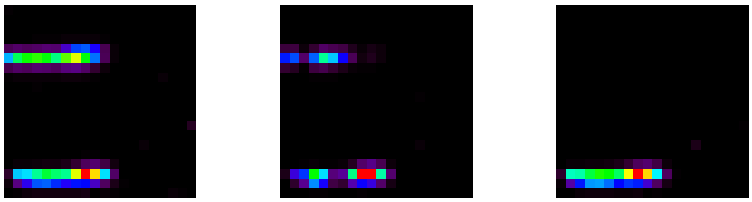


Figure 7. Images of the camera: one arm only (left), interferences at $OPD \approx 10$ µm (center), interferences at $OPD = 0$ (right). The upper spot (rows 13,14,15) is the output III (dark output) and the lower spot (rows 1,2,3) is the output II (bright output).

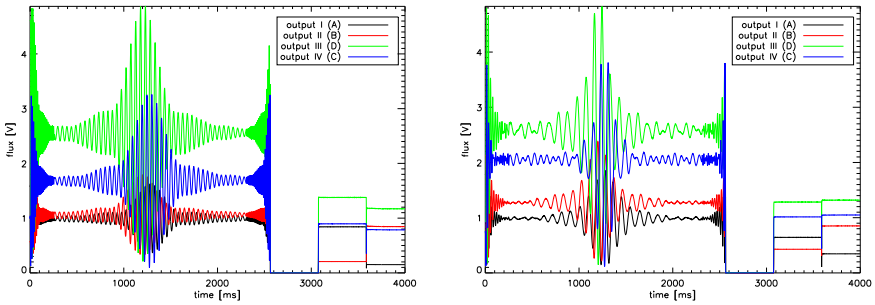


Figure 8. Calibration file with the supercontinuum, in I band (left) and J band (right).

5. FIRST RESULTS IN POLYCHROMATIC CONFIGURATION

5.1 Setup

These tests were performed in a nearly complete configuration of the bench. Only afocal systems are missing. They were conducted to validate a supercontinuum source that will eventually replace the black body and the two lasers described in section 3.1. At that time, the optical bench was not optimized, so the results should be improved. The images shown in figure 7 were obtained by the low noise nitrogen-cooled camera described in section 2.2. The upper spot is output III, corresponding to the dark output, imaged through a bi-prism which disperses wavelengths. The lower spot is output II, corresponding to the bright output. Each spot is dispersed horizontally (1.6 to 2.3 µm on 11 pixels).

In that setup, the supercontinuum source is used for both metrology and nulling measurement. The range of metrology is then quite limited by the coherence lengths of the two spectral bands, shorter than those of the SLED and the DFB diode previously used in section 3. Figure 8 is a calibration file obtained with the supercontinuum source. Compared to figure 3, we can see the shorter coherence length of the spectral bands.

5.2 Photometry

First, we acquire the flux in each arm. Figure 9 shows those flux, corresponding to low-resolution spectra of the source through all the bench. In this figure we can see that output II and III are shifted by approximately one pixel, and scattered on three rows. The optical alignment of the camera bench will be improved to have spots scattered on two rows, without shift. Thus, it will be possible to compare in real time bright and dark fringes for each wavelength.

Figure 9 shows that flux in output III is well balanced, unlike output II. This is consistent with the MMZ design. In figure 10, we calculate the ratio between the two arms (left) and the impact of theoretical photometric unbalance on null depth (right). Total photometric unbalance is 1.2%. But there is a visible chromatic effect on this value, maybe due to a misalignment of the bench, or injection in single mode fibers. Locally, the unbalance

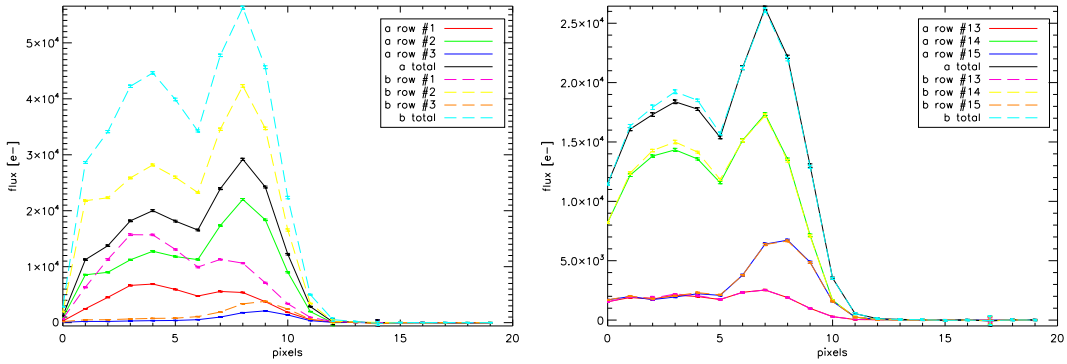


Figure 9. Flux in each arm (a and b) in output II (left) and III (right).

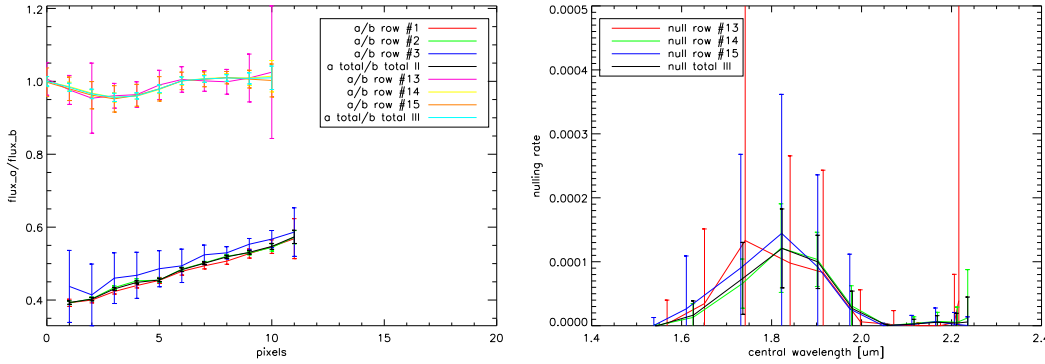


Figure 10. Ratio between flux in arm a and b (left) and theoretical impact on null depth (right).

reaches 5%, with a corresponding nulling of 10^{-4} as illustrated on figure 10 (right). After optimization, the flux unbalance should not be a limitation for our 10^{-4} nulling goal. The observed pic at pixel 7-8 (2.13 µm) should come from a non-linear effect in the optical fiber that doubles the wavelength of the initial 1.064 µm laser used for the supercontinuum source.

5.3 Chromatic effects

Figure 11 is obtained by producing an OPD ramp with the actuating mirrors. We can clearly see that in output II, the achromatic phase is near 0, in contrast to output III, for which achromatic phase is near π.

We can extract a lot of information from these data: By fitting perfect sinusoids to real data on each pixel, we obtained central wavelengths (figure 12 left) on each pixel. As expected, the range of those wavelengths is $\approx [1.6 - 2.3]\mu$m, limited for short wavelengths by the detector and for long wavelengths by the source spectrum. With the fitted sinusoids, we can also determine the chromatic aberration of the two outputs (figure 12 right). Left figure 13 shows the chromatic shift of each phase compared to the ideal phase (0° for output II, 180° for output III). So the ideal case would be two line segments passing through the origin. For output II, we were expecting a shift of achromatic phase, because of the unbalanced number of reflexions and transmissions. But for output III, we observe a minimum chromatic error at -13 $^\circ$, so achromatic phase is not at 180° but 167°. The source of this value is currently uncertain, but we assume that it comes from misalignment of beam splitters

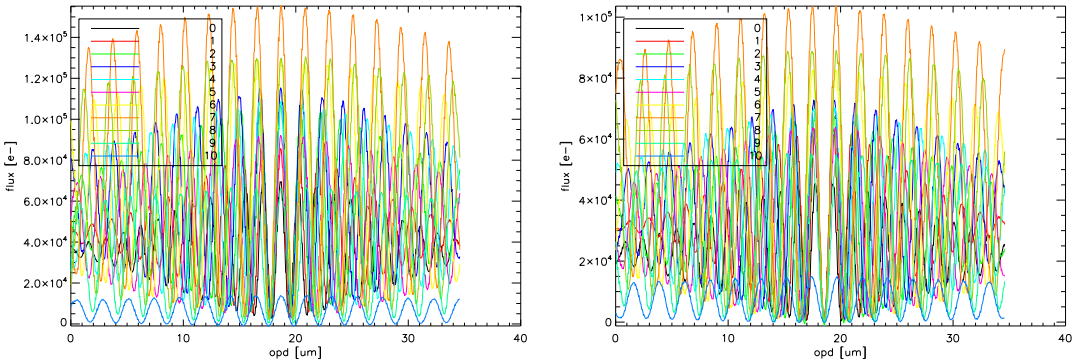


Figure 11. Fringes in output II (left) and III (right), obtained by summing three pixels on each column. Thus there are eleven curves corresponding to different wavelengths.

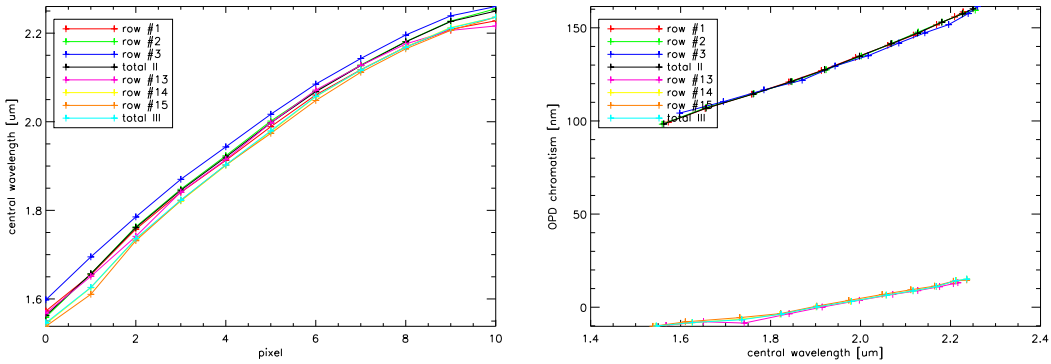


Figure 12. Central wavelengths on each pixels, and on each column, for the two outputs (left), and position of fringe minimum for output III and fringe maximum for output II (right). For output III, the ideal case is a constant zero value: all minimums are at the same OPD.

of the interferometer. Future work will confirm that hypothesis. In any case, we have available a phase shift compensator composed of 4 dispersive plates that can manage this kind of error.

Right figure 13 simulates the minimal chromatic effect that will remain after correction by the compensator. This residue is induced by inhomogeneity of coating thickness of beam splitters. Those data are consistent with what has been simulated for the theoretical study of the bench.

5.4 Polychromatic nulling rate

We did not perform a real nulling measurement with a stabilized OPD in that configuration, but with the data obtained, we can estimate null depth to a few 10^{-3} over the total wavelength range. This value is quite promising for future works, but need to be improved. The chromatic phase shift is the main error we will have to manage, using the phase shift compensator. That should greatly enhance the quality of the null depth.

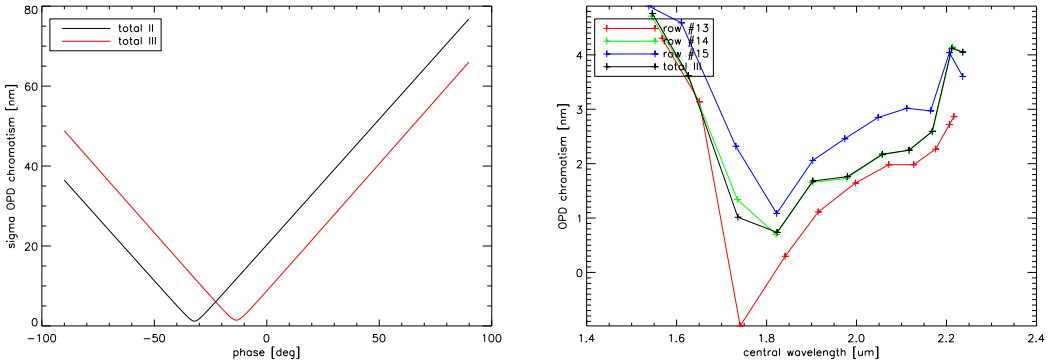


Figure 13. Standard deviation of OPD versus phase shift considered for the two outputs (left), and minimal chromatic aberration at achromatic phase (right).

6. SOME PRACTICAL AND MORE GENERAL FIRST LESSONS

6.1 Thermal stability

From existing data, we already can infer some general trends and first lessons. By instance, the current MMZ design proved to have a 600 nm/K OPD drift between science and FS channels. In fact, this phenomenon is due to standard mechanics used for supporting the optics and to instability of the mechanism driving the L3a plate. The optics (CaF2) form a nearly auto-compensated optical setup, as the refractive index variations almost compensate the thermoelastic and geometrical effects. An improved MMZ with specially designed optical supports has been considered but could not be afforded in the frame of PERSEE. With sufficient funding, a factor of at least 10 could be saved. This leads to a differential OPD sensitivity of about 50 nm/K. Thus, the thermal stabilization need would be $\pm$20 mK on a box of typically 30x30x10 cm size. The rest of the optical bench could be stabilized at 0.1 K or even 1 K (the driving constraint there is in fact the thermal background in the measurement itself, not the mechanical stability). This seems quite affordable in space, even in non L2 orbits. The situation could even be improved by a clever use of the 4 MMZ outputs which might help to correct the drift due to temperature at regular intervals. To conclude, for an intermediate mission like PEGASE, which is not requiring extreme cooling of the detector or the optics, an earth orbit is not totally ruled out, as first assumed in previous studies. This could be a great simplification as compared to a L2 mission, which remains nevertheless necessary for the final full mission.

6.2 1 nm cophasing feasibility

With existing data, we can prove that cophasing two arms on ground at better than 1 nm rms is feasible on a quite big optical setup in a standard building, but one has to take care to many details. By instance, electronics have to be implemented in an adjacent room to avoid unnecessary noise. The piezoelectric devices can not use their internal strain gauges which introduce too much electrical noise. The stiffness of the mechanical mounts supporting the optics has to be studied with care and a specification of at least 150 Hz for the first mechanical mode seems to us a good rule. Typically, on our bench, the mechanical modes of the optics mounts are located between 80 and 170 Hz and react clearly to acoustic solicitations. The FS design using spatial modulation provides OPD measurements with up to 1 kHz sampling frequency which is extremely useful to implement an adequate compensation of microvibrations for both on ground and in flight perturbations.

Concerning filtering of mechanical perturbators on board a space mission, no experimental results are yet available, but the simulations give good hope that harmonic perturbations can be significantly reduced. This is a good step toward the feasibility of a satellite pointing system using by instance reaction wheels instead of more complex devices.

6.3 Fine pointing

As far as fine pointing is concerned, a 60 mas stability can be reached at payload level, after the afocal systems. This corresponds to a $1/100^{th}$ of a pixel with a PSF spread over 4 to 5 pixels. It confirms that this point should not be a problem in the future, as expected. By instance, in the PEGASE case, the requirement is 600 mas in the same optical space, a factor of 10 higher.

The use of piezoelectric devices within the payload relaxes the pointing requirements at platform level. The best solution is probably to use a spectral band near 1 µm and collect an annular portion of light in some optic before the combining device, instead of using dichroic plates which would introduce chromatic aberrations and are more difficult to qualify for space use due to coating. The spacecraft requirements will be directly related to the piezoelectric angular stroke (about ±100 arcsec mechanical, ±200 arcsec optical) and the total angular magnification of the system (20 to 40 in the case of PEGASE, about 100 - 150 for DARWIN). In the PEGASE case, we can estimate that the required satellite pointing is about 10 arcsec (residual bias after calibration and stabilization).

7. CONCLUSION

Although we did not reach our full objectives yet, we have already a lot of interesting data and very promising results. 1 nm OPD control and 1% flux unbalance are nearly achieved. The best monochromatic null measured is $3 \cdot 10^{-5} \pm 3 \cdot 10^{-6}$ at 2.32 µm. The wide band nulling is currently limited by chromatic effects. But this issue will be solved soon by the phase shift compensator. Thus, we are quite confident that PERSEE will be optimized before the end of 2010. Then it will enter an exploitation phase where experiments will be carried out by various teams. This phase will be structured by a scientific group which will collect and sort proposals. At that point, the use of PERSEE will be open to international teams.

ACKNOWLEDGMENTS

Julien Lozi's PhD is funded by CNES and ONERA. PERSEE bench is supported by the region Île de France.

REFERENCES

[1] Léger, et al., "The DARWIN project," *Astrophysics and Space Science* **241**, 135-146 (1996).
[2] Léger, A., et al., "DARWIN mission proposal to ESA," *ESA's Cosmic Vision Call for Proposals*, (2007).
[3] Beichman, C. A., et al., "The Terrestrial Planet Finder (TPF) : a NASA Origins Program to search for habitable planets," (1999).
[4] Lawson, P. R., "Principles of Long Baseline Stellar Interferometry," (2000).
[5] Danchi, W. C., et al., "Scientific rationale for exoplanet characterization from 3-8 microns: the FKSI mission," *Proc. SPIE* **6268**, 626820 (2006).
[6] Ollivier, M., et al., "Pegase, an infrared interferometer to study stellar environments and low mass companions around nearby stars," *ESA's Cosmic Vision Call for Proposals*, (2007).
[7] Le Duigou, J. M., "Pegase: A Free Flying Interferometer for the Spectroscopy of Giant Exo-Planets," *ESA Special Publication* **621**, (2006).
[8] Cassaing, F., et al., "Persee: a nulling demonstrator with real-time correction of external disturbances," *Proc. SPIE* **7013**(1), 70131Z (2008).
[9] Coudé du Foresto, V., et al., "ALADDIN: an optimized nulling ground-based demonstrator for DARWIN," *Proc. SPIE* **6268**, 626810 (2006).
[10] Houairi, K., et al., "PERSEE, the dynamic nulling demonstrator: Recent progress on the cophasing system," *Proc. SPIE*, (2008).
[11] Jacquinod, S., et al., "PERSEE: description of a new concept for nulling interferometry recombination and opd measurement," *Proc. SPIE* **7013**, (2008).
[12] Hénault, F., et al., "Review of OCA activities on nulling testbench PERSEE," *Proc. SPIE* **7734**, (2010).
[13] Serabyn, E., et al., "Fully symmetric nulling beam combiners," *Appl. Opt.* **40**(10), 1668-1671 (2001).
[14] Petit, C., et al., "First laboratory validation of vibration filtering with LQG control law for Adaptive Optics," *Optics Express* **16**, 87-97 (2008).

ANNEXE **B**

COMMUNICATION AU SPIE OPTICS + PHOTONICS (2011)

Communication réalisée pour la conférence SPIE Optics + Photonics de San Diego (août 2011) [Lozi *et al.*, 2011].

Current results of the PERSEE testbench: the cophasing control and the polychromatic null rate

J. Lozi[a,b,c], F. Cassaing[b,c], J.-M. Le Duigou[a], B. Sorrente[b,c], J. Montri[b,c], J.-M. Reess[e,c], E. Lhomé[e,c], T. Buey[e,c], F. Hénault[f], A. Marcotto[f], P. Girard[f], M. Barillot[g], M. Ollivier[d] and V. Coudé du Foresto[e,c]

[a]CNES - Centre National d'Études Spatiales, Toulouse, France;
[b]Onera - The French Aerospace Lab, Châtillon, France;
[c]Groupement d'Intérêt Scientifique PHASE (Partenariat Haute résolution Angulaire Sol Espace) between Onera, Observatoire de Paris, CNRS and Université Paris Diderot;
[d]IAS - Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay, France;
[e]Observatoire de Paris - LESIA, Meudon, France;
[f]Observatoire de la Côte d'Azur, Grasse, France;
[g]Thales Alenia Space, Cannes, France

ABSTRACT

Stabilizing a nulling interferometer at a nanometric level is the key issue to obtain deep null depths. The PERSEE breadboard has been designed to study and optimize the operation of a cophased nulling bench in the most realistic disturbing environment of a space mission. This presentation focuses on the current results of the PERSEE bench. In terms of metrology, we cophased at 0.33 nm rms for the piston and 80 mas rms for the tip/tilt (0.14% of the Airy disk). A Linear Quadratic Gaussian (LQG) control coupled with an unsupervised vibration identification allows us to maintain that level of correction, even with characteristic vibrations of nulling interferometry space missions. These performances, with an accurate design and alignment of the bench, currently lead to a polychromatic unpolarised null depth of 8.9×10^{-6} stabilized at 3×10^{-7} on the $[1.65-2.45]$ µm spectral band (37% bandwidth).

Keywords: Nulling interferometry, OPD, control loop, LQG, Kalman, vibration correction, stability

1. INTRODUCTION

IR spectrometry is a powerful method to characterize the hundreds of exoplanets discovered by indirect methods, and ultimately to search for life on telluric ones, as it allows to evidence atmospheric signatures of interest (H_2O, CO_2, CH_4,...) boosted by the thermal emission of the planet. The main challenge is to isolate the planet from its parent nearby star; one of the very few possible methods is spaceborne nulling interferometry, allowing implementing very efficient coronagraphs at the diffraction limit. Within this framework, several space projects such as DARWIN[1,2], TPF-I[3,4], FKSI[5] or Pegase[6,7], have been proposed in the past years. Most of them are based on a free-flying concept to create hectometric pupils with an acceptable launch mass. But the price to pay is to very precisely position and stabilize the spacecrafts relatively to each other and also with respect to an inertial direction, in order to achieve a deep and stable extinction of the star. Understanding and mastering all these requirements is a difficult challenge and a key issue towards the feasibility of these missions. Thus, we decided to experimentally study this question and focus on some possible simplifications of the concept.

Since 2006, PERSEE (Pegase Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction) laboratory test bench is under development by a consortium composed of Centre National d'Études Spatiales (CNES), Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), Observatoire de Paris-Meudon (LESIA), Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (Onera), and Thales Alenia Space (TAS)[8]. It is mainly funded by CNES R&D. PERSEE couples an infrared wide band nulling interferometer, based on a

E-mail: julien.lozi@onera.fr, Telephone: +33 (0)1 46 73 47 59

Modified Mach-Zehneder (MMZ) and a geometrical achromatic phase shifter, a disturbance simulator and a cophasing system based on a LQG tracker for the optical path difference (OPD). The first results of the bench were already presented in Ref. 9; in this paper, we focus on complete it with the latest improvements and results of the bench.

After a short description of PERSEE goals and setup (focused on recent changes), we will present in Sec. 3 its various calibration procedures. Recent results are reported in Sec. 4 for the cophasing system and in Sec. 5 for the nuller.

2. PERSEE DESCRIPTION AND UPDATES

This section provides the reader with a very brief description of PERSEE. Much more details can be obtained by the interested reader from Refs. 8, 11–14.

2.1 PERSEE goals

The goal of PERSEE is not to reach the deepest possible nulling. Starting from a state of the art nuller of the 2006-2007 period, it is an experimental attempt to better master the system flowdown of the nulling requirements both at payload (instrument main optical bench) and platform levels (satellites). The balance of the constraints between those two levels is a key issue. The more disturbances the payload can face, the simpler the platforms are, the lower the cost. The general idea is hence to simplify as much as possible the global design and reduce the costs of a possible future space mission.

The detailed objectives have been described in Ref. 8. Our main requirement is to reach a 10^{-4} nulling ratio in the [1.65-2.45] µm band (37% spectral bandwidth) with a 10^{-5} stability over a 10 h time scale. Another important requirement is to be able to find and stabilize fringes which have an initial drift speed (as seen from the interferometer core) up to 150 µm.s^{-1}, as this can greatly simplify the relative metrology and control needs. We want to study and maximize the rejection of external disturbances introduced at relevant degrees of freedom of the optical setup by a disturbance module simulating various environments coming from the platform level.

2.2 Modifications of the source module

In the original design, three sources were used: a laser diode at 830 nm and a SLED at 1320 nm for the dual band metrology system, and a black body used in the band $[1.65 - 2.45]$ µm for the science path. The three sources were coupled in single mode optical fibers, that were joined close to each other at the focus of the collimator, to simulate the star. That configuration was not efficient, because the SNR in the camera was too low, the science spectrum was polluted by the SLED flux, and the contrast was too low in the Fringe Sensor (FS). So we had to change the configuration at the focus of the collimator, to have only one fiber that simulates the star. Unfortunately, the black body was not powerful enough for the FS detectors to be used for metrology in addition to science.

The adopted solution was to use an infrared supercontinuum source, a polychromatic source powerful enough to emit both in metrology and science paths. Its pulse rate is at 20 MHz, much higher than the loop frequency of the FS (1 kHz) and the camera (100 Hz). It was not possible to connectorize the supercontinuum fiber, so we designed a simple injection bench with two off axis parabola, to inject the flux in a single mode PCF fiber. The flux was even too high for the science camera, so we have to defocalize the PCF fiber to reduce the coupled light.

Another modification of the source module, presented in that conference,[15] will include a planet and a exozodical disk.

2.3 Flux reference for the nulling rate analysis

On the science spectrometer, two flux are measured in order to perform the calculation of the nulling rate on each spectral channel i, by

$$N_i = \frac{I_{min,i}}{I_{max,i}}, \tag{1}$$

where I_{min} is the flux of the destructive interference, directly obtained at the nulled output III of the MMZ. I_{max} is the flux of the same output, in the case of a constructive interference. It cannot be measured simultaneously with I_{min}, so we firstly used the flux of the related constructive interferometric output II of the MMZ. This solution has two disadvantages: firstly, the single-mode fibers of outputs II and III must be perfectly aligned, in order to have optimal injection in both outputs, and the two fibers should not be subject to differential displacements. Secondly, the output II is a coherent flux, so it is sensitive to OPD variations. Especially in that case, the differential phase at the output II is not zero but 21°, thus the output II is not strictly constructive and does not measure exactly I_{max}.

For those reasons, we modified that reference channel, by positioning the reference fiber in front of the M_0 collimator, selecting a part of the unused flux of the source, before the interferometric train.

The flux I_{ref} of that output is not equal to the flux I_{max}, but they are proportional: $I_{ref} = \gamma I_{max}$. Also, the dynamics of the camera ($\approx 10^4$) is not sufficient for the direct measurement of the desired nulling rate, that is why we use an optical density of transmission T when we calibrate the coefficient γ, and we remove it for the measurement of I_{min}. The goal is to reduce the contrast of the measurement to fit in the range of the camera. Finally, Eq. (1) becomes

$$N_i = \frac{\gamma_i}{T_i}\frac{I_{min,i}}{I_{ref,i}}. \tag{2}$$

3. CALIBRATION SCHEME OF THE BENCH

PERSEE bench has two control loops in piston and tip/tilt, which require a few calibrations, as well as the scientific path. There are three types of calibrations. The first type (Sec. 3.1-3.3) depends only on the configuration, and need to be applied just once. The second type of calibrations (Sec. 3.4-3.6) depends slightly on the environment, especially thermal drift. The last type of calibrations (Sec. 3.7, 3.8) is strongly affected by thermal drift.

3.1 Calibration of the spectral bands

To calibrate the spectral bands, we used the method of Fourier Transform Spectroscopy (FTS). The FTS uses the properties of the Fourier transform to determine the spectrum of a source with an interferometer. In most cases, the interferometer is a Michelson with a mirror mounted on a translation, to scan the interference fringes. With a MMZ, the situation is slightly different. For each wave number σ, the intensity as a function of δ is

$$I(\delta,\sigma) = I(\sigma)[1 + V(\sigma)\cos(2\pi\sigma\delta + \phi(\sigma))], \tag{3}$$

with $I = I_a + I_b$ and $V = 2\sqrt{I_a I_b}/(I_a + I_b)$. $I(\sigma)$ is the spectrum that we want to determine. Then the intensity measured at the output of the interferometer is

$$I(\delta) = \int_0^\infty I(\delta,\sigma)\,\mathrm{d}\sigma. \tag{4}$$

Then the Fourier transform of $I(\delta)$, $\widehat{I}(\sigma)$, is

$$\widehat{I}(\sigma) = I_0\delta_0(\sigma) + \frac{1}{2}e^{i\phi(\sigma)}I(\sigma)V(\sigma), \tag{5}$$

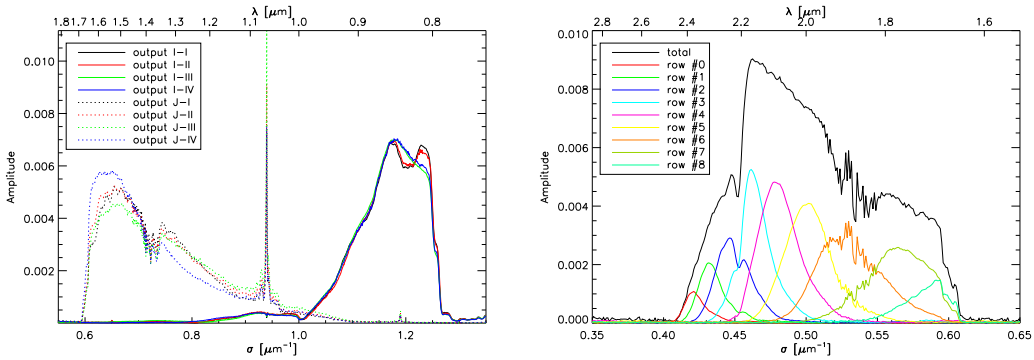


Figure 1. Left: Spectrum of the two spectral bands of the FS, which have two spectral bands over 4 outputs. Right: Spectra of the nine channels of the science camera, each one spread on two pixels on the detector.

with δ_0 the Dirac delta function, and $I_0 = \int_0^\infty I(\sigma)\mathrm{d}\sigma$ the total flux. We find the case of the Michelson interferometer, when the contrast is maximum and the phase is zero: $\widehat{I}(\sigma) = I_0\delta_0(\sigma) + \frac{1}{2}I(\sigma)$. In the case of the MMZ, we do not measure the spectrum of the source, but the product of the spectrum and the contrast.

Figure 1 presents the spectra of the FS bands and the science path. On the FS spectrum, we can see the pump laser of the supercontinuum source, at 1064 nm, and the absorption of the water vapor around 1.4 µm. The four outputs of each FS spectral band are slightly different. That effect deteriorate the linearity of the FS, especially on the J band. On the camera spectrum, we can see that the different channels are not equal, in intensity and bandwidth. The absorption of water vapor around 1.8 µm is also visible. With this analysis, we can deduce the central wavelength and the bandwidth of each channel.

3.2 Calibration of the density

We have three optical densities on the scientific spectral band, but they were not calibrated by the manufacturer, who did not have the appropriate instruments in this spectral band. The theoretical absorbance of those densities are 3, 4 and 5. So the idea is to calibrate the densities together, to reduce the contrast between measurements. So we compared density 3 with 4, 3 with 5, and 3+4 with 5. The needed contrast is then 10^2, which is much less than the camera limit of 10^4.

3.3 Calibration of the actuators

It consists in calibrating the PZT actuators of the two active M_6 mirrors. Each one has three piezoelectric motors, which allow movements in piston and tip/tilt. This calibration process measures the interaction matrix and computes its generalized inverse to derive the command matrix. The interaction matrix $\mathbf{M}_{int}$ is obtained by sending known commands (voltage ramps) to each piezo motor, and by measuring the slope on each axis on the Field Relative Angle Sensor (FRAS). The matrix $\mathbf{M}_{int}$ is then defined by

$$\begin{pmatrix} \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{int} \begin{pmatrix} \frac{\mathrm{d}V_1}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}V_2}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}V_3}{\mathrm{d}t} \end{pmatrix}. \tag{6}$$

We perform then a Singular Value Decomposition (SVD) to derive the inverse. The piston mode is not seen by the FRAS but can be reconstructed from a geometric model of the actuators, and its control added in the command matrix, which transforms commands in piston and tip/tilt to voltages to be sent on the 3 piezos 120 ° apart in azimuth.

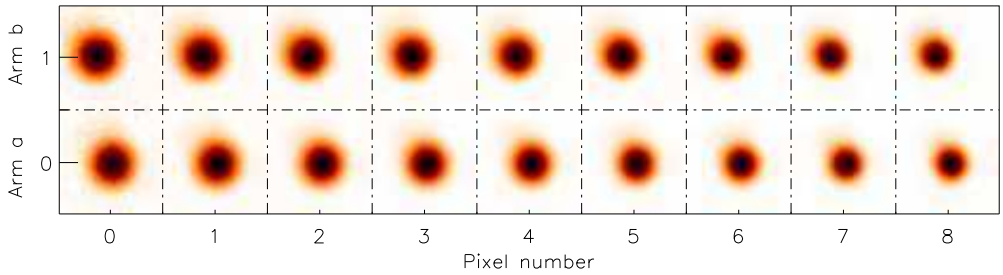


Figure 2. Reconstruction of the convolution of the PSF and the fundamental guidance mode of the single-mode fiber, for each spectral channel of the science camera.

3.4 Calibration of the tip/tilt reference position

The purpose of this calibration is to obtain the reference position of the M_6 mirrors to inject a maximum flux in the single-mode fiber that guides the flux from the output III of the MMZ to the scientific camera. A sequential scan of each mirror is performed to move the focal spot in front of the fiber; the signal is synchronously acquired and is used to reconstruct an image. The theoretical intensity can be approximated by a gaussian function[16]:

$$I(\alpha,\beta) \simeq I_{inj,max} \exp\left[-\frac{\pi^2}{5}\sigma^2 D^2 \left((\alpha-\alpha_{ref})^2 + (\beta-\beta_{ref})^2\right)\right], \tag{7}$$

with $I_{inj,max}$ the maximum injected flux, D the diameter of the beam, α and β the angles of tip and tilt, and α_{ref} and β_{ref} the reference position which maximizes the injected flux.

The result of that reconstruction is shown in Fig. 2, for each channel of the science camera. We get a spot corresponding to the convolution of the PSF for each spectral channel with the fundamental guidance mode of the single-mode fiber. According to Eq. (7), the diameter of the spot is proportionnal to λ. This can be seen in Fig. 2: the diameter of the spot decreases as the wavelength decreases (left to right). We compute the centers of gravity for the two arms, which give the offsets to be applied to both mirrors. As the spots are centro-symmetric, this position corresponds to the maximum injection flow of each arm in the fiber. The dispersion of the centers of gravity for the different channels are negligible, so there is no chromatism in the reference position in tip/tilt.

3.5 Calibration of the fringe sensor

That procedure has already been described in Ref. 13. Since then it encountered a few changes, but the idea remains the same: we inject an OPD ramp with the M_6 actuators, to measure the phase shifts between the 4 outputs of the MMZ on the two spectral bands. Then we measure sequentially the flux on each arm, and the dark current of each detector. We have then the matrix $\mathbf{M}_{FS}$ given by the relation

$$\begin{pmatrix} I_I \\ I_{II} \\ I_{III} \\ I_{IV} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{FS} \begin{pmatrix} I_a \\ I_b \\ 2\mu\mathrm{Env}(\delta)\sqrt{I_a I_b}\cos(2\pi\sigma\delta) \\ 2\mu\mathrm{Env}(\delta)\sqrt{I_a I_b}\sin(2\pi\sigma\delta) \end{pmatrix}, \tag{8}$$

with I_a and I_b are the flux of the two arms and $\mu\mathrm{Env}(\delta)$ the fringes envelope. The matrix M_{FS} is inverted, to obtain the demodulation matrix D.

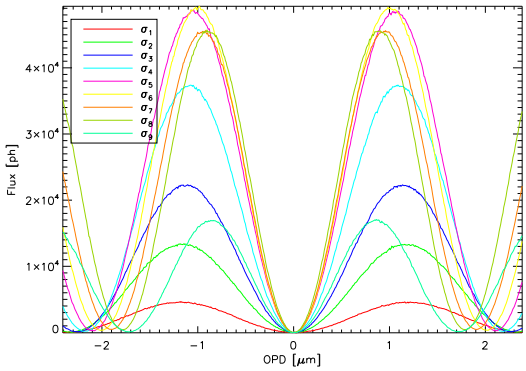


Figure 3. Interferogram acquired during the calibration of the camera.

3.6 Calibration of the science camera

The calibration of the camera is made along with the calibration of the FS. Therefore, it uses the same sequence: an OPD ramp, the flux in each arm, and the dark current. With those information, we can analyze a few parameters, and compute the coefficient γ of Eq. (2) for the calculation of the null rate.

With the data flux of arms a and b, I_a and I_b, we can estimate the photometric unbalance ε by

$$\varepsilon = \frac{\langle I_b \rangle_t - \langle I_a \rangle_t}{\langle I_b \rangle_t + \langle I_a \rangle_t}. \tag{9}$$

As $I_{max} = (1+V)(I_a + I_b)$, with the contrast $V \simeq 1$, then $I_{max} \simeq 2(I_a + I_b)$; we estimate the coefficient γ_i for each spectral channel by

$$\gamma_i = \frac{\langle I_{ref,i} \rangle_t}{2\left(\langle I_{a,i} \rangle_t + \langle I_{b,i} \rangle_t\right)}. \tag{10}$$

Figure 3 presents an interferogram obtained on the camera during the OPD ramp of the calibration. We can see that every channel has different wavelengths, but their minima are at the same position. With those data, we can use a FTS mode, to determine the central frequency f_i and the phase ϕ_i of each sinusoid.

With the frequency f_i, we can determine the wave number σ_i with the slope of the OPD ramp v: $\sigma_i = f_i/v$. With the phase ϕ_i, we can determine the position of the minimum of each sinusoid, by

$$\delta_i = \delta_{ref} + \frac{\phi_i}{2\pi\sigma_i}, \tag{11}$$

with δ_{ref} is the reference position of the FS.

3.7 Correction of the tip/tilt reference position

When the temperature drifts, the reference position of the FRAS also drifts. This shift is usually small, so it is not necessary to repeat the procedure described above. A more efficient procedure has been developed for this purpose. It is inspired by the procedure of correction of the OPD position described below, called dithering[18].

Close to the reference position, we can approximate the exponential term of Eq. (7) with a quadratic term:

$$I(\alpha,\beta) \simeq I_{inj,max}\left(1-\frac{\pi^2}{5}\sigma^2 D^2\left[(\alpha-\alpha_{ref})^2+(\beta-\beta_{ref})^2\right]\right) \tag{12}$$

For the two arms, for both axis, we put a small angle $\theta = 6$ arcsec (11% of the Airy disk), and we measure the flux injected in the fiber. If α_0 and β_0 are the current positions, we note $I_0 = I(\alpha_0,\beta_0)$, $I_{\alpha_-} = I(\alpha_0-\theta,\beta_0)$, $I_{\alpha_+} = I(\alpha_0+\theta,\beta_0)$, $I_{\beta_-} = I(\alpha_0,\beta_0-\theta)$ and $I_{\beta_+} = I(\alpha_0,\beta_0+\theta)$.

Then, we calculate the reference position with

$$\begin{cases} \alpha_{ref} &= \alpha_0 - \dfrac{I_{\alpha_+}-I_{\alpha_-}}{2\left(I_{\alpha_+}+I_{\alpha_-}-2I_0\right)}\cdot\theta \\ \beta_{ref} &= \beta_0 - \dfrac{I_{\beta_+}-I_{\beta_-}}{2\left(I_{\beta_+}+I_{\beta_-}-2I_0\right)}\cdot\theta \end{cases}. \tag{13}$$

This procedure was successfully implemented on the bench, and showed a very good accuracy ($\approx$ 50 mas, 0.1% of the Airy disk).

3.8 Correction of the OPD reference position

Despite the calibration procedure of the camera described above, the accuracy is not enough to guaranty a sub-nanometer positioning of the OPD to minimize the null rate. That position is also very sensitive to temperature variations. To correct the reference position of the FS δ_{ref}, we use the technique of dithering[18].

The null rate has a quadratic dependence with the OPD[4]:

$$N(\delta) = N_{min} + (\pi\sigma(\delta-\delta_{ref}))^2, \tag{14}$$

So we measure the null rate for three positions of OPD: the current position δ_0, and two other positions $\delta_0-\varepsilon$ and $\delta_0+\varepsilon$, with $\varepsilon = 2$ nm. If we note $N_0 = N(\delta_0)$, $N_{-\varepsilon} = N(\delta_0-\varepsilon)$ and $N_{+\varepsilon} = N(\delta_0+\varepsilon)$, the reference position is then

$$\delta_{ref} = \delta_0 - \frac{N_{+\varepsilon}-N_{-\varepsilon}}{2\left(N_{+\varepsilon}+N_{-\varepsilon}-2N_0\right)}\cdot\varepsilon \tag{15}$$

That reference position is very sensitive to temperature variations, about 600 nm.K^{-1}. However, we consider that temperature variations over 100 s are less than 1 mK in normal conditions, so the thermal drift is less than 0.6 nm over 100 s.

4. LQG EXPERIMENTAL VALIDATION

PERSEE aims to simulate a nulling space mission, constituted of three satellites: two siderostats and a central combiner. The three satellites are controlled by impulsive gas thrusters and reaction wheels, from individual star trackers, a radiofrequency metrology, optical lateral metrology and off-loading signals from the central combiner. Those systems lead to different types of disturbances, viz., microvibrations due to the reaction wheels, linear-parabolic drift due to the solar pressure and the gas impulses, and low-frequency pointing control (PC) residue.

Vibrations are the main disrupters of the OPD, which are not always well corrected by an integrator in a control loop. We implemented the method described in Ref. 13, based on the work for the extreme adaptive optics instrument SPHERE at Onera[19]. It is based on a Linear Quadratic Gaussian (LQG) control law that provides an optimal correction of vibrations, in the sense of residual phase minimum variance.

POINTING CONTROL RESIDUE CORRECTION		
Controller c	$\sigma_{c,PC}$	$\rho_{c,PC}$
Integrator	0.45 nm rms	0.17%
LQG	0.37 nm rms	0.09%

Table 1. Correction of the PC residue with the integrator and the LQG.

4.1 Identification of the pointing control residue and vibration filtering efficiency

In a first test, we analyze the correction of the PC residue, with a classical integrator and a LQG.

We note $\sigma^2_{OL,dis}$ the open-loop OPD variance for a case where we inject a PC residue of variance $\sigma^2_{inj,PC}$, and vibrations of variance $\sigma^2_{inj,vib}$. If $\sigma^2_{OL,exp}$ is the open-loop OPD variance of the experiment without any injected disturbance, then

$$\sigma^2_{OL,dis} = \sigma^2_{OL,exp} + \sigma^2_{inj,PC} + \sigma^2_{inj,vib}. \tag{16}$$

So if $\sigma^2_{OL,PC}$ is the open-loop OPD variance for the case where we inject only PC residue, we have $\sigma^2_{OL,PC} = \sigma^2_{OL,exp} + \sigma^2_{inj,PC}$, and then $\sigma^2_{OL,dis} = \sigma^2_{OL,PC} + \sigma^2_{inj,vib}$.

For this test, we compute the following power residue percentage

$$\rho_{c,PC} = \frac{\sigma^2_{c,PC} - \sigma^2_{c,exp}}{\sigma^2_{OL,PC} - \sigma^2_{c,exp}},\ c \in \{int, LQG\}, \tag{17}$$

with $\sigma^2_{c,exp}$ the residual OPD variance for the controller c (integrator or LQG) when we do not inject disturbances, and $\sigma^2_{c,PC}$ the same quantity for the case where we inject the PC residue. In that case, if $\sigma^2_{c,PC} = \sigma^2_{c,exp}$, then $\rho_{c,PC} = 0\%$, the injected disturbance is totaly corrected, and if $\sigma^2_{c,PC} = \sigma^2_{OL,PC}$, then $\rho_{c,PC} = 100\%$, the controller has no effect.

Numerical results of the two controllers are presented in Tab. 1. With that type of disturbance, i.e. with a continuously decreasing spectrum like in AO with turbulence, the integrator and the LQG have similar performance: the power residue is very low in each case, with a slight improvement from the LQG.

For the following tests, we will compute a vibration residue percentage, similar to the one used in Ref. 19:

$$\rho_c = \frac{\sigma^2_{c,dis} - \sigma^2_{c,PC}}{\sigma^2_{OL,dis} - \sigma^2_{OL,PC} - \sigma^2_{c,PC}},\ c \in \{int, LQG\} \tag{18}$$

with $\sigma^2_{c,dis}$ is the residual OPD variance for the controller c for the case where we inject the PC residue with vibrations.So if $\sigma^2_{c,dis} = \sigma^2_{c,PC}$, the $\rho_i = 0\%$, the vibrations are totally removed. On the contrary, if $\sigma^2_{c,dis} = \sigma^2_{inj,vib}$, $\rho_c = 100\%$, the vibrations are not corrected.

4.2 Experimental correction of a single vibration

In those tests, we inject the PC residue with one vibration, at several frequencies, and we compare the correction of the integrator and the LQG.

Table 2 presents the results of the integrator and the LQG for different vibration frequencies. As expected, the correction of the integrator deteriorates as the frequency increases, in contrast to LQG, which maintains a fairly constant performance ρ_{LQG} close to 0%.

For $f_{vib} = 1.1$ and 2.2 Hz, the injected vibration was not identified, but corrected as a part of the PC residue contribution (the continuum part); it does not affect the result of the correction: the disturbance is totally removed.

CORRECTION OF A SINGLE VIBRATION

f_{vib} [Hz]	$\sigma_{int,dis}$ [nm rms]	ρ_{int} [%]	$\sigma_{LQG,dis}$ [nm rms]	ρ_{LQG} [%]
1.1	0.49	0.08	0.38	0.02
2.2	0.58	0.34	0.40	0.06
5.5	0.87	1.2	0.47	0.17
11	1.5	8.9	0.38	0.03
22	3.0	17	0.52	0.27
55	7.1	92	0.65	0.53
110	11	220	0.4	0.04
220	4.4	130	0.38	0.04

Table 2. Correction of single vibrations at different frequencies.

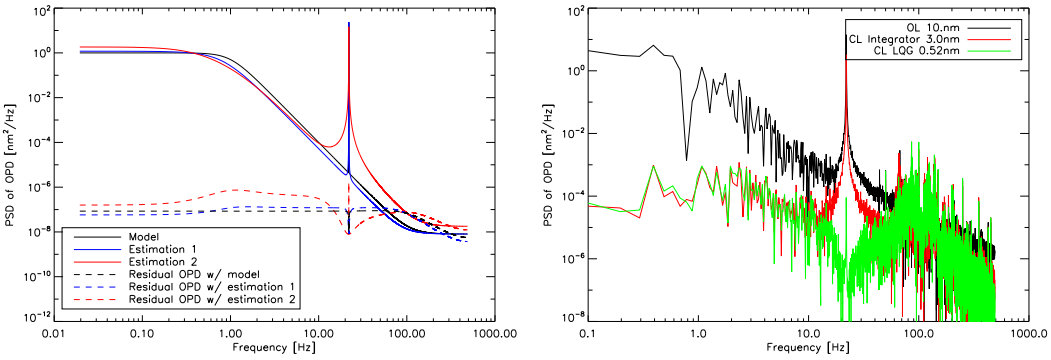


Figure 4. Frequency evolution of the identification, and on the residual OPD (simulation and experimental results).

Table 2 shows that after 22 Hz, for 10 nm vibrations, the integrator is not efficient to correct the disturbances at the required level of 1.8 nm rms. Also, the power of the vibration at 110 Hz is doubled, because of the overshoot in the integrator closed-loop transfer function.

These tests revealed a limitation of identification: the spectral resolution of the FFT. Indeed, if a sinusoid has not an integer number of periods in the signal supplied to the identification, the fitted vibration will have a damping factor greater than reality.

Figure 4 illustrates that effect. In that example, the model used is a typical PC residue, with a single vibration around 22 Hz (black solid line). For the estimation 1 (blue solid line), the vibration has an integer number of periods in the time sequence used for identification. The estimation is then close to the model for the PC residue, and the identified damping coefficient for the vibration is 10^{-5}. Then the OPD residue is close to the ideal one, giving almost a white noise. For the estimation 2 (red solid line), the number of periods is not aninteger, the peak maximum is between two points of the periodogram. In that case, because of the contrast between the vibration and the PC residue, the peak is not sharp, but has some leakages around the central frequency. The identification is degraded, the PC residue is not perfectly fitted, especially at the cutoff frequency. For the vibration, the identification gives a greater damping coefficient of 5×10^{-4}, and a reduced amplitude. On the OPD residue, we can see that the signal is overcorrected around the vibration frequency, while the vibration is not perfectly suppressed. This overcorrection is compensated by a higher residue at low frequencies.

4.3 Experimental correction of realistic disturbances

These tests aim to simulate as accurately as possible the conditions of disturbance of a space mission. To do so, we consider two levels of PC residue: an optimistic value of 3 nm rms, and a conservative value of 15 nm rms.

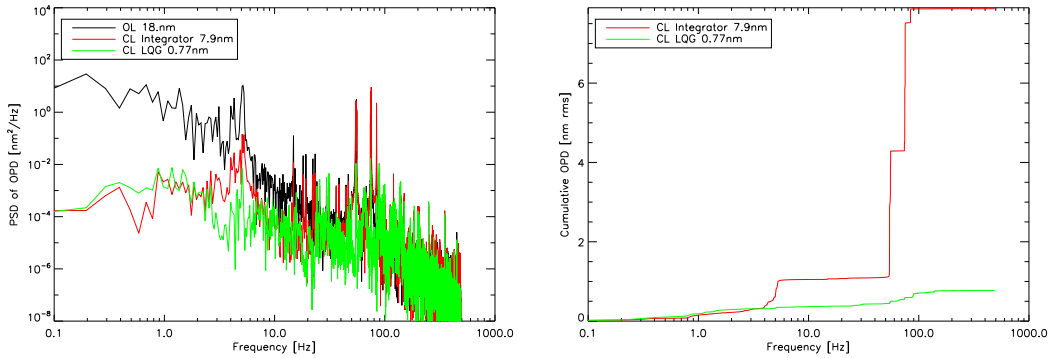


Figure 5. PSD and cumulative OPD for the correction of realistic disturbance, with an integrator and a LQG. The parameters of the disturbance are $f_{rw} = 4.5$ Hz and $\sigma_{OL,PC} = 15$ nm rms.

COMPARISON B/W SIMULATIONS AND EXPERIMENTS

f_{rw} [Hz]	$\sigma_{OL,PC}$ [nm rms]	$\sigma_{int,dis}$ [nm rms]	ρ_{int} [%]	$\sigma_{LQG,dis}$ [nm rms]	ρ_{LQG} [%]
1.5	3	0.62	0.54	0.41	0.09
1.5	15	0.58	0.06	0.44	0.03
3.0	3	2.2	11	0.47	0.20
3.0	15	4.8	13	0.51	0.07
4.5	3	4.3	58	0.49	0.34
4.5	15	7.9	22	0.77	0.17

Table 3. Influence of the number of vibrations.

Added to that residue, we also inject the characteristic vibrations of 6 reaction wheels, rotating at different frequencies, close to a central frequency f_{rw}. We consider three rotation frequencies, 1.5, 3 and 4.5 Hz, corresponding to typical GNC design values. Those reaction wheels generate a set of vibrations, related to the first harmonic of the wheel.

No detailed mechanical model was available, and the following assumptions were made from typical satellite behavior known at CNES. Some of the frequencies are amplified by structure modes in the satellites: a mode of sunshade at 15 Hz, a fundamental lateral mode of the satellite at 55 Hz, and local modes of the wheel cavity and the optics at 75 and 85 Hz.

Those parameters lead to six different cases that are studied with a simple simulator of the bench, and compared to experimental results. For a central frequency $f_{rw} = 1.5$ Hz, only the first harmonics are significant, no harmonic is amplified by the structure modes. For $f_{rw} = 3$ Hz, some harmonics are amplified at 55 Hz, while for $f_{rw} = 4.5$ Hz, harmonics are also amplified at 75 and 85 Hz.

Figure 5 presents the correction of the worst studied case: $f_{rw} = 4.5$ Hz and $\sigma_{OL,PC} = 15$ nm rms. For the LQG, the identification is made on the 20 strongest vibrations. We set the integrator gain at 0.5.

Table 3 presents the comparison between the simulations and the experimental results for the 6 different cases. We can see that the integrator can manage the disturbance at the required levels for $f_{rw} = 1.5$ Hz, whatever the level of RF PC residue. For those cases, the LQG gives a substantial improvement, leading to a nulling contribution divided by 2. The interest of LQG is more significant for the other cases, because amplified harmonics are not properly corrected by the integrator. As expected, the LQG corrector removes almost the whole power of the disturbance.

5. NULLING ANALYSIS

5.1 Nulling calculation and contributors

On PERSEE, we carry out a spectral analysis of the null rate, so we analyze separately the different spectral channels. Thus, we calculate an average null rate over the entire band, rather than an integrated null rate, which is more dependant of the spectrum. Therefore, the spectral bandwidth is larger.

With the result of Fig. 1, we calculate the spectral widths $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_i$ for each channel i. Then the total spectral bandwidth is deduced from the extreme channels:

$$\Delta\sigma_m = \sigma_n + \frac{\Delta\sigma_n}{2} - \sigma_1 + \frac{\Delta\sigma_1}{2}, \tag{19}$$

with n the number of channel ($n = 9$). Then, the total bandwidth is $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_m = 37\%$ around the central wave number $\sigma_m = 0.5$ µm^{-1}, i.e. a central wavelength $\lambda_m = 2.0$ µm. For the analysis of the bench performance, we will then compute the mean null rate $N_m = \langle N_i \rangle_i$.

The null rate can be decomposed in a sum of independent contributors[17]:

$$N_m(t) = \frac{1}{4}\left[\Delta\phi_c(t)^2 + \left\langle \Delta\phi_\lambda(t)^2 \right\rangle_t + \frac{\pi^2}{4}\left(\theta_{dia}\sigma_{max}b\right)^2 + \frac{1}{4}(\Delta\phi_{s-p})^2 + \alpha_{rot}^2 + \varepsilon(t)^2\right], \tag{20}$$

where:

- $\Delta\phi_c(t)$ is the phase fluctuation at the central wavelength, while $\Delta\phi_\lambda(t)$ takes into account the chromatic dispersion of the null;
- θ_{dia} is the angular diameter of the source, σ_{max} the maximum wavenumber of the spectrum and b the interferometric baseline;
- $\Delta\phi_{s-p}$ is the phase difference between the two polarizations s et p, and α_{rot} is the rotation angle of the polarization s (or p) between the two beams of the interferometer;
- $\varepsilon(t)$ are the fluctuations of intensity mismatch, defined by $\varepsilon = \frac{I_b - I_a}{I_b + I_a}$, with I_a and I_b the flux on the arms a and b.

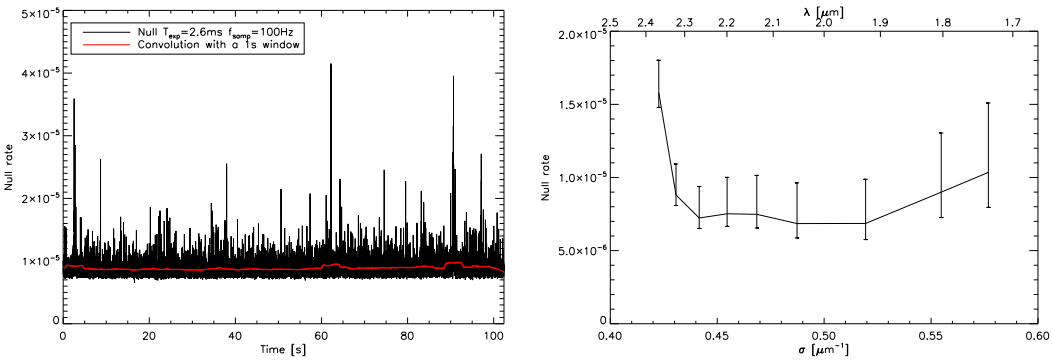


Figure 6. Best result of null rate on 100 s: temporal sequence of the mean null rate (left) and temporal average of the null rates on the different spectral channels (right).

Figure 6 presents the best result obtained on the bench, on a 100 s timescale, with an acquisition frequency of 100 Hz, and an integration time of 2.58 ms. The mean value is

$$\langle N_m \rangle_{t=100s} = 8.9 \times 10^{-6}.$$

The standard deviation $\sigma_{N,T}$ depends on the integration time T. We chose to consider $T = 1$ s, more representative of a real mission. Then, we have $\sigma_{N,T=2.58\text{ms}} = 1.8 \times 10^{-6}$ and $\sigma_{N,T=1\text{s}} = 2.7 \times 10^{-7}$. The chromatic dispersion of the null rate is between 6.9×10^{-6} and 1.58×10^{-5} on the spectrum. the degradation of the null rate at short wavelengths is explained by both OPD and flux mismatch effects, but the degradation of the highest wavelength is probably due to polarization effects.

5.2 OPD fluctuations and chromatism

The OPD fluctuations are an important contribution of the null rate. The different spectral channels are disturbed differently by the OPD fluctuations.

Figure 7 presents the contribution of the OPD on the mean null rate. Compared to Fig. 6, we can see exactly the same disturbances, with a similar amplitude. The OPD disturbances are characterized by their standard deviation $\sigma_{OPD} = 0.80$ nm rms. According to Eq. 20, the contribution of the OPD on the null rate is then

$$N_\delta = \pi^2 \left\langle \sigma_i^2 \right\rangle_i \left\langle (\delta - \delta_m)^2 \right\rangle_t, \text{ with } \delta_m = \frac{\left\langle \sigma_i^2 \delta_i \right\rangle_i}{\left\langle \sigma_i^2 \right\rangle_i}. \tag{21}$$

That contribution can be reduced by having $\delta_{ref} = \delta_m$, especially with the calibration described in Sec. 3.8. But for this case, the calibration was not operationnal, so the search of the optimal δ_{ref} was made manually.

So the contribution of OPD fluctuations and static error are

$$N_\delta = \pi^2 \left\langle \sigma_i^2 \right\rangle_i \left(\delta_{ref}^2 + \sigma_{OPD}^2 \right) \tag{22}$$

In this case, we measured $|\delta_{ref}| = 0.48$ nm. So the OPD contribution is $N_\delta = 1.7 \times 10^{-6}$. We can also calculate the contribution of the null rate stability $\sigma_{N,\delta,T}$: we have $\sigma_{N,T=2.58\text{ms}} = 1.8 \times 10^{-6}$ and $\sigma_{N,T=1\text{s}} = 3.1 \times 10^{-7}$. Those values are almost equal to the stability of the null rate, which shows that the null rate is only disturbed by the OPD variations.

The reference position of the FS does not optimize the null rate of each spectral channel, because of the phase dispersion $\langle \Delta\phi_\lambda(t) \rangle_t$. That dispersion is measured during the correction of the OPD reference position presented in Sec. 3.

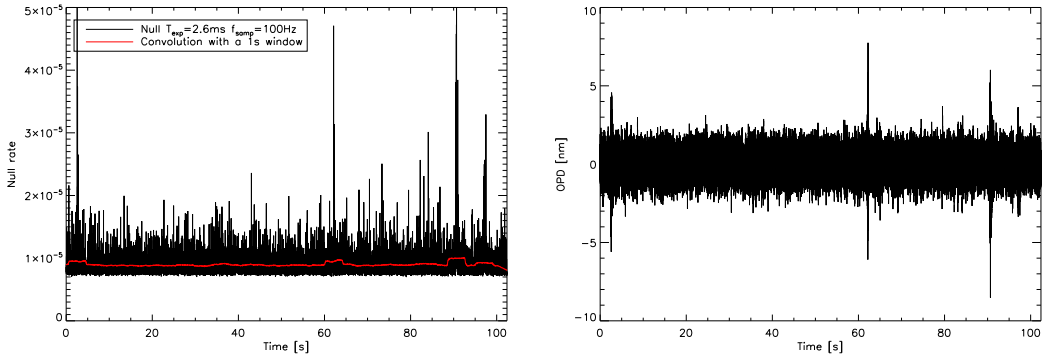


Figure 7. Simulation of the null rate (left) with the measured OPD (right).

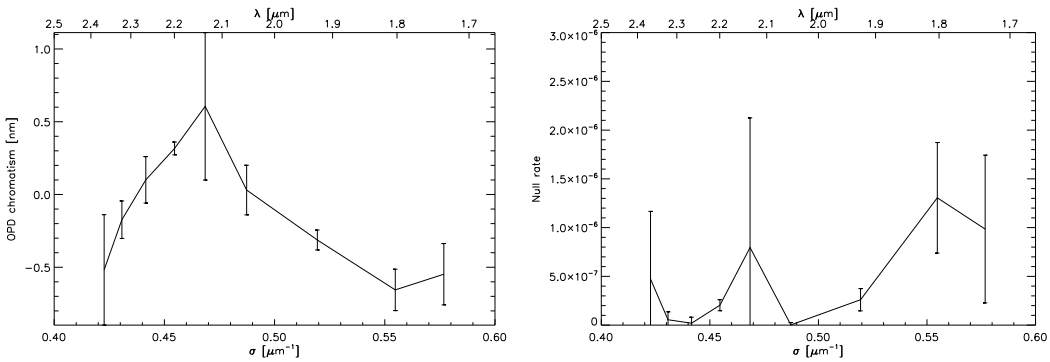


Figure 8. Chromatic dispersion of the positions of best null rates for the channels of the camera, and its contribution to the null rate.

The contribution of the chromatism to the null rate, is then[17]

$$N_{\lambda,i} = (\pi\sigma_i(\delta_i - \delta_{ref}))^2. \tag{23}$$

So the total contribution on the whole spectral band is

$$N_\lambda = \pi^2 \left\langle (\sigma_i(\delta_i - \delta_{ref}))^2 \right\rangle_i . \tag{24}$$

Figure 8 presents a measurement of the chromatic dispersion on the channels of the camera. The contribution of the chromatism, calculated with Eq. (24), is then $N_\lambda = 4.6 \times 10^{-7}$. This chromatism is due to the beam splitters of the MMZ, especially the thickness differences of both plates and coatings, and also the difference in incidence angle between the two arms.

5.3 Stellar leakage

The contributor corresponding to stellar leakage N_* , corresponds in Eq. (20) to

$$N_* = \frac{\pi^2}{16}(\theta_{dia}\sigma_{max}b)^2. \tag{25}$$

The angular diameter θ_{dia} of the source is given by the ratio of the diameter of the fiber d and the focal length f_0 of the collimator. On PERSEE, $d = 4.3$ µm and $f_0 = 750$ mm, $b = 50$ mm and $\sigma_{max} = 0.61$ µm^{-1}, So the stellar leakage would be $N_* = 1.9 \times 10^{-2}$.

However, we obtained much better null rate. Indeed, this calculation applies only for a spatially incoherent source, whereas in the case of PERSEE, the source is spatially coherent, due to the single-mode fiber. Therefore, there is no stellar leakage.

5.4 Photometric mismatch

The contribution of the photometric mismatch depends on the tip/tilt residue of the control-loop, and the static photometric mismatch of the instrument.

From the Equation (12), we can write

$$\begin{cases} I_{a,i} &= I_{a,i,max}(1 - \frac{\pi^2}{5}\sigma_i^2 D^2 \zeta_a^2) \\ I_{b,i} &= I_{b,i,max}(1 - \frac{\pi^2}{5}\sigma_i^2 D^2 \zeta_b^2) \end{cases}, \tag{26}$$

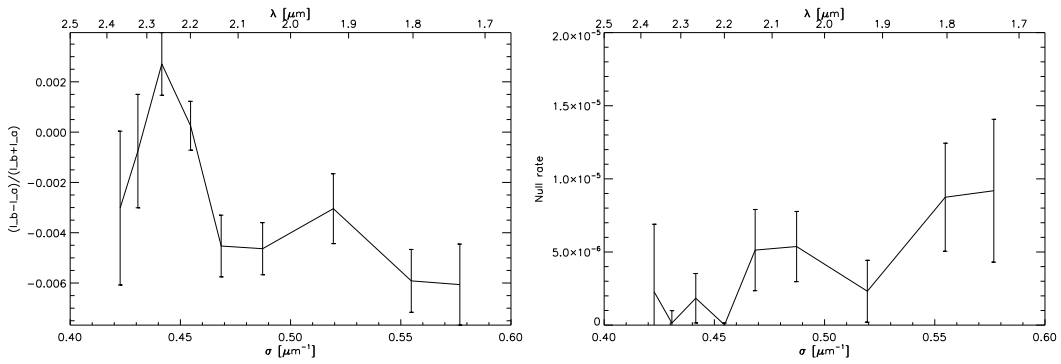


Figure 9. Photometric mismatch on the different channels of the camera.

with $\zeta_a^2 = (\alpha_a - \alpha_{a,ref})^2 + (\beta_a - \beta_{a,ref})^2$ and $\zeta_b^2 = (\alpha_b - \alpha_{b,ref})^2 + (\beta_b - \beta_{b,ref})^2$.

Then the photometric mismatch ε_i on each channel i is

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{stat,i} + \frac{\pi^2}{10}\sigma_i^2 D^2(\zeta_a^2 - \zeta_b^2), \tag{27}$$

with $\varepsilon_{stat,i} = \dfrac{I_{b,i,max} - I_{a,i,max}}{I_{b,i,max} + I_{a,i,max}}$. Then the contribution of photometric mismatch on each channel is

$$N_{\varepsilon,i} = \frac{\varepsilon_{stat,i}^2}{4} + \frac{\pi^4}{400}\sigma_i^4 D^4(\zeta_a^2 - \zeta_b^2)^2. \tag{28}$$

The contribution on the null rate is then

$$N_\varepsilon = \frac{\left\langle \varepsilon_{stat,i}^2 \right\rangle_i}{4} + \frac{\pi^4}{400} D^4 \left\langle \sigma_i^4 \right\rangle_i (\zeta_a^2 - \zeta_b^2)^2 \tag{29}$$

The static contribution of the photometric mismatch $\varepsilon_{stat,i}$ is calculated during the calibration of the camera, and is only due to the instrument optics. Figure 9 presents a measurement of ε_{stat}, and its contribution on the null rate, calculated by

$$N_{\varepsilon,stat,i} = \frac{\varepsilon_{stat,i}^2}{4}. \tag{30}$$

Thus, the total contribution of instrumental photometric mismatch is given by

$$N_{\varepsilon,stat} = \frac{\left\langle \varepsilon_{stat,i}^2 \right\rangle_i}{4}. \tag{31}$$

That contribution is then $N_{\varepsilon,stat} = 3.9 \times 10^{-6}$.

The residue of tip/tilt control is also measured, and has a typical standard deviation $\sigma_{tip/tilt,axis} = 56$ mas rms on each axis, so the stability of the position on each arm is $\sigma_{tip/tilt} = 80$ mas rms (0.14% of the Airy disk).

According to Eq. (29), the dynamic contribution of the control loop residue to the null rate is

$$N_{\varepsilon,dyn} = \frac{\pi^4}{100} D^4 \left\langle \sigma_i^4 \right\rangle_i \sigma_{tip/tilt}^4. \tag{32}$$

Then, that contribution is $N_{\varepsilon,dyn} = 1.1 \times 10^{-11}$. It is clearly negligible compared to $N_{\varepsilon,stat}$, but the relation in $\sigma^4_{tip/tilt}$ is very sensitive to the FRAS correction residue.

For the stability over 100 s, the contribution of the tip/tilt control loop is very faint, at $\sigma_{N,tip/tilt,T=1\mathrm{s}} = 1.4 \times 10^{-12}$, a few decades under the contribution of the OPD control loop.

5.5 Polarization study

We have no way to measure the polarization contributions, but we can estimate them from subtracting the other known contributions, by the equation:

$$N_{pol} = N_m - N_\delta - N_\lambda - N_\varepsilon \tag{33}$$

So, with $N_m = 8.9 \times 10{-}6$, $N_\delta = 1.7 \times 10^{-6}$, $N_\lambda = 4.6 \times 10^{-7}$ and $N_\varepsilon = N_{\varepsilon,stat} = 3.9 \times 10^{-6}$, we can estimate the contribution of polarization effects at $N_{pol} = 2.8 \times 10^{-6}$.

So if that contribution is only attributed to the phase difference between the polarizations s and p, the OPD difference between the two polarizations is $\delta_{s-p} = 2.1$ nm. On the contrary, if the contribution is only comming from the angle of the polarizations of the two arms, that angle is $\alpha_{rot} = 3.3$ mrad.

5.6 Stability of the null rate over 7 hours

We are currently conducting stability tests over a few hours (typically 10 h), the typical duration of a target observation during a space mission. The first test was made over 7 h during the night, with a sub-optimal alignment. The average null rate is then higher than the value analyzed above.

Figure 10 presents the first long-term measurement of the null rate over 100 s. We can see on the left figure that the null rate has a higher value than the best result: $\langle N_m \rangle_{T=7\mathrm{h}} = 3.37 \times 10^{-5}$, but shows a very good stability over 7 h: $\sigma_{N,T=100\mathrm{s}} = 9 \times 10^{-7}$. That measured stability is a decade better than the specification: $\sigma_{N,T=100\mathrm{s}} = 10^{-5}$.

In Fig. 10 (right), the null rate spectral profile looks like the one presented in Fig. 6: the null rate is better at the center of the spectrum than at the edges. The contribution of OPD and flux mismatch are also higher at shorter wavelengths, and the contribution of polarization should be higher at longer wavelengths. The chromatic dispersion of the null rate is between 1.3×10^{-5} and 8.7×10^{-5}, so the amplitude is 7 times higher than on the best result.

Table 4 summarizes the null rate analysis developped in this section. In the near futur, we should be able to achieve an average null rate of 10^{-5} over 10 h, with a stability better than 10^{-6}, i.e. a decade under the original

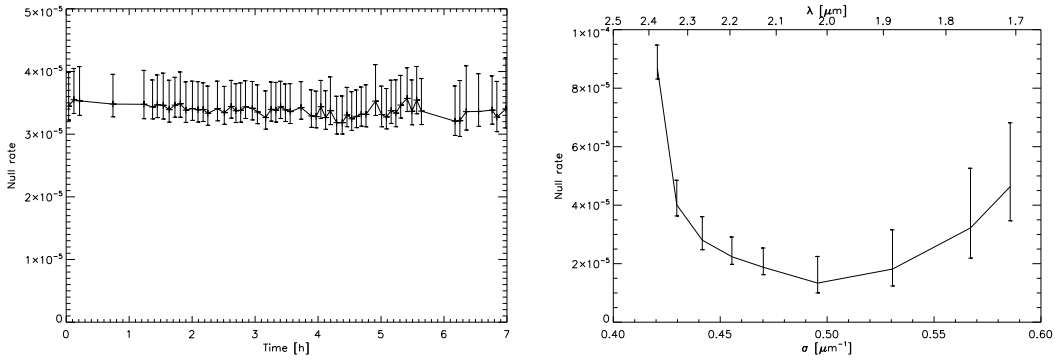


Figure 10. First measurement of null rate over 7 h: temporal sequence of the mean null rate (left) and temporal average of the null rates on the different spectral channels (right).

OVERVIEW OF NULL RATE ANALYSIS

Contribution	Specification	Best null (100 s)	Null rate (7 h)
$\langle N_m \rangle_t$	10^{-4}	8.9×10^{-6}	3.37×10^{-5}
N_δ	3.5×10^{-5}	1.7×10^{-6}	2.8×10^{-6}
N_λ	3.5×10^{-5}	4.6×10^{-7}	5.4×10^{-6}
N_ε	2×10^{-5}	3.9×10^{-6}	3.3×10^{-6}
N_{pol} [a]	10^{-5}	2.8×10^{-6}	2.2×10^{-5}
$\sigma_{N,T=1\text{s}}$	1.5×10^{-5}	3×10^{-7}	2×10^{-7}
$\sigma_{N,\delta,T=1\text{s}}$	1.5×10^{-5}	3×10^{-7}	2×10^{-7}
$\sigma_{N,\varepsilon,T=1\text{s}}$	3×10^{-6}	1.4×10^{-12}	1.5×10^{-11}
$\sigma_{N,T=100\text{s}}$	10^{-5}	-	9×10^{-7}

[a] estimation based on the other contributions

Table 4. Overview of the analysis of the best null rate over 100 s and the null rate measured over 7 h, in average value and stability, and comparison with the original specifications of the bench.

specifications of the bench. As we also demonstrate the capability of correcting injected disturbances, we should be able to achieve that result even with typical disturbances on the bench.

6. CONCLUSION

PERSEE showed a very high quality and performance well beyond the initial specifications. The large majority of goals has already been demonstrated. We have already presented some important lessons in Ref. 13, about thermal stability and control loop feasibility. However, we can complete these remarks by other conclusions.

Firstly, we elaborated a calibration scheme that can be applied to a space mission, although it must take into account the linear-parabolic drift.That procedure is fully automatic, and allows also to make an accurate analysis of the instrument.

Secondly, we showed that a LQG controller can manage the disturbances of the OPD, to achieve a very deep null rate. An experimental sub-nanometer control has been demonstrated, even in the case of strong disturbances (more than 100 nm rms reduced to 1 nm rms). That result was very important for PERSEE, because we work in the near infrared, which is more sensitive to OPD variations than thermal infrared used in projects like DARWIN.

Finally, we showed that thanks to a a very efficient design, we obtained null rates more than 10 times better than the initial conservative goal of 10^{-4}, thus close to the requirement of a nuller for the observation of telluric planets. We achieved the deepest null ever achieved by a near-infrared nulling interferometer: 8.9×10^{-6} on a 37% bandwidth, between 1.65 and 2.45 µm. PERSEE bench shows also a very good stability over 100 s, and also over 7 hours. We still have to confirm this deep null rate over 10 hours, with the same type of stability, and with injected disturbances.

The last steps will be the correction of linear-parabolic drifts, together with the use of a new source module, which includes a planet and an exozodiacal disk, presented in Ref. 15 during this conference.

ACKNOWLEDGMENTS

Julien Lozi's PhD is funded by CNES and Onera. PERSEE bench is supported by CNES and the region Île de France.

REFERENCES

[1] Léger, A., et al., "The DARWIN project," *Astrophysics and Space Science* **241**, 135-146 (1996).

[2] Léger, A., et al., "DARWIN mission proposal to ESA," *ESA's Cosmic Vision Call for Proposals*, (2007).

[3] Beichman, C. A., et al., "The Terrestrial Planet Finder (TPF) : a NASA Origins Program to search for habitable planets," (1999).

[4] Lawson, P. R., "Principles of Long Baseline Stellar Interferometry," (2000).

[5] Danchi, W. C., et al., "Scientific rationale for exoplanet characterization from 3-8 microns: the FKSI mission," *Proc. SPIE* **6268**, 626820 (2006).

[6] Ollivier, M., et al., "Pegase, an infrared interferometer to study stellar environments and low mass companions around nearby stars," *ESA's Cosmic Vision Call for Proposals*, (2007).

[7] Le Duigou, J.-M., "Pegase: A Free Flying Interferometer for the Spectroscopy of Giant Exo-Planets," *ESA Special Publication* **621**, (2006).

[8] Cassaing, F., et al., "PERSEE: a nulling demonstrator with real-time correction of external disturbances," *Proc. SPIE* **7013**(1), 70131Z (2008).

[9] Le Duigou, J.-M., et al., "First results of the PERSEE experiment," *Proc. ICSO*, (2010).

[10] Coudé du Foresto, V., et al., "ALADDIN: an optimized nulling ground-based demonstrator for DARWIN," *Proc. SPIE* **6268**, 626810 (2006).

[11] Houairi, K., et al., "PERSEE, the dynamic nulling demonstrator: Recent progress on the cophasing system," *Proc. SPIE*, 70131W (2008).

[12] Jacquinod, S., et al., "PERSEE: description of a new concept for nulling interferometry recombination and opd measurement," *Proc. SPIE* **7013**, 70131T (2008).

[13] Lozi, J., et al., "PERSEE: Experimental results on the cophased nulling bench," *Proc. SPIE* **7734**, 77342M (2010).

[14] Hénault, F., et al., "Review of OCA activities on nulling testbench PERSEE," *Proc. SPIE* **7734**, 77342U (2010).

[15] Hénault, F., et al., "Design of a star, planet and exo-zodiacal cloud simulator for the nulling testbench PERSEE," *Proc. SPIE* **8151**, 8151-41 (2011).

[16] Ruilier, C., et al., "Coupling of large telescopes and single-mode waveguides: application to stellar interferometry," *JOSA A* **18**(1), 143-149 (2001).

[17] Serabyn, E., et al., "Fully symmetric nulling beam combiners," *Appl. Opt.* **40**(10), 1668-1671 (2001).

[18] Gabor, P., et al., "Stabilising a nulling interferometer using optical path difference dithering," *A&A* **483**(1), 365-369 (2008).

[19] Meimon, S., et al., "Tip/tilt disturbance model identification for Kalman-based control scheme: application to XAO and ELT systems," *JOSA A* **27**(11), A122-A132 (2010).

ANNEXE C

LISTE DES PUBLICATIONS

Journeaux à comité de lecture

Lozi, J., Martinache, F., & Guyon, O. 2009. Phase-Induced Amplitude Apodization on Centrally Obscured Pupils : Design and First Laboratory Demonstration for the Subaru Telescope Pupil. *Pub. Astron. Soc. Pacific*, **121** (885), pp. 1232–1244.

Lozi, J., Cassaing, F., Le Duigou, J.-M., Sorrente, B., Montri, J., Reess, J.-M., Lhome, E., Buey, T., Henault, F., Marcotto, A., Girard, P., Barillot, M., Ollivier, M., & Coude du Foresto, V. 2012. Analysis of the deep stabilized null rate of the PERSEE testbench, in preparation.

Lozi, J., Cassaing, F., & Le Duigou, J. M. 2012. Linear quadratic gaussian control for interferometry : application to the Persee Bench, in preparation.

Actes de conférences

Lozi, J., Cassaing, F., Le Duigou, J.-M., Sorrente, B., Montri, J., Reess, J.-M., Lhome, E., Buey, T., Henault, F., Marcotto, A., Girard, P., Barillot, M., Ollivier, M., & Coude du Foresto, V. 2011. Current results of the PERSEE testbench : the cophasing control and the polychromatic null rate. vol. 8151. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

Lozi, J., Cassaing, F., Le Duigou, J.-M., Houairi, K., Sorrente, B., Montri, J., Jacquinod, S., Reess, J.-M., Pham, L., Buey, T., Hénault, F., Marcotto, A., Girard, P., Mauclert, N., Barillot, M., Coudé du Foresto, V., & Ollivier, M. 2010. PERSEE : experimental results on the cophased nulling bench. vol. 7734. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

Hénault, F., Girard, P., Marcotto, A., Mauclert, N., Bailet, C., Lopez, B., Millour, F., Rabbia, Y., Roussel, A., Barillot, M., **Lozi, J.**, Cassaing, F., Houairi, K., Sorrente, B., Montri, J., Lhome, E., Reess, J.-M., Pham, L., Buey, J.-T., du Foresto, V. C., Jacquinod, S., Ollivier, M., & Duigou, J.-M. L. 2011. Design of a star, planet and exo-zodiacal cloud simulator for the nulling testbench PERSEE. vol. 8151. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

Garrel, V., Guyon, O., Baudoz, P., Martinache, F., Stewart, P., **Lozi, J.**, & Groff, T. 2011. The Subaru coronagraphic extreme AO (SCExAO) system : fast visible imager. vol. 8151. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.

Le Duigou, J.-M., **Lozi, J.**, Cassaing, F., Houairi, K., Sorrente, B., Montri, J., Jacquinod, S., Reess, J.-M., Pham, L., Lhomé, E., Buey, T., Hénault, F., Marcotto, A., Girard, P., Mauclert, N., Barillot, M., Coudé du Foresto, V., & Ollivier, M. 2011. Results of the PERSEE experiment. Proc. SFFMT.

Le Duigou, J.-M., **Lozi, J.**, Cassaing, F., Houairi, K., Sorrente, B., Montri, J., Jacquinod, S., Reess, J.-M., Pham, L., Buey, T., Hénault, F., Marcotto, A., Girard, P., Mauclert, N., Barillot, M., Coudé du Foresto, V., & Ollivier, M. 2010. First results of the PERSEE experiment. Proc. ICSO.