



HAL
open science

Optique adaptative et grands télescopes

Pierre Kern

► **To cite this version:**

Pierre Kern. Optique adaptative et grands télescopes. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1990. Français. NNT: . tel-00714946

HAL Id: tel-00714946

<https://theses.hal.science/tel-00714946>

Submitted on 6 Jul 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.

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE PARIS VII

présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR

spécialité

ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par

Pierre KERN

OPTIQUE ADAPTATIVE ET GRANDS TELESCOPES

soutenue à l'Observatoire de Meudon le lundi 25 juin 1990
devant la commission d'examen

MM.

Patrick	BOUCHAREINE	Président
Pierre	LENA	Directeur de thèse
Jacques	BECKERS	Rapporteur
Jean Claude	FONTANELLA	Rapporteur
Renaud	FOY	
Michel	GAILLARD	

*L'optique adaptative peut nous donner une vision du
monde plus proche de la réalité que ce que son
environnement voudrait nous montrer.*

Gif, juin 1990

Pierre KERN

Si cette thèse n'est signée que de moi-même, elle n'en représente pas moins le travail d'un très grand nombre de personnes. Les associer toutes ici transformerait ces trop nombreuses pages en annuaire en les alourdissant encore. A la bibliographie il faudrait sans doute ajouter les annuaires de l'ONERA, de LASERDOT et de l'Observatoire de Paris dont je connais maintenant par coeur un certain nombre de pages.

Il y a ceux qui m'ont accueilli dans leur service, au sein de chacun de ces trois organismes où j'ai partagé mon temps durant ces quatre dernières années : Michel Gaillard, Michel Combes et Jean Claude Fontanella.

Il y a ceux dont j'ai partagé pour un temps, les sombres besognes de tous les jours : Jean Paul Canny, Claude Marlot, Guy Fertin...

Il y a ceux que j'ai cruellement harcelé au cours des mois pour obtenir les éléments de cet énorme puzzle, Marc Bouhey, Alain Roussel, Corinne Boyer, Jean Marie Lurçon, André Allaire...

Il y a ceux qui sont venus en catastrophe enlever le grain de sable qui immobilise l'énorme machine,

Il y a ceux avec qui j'ai partagé les heures palpitantes aux foyers des télescopes,

Il y a ceux qui ont eu le courage de lire les chapitres qui suivent pour me faire leurs suggestions ou pour juger ce travail, les membres du jury et plus particulièrement Jacques Beckers à qui ces longues pages en français ont dues souvent paraître bien longues,

Il y a celles qui de leur bureau ont régenté les voyages au bout de la terre, les exportations de matériel, les courriers officiels, comme les derniers collages en catastrophe lorsque le délai était déjà passé depuis trois semaines, Jacqueline Thouvay, Nicole Fouquet, Françoise Axisa...

Il y a aussi ceux avec qui multes discussions ont permis de progresser jour après jour : principalement François, mais aussi Jean Gabriel Cuby, Renaud Foy, Michel Tallon, Daniel Rouan, Jean Marie Mariotti, Christophe Cara, Vincent Michau, Pierre Yves Madec, Marc Séchaud...

Il y tout ceux que je n'ai pas cité parce qu'ils ont toujours été présents à tous les postes. Ceux avec qui les liens sont beaucoup plus que ceux imposés par les simples relations de travail. Leur amitié a été un plus pendant ces années de travail, Jean Paul au milieu des falaises, Gérard à l'heure inoubliable, du café philosophique lorsque après une nuit de travail le débat monte d'un cran pour quitter les surfaces d'ondes et autres initialisations de calculateur, Pierre depuis King Kamoamo beach park jusqu'aux confins de la haute provence en passant par les rues de Santiago,

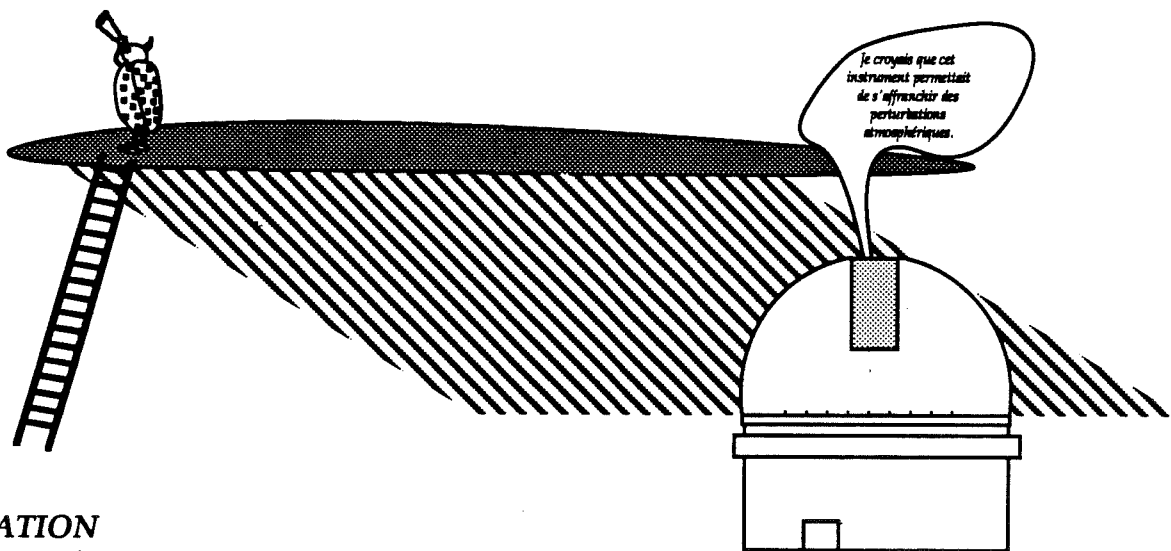
Il y a Fritz qui a su apporter la note latine, à nos trop germaniques entreprises,

Il y a Pierre que je tiens à remercier pour avoir dirigé ce travail, et pour son soutien au moment des difficultés. Ce travail, comme l'optique adaptative en astronomie du reste, aurait été complètement différent, sans sa présence,

Il y a, sur mon nouveau lieu de travail, ceux qui m'ont permis de finir cette thèse dans de bonnes conditions, Bernard Christophe et Thierry Midavaine.

Enfin, il y a tout ceux à qui ce travail m'a soustrait, pendant de nombreux mois maintenant, Brigitte, Claire-Marie, François, Amandine et Jonathan, qui ont réalisé que bien que je regardais les étoiles je travaillais quand même. Ils aimeraient que j'aie fait du vélo avec eux, ce que je vais faire sans tarder pendant que vous affrontez courageusement les quelques pages qui suivent.

Quant à toi Claire-Marie tu as peut-être raison, un docteur en astrophysique doit pouvoir servir à soigner les étoiles, du moins à faire de la chirurgie esthétique pour leur rendre le joli minois que notre atmosphère turbulente leur a pris. Alors notre travail continue pour finir de construire cette belle machine que nous avons entre les mains.



INDICATION

*Peut être utilisé en cas d'insomnies persistantes (j'ai moi-même essayé avec les thèses des copains).
En cas d'intérêt chronique pour l'optique adaptative, peut permettre de trouver quelques éléments de réponse à un vaste problème .*

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION GENERALE.

Depuis le premier instrument destiné à l'observation astronomique utilisé par Galilée au début du XVII^e siècle, l'enjeu pour améliorer les instruments d'observation porte sur deux points essentiels: augmenter la quantité de flux collectée, et accroître le pouvoir de résolution. Ces deux éléments sont intimement liés comme nous le verrons par la suite, l'un des moyens pour réaliser ces deux objectifs étant d'augmenter la surface collectrice de l'instrument. On note depuis quelques années une tendance nette à l'augmentation des diamètres des instruments en projet. On s'aperçoit que si la résolution théorique (Figure 1.1) [Léna 84] de ces instruments évolue, leur résolution effective est considérablement limitée par les effets de la turbulence atmosphérique. Par contre cette contrainte diminue lorsque la longueur d'onde augmente.

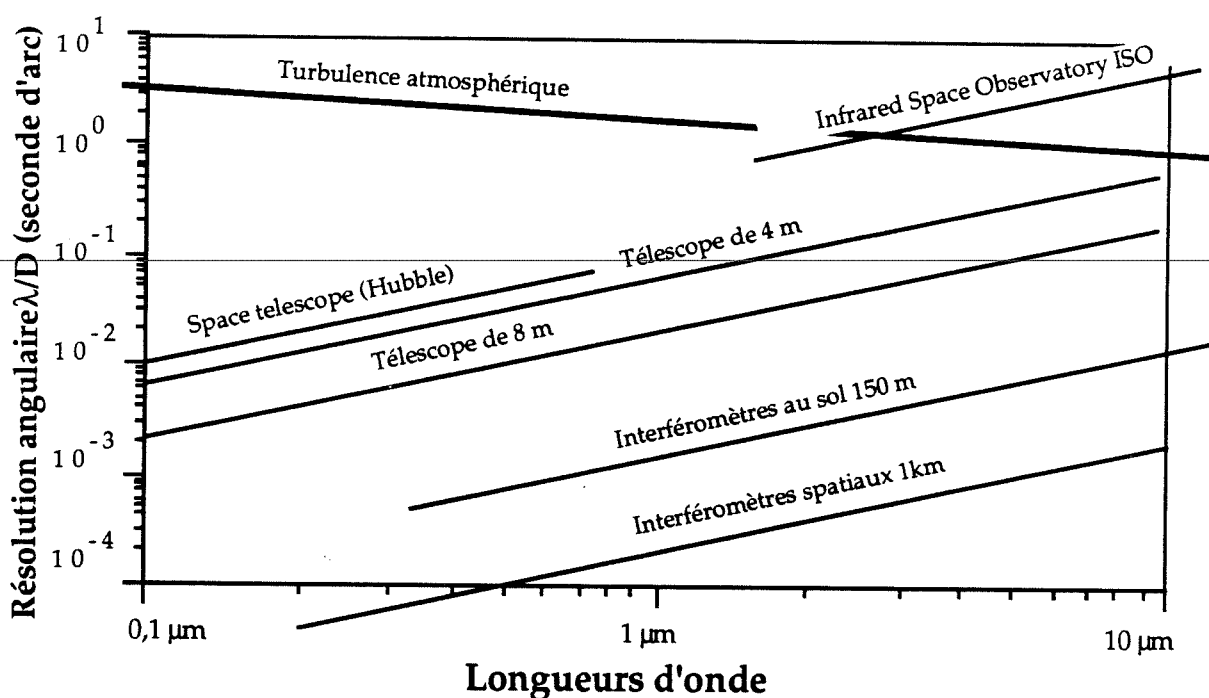


Figure 1.1 Limite de résolution angulaire potentielle, des instruments actuellement exploités ou pouvant l'être dans le futur, imposée par diffraction en fonction de la longueur d'onde. La limite imposée par turbulence atmosphérique est également indiquée (d'après [Léna 86]).

Il s'avère que très rapidement, lorsque l'on augmente le diamètre de la pupille de l'instrument, la résolution n'est plus limitée par l'effet de la diffraction de l'instrument, mais à cause des détériorations introduites par la qualité des éléments optiques qui le constitue et par l'effet de la turbulence atmosphérique. Ces deux points, fixent les limitations principales dans l'élaboration de télescopes de grands diamètres. La figure 1.2 schématise ces influences successives sur la qualité de l'image reçue, et sur la fonction de transfert.

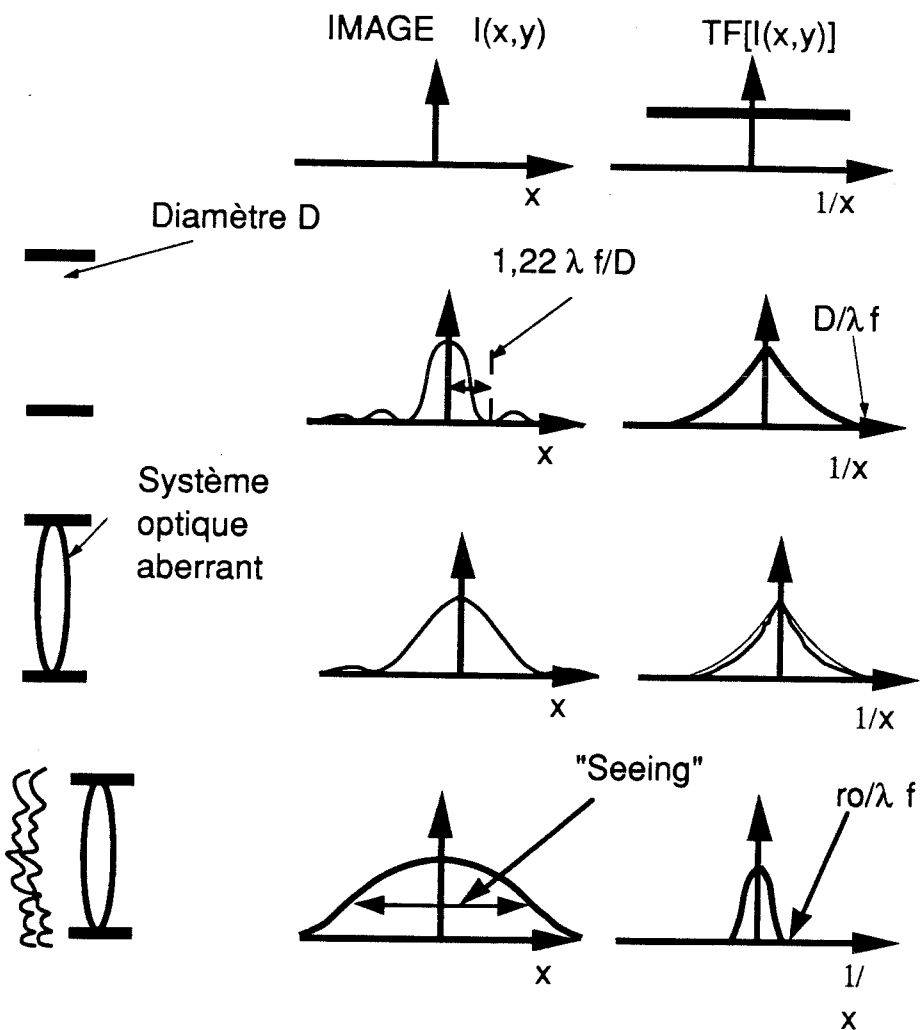


Figure 1.2 Perturbations des images et des fonctions de transfert.

Une première limitation est donnée par la taille maximum du miroir, de qualité suffisante, que l'on puisse construire avec la technologie disponible, et la qualité générale de l'instrument. Une seconde limitation est celle des techniques permettant de restaurer des images dégradées par la turbulence atmosphérique pour atteindre la résolution théorique de l'instrument. On peut distinguer parmi celles-ci, deux familles : les techniques de traitements a posteriori qui permettent de restaurer des données après leur réception par un détecteur, et les techniques temps réel qui permettent au détecteur d'acquérir des données sur lesquelles un traitement a déjà été fait. Cette seconde classe permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit à la détection. Ces deux familles de techniques, loin d'être concurrentes, semblent devoir fonctionner en pleine complémentarité.

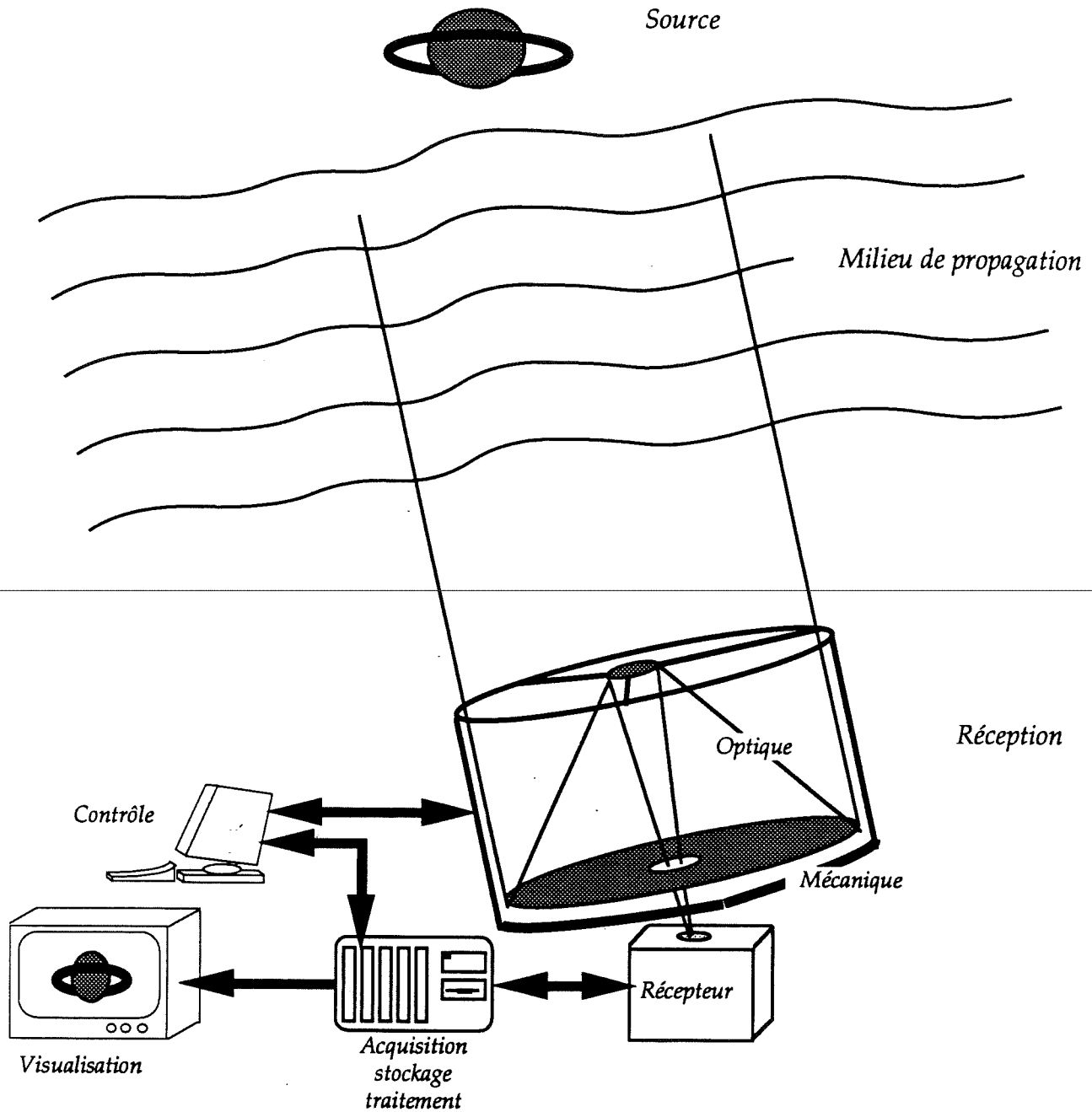


Figure 1.2 Principe d'une chaîne d'acquisition optique.

Nous nous attachons ici à décrire les techniques qui permettent d'utiliser la pleine résolution d'un instrument, descriptions brèves en ce qui concerne les techniques a posteriori, plus en détails pour ce qui concerne les techniques temps réel, appelées *Optiques Adaptatives*. Nous n'aborderons pas ici les problèmes posés par la fabrication de télescope de nouvelle génération. La construction de ces nouveaux télescopes étant rendue possible en relaxant les contraintes pour la réalisation des miroirs et des montures, et en venant modifier la forme de certains éléments optiques, qui sont en général des miroirs, pour corriger des défauts statiques ou quasi statiques. La technique qui le permet est appelée Optique Active.

L'Optique Adaptative, principal sujet de cet exposé, est un système optique de réception dont les caractéristiques, comme pour l'Optique Active, peuvent être modifiées en fonction d'informations extérieures. Ce qui les différenciera sera essentiellement leur rapidité de réaction ou bande passante temporelle.

Une chaîne optique (figure 1.3) est constituée des trois éléments suivants :

- ◇ une source lumineuse,
- ◇ un milieu de propagation,
- ◇ un récepteur.

En astronomie, la source est l'objet étudié sur lequel il n'y aura aucun moyen d'agir. Le milieu de propagation peut altérer de manière conséquente l'information contenue dans la source. Le récepteur qui peut être un instrument complexe, affecte également l'information qui lui parvient. L'idée de l'optique adaptative sera de donner à l'instrument de réception la fonction de compenser l'altération apportée par le milieu de propagation, le mouvement de l'objet observé, et éventuellement par l'optique de réception. L'idée de l'optique active sera plutôt de compenser l'altération apportée par le système de réception.

Le premier exemple d'un tel système est notre oeil. Il fournit au nouveau né la perception d'une image assez mauvaise, en tout cas renversée et flou, du milieu qui l'entoure. L'expérience que l'enfant fait de son environnement lui permettra de modifier cette image, soit sur la rétine, en apprenant à accommoder en fonction de son appréciation des distances, soit après détection, dans son cerveau par un certain nombre de traitements, principalement liés à la reconnaissance de forme. L'un des premiers traitements sera de redresser l'image pour la voir à l'endroit, d'autres plus complexes, étant de donner au monde extérieur une apparence plus proche de l'expérience tactile que l'enfant en a. Nous avons la faculté de corriger des erreurs importantes, apportées par notre oeil au prix toutefois d'un traitement certainement complexe. Les personnes dont la vue est affectée d'astigmatisme, corrigent relativement bien ce défaut par eux-même. Il en résulte une certaine fatigue visuelle comme symptôme apparant.

Un second exemple que l'on peut prendre, est notre aptitude à suivre des scènes complexes qui nécessitent de notre part des mouvement des yeux bien sûr, mais également de la tête et de tout le corps. L'instrument d'observation que nous constituons va devoir s'adapter extrêmement rapidement à la situation à laquelle nous souhaitons assister. Les yeux et le corps vont s'adapter (correction) en fonction de la perception du déroulement de la scène (analyse liée à la perception et à

l'expérience), en appliquant les contrôles qu'il veut lui donner (contrôle des fonctions disponibles) éventuellement en anticipant l'évolution de la scène observée.

On peut, à partir de cette description schématique envisager n'importe quels moyens pour remplir les trois fonctions suivantes:

- ◇ Eléments de corrections de l'information
- ◇ moyens d'analyses
- ◇ moyens de contrôle.

Dans le cas qui nous intéresse, en observation astronomique, la perturbation rencontrée, due à la turbulence atmosphérique, suit une statistique connue, dont la modélisation permet caractériser l'instrumentation nécessaire à sa correction. Il peut ainsi être construit des miroirs déformables, pilotés par des algorithmes de contrôle, suivant les informations reçu par un détecteur capable d'analyser l'erreur sur le signal reçu. Jusqu'à présent, seule la phase du signal a été corrigée par ce moyen, la correction de l'intensité ne pouvant se faire que par apodisation, et donc moyennant une perte d'énergie.

Les deux premiers chapitres donnent les éléments généraux nécessaires pour fixer le contexte. Ils sont issus d'une analyse bibliographique. Nous décrivons au chapitre 2 la nature des dégradations introduites sur le faisceau optique. Le chapitre 3 cite certaines des techniques qui peuvent permettre de s'en affranchir. Ce chapitre donne surtout la description générale d'un dispositif d'optique adaptative et de ces principaux composants.

Au chapitre 4 nous discutons l'application de l'Optique Adaptative à l'astronomie et ses limitations. Une première partie analyse le rapport sur bruit d'un analyseur de surface d'onde de Shack-Hartmann en vue de déterminer les limitations de flux. Une seconde partie analyse les possibilités de correction avec de tels dispositifs, en astronomie.

Les chapitres suivants constituent la description d'un instrument (chapitre 5) et l'analyse des résultats qu'il a permis d'obtenir (chapitre 6). Ces deux chapitres relatent la plus grande partie de mon travail de ces dernières années. L'instrument constitue un prototype pour l'étude du dispositif qui équipera le futur VLT (Very Large Telescope).

Enfin un dernier chapitre donne les grandes lignes des recherches engagées pour faire évoluer l'optique adaptative dans le cadre de l'astronomie.

CHAPITRE 2 : DEGRADATION DES IMAGES ASTRONOMIQUES PAR LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE.

1. INTRODUCTION.

La propagation s'effectue, pour l'astronomie au sol, à travers l'atmosphère, dont les perturbations vont affecter le signal détecté. Pour extraire le maximum d'information de la source, il est indispensable de connaître au mieux la chaîne de détection et les effets de la propagation au travers de la turbulence atmosphérique. Les défauts du système de réception peuvent être parfaitement connus, et compensés a priori ou a posteriori.

Il est donc indispensable de caractériser au mieux les conditions de propagation à travers l'atmosphère qui constituera la limitation dans la plupart des conditions d'observation. Le but de ce chapitre est de rappeler des notions utiles sur les caractéristiques de cette propagation en vue des chapitres suivants. On y donne une brève description des perturbations induites par la turbulence atmosphérique sur les conditions de propagation, puis son influence sur la formation des images.

Nous discuterons les notions de cohérence spatiale de l'onde propagée, de constante de temps d'évolution du phénomène et d'angle d'isoplanétisme induit par les perturbations. Un dernier paragraphe récapitule les paramètres dont nous aurons besoin pour la suite de l'exposé.

2. LES EFFETS DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE.

2.1 PROPAGATION PERTURBEE

Les perturbations du milieu de propagation d'une onde affectent la transmission de ce milieu, d'une part, et le chemin optique d'autre part. Le champ électrique, émis par une source ponctuelle, se propageant dans la direction \vec{z} s'écrit, à un instant donné, en tout point \vec{r} d'un plan perpendiculaire à \vec{z} de propagation de l'onde sous la forme d'une amplitude complexe:

$$\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})| \cdot \exp [i\Phi(\vec{r})] \quad 2.1$$

Ce champ sera affecté lors de sa propagation à travers un milieu turbulent. Il se trouve modifié par un terme d'amplitude $\exp(\chi(\vec{r}))$ et par un terme de phase $\exp(i\phi(\vec{r}))$:

$$\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})| \cdot \exp [i\Phi(\vec{r})] \cdot \exp [\chi(\vec{r}) + i\phi(\vec{r})] \quad 2.2$$

Le terme d'amplitude se traduit par une scintillation. Le terme de phase affecte la direction de propagation de l'onde en tout point \vec{r} . Les perturbations introduites sur le front d'onde transmis peuvent être décrites par les fonctions de structure de la phase et de l'amplitude de l'onde $\mathcal{D}_\phi(\vec{\rho})$ et $\mathcal{D}_\chi(\vec{\rho})$, variance de la fluctuation de phase et de la fluctuation du logarithme de l'amplitude de l'onde entre deux points distants de $\vec{\rho}$ [Roddier 81b] :

$$\mathcal{D}_\phi(\vec{\rho}) = \langle |\phi(\vec{r} + \vec{\rho}) - \phi(\vec{r})|^2 \rangle \quad 2.3$$

$$\mathcal{D}_\chi(\vec{\rho}) = \langle |\chi(\vec{r} + \vec{\rho}) - \chi(\vec{r})|^2 \rangle \quad 2.4$$

où les moyennes sont prises sur le temps. Dans le cas de l'observation astronomique, en propagation verticale, on pourra souvent négliger le terme affectant l'amplitude de l'onde [Roddier 81]. La correction de ce terme en temps réel, nécessiterait de modifier la transmission de l'optique de réception localement, induisant une perte de signal. Dans les paragraphes qui suivent nous ne décrivons que les perturbations induites sur la phase de l'onde.

L'approximation qui consiste à négliger le terme de scintillation, qui affecte le module de l'amplitude complexe du champ électrique, est appelée l'approximation du champ proche [Fried 66]. La validité de cette approximation pour les observations astronomiques a été discuté par Young [Young 74].

Le déphasage produit par une perturbation peut s'écrire en fonction de la variation du chemin optique $\Delta\delta$ et de la longueur d'onde λ du rayonnement :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta\delta \quad 2.5$$

Le chemin optique δ parcouru par l'onde est défini par le produit du trajet géométrique et de l'indice de réfraction du milieu de propagation. L'indice de réfraction de l'air dépend principalement de la température et de la longueur d'onde :

$$\delta = l \cdot n(\lambda, T) \quad 2.6$$

On met ainsi en évidence qu'une variation locale de la température affecte le chemin optique et donc la phase de l'onde. L'indice de réfraction du milieu de propagation sera le terme de perturbation. Une analyse plus fine devrait prendre en compte également la pression atmosphérique et la concentration de vapeur d'eau. L'influence de la variation de ces deux derniers termes peut être négligée en première approximation dans le contexte de l'imagerie en astronomie dans les fenêtres de transmission de l'atmosphère.

Il convient de remarquer que l'on peut considérer que les écarts de chemin optique sont achromatiques, dans la mesure où l'indice de réfraction de l'air est considéré comme indépendant de la longueur d'onde au premier ordre.

Les phénomènes qui régissent les perturbations induites lors de la propagation à travers l'atmosphère ont été décrits en détail à de nombreuses reprises [Tatarski 61], [Hufnagel 78], [Young 74], [Roddiier 75, 81a, 81b, 81c], [Roddiier 89 dans Alloin et Mariotti 89], [Wolf 82], [Fried 66]. Pour les besoins des chapitres suivants nous allons ici en reprendre les éléments principaux.

2.2. PHYSIQUE DU PHENOMENE.

Dans le cas d'une turbulence pleinement développée, l'énergie cinétique des mouvements de l'air à grande échelle se transfèrent à des mouvements de plus en plus petits jusqu'à une *petite échelle* où elle se dissipe en chaleur par frottement visqueux [Kolmogorov 41].

Les ordres de grandeur de ces termes à la pression atmosphérique sont, pour la petite échelle l_o , de quelques millimètres [Roddiier 81] et, pour la grande échelle L_o , de quelques mètres à une dizaine de mètres [Mariotti 88] [Tallon 89] jusqu'à 2 km [Colavita 87]. La valeur de la grande échelle est fortement liée aux conditions atmosphériques et au site considéré. L'écart entre les valeurs de la grande échelle que l'on peut trouver chez les différents auteurs peut aussi s'expliquer par la différence de principe entre les méthodes utilisées pour réaliser cette estimation.

Pour décrire les variations de température on utilise la fonction de structure des fluctuations de température Θ ($\Theta = T - \langle T \rangle$), variance de la différence de la fluctuation de température entre deux points distants de $\vec{\rho}$:

$$D_T(\vec{\rho}) = \langle |\Theta(\vec{r} + \vec{\rho}) - \Theta(\vec{r})|^2 \rangle \quad 2.7$$

qui peut s'exprimer dans le domaine défini ci-dessus en fonction de la constante de structure des variations de température C_T sous la forme :

$$D_T(\vec{\rho}) = C_T^2 \rho^{2/3} \quad 2.8$$

Dans le domaine d'échelle défini ci-dessus, on peut écrire la densité spectrale de puissance des variations de température en trois dimensions en fonction du vecteur d'onde \vec{k} et de la constante de structure des fluctuations de température C_T :

$$W_T(\vec{k}) = 0.033 C_T^2 \vec{k}^{-11/3} \quad 2.9$$

La validité de cette expression s'étend au domaine inertiel, pour $\vec{\kappa}$ compris entre la petite et la grande échelle citées ci-dessus :

$$\ell_0 < |\kappa|^{-1} < \mathcal{L}_0$$

2.10

Il est possible aussi de décrire les variations d'indice de l'air par une constante de structure de l'indice C_N qui, dans les mêmes conditions, est directement reliée à la constante de structure de la température C_T :

$$C_N = 75 \times 10^6 \frac{P}{T^2} C_T \quad 2.11$$

avec P la pression atmosphérique, exprimée en millibars et T la température, en Kelvin. On peut décrire la densité spectrale de puissance de l'indice à l'intérieur du domaine d'inertie :

$$W_N(\vec{\kappa}) = 0,033 C_N^2 \kappa^{-11/3} \quad 2.12$$

Ce qui précède ne sera valable que dans le cas d'une turbulence pleinement développée, dans le domaine de validité défini. Cette description ne peut pas être appliquée aux perturbations introduites par un instrument d'observation et son environnement, en particulier aux perturbations dues aux variations de température du miroir primaire du télescope par rapport à son environnement.

La mesure du terme C_N , ou du terme C_T , permet de qualifier les conditions de turbulence d'un site donné. De nombreux auteurs ont décrit les moyens de mesure des perturbations pour les différentes couches de l'atmosphère [Roddier 84] [Roddier 81] [Coulman 85]. On peut opérer par mesure directe des écarts de température entre deux points, au niveau du sol et par sondage ballon [Barletti 76] [Bufton 73]. On peut également effectuer des mesures par des techniques SODAR (sondages acoustiques) [Dubosclard 84] [Forbes 85] RADAR [Gage 78] [Gage 80] [Churnside 88] et SCIDAR (mesure de scintillation) [Vernin 83] [Azouit 80]. Enfin un certain nombre de techniques mesurent de manière indirecte ce paramètre, en quantifiant ses effets sur la propagation optique [Sarazin 86].

3. IMAGERIE A TRAVERS LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

3.1. FONCTION DE TRANSFERT.

Eclairées par un même point source monochromatique, deux zones de la pupille d'un instrument vont contribuer à l'éclairement dans le plan focal. L'amplitude complexe du champ électrique sera la somme des contributions Ψ_1 et Ψ_2 :

$$|\Psi|^2 = |\Psi_1 + \Psi_2|^2 \quad 2.13$$

L'onde en chaque point est porteuse d'une phase ϕ_n qui dépend du point de la pupille d'où elle provient et s'écrit en fonction de la longueur d'onde λ :

$$\Psi_n(\vec{r}) = \Psi_0 \cdot \exp i \left[(2\pi c/\lambda) t + \phi_n(\vec{r}) \right] \quad 2.14$$

2.13 devient :

$$|\Psi|^2 = 2 \Psi_0^2 \cdot [1 + \cos \Delta\phi] \quad 2.15$$

avec

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2.$$

Cette différence de phase est égale à la différence de chemin optique pour parvenir des deux zones définies dans la pupille. Si l'onde incidente est perturbée, à ce terme s'ajoute l'erreur de phase introduite par la turbulence. Dans le cas de la turbulence atmosphérique ce terme varie avec le temps.

Dans l'hypothèse d'une pupille constituée uniquement de deux trous éclairés par une onde plane, on observe au foyer de l'instrument une image modulée par un réseau de franges. Dans 2.15, le premier terme est une composante continue décrivant l'image de l'objet ponctuel, le second la modulation dont la fréquence spatiale (en radian^{-1}) est donnée par la séparation d entre les deux points de la pupille par où passe les deux parties de l'onde qui contribuent à obtenir cette fréquence spatiale :

$$\vec{f} = \vec{r} / \lambda \quad (\text{en radian}^{-1})$$

Si maintenant on considère une pupille circulaire que l'on peut virtuellement décomposer en N sous pupilles, si le système optique est parfait et l'onde incidente plane, on peut écrire une relation de la forme :

$$|\Psi|^2 = \sum_{n=1}^N |\Psi_n|^2 + \sum_{m \neq n}^N \sum_n \Psi_m \Psi_n^* \quad 2.16$$

Le premier terme est la somme des éclairagements provenant de tous les points de la pupille. Il ne comporte aucune information sur les hautes fréquences spatiales portées par l'onde incidente à la pupille de l'instrument. Le second terme représente la somme des interférences produites par les N sous-pupilles associées deux à deux. Les fréquences spatiales qui apparaissent sont significatives des écartements entre les sous-pupille indicées m et n . Cette forme n'est autre que la décomposition en termes de Fourier de l'éclairagement dans la pupille d'une onde monochromatique provenant de

l'infini. Cette définition est celle du théorème de Van Cittert-Zernike mesurant le degré de cohérence d'un onde incidente.

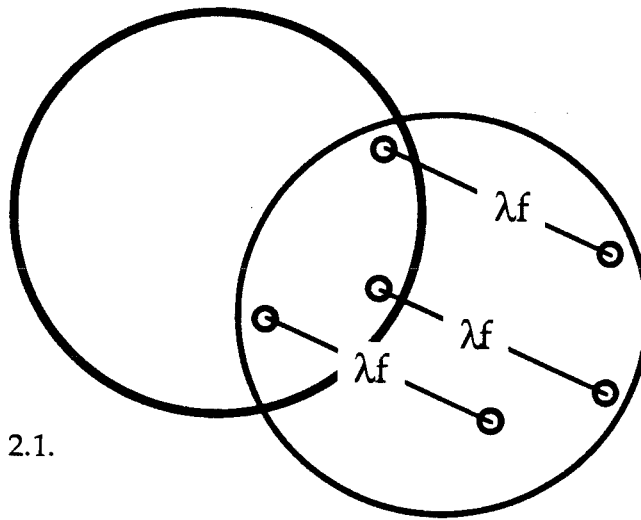


Figure 2.1.

Deux couples de sous-pupilles de même écartement \vec{r} contribuent à l'obtention de la même fréquence spatiale, (Figure 2.1), c'est à dire à la même composante de Fourier de l'image. Si la phase dans la pupille n'est pas perturbée, toutes ces composantes sont ajoutées en phase, de sorte que la contribution à chaque fréquence spatiale est pondérée par le nombre de couples de sous-pupilles $N(\vec{f})$ séparées par la distance \vec{f} que l'on peut obtenir sur toute la pupille. Dans l'espace de ces fréquences, la fonction de transfert du système considéré est définie comme le rapport :

$$T(\vec{f}) = N(\vec{f})/N(0) \quad 2.17$$

de telle manière que $T(\vec{f})$ soit normalisé à 1 pour $\vec{f} = 0$. La Fonction de Transfert Optique d'un instrument en éclairage incohérent correspond à la fonction d'autocorrélation de la répartition d'énergie dans la pupille. Dans le cas présent, en l'absence d'aberrations, l'éclairement de la pupille est uniforme. Le calcul de la fonction de transfert revient au calcul de la fonction d'autocorrélation de la fonction décrivant la pupille. En général le support de cette fonction est un cercle. Pour la plupart des télescopes, le miroir secondaire constitue une obturation centrale dont il faut tenir compte.

3.2. RELATION IMAGE OBJET

La relation entre l'éclairement d'un objet $O(\vec{\alpha})$ et l'éclairement de son image $I(\vec{\alpha})$ produite par un système optique, est décrite par l'expression suivante dans le domaine d'isoplanétisme, c'est à dire si les aberrations de l'instrument ne varient pas dans le champ (conditions d'isoplanétisme) :

$$I(\vec{\alpha}) = O(\vec{\alpha}) * S(\vec{\alpha})$$

2.18

$S(\vec{\alpha})$ représente la réponse impulsionnelle du système et l'opérateur $*$ désigne un produit de convolution. Le vecteur $\vec{\alpha}$ désigne les distances angulaires dans l'espace objet. Dans le cas de poses longues, on doit, pour décrire l'éclairement, prendre la moyenne temporelle de l'expression précédente :

$$\langle I(\vec{\alpha}) \rangle = O(\vec{\alpha}) * \langle S(\vec{\alpha}) \rangle$$

2.19

$\langle S(\vec{\alpha}) \rangle$ désigne la moyenne de la réponse impulsionnelle sur un long temps de pose.

On rappelle que l'angle d'isoplanétisme est le champ angulaire pour lequel un instrument est stigmatique, c'est à dire à l'intérieur duquel on peut appliquer la relation:

$$n y \sin v = n' y' \sin v'$$

2.20

n et n' sont les indices des deux milieux objet et image, y et y' sont les dimensions de l'objet dans le plan objet et de l'image dans le plan image, et v et v' l'angle sous lequel les pupilles d'entrée et de sortie sont vues depuis les plans objet et image. Dans le cas d'une observation à l'infini cette relation devient :

$$- n h \Delta\alpha = n' y' \sin v'$$

2.20 bis

$\Delta\alpha$ est le diamètre apparent de l'objet, h le rayon de la pupille d'entrée. Cette relation reflète le domaine de linéarité, dans lequel la relation de convolution ci-dessus, entre l'éclairement de l'objet observé et la réponse impulsionnelle du système optique, permet de retrouver l'éclairement dans l'image obtenue au moyen de ce système optique.

En prenant la transformée de Fourier de l'expression 2.19 on obtient la relation suivante :

$$\langle \tilde{I}(\vec{f}) \rangle = \tilde{O}(\vec{f}) \cdot \langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle$$

2.21

où $\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle$ représente la fonction de transfert optique longue pose de l'instrument et de l'atmosphère.

3.3. DEGRADATION DES IMAGES.

a. Cas d'une couche turbulente unique.

On passe de l'éclairement dans la pupille d'entrée d'un instrument, issu d'une onde monochromatique provenant d'un objet à l'infini, à l'éclairement dans le plan image du télescope en utilisant la théorie de la diffraction de Fraunhofer. Si $\Psi_o(\vec{r})$ est l'amplitude complexe de l'onde au niveau du sol, elle est reliée à l'amplitude complexe de l'onde à l'altitude h par la relation (diffraction de Fresnel) :

$$\Psi_o(\vec{r}) = \Psi_h(\vec{r}) * \frac{1}{i\lambda h} \exp\left[i\pi \frac{\vec{r}^2}{\lambda h}\right] \quad 2.22$$

l'amplitude complexe à l'altitude h peut s'écrire de la manière suivante, en considérant pour simplifier qu'à l'entrée de l'atmosphère elle est unitaire et que les perturbations n'affectent que la phase :

$$\Psi_h(\vec{r}) = \exp\left[i\phi(\vec{r})\right] \quad 2.23$$

La fonction de cohérence (ou de corrélation) $B_o(\vec{\rho})$ de cette onde au niveau du sol s'écrit :

$$B_o(\vec{\rho}) = \langle \Psi_o(\vec{r}) \Psi_o^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle \quad 2.24$$

qui est équivalente à la fonction de cohérence de l'onde B_h à la sortie de la couche turbulente à l'altitude h puisque cette grandeur est conservée par diffraction de Fresnel :

$$B_o(\vec{\rho}) = \langle \Psi_h(\vec{r}) \Psi_h^*(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle \quad 2.25$$

soit :

$$B_o(\vec{\rho}) = \langle \exp i (\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{r} + \vec{\rho})) \rangle \quad 2.26$$

qui est la fonction caractéristique d'une variable gaussienne (entre crochets) c'est à dire la transformée de Fourier de sa densité de probabilité à la fréquence unité :

$$B_o(\vec{\rho}) = \exp - \frac{1}{2} \langle | (\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{r} + \vec{\rho})) |^2 \rangle \quad 2.27$$

Elle s'exprime en fonction de la fonction de structure de la phase, $\mathcal{D}\phi(\vec{\rho})$, soit :

$$B_o(\vec{\rho}) = \exp - \frac{1}{2} \mathcal{D}_\phi(\vec{\rho}) \quad 2.28$$

La fonction de structure de la phase est liée à la constante de structure de l'indice C_N , pour une épaisseur de la couche turbulente δh , par la relation :

$$\mathcal{D}_\phi(\vec{\rho}) = 2,91 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 C_N^2 \delta h \rho^{\frac{5}{3}} \quad 2.29$$

Dans l'expression 2.28 on voit apparaître la variable d'espace ρ à la puissance $5/3$. Nous verrons par la suite, que de cette puissance $5/3$ réapparaît dans plusieurs autres expressions qui permettent de caractériser les effets de la turbulence atmosphérique.

b. Cas de plusieurs couches turbulentes.

Lors d'une propagation verticale dans l'atmosphère on traverse un ensemble de couches turbulentes d'épaisseur δh dont on peut sommer les effets. On peut alors écrire la fonction de cohérence après traversée de la totalité de la turbulence jusqu'au sol en intégrant sur la totalité du trajet :

$$B_o(\vec{r}) = \exp - \frac{1}{2} [2,91 \cdot (2\pi/\lambda)^2 \rho^{\frac{5}{3}} \int C_N^2(h) dh] \quad 2.30$$

Il faut pour ce calcul, tenir compte du profil de la turbulence pour le site considéré. Dans la plupart des cas ce profil est mal connu. La plupart des auteurs utilisent pour leurs estimations du profil de la turbulence, un des modèles proposés par Hufnagel [Hufnagel 74].

La réponse impulsionnelle d'un instrument, en lumière incohérente, introduite plus haut, est proportionnelle à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de l'éclairement dans sa pupille d'entrée. Si on considère le cas de longue pose on utilise une moyenne temporelle :

$$\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle \propto \int \langle \Psi(\vec{r}/\lambda) \Psi^*(\vec{r}/\lambda + \vec{f}) \rangle P(\vec{r}/\lambda) P^*(\vec{r}/\lambda + \vec{f}) d\vec{r}/\lambda \quad 2.31$$

où $P(\vec{r}/\lambda)$ représente la transmission de la pupille :

$$P(\vec{r}/\lambda) = \begin{cases} 1 & \text{à l'intérieur} \\ 0 & \text{à l'extérieur} \end{cases} \quad 2.32$$

Le premier terme est la fonction de cohérence de l'atmosphère et ne dépend pas de la variable \vec{r}/λ , par conséquent il peut être sorti de l'intégrale. Le terme :

$$T(\vec{\ell}) = \int P(\vec{r}/\lambda) P^*(\vec{r}/\lambda + \vec{\ell}) d\vec{r}/\lambda \quad 2.33$$

donne la fonction de transfert du télescope en supposant celui-ci parfait. On montre ainsi que la fonction de transfert globale, pour de longues poses, peut s'écrire comme le produit de la fonction de transfert du télescope par la fonction de cohérence de l'atmosphère :

$$\langle \tilde{S}(\vec{\ell}) \rangle = T(\vec{\ell}) \cdot B(\vec{\ell}) \quad 2.34$$

Suivant les largeurs relatives de ces deux fonctions, l'une ou l'autre limite la fréquence de résolution, dernière fréquence spatiale transmise par la chaîne optique en longue pose. Lorsque la turbulence est faible, le télescope limite la résolution, la fonction de cohérence de l'onde traversant l'atmosphère, $B(\vec{\ell})$ étant suffisamment large. A l'inverse lorsque la turbulence devient forte en regard du diamètre du télescope, c'est elle qui fixe la résolution de l'image en longue pose. En astronomie avec des télescopes de grand diamètre ce sera pratiquement toujours le cas.

3.4. DIAMETRE DE COHERENCE.

Fried [Fried 1966] a introduit le paramètre r_0 qui permet de caractériser la turbulence atmosphérique. Il correspond au diamètre du télescope dont la limite de résolution, hors turbulence, est équivalente à la limite de résolution imposée par la turbulence atmosphérique. Ce diamètre correspond à celui pour lequel on peut écrire :

$$\int T(\vec{\ell}) d\vec{\ell} = \int B(\vec{\ell}) d\vec{\ell} \quad 2.35$$

en partant de cette expression et de l'expression 2.29 on obtient la variation de la fonction de cohérence avec le diamètre de Fried :

$$B(\vec{\ell}) = \exp - 3,44 \left(\frac{\lambda \ell}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad 2.36$$

En remplaçant B par son expression on obtient la valeur de r_0 qui constitue la principale contrainte pour la mise en oeuvre de toute expérience de haute résolution spatiale en astronomie au sol :

$$r_0 = \left[0,423 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int C_N^2(h) dh \right]^{-\frac{3}{5}} \quad 2.37$$

Soit en tenant compte de la distance zénithale d'observation γ :

$$r_0 = \left[\frac{0,423}{\cos(\gamma)} \times \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int C_N^2(h) dh \right]^{-\frac{3}{5}} \quad 2.38$$

Il convient de remarquer que r_0 est proportionnel à $\lambda^{6/5}$. Tout télescope, optiquement parfait, de diamètre plus petit que r_0 , sera limité par la diffraction. Pour un télescope de diamètre D la limite de résolution angulaire sur le ciel est α :

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad 2.39$$

Pour des diamètres de télescope plus grands, si $D \gg r_0$, la résolution angulaire pour une longue pose peut être approché par :

$$\alpha \approx 1,22 \frac{\lambda}{r_0} \quad 2.40$$

3.5 POUVOIR DE RESOLUTION ET LARGEUR D'IMAGE.

Il peut être intéressant de définir un moyen de mesure de la qualité de l'image. Pour ce faire Fried, utilise le pouvoir de résolution \mathcal{R} donnée par l'expression suivante [Fried 66] :

$$\mathcal{R} = \int \langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle d\vec{f} \quad 2.41$$

La valeur de cette expression, normalisée à la valeur maximum \mathcal{R}_{max} que peut prendre \mathcal{R} en longue pose lorsque le diamètre de l'optique tend vers l'infini, a été calculée par Fried en fonction du rapport D/r_0 dans différents cas.

$$\mathcal{R}_{max} = \lim_{D \rightarrow \infty} \mathcal{R} \quad 2.42$$

A partir de ces valeurs, il est possible de calculer la largeur de l'image d'un point pour les cas qui nous intéressent ici, dans l'approximation du champ proche en courte pose et en longue pose. Dans l'article cité ci-dessus la notion de courte pose, correspond à une image pour laquelle une correction de l'erreur de basculement a été faite. La valeur de la largeur de l'image est de la forme [Roddier 81] :

$$\omega = \sqrt{\frac{4}{\pi \mathcal{R}}} \quad 2.43$$

La figure 2.2 [Roddier 81] donne la largeur angulaire des images dans les cas de longues poses (A) et de courtes poses (B). La valeur longue pose correspond à l'élargissement de la tache. Sur la même figure est reportée la taille angulaire de l'image imposée par la seule diffraction et la taille angulaire de l'image due à la fluctuation de l'angle d'arrivée de l'onde incidente (C). Ces valeurs sont tracées en fonction du rapport D/r_0 et exprimées en unité λ/r_0 .

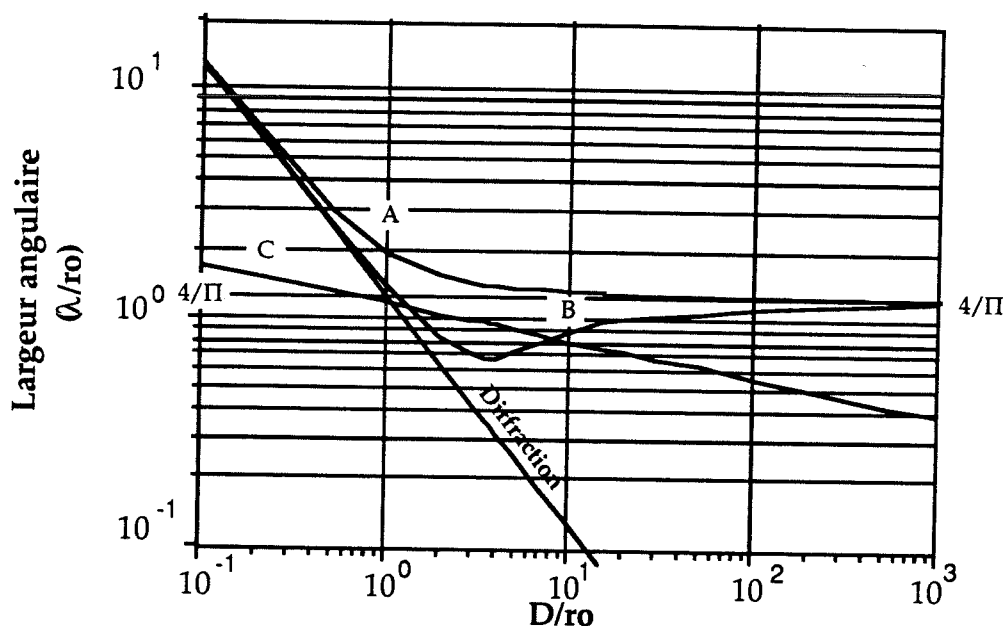


Figure 2.2. A : Largeur angulaire de la tache image en longue pose, B : en courte pose, C : élargissement dû à la fluctation de l'angle d'arrivée du front d'onde.

Le calcul de Fried a été repris par la suite par Wang et Markey, en notant l'inexactitude d'une approximation faite pour évaluer la largeur de la tache en courte pose. Leur calcul conduit à des valeurs légèrement différentes de la limite de résolution lorsque le rapport D/r_0 est supérieur à 4 [Wang & Markey 1978].

L'écart type de la fluctuation de l'angle d'arrivée dans une direction peut être écrite en fonction de r_0 à partir de l'expression proposée par Tatarski [Tatarski 71] :

$$\langle \alpha^2 \rangle = 0,169 \left(\frac{\lambda}{r_0} \right)^2 \left(\frac{r_0}{D} \right)^{1/3} \quad (\text{en radian}^2) \quad 2.44$$

Le calcul de Tatarski est fait à partir de la FTM sur une pupille circulaire. Le lien entre cette valeur et ω représentant la largeur angulaire de l'image due à cette fluctuation, est :

$$\omega = 2 \sqrt{2 \langle \alpha^2 \rangle} \quad 2.45$$

Sur la figure est reportée la valeur $4/\pi$ correspondant à la limite de \mathcal{R} lorsque le rapport D/r_0 devient grand ($\mathcal{R} = \mathcal{R}_{\max}$). Ce sera le cas en général des grands télescopes dans le visible.

Le pouvoir de résolution d'un instrument de diamètre D , pour des conditions de turbulence données en longue pose, est fixée par le pouvoir de résolution du télescope lui-même, pour des diamètres D proches de r_0 . Il est fixée par la valeur de r_0 pour des valeurs du rapport $D/r_0 > 30$. Pour les valeurs intermédiaires, l'influence de la fluctuation de l'angle d'arrivée contribue pour une part importante à l'élargissement de la tache. Cette contribution est maximum pour une valeur de $D/r_0 = 3,7$.

Il est à noter que l'efficacité d'un système corrigeant uniquement le basculement de l'onde incidente sera maximum dans cette dernière zone.

4. CONSTANTE DE TEMPS DU PHENOMENE.

En général on considère que le terme temporel dominant est celui dû au déplacement des couches turbulentes traversées par l'onde se propageant. Cette approximation revient à négliger l'évolution temporelle de la structure de la couche. Dans la pratique, pour l'optique adaptative la valeur du *temps d'évolution* est estimée par :

$$\tau_0 = \frac{r_0}{v}$$

2.46

où v représente la vitesse moyenne des vents dans la couche turbulente. Cette description est évidemment insuffisante pour rendre compte par exemple des effets de différentes couches, ou des effets de l'altitude des couches turbulentes. Malgré tout, cette expression permet de donner un ordre de grandeur pour une première estimation dans une expérience d'imagerie haute résolution.

Les interférométristes utilisent la notion de temps de vie des tavelures ("Speckle life time") pour caractériser la dépendance temporelle des perturbations sur l'onde propagée. Dans la pratique cette notion conduit à des valeurs plus importantes que celles estimées à partir de l'expression ci-dessus.

Une description de la densité spectrale de puissance de la phase $W_\phi(f)$ a été proposée par Greenwood [Greenwood & Fried 76]. La modélisation numérique qu'il a effectuée, permet de tracer cette fonction dans différents cas. Il considère le cas d'une optique adaptative idéale, comportant un miroir segmenté (voir chapitre 3) dont les éléments de diamètre d , qui dans le cas idéal tendent vers zéro, travaillent en mode piston. Le paramètre D/d rend compte de l'échantillonnage pris dans la pupille de diamètre D . Un second paramètre introduit est la position de l'élément, normalisée au diamètre de la pupille : r/D (la position d'un élément placé sur la bord de la pupille est $2/D$). Dans tous les cas il considère que l'échelle externe de la turbulence est infinie ($L_0 = \infty$)

Les courbes qu'il a obtenues par simulation numériques peuvent être approchées par le modèle mathématique reporté sur la figure 2.3. Il introduit la normalisation suivante :

$$H_{\varphi}(\chi) = W_{\varphi}(f) 0,481 \chi f_0 \left(\frac{r_0}{D}\right)^{5/3} \quad 2.47$$

Avec $\chi = \frac{f}{f_0}$, et $f_0 = \frac{\bar{v}}{\pi D}$, \bar{v} vitesse moyenne de la couche turbulente et D le diamètre du télescope. On obtient ainsi une représentation qui ne dépend pas de D , r_0 , v . Pour déterminer les valeurs de la figure 2.3 on a considéré que $d = 0$. Ce paramètre n'affecte que la partie haute fréquence de la courbe. Deux ensembles de courbes ont été tracés, l'un lorsque le basculement moyen de l'onde sur la pupille est conservé et l'autre lorsqu'il a été soustrait. On voit que le point de mesure central ($r/D = 0$) est insensible à la pente moyenne.

Ces courbes mettent en évidence trois parties (figure 2.3). Dans les basses fréquences une allure générale, suivant que la pente moyenne a été soustraite ou non, de pente $4/3$ ou $-2/3$. Puis dans le cas des mesures proches du centre une pente $4/3$ pour les fréquences intermédiaires. Enfin une pente $-8/3$ pour les hautes fréquences. Sur les courbes issues de la modélisation de Greenwood, lorsque la surface des éléments n'est pas nulle ($d \neq 0$) on observe une augmentation de la pente de la courbe avec la fréquence. Sur la figure 2.3 le paramètre introduit est la valeur du rapport r/D .

Un autre article de Greenwood [Greenwood 77] donne quelques règles simples pour l'utilisation de ces résultats dans la conception de systèmes d'optique adaptative. Nous reviendrons sur ces résultats dans un chapitre ultérieur (chapitre 5).

Plus récemment enfin, le même auteur a publié des mesures faites à la station de Maui (Hawaï) [Greenwood 88]. Il y précise que des corrections ont été apportées ultérieurement à certains des termes du modèle de l'article précédent. Particulièrement le comportement en basses fréquences est modifié lorsque les termes de basculement sont enlevés.

Les mesures présentées sont en accord avec la description théorique modifiée. Des mesures faites au cours de nos missions à l'observatoire de l'OHP (voir chapitre 6) permettent également de retrouver ce comportement.

5. DECOMPOSITION SUR UNE BASE APPROPRIÉE.

Il peut être pratique de décomposer le front d'onde sur une base appropriée de manière à y apporter un traitement adapté. Le choix de la base est évidemment fonction du traitement envisagé. Dans le cas d'une optique adaptative, une décomposition possible est selon les modes propres des éléments actifs du système adaptatif. Pour une analyse optimum on peut penser décomposer sur les modes de l'analyseur utilisé. Pour un traitement de l'information a posteriori, l'utilisation des

polynômes de Zernike pour décomposer le front d'onde est adaptée, les premiers modes correspondant aux aberrations habituellement manipulées par les opticiens [Noll 76]. Nous donnons à titre d'exemple, et parce qu'elle est communément utilisée,

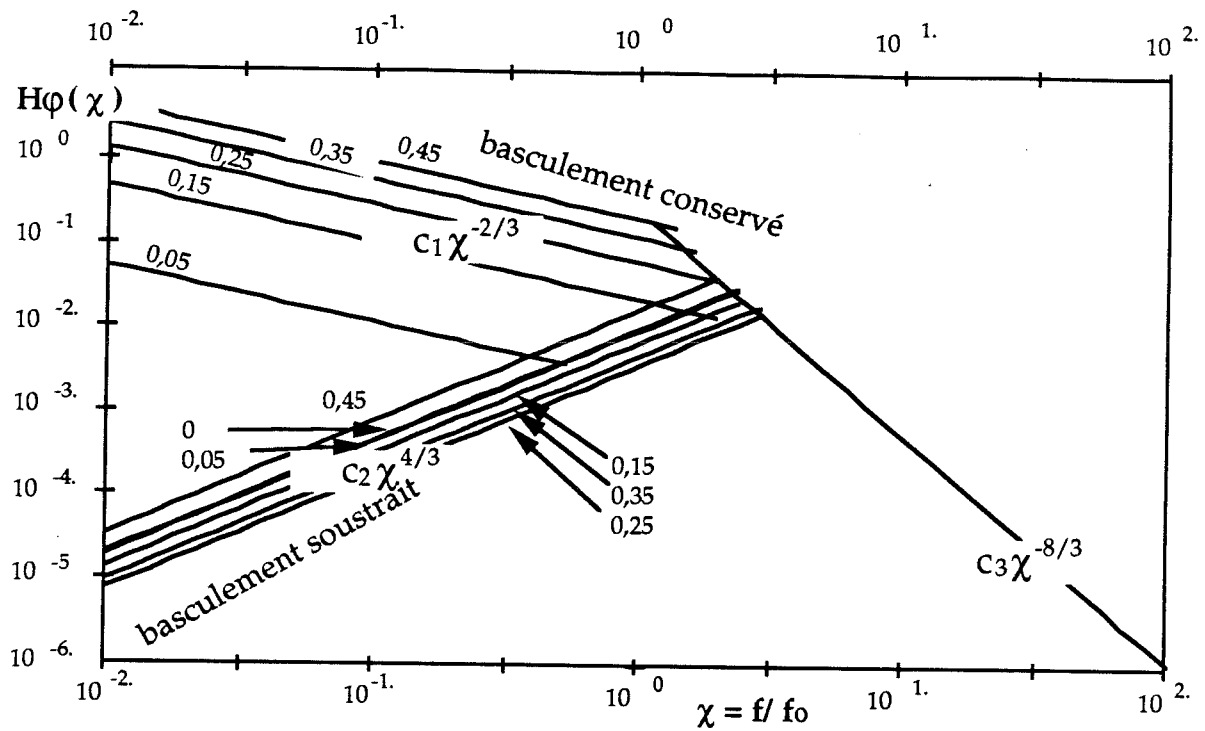


Figure 2.3. Variation de la puissance spectrale de la phase en fonction de la fréquence des perturbations pour différentes valeurs du rapport r/D . Ce rapport $0 < r/D < 0,5$ correspond à la position sur la pupille. Pour $r/D = 0$ la courbe est insensible à la valeur de la pente moyenne.

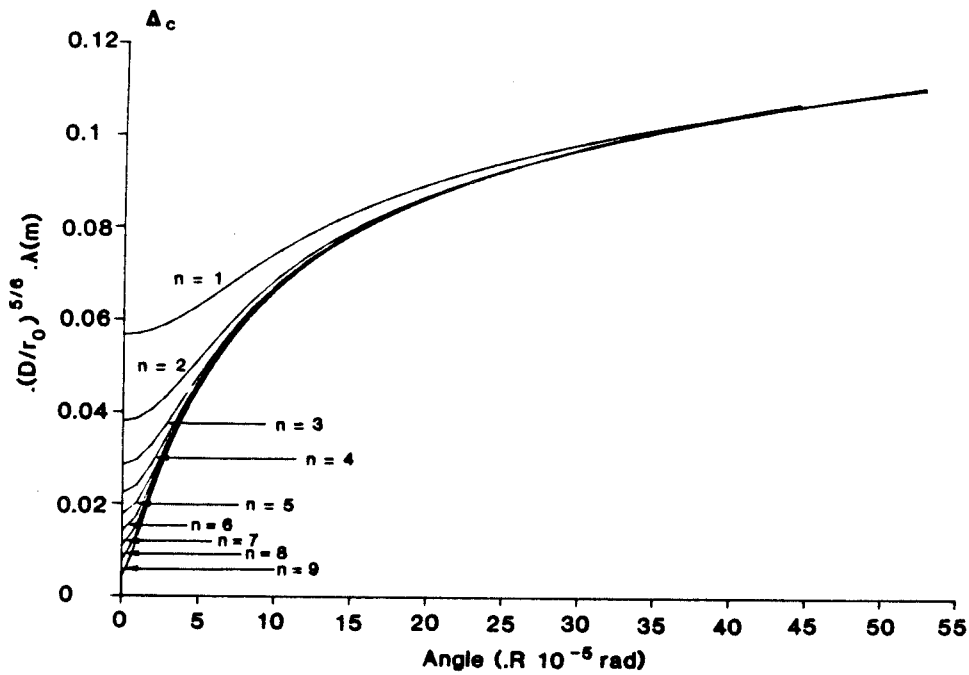


Figure 2.4 Valeur de l'écart quadratique moyen de la phase compensée, exprimée en fraction de longueur d'onde, en fonction de l'angle d'isoplanétisme, (R représente le rayon de pupille d'entrée de l'instrument). n représente le degré du dernier mode corrigé [Chassat 89].

l'expression des polynômes de Zernike avec $\bar{\phi}$ l'estimation de la fonction ϕ par décomposition sur la base considérée :

$$\bar{\phi} = \sum_{j=1}^J a_j \cdot Z_j \quad 2.48$$

Avec Z_j le j ème polynôme de Zernike, exprimé en coordonnées polaires. Les polynômes de Zernike sont définis sur un cercle unité ($0 < r < 1$) de la manière suivantes :

$$\left. \begin{aligned} Z_{\text{pair } j} &= \sqrt{(n+1)} R_n^m(r) \sqrt{2} \cos m\theta \\ Z_{\text{impair } j} &= \sqrt{(n+1)} R_n^m(r) \sqrt{2} \sin m\theta \end{aligned} \right\} m \neq 0 \quad 2.49$$

$$Z_j = \sqrt{n+1} R_n^0(r) \quad m=0$$

et

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left[\frac{(n+m)}{2} - s \right]! \left[\frac{(n-m)}{2} - s \right]!} r^{n-2s}$$

La relation d'orthogonalité entre les modes s'écrit :

$$\int d^2r P(r)/\pi \cdot Z_i Z_j = \delta_{ij} \quad 2.50$$

avec $P(r)$ décrivant la pupille de rayon unitaire (expression 2.32).

Cette représentation est bien adaptée à la description des déformations de l'onde dans une pupille circulaire.

Cette représentation a permis certains travaux de modélisation sur les propriétés de la turbulence atmosphérique. Nous citerons ici la formulation proposée par Noll pour évaluer l'erreur résiduelle après correction des J premiers modes. Soit Δ_J la variance de l'erreur résiduelle après avoir soustrait l'estimation $\bar{\phi}_J$ de l'onde incidente ϕ au moyen des J premiers modes :

$$\Delta_J^2 = \int P(r)/\pi \cdot \langle (\phi(r) - \bar{\phi}_J(r))^2 \rangle dr \quad 2.51$$

Le calcul de cette expression permet de donner l'approximation de l'erreur pour $J > 10$:

$$\Delta_j^2 = 0,2944 J^{-\sqrt{3}/2} \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \quad (\text{exprimé en rad}^2) \quad 2.52$$

Le tableau ci-dessous donne les premières valeurs des erreurs qui sont communément utilisées dans la littérature :

$$\Delta_1^2 = 1,0299 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \quad 2.53$$

$$\begin{array}{ll} \Delta_2^2 = 0,582 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} & ; \quad \Delta_3^2 = 0,134 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \\ \Delta_4^2 = 0,111 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} & ; \quad \Delta_5^2 = 0,088 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \\ \Delta_6^2 = 0,064 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} & ; \quad \Delta_7^2 = 0,058 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \\ \Delta_8^2 = 0,052 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} & ; \quad \Delta_9^2 = 0,046 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \\ \Delta_{10}^2 = 0,040 \cdot \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} & \end{array}$$

La valeur de Δ_1 est celle qui est communément utilisée pour évaluer l'erreur de phase globale sur une ouverture circulaire, la valeur de Δ_3 l'erreur de phase lorsque le défaut de basculement a été corrigé.

6. ISOPLANÉTISME.

Dans tout ce qui précède nous avons fait l'hypothèse d'une onde plane provenant d'un objet placé à l'infini. Si on se place dans le cas d'une source étendue, les fronts d'onde provenant des différents points de la source ne traverseront pas les mêmes zones des couches turbulentes de l'atmosphère. Il en résulte que la perturbation de l'image dans le champ n'est pas la même en tout point. Il faut introduire la notion d'angle d'isoplanétisme qui est l'angle du champ pour lequel les déformations entre les différents points de l'image ne diffèrent pas d'un écart supérieur à la tolérance que l'on s'est fixée pour satisfaire au critère de qualité d'image choisi. Comme dans le cas du paragraphe précédent, une règle est communément appliquée pour donner un ordre de grandeur. On considère que l'angle d'isoplanétisme θ_0 , est l'angle sous lequel est vue le diamètre r_0 , dans la couche turbulente, depuis la pupille d'entrée de l'instrument d'observation :

$$\theta_0 = \frac{r_0}{\bar{h}} \quad 2.54$$

où \bar{h} représente l'altitude moyenne de la couche turbulente de l'atmosphère. Si on considère que la perturbation est due à une couche unique à l'altitude h , cette description sommaire ne rend pas compte de répartition de la turbulence sur le chemin de propagation.

Des études de l'isoplanétisme ont été faites pour rendre compte des phénomènes de turbulence en utilisant un modèle du profil de turbulence de l'atmosphère (en général le profil de Hufnagel [Hufnagel 74]). A partir de descriptions publiées antérieurement [Fried 79] [Shapiro 76], Roddier propose la formulation suivante pour \bar{h} [Roddier 81]:

$$\bar{h} = \left[\frac{\int_0^{\infty} dh \cdot h^{\gamma} C_N^2(h)}{\int_0^{\infty} dh C_N^2(h)} \right]^{1/\gamma} \quad 2.55$$

avec $\gamma = 5/3$ pour Fried et $\gamma = 2$ pour Shapiro. Une étude détaillée de ce problème a été faite par Chassat [Chassat 89a, 89b] basée sur la corrélation des coefficients des polynômes sur lesquels a été décomposée la surface d'onde.

Un système d'optique adaptative corrige un front d'onde provenant d'un objet de référence. Soit ϕ_R la phase de cette onde. Les degrés de liberté du système permettent de reconstruire une phase ϕ_R . Le système étant asservi sur cette référence, on peut observer un objet distant d'un angle θ de l'objet de référence dont on reçoit une onde de phase ϕ_θ avant correction. Après correction la phase de l'onde de l'objet observé devient :

$$\phi_C = \phi_\theta - \phi_R = (\phi_\theta - \phi_R) + (\phi_R - \phi_R) \quad 2.56$$

Dans le cas étudié par F.Chassat la décomposition est faite sur les J premiers modes des polynômes de Zernike. Cette expression met en évidence deux erreurs à la correction, le premier terme, est du à l'anisoplanétisme, le second terme à la reconstruction imparfaite du front d'onde par les J polynômes utilisés. Ce dernier terme sera déduit de l'expression 2.52. L'erreur résiduelle va dépendre du nombre de polynômes de Zernike considérés. Dans le cas d'une propagation verticale à travers

l'atmosphère les calculs numériques permettent de tracer la figure 2.4 [Chassat 89]. Il convient de remarquer que dans son calcul F. Chassat considère un critère de correction à $\lambda/12$, ce qui est particulièrement exigeant et conduit à une analyse pessimiste.

Ces résultats mettent en évidence l'existence d'un nombre de modes optimum que l'on peut corriger sur un angle de champ donné. Pour une séparation angulaire entre l'objet de référence et l'objet effectivement observé, inférieure à cet angle il est possible d'augmenter la qualité de la reconstruction en augmentant le nombre de modes corrigés. Pour une séparation très supérieure à cette valeur, la correction aura pour effet de détériorer la surface d'onde incidente en y superposant une déformation aléatoire décorrélée par rapport à la déformation apportée par la turbulence atmosphérique. Ce dernier effet peut être négligé en première approximation.

7. VARIATION DU PHENOMENE AVEC LA LONGUEUR D'ONDE.

Tant que l'on considère uniquement la forme du front d'onde, c'est à dire les écarts de phase, on manipule des grandeurs indépendantes de la longueur d'onde en première approximation. Dans le cas de l'optique adaptative appliquée à l'observation astronomique, on considère que la variation de l'indice de réfraction de l'air avec la longueur d'onde est suffisamment faible pour être négligée [Beckers 86] [Roddiier 86].

Par contre on a vu que le paramètre de Fried r_0 variait comme $\lambda^{1,2}$, ce qui va influencer tous les termes qui en découlent. D'autre part le pouvoir de résolution d'un instrument est proportionnelle à la longueur d'onde (expression 2.40 pour les valeurs de $D \gg r_0$). La figure 2.2 met également en évidence l'influence de la longueur d'onde sur la résolution, compte tenu de la variation de r_0 qu'elle implique.

Dans les paragraphes qui précèdent on a vu que les valeurs de la constante de temps du phénomène et de l'angle d'isoplanétisme varient en première approximation avec la valeur r_0 . Ceci met clairement en évidence que les contraintes imposées par la turbulence atmosphérique sont d'autant plus fortes que la longueur d'onde sera plus courte. Cet aspect est illustré dans le tableau du paragraphe suivant.

8. RECAPITULATION DES PRINCIPAUX PARAMETRES.

Nous reprenons ici les principaux paramètres qui seront régulièrement utilisés dans les chapitres suivants. Ces paramètres permettent de fixer les dimensions des expériences d'imagerie haute résolution au sol dont le but est de s'affranchir de la turbulence atmosphérique. Quatre grandeurs vont déterminer tous les autres paramètres et fixer les conditions d'application d'une méthode :

- ◇ r_0 le diamètre de cohérence, caractéristique spatiale de base de la turbulence,
- ◇ τ_0 la constante de temps d'évolution du phénomène, qui va fixer les temps de pose pour effectuer un échantillonnage temporel correct. Pour obtenir une correction parfaite, du point de vue temporel, par un montage d'optique adaptative, la bande passante que l'on imposera au système sera déduite de cette valeur de τ_0 ,
- ◇ θ_0 l'angle d'isoplanétisme, qui fixe le domaine d'application en terme de diamètre de champ et de fraction du ciel que peut couvrir une instrumentation,
- ◇ λ la longueur d'onde dont dépend la quasi-totalité des paramètres qui entrent en jeu.

Dans le cas d'une propagation à travers une turbulence qui peut être décrit par la loi de Kolmogorov, si la taille de la pupille de l'instrument reste petite devant la dimension de l'échelle externe, $D \ll \mathcal{L}_0$, les quatre paramètres ci-dessus sont suffisants pour caractériser des conditions de propagation. Le formalisme brièvement décrit dans ce chapitre ne s'applique pas aux effets de turbulence produit par l'instrument lui-même (effets dus au miroir primaire du télescope) et son environnement (effets de dôme). On peut définir un "volume" de cohérence

$$\mathcal{C}(\lambda) = r_0^2 \tau_0 \theta_0^2 \Delta\lambda \quad 2.57$$

Le terme $\Delta\lambda$ permet de tenir compte de la cohérence temporelle de l'onde incidente. Cette cellule fixe les conditions dans lesquelles on doit se placer pour obtenir une information qui ne soit pas altérée par la turbulence atmosphérique à partir de la phase d'une onde recueillie par un télescope de grand diamètre ($D \gg r_0$). Ceci revient à dire que l'on doit échantillonner cette phase dans la pupille avec un pas inférieur à r_0 sur un temps inférieur à τ_0 et que cette information n'est valable que pour un champ angulaire sur le ciel inférieur à θ_0 . Sur une pupille de diamètre D ceci impose un nombre de points de mesures supérieur à N_D :

$$N_D \approx \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \quad 2.58$$

Les problèmes liés à l'échantillonnage pour la mesure ont été évalués par Tallon [Tallon 89] et seront repris au chapitre 4. Les contraintes apportées par $\mathcal{C}(\lambda)$ sont beaucoup plus fortes dans le visible que dans l'infrarouge, cette valeur étant proportionnelle à λ^6 . L'influence sur les différents termes est illustrée par les tableaux des figures 2.5 et 2.6 pour des conditions, respectivement moyennes et excellentes de turbulence. On voit que les conditions pour obtenir une image résolue par la diffraction au foyer d'un télescope de la classe des 4 mètres sont pratiquement toujours réunies à 10 μm . Pour être dans ces conditions dans le visible il faut utiliser un télescope de l'ordre de 10 cm avec des temps de poses de l'ordre de la milliseconde.

λ	Longueur d'onde			
	0,5 μ m	2,2 μ m	3,85 μ m	10 μ m
$r_o \propto \lambda^{1.2}$	Paramètre de Fried			
	0,1m	0,6m	1,2m	3,6m
$N(\lambda) \approx \left(\frac{D}{r_o}\right)^2$	Nombre d'actuateurs			
D = 4m	1600	45	12	1
D = 8m	6400	180	48	4
$t(\lambda) \approx \frac{r_o}{v}$	Temps de cohérence			
v = 10ms	10ms	60ms	120ms	360ms
$\theta(\lambda) \approx \frac{r_o}{h}$	Angle d'isoplanétisme			
$\bar{h} = 6km$	3"	60"	120"	360"

Figure 2.5 Valeurs typiques des paramètres de la turbulence, pour de bonnes conditions d'observations(d'après [Beckers 88]).

λ	Longueur d'onde			
	0,5 μ m	2,2 μ m	3,85 μ m	10 μ m
$r_o \propto \lambda^{1.2}$	Paramètre de Fried			
	0,2m	1,2m	2,3m	7,3m
$N(\lambda) \approx \left(\frac{D}{r_o}\right)^2$	Nombre d'actuateurs			
D = 4m	400	11	3	-
D = 8m	1600	45	12	1
$t(\lambda) \approx \frac{r_o}{v}$	Temps de cohérence			
v = 10ms	20ms	120ms	230ms	730ms
$\theta(\lambda) \approx \frac{r_o}{h}$	Angle d'isoplanétisme			
$\bar{h} = 6km$	6"	120"	240"	720"

Figure 2.6 Valeurs typiques des paramètres de la turbulence, pour des conditions d'observations excellentes (d'après [Beckers 88]).

CHAPITRE 3 TECHNIQUES DE RESTAURATION D'IMAGES EN ASTRONOMIE.

1. INTRODUCTION.

Il a été montré au chapitre précédent que l'information contenue dans une image reçue au foyer d'un télescope pouvait être altérée. La dégradation dépend du diamètre de l'instrument, des conditions de turbulence, de la longueur d'onde et du temps de pose utilisé pour réaliser une image. Moyennant certaines conditions au moment de l'acquisition des images il est possible de restaurer une partie de l'information dégradée. Une image enregistrée avec un grandissement suffisant et un temps de pose inférieur à τ_0 , avec un télescope de diamètre supérieur à r_0 met en évidence une structure de tavelures (speckle), (Figure 3.1) dont chaque grain a une dimension de l'ordre de λ/D . La structure complète s'étale sur un diamètre de l'ordre de λ/r_0 . Cette structure évolue avec un temps caractéristique de τ_0 . Pour un temps de pose $t \gg \tau_0$, on obtient comme image d'un objet ponctuel une tache d'un diamètre à mi hauteur égal à λ/r_0 .

La fonction de transfert courte pose montre que l'on perd, de manière aléatoire, certaines hautes fréquences qui étaient présentes dans la fonction de transfert non perturbée, jusqu'à la fréquence de coupure. Pour tirer parti de cette information on peut procéder un traitement en temps différé, ou en agissant en temps réel sur le faisceau avant la détection de l'image par un récepteur.

Dans les paragraphes suivants, nous allons brièvement décrire quelques techniques utilisant l'information contenue dans le plan image ou dans le plan pupillaire. Ces techniques permettent de restaurer les fréquences spatiales contenues dans l'objet observé. Certains algorithmes de traitement permettent de reconstruire l'image à partir de ces informations.

Ces moyens de traitement aujourd'hui utilisés seuls, pourront être avantageusement couplés avec une optique adaptative pour augmenter les performances de résolution. La seconde partie de ce chapitre décrit le principe et les sous-systèmes d'un asservissement pour un traitement en temps réel -du faisceau avant sa détection.

2. TECHNIQUES DE TRAITEMENT A POSTERIORI.

2.1. RESTAURATION DE FREQUENCES SPATIALES DEGRADEES.

La technique dite "*d'interférométrie des tavelures*" (Speckle interferometry), proposée initialement par A.Labeyrie [Labeyrie 70], permet de tirer parti des informations contenues dans chaque "*Speckle*" observée dans le plan image. La

largeur spectrale pour la prise de vue doit être suffisamment étroite pour permettre l'observation de ce phénomène de diffraction. Cette technique nécessite une cohérence temporelle qui fixe les conditions expérimentales. D'autre part le temps de pose doit être assez court pour figer la structure dans le plan image ($t < \tau_0$). Le rapport signal sur bruit est améliorée en additionnant un grand nombre d'enregistrements. Ces techniques souffrent du bruit dû au caractère aléatoire du signal ainsi traité (speckle noise).

On peut aussi utiliser l'information contenue dans l'espace de Fourier de l'image obtenue. Il s'agit de faire une mesure dans le plan de la pupille de l'instrument au moyen d'un interféromètre. Les interféromètres utilisés pour ces applications sont des interféromètres à décalage qui seront décrit dans la seconde partie de ce chapitre. Ce type de technique permet une meilleure efficacité pour les sources brillantes, dans le cas où elles sont suffisamment petites. En l'absence de scintillation, l'amplitude dans la pupille reste constante, ce qui permet d'obtenir un bon rapport signal sur bruit en s'affranchissant du bruit dû à la turbulence atmosphérique [Roddier 87]. Pour réaliser ce type de mesure interférométrique, la source doit satisfaire à des conditions de cohérence qui ne sont plus respectées dès que l'objet devient trop grand.

2.2 LA RECONSTRUCTION DE L'IMAGE.

a. Imagerie par technique des tavelures : *Speckle Imaging*..

Les techniques citées ci-dessus permettent de retrouver l'amplitude de la transformée de Fourier de l'objet. Il est nécessaire pour reconstruire un objet complexe de restaurer l'amplitude et la phase de sa transformée de Fourier. Un certain nombre de techniques ont été proposées pour retrouver la phase. Une revue de ces techniques a été faite par Roddier [Roddier 87]. Certaines s'apparentent à l'holographie en ce sens qu'elles utilisent une référence dans le champ pour déconvoluer l'image (*speckle holography*).

Dans certaines techniques, dites du premier ordre, des trames successives sont sommées après avoir été recentrées par rapport au speckle le plus intense de chaque trame (*shift and add*) [Lynds 76] [Bates 80] [Cady 80]. Par opposition des techniques dites du second ordre [Labeyrie 70] [Knox & Thompson 74] et du troisième ordre, *speckle masking* [Weigelt 78], utilisent une double ou une triple corrélation de l'image avec elle-même. Le traitement peut se faire directement dans le plan image par corrélation, ou dans le plan de Fourier par multiplication des spectres des images enregistrées. La technique de *speckle masking* est aussi appelée *bispectrum analysis* ou *imagerie par triple corrélation*.

Dans toutes ces techniques, la mesure permet d'accéder à la valeur de $\tilde{I}(\vec{f})$, densité spectrale de puissance dans l'image. Si on effectue une mesure sur un objet de référence situé dans le champs d'isoplanétisme de l'objet observé, il est possible

d'accéder à la valeur de $\tilde{S}(\vec{f})$, fonction de transfert de l'ensemble optique-atmosphère. En théorie il est possible de retrouver la répartition d'énergie dans l'objet observé par déconvolution. Sa transformée de Fourier, la densité spectrale de puissance de l'objet, est calculée par :

$$\tilde{\alpha}(\vec{f}) = \frac{\tilde{I}(\vec{f})}{\tilde{S}(\vec{f})} \quad 3.1$$

Toutefois la fonction de transfert instantanée présente des valeurs nulles qui interdisent de réaliser cette division. Aussi en Speckle imaging, la fonction de transfert est déduite à partir d'une moyenne sur un ensemble d'enregistrements :

$$|\tilde{\alpha}(\vec{f})|^2 = \frac{|\tilde{I}(\vec{f})|^2}{|\tilde{S}(\vec{f})|^2} \quad 3.1 \text{ bis}$$

b. Déconvolution à partir d'analyse de surface d'onde.

Une solution pour réaliser la déconvolution a été proposée et mise en oeuvre par Primot et Fontanella [Fontanella 85] [Primot 88] [Primot 89]. A partir d'une analyse de surface d'onde on peut reconstituer le front d'onde perturbé à chaque instant et s'en servir pour en déconvoluer les effets sur la tache image. Cette méthode est à rapprocher de la *speckle holography*. Dans le cas présent l'analyse de front d'onde, effectuée éventuellement à partir de l'éclairement provenant de l'objet lui-même, fournit la référence par détermination de la fonction d'étalement de point. Pour pallier les instabilités produites par la division, dans la méthode proposée on applique une corrélation entre l'image et la fonction d'étalement de point équivalente pour chaque couple image/front d'onde. Pour retrouver l'objet on écrit :

$$\tilde{O}(\vec{f}) = \frac{\langle \tilde{I}_i(\vec{f}) \cdot \tilde{S}_i^*(\vec{f}) \rangle}{\langle |\tilde{S}_i(\vec{f})|^2 \rangle} \quad 3.2$$

Une des particularités de cette méthode est d'utiliser à la fois l'information contenue dans le plan focal, au moyen d'une caméra haute résolution capable d'échantillonner la tache de diffraction, et dans le plan pupillaire par une analyse de surface d'onde.

Cette technique est aussi à rapprocher de l'optique adaptative, puisque dans les deux cas on utilise à la fois l'information contenue dans le plan image et dans le plan pupillaire. Dans le cas de l'optique adaptative la reconstruction est faite directement par l'utilisation d'un miroir déformable, ici la reconstruction est faite en temps différé.

Nous reviendrons plus loin sur la comparaison de ces techniques, lorsque nous caractériserons les gains apportés par une optique adaptative.

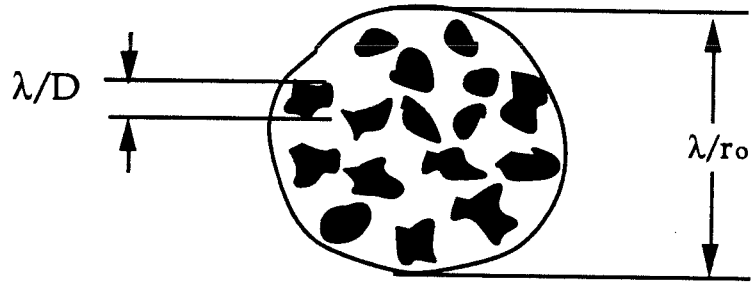


Figure 3.1 Tavelures

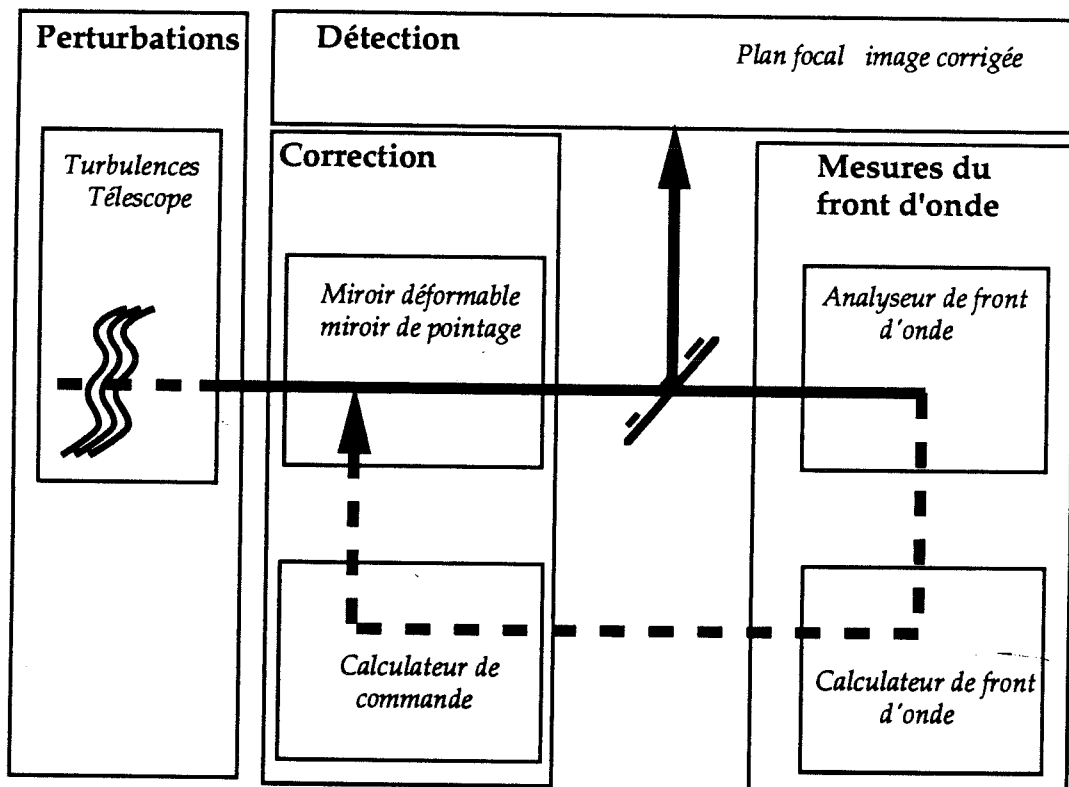


Figure 3.2 Principe d'un dispositif d'optique adaptative.

c. Méthodes non-linéaires.

Pour résoudre le problème posé par les points d'instabilité (valeurs nulles de la fonction de transfert) et également pour obtenir des points du spectre de l'objet au-delà de la limite de résolution de l'instrument (super résolution) il a été proposé de recourir à des méthodes non-linéaires [Biraud 69] [Frieden 72] [Ables 74] [Gull 78]. Une revue des différentes approches pour des applications à l'astronomie a été faite par Cornwell [Cornwell 88]. Dans ces méthodes, on fait une hypothèse de départ sur la forme de l'objet observé, pour le reconstruire par extrapolation. Des itérations successives permettent de reconstruire les ailes hautes fréquences disparues en faisant correspondre les hypothèses de départ aux mesures effectuées. Ces techniques sont sujettes à des instabilités qui peuvent faire apparaître des artefacts.

Il faut remarquer aussi que ces méthodes non linéaires sont applicables pour toute forme de traitement de données, dès que l'on peut faire des hypothèses a priori sur le signal mesuré, ce qui est pratiquement toujours vrai, et que l'on a une connaissance du bruit qui a perturbé la mesure.

3. L'OPTIQUE ADAPTATIVE.

3.1. INTRODUCTION.

On devrait, sous le nom générique d'optique adaptative, pouvoir mettre toutes les techniques permettant de réaliser, en temps réel, au moyen d'une boucle d'asservissement, un traitement sur un faisceau optique avant sa détection pour compenser une perturbation évoluant avec le temps.

L'idée de base, consistant à modifier en temps réel la propagation d'un faisceau optique, apparaît pour la première fois d'après la légende, vers 212 av. J.C. pendant la seconde guerre punique. Les Grecs, sur une idée d'Archimède, assiégés par les Romains à Syracuse, auraient utilisé les boucliers des soldats grecs pour focaliser la lumière du soleil sur les vaisseaux romains, et les enflammer.

L'application de l'optique adaptative à l'astronomie a été proposée initialement par Babcock en 1953 [Babcock 53]. De nombreuses revues ont été faites pour en décrire le principe, les composants et les limitations [Pearson 79a et b] [Pearson 81] [Hardy 78] [Hardy 81] [Freeman 82] [Hardy 89].

Le schéma de principe est donné par la figure 3.2 où l'on voit apparaître les éléments d'une optique adaptative.

- ◇ l'éléments actif (miroir déformable, miroir vernier ou autre degré de liberté) qui constitue le correcteur de la boucle d'asservissement,
- ◇ l'analyseur de surface d'onde qui génère la mesure de l'erreur de la boucle d'asservissement,
- ◇ la commande, qui correspond à la contre-réaction.

Le signal d'entrée à corriger est l'onde optique incidente. Le signal d'erreur est mesuré par l'analyseur qui le retourne dans la boucle de contre-réaction. L'optique adaptative est nécessairement un carrefour entre un certain nombre de domaines. Faisant appel à l'*automatique* dans son principe, pour contrôler un système *optique*, il nécessite pour les besoins de l'*analyse de surface d'onde* de maîtriser les *détecteurs* utilisés avec de faibles flux dans le cas de l'*astronomie*. Le traitement des données pour les besoins de la contre-réaction fait nécessairement appel à l'*électronique rapide* ou à l'*informatique rapide* ou aux deux. La maîtrise d'oeuvre de tels systèmes, devra se faire par collaboration d'équipes pluridisciplinaires, compétentes pour l'analyse de surface d'onde, pour la réalisation d'éléments actifs et de leur contrôle, et enfin pour l'intégration de l'instrument dans le contexte auquel il est destiné.

Suivant le type de corrections que l'on souhaite apporter, la technologie à utiliser sera différente. Trois grandeurs physiques vont permettre de guider le choix :

- ◇ la constante de temps des défauts à corriger,
- ◇ l'amplitude des défauts à corriger,
- ◇ le nombre de degrés de liberté sur lesquels on veut agir..

Les valeurs des deux premières grandeurs permettent de séparer ce qu'on appelle aujourd'hui optique active et optique adaptative.

a. L'optique active.

Le rôle de l'optique active est de corriger des défauts induits par l'instrument lui-même, à grande constante de temps, typiquement supérieure à la seconde, sur de grandes amplitudes allant jusqu'à quelques centaines de longueurs d'onde [Wilson 87]. Cette technique permet de révolutionner la conception des télescopes. Son application donne la possibilité de relâcher certaines contraintes pour la réalisation des optiques et de leur monture. On réduit ainsi l'épaisseur des miroirs et on se réserve la possibilité de modifier leur forme en cours d'utilisation en fonction du pointage de l'instrument. On peut compenser des déformations d'origine thermique ou due à des contraintes d'origine mécaniques appliquées sur les miroirs et les montures.

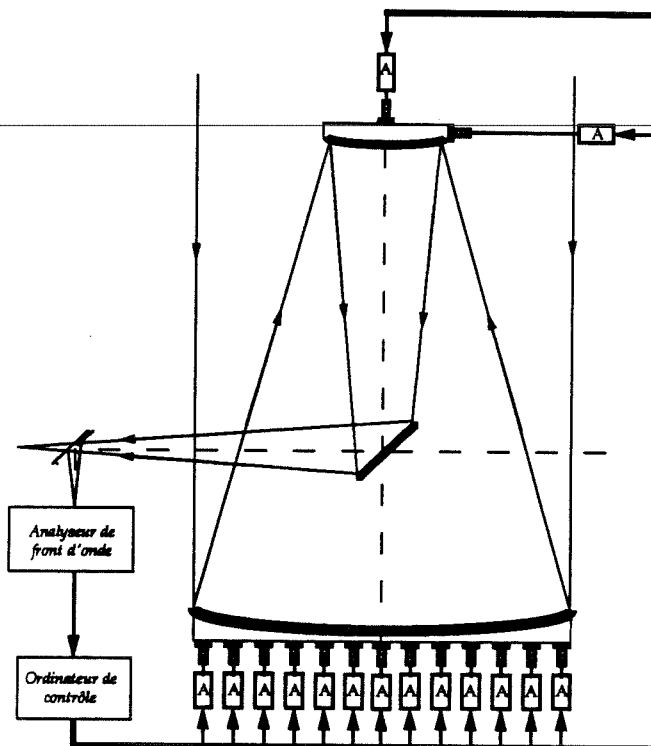


Figure 3.3 Principe de l'optique active sur un télescope.

Un télescope basé sur ce principe, le NTT (New Technology Telescope) est actuellement en cours de mise en place sur le site de l'ESO au Chili (Figure 3.3). Les

excellents résultats déjà obtenus avec cet instrument en font l'un des télescopes astronomiques les plus performants à l'heure actuelle, sinon le plus performant, en terme de résolution angulaire.

Dès sa mise en place, il a fourni des images limitées en résolution uniquement par la turbulence atmosphérique telle qu'elle a été mesurée simultanément par ailleurs sur des instruments dédiés aux tests du site [Melnick 89]. Les meilleures images obtenues lors des premières nuits ont une limite de résolution comprise entre 0,35 et 0,39 seconde d'arc, alors que les asservissements ne sont pas encore utilisés, et que les actuateurs du miroir primaire sont réglés pour une observation dans la direction du zénith [Tarenghi 89].

Ce télescope en outre permet de préfigurer le principe de chacun des quatre télescopes du VLT (Very Large Telescope). Nous reviendrons sur la description du VLT dans un chapitre ultérieur.

b. L'optique adaptative.

L'optique adaptative désigne des systèmes commandés par une boucle d'asservissement dont les temps de réponse seront inférieurs à la seconde et jusqu'à la milliseconde, tout en travaillant sur des amplitudes de correction de l'ordre de quelques longueurs d'onde. Son rôle sera de corriger les effets de turbulences rapides, essentiellement dus au milieu de propagation, ainsi que les défauts de pointage de l'instrument. En général pour l'astronomie il s'agit d'une instrumentation d'encombrement réduit par rapport à la taille du télescope. L'optique mise en place permet d'obtenir une image de la pupille de l'instrument, ou de la couche turbulente, sur les dispositifs de mesure et de correction.

3.2. LES SOUS-SYSTEMES DE L'OPTIQUE ADAPTATIVE.

Nous allons dans ce paragraphe passer en revue une partie des éléments nécessaires pour remplir les fonctions énumérées ci-dessus.

a. L'analyse de surface d'onde.

L'analyse de surface d'onde est le moyen de mesure du signal d'erreur dans la boucle d'asservissement d'une optique adaptative, ou d'optique active. On cherchera à annuler constamment ce signal d'erreur par l'algorithme de contrôle des éléments actifs. La reconstruction de la surface d'onde se fait par le biais des éléments actifs.

L'analyse de surface d'onde peut être utilisée également pour mesurer les défauts de systèmes optiques. Elle est utilisée encore pour reconstruire la phase d'une surface d'onde de manière à caractériser la perturbation qu'elle a traversée. L'information obtenue peut permettre de restaurer, par déconvolution, toute l'information contenue dans une image enregistrée en même temps que le front d'onde [Fontanella 85], [Primot 89] et paragraphe 2.2 de ce chapitre. Les analyseurs sont traditionnellement décrits en trois classes :

- ◇ les dispositifs sensibles directement à la phase,
- ◇ les dispositifs effectuant une mesure liée à ses dérivées spatiales premières,
- ◇ les dispositifs effectuant une mesure liée à ses dérivées spatiales secondes.

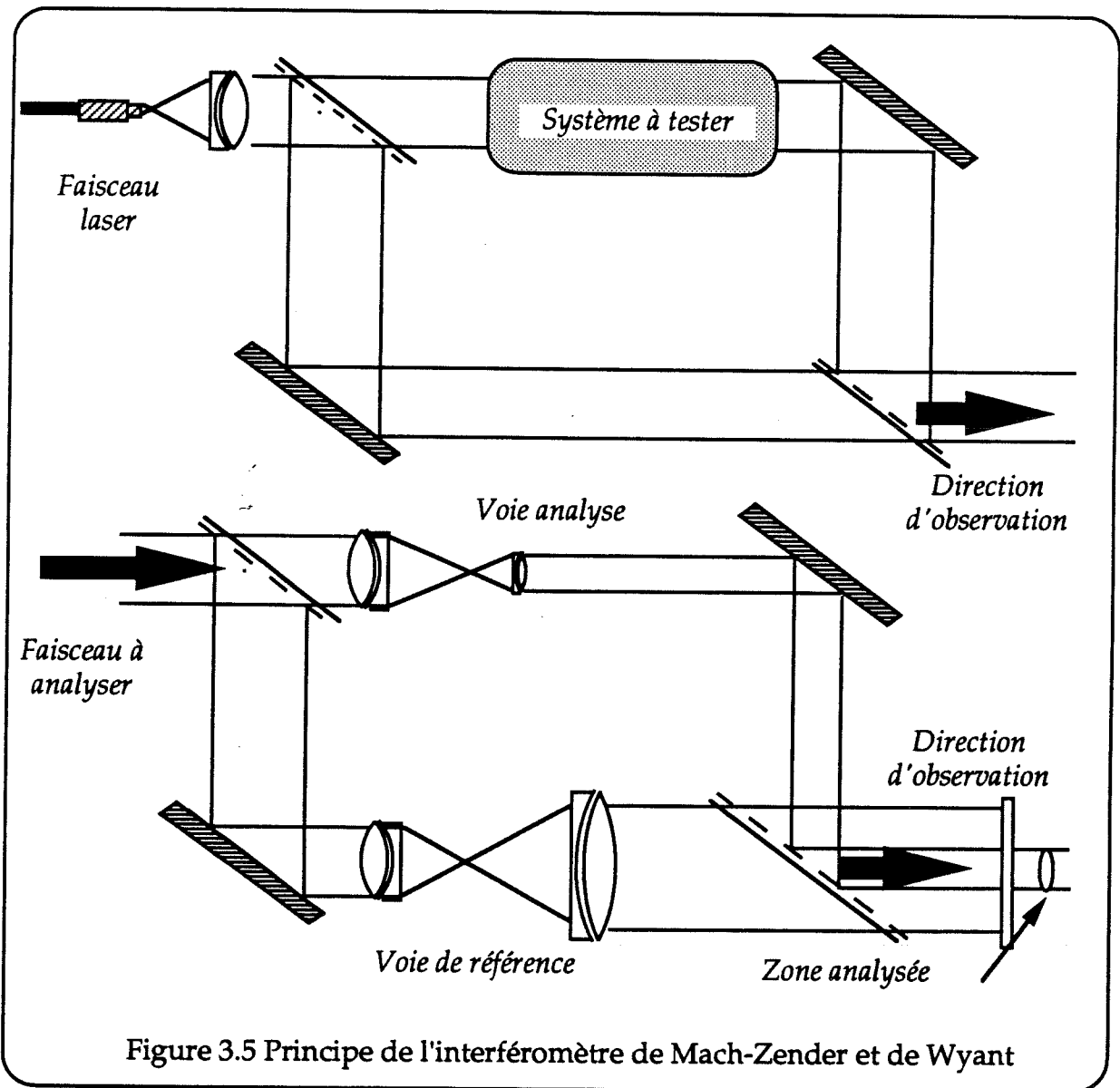
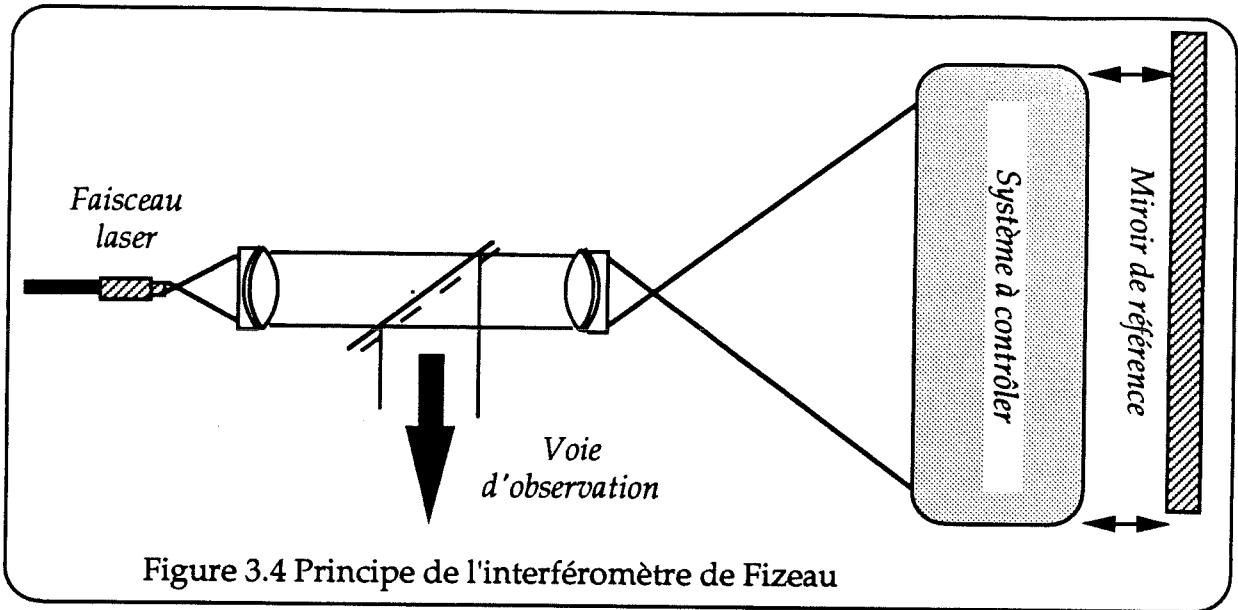
Une revue des techniques d'analyse de surface d'onde a été faite par ailleurs [Primot 89] pour l'application de la reconstruction de surface d'onde en vue de la déconvolution. Roddier d'autre part [Roddier 90] expose un formalisme qui permet de décrire les deux dernières classes d'analyseurs.

1. ANALYSEURS SENSIBLES A LA PHASE

A. Les interféromètres.

a. LES INTERFEROMETRES A DEUX BRAS.

Ces dispositifs sont couramment utilisés en laboratoires pour le contrôle de composants optiques ou de sources. Une description détaillée de ces dispositifs est faite dans *Optical Shop Testing* [Malacara 78]. Le principe de base est celui d'un Michelson, d'un Fizeau ou d'un Mach Zehnder. Les deux premiers utilisent une surface de référence, dans le montage, par rapport à laquelle sera mesurée l'écart de phase. C'est le cas du ZYGO™ qui est un interféromètre de Fizeau, dont le principe est décrit figure 3.4. Dans ces dispositifs un logiciel de dépouillement permet à partir de l'interprétation des franges de reconstruire la forme du front d'onde. La sensibilité de cet instrument ne dépend que de la qualité du calibre de référence et de la longueur d'onde utilisée.



Le principe du Mach Zehnder est donné sur la figure 3.5. Il permet une analyse d'objets de phase en transmission, en les plaçant dans l'un des bras de l'interféromètre. Une adaptation du montage permet de faire une mesure en réflexion.

Une solution proposée par Wyant [Wyant 81], permet d'analyser un défaut situé avant l'entrée de l'interféromètre. Elle consiste à faire interférer l'onde avec elle-même en utilisant un rapport de grandissement entre les deux voies tel que l'onde à analyser soit superposée avec une portion d'elle-même suffisamment petite pour être considérée comme plane.

Ces types d'analyseurs, utilisant une lame semi-transparente, impliquent une perte de la moitié du signal, qui retourne vers la source. Cette exploitation nécessite l'emploi de logiciels d'interprétation des franges d'interférences, incompatibles avec les exigences temps réel de l'optique adaptative. Une solution consiste à moduler le chemin optique sur l'un des bras et d'exploiter la phase du signal temporel mesuré en certains points de la pupille pour reconstruire la phase de l'onde dans la pupille.

Dans certains cas, comme le dispositif proposé par Wyant il est nécessaire d'atténuer le faisceau de référence pour obtenir un contraste suffisant pour l'exploitation des franges. Ceci permet d'augmenter le rapport signal sur bruit à la détection au prix d'une perte de flux importante.

b. L'INTERFEROMETRE DE SMARTT.

Le principe de cet interféromètre en fait un système de mise en oeuvre très simple. L'onde à étudier est focalisée sur une lame atténuatrice percée d'un trou dont la diffraction produit une onde de référence qui interfère avec le faisceau transmis par la lame (Figure 3.6). Le rendement photométrique d'un tel dispositif est faible et le limite à un usage de laboratoire.

c. ANALYSEUR A DEDOUBLEMENT LATERAL

Le principe de cet analyseur est de faire interférer deux ordres de l'onde incidente, créés au moyen d'un réseau mobile. La phase du signal temporel détecté en chaque point de la zone de recouvrement des deux ordres est proportionnelle à la différence de phase entre les deux points superposés (figure 3.7). Soit une onde plane incidente sur un tel dispositif :

$$\Psi(x,t) = \Psi_0 \exp [i(\omega t + \phi(x))] \quad 3.3$$

Si le réseau a une transmission sinusoïdale on peut montrer que l'on obtient après avoir traversé le réseau de pas P , se déplaçant à la vitesse V deux ordres ± 1 et un ordre 0 de la forme :

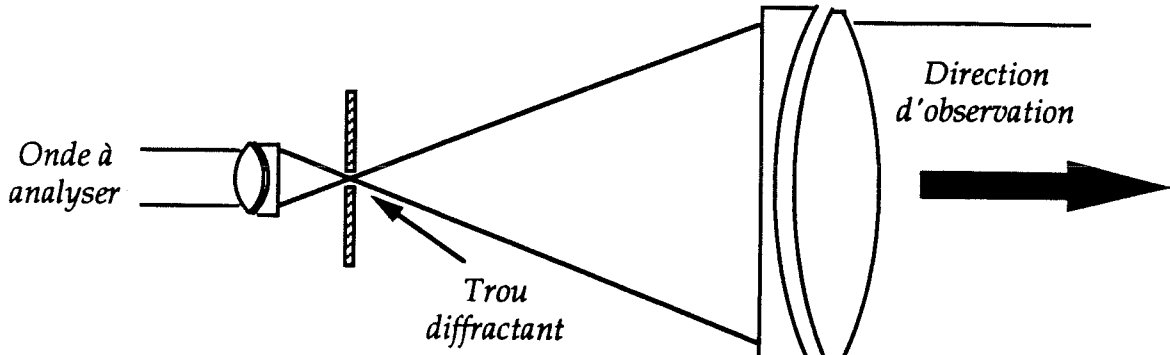


Figure 3.6
Interféromètre
de Smart.

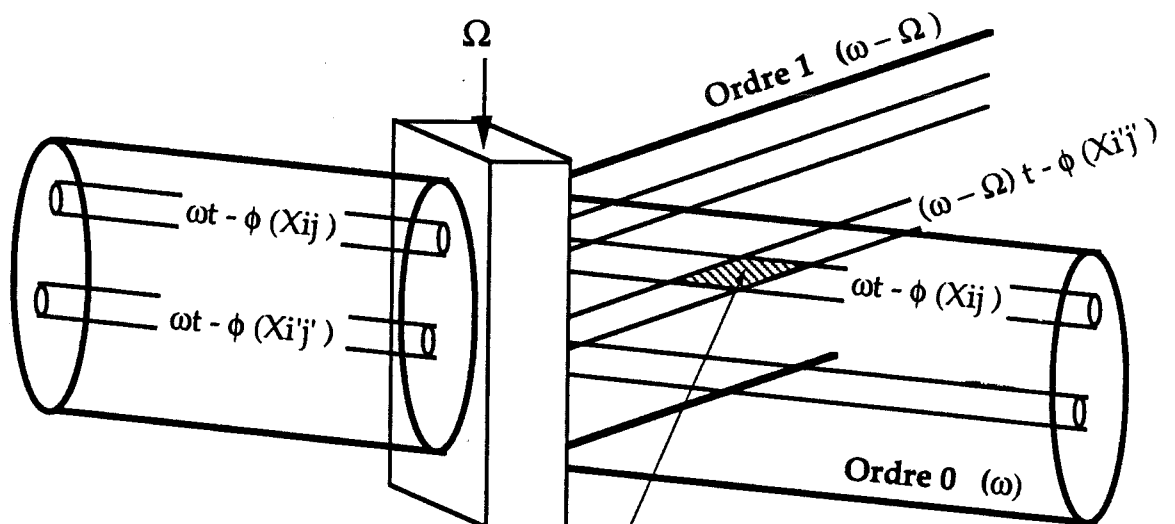


Figure 3.7 Principe de
l'analyse par
interféromètre à
dédoublément latéral.

Phase du signal mesuré :
 $\Omega t + \phi (Xi'j') - \phi (Xij)$

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\pm 1}(x, t) &= \frac{\Psi_0}{2} \exp [i(\omega \pm 2\pi V/P) t + \phi(x \pm \Delta x)] \\ \Psi_0(x, t) &= \frac{\Psi_0}{2} \exp [i\omega t + \phi(x)] \end{aligned} \right\} \quad 3.4$$

Δx est un décalage latéral qui dépend de la longueur d'onde du faisceau incident et des conditions géométriques d'observation. L'éclairement que l'on peut mesurer avec un détecteur placé en un point d'abscisse x où il y a recouvrement des ordres 0 et 1 par exemple, est :

$$\begin{aligned} I(x, t) &= |\Psi_1(x, t) + \Psi_0(x, t)|^2 \\ I(x, t) &= \frac{\Psi_0^2}{2} [1 + \cos(2\pi V/P) t + \phi(x - \Delta x) - \phi(x + \Delta x)] \end{aligned} \quad 3.5$$

On détecte un signal à la fréquence V/P dont la phase est directement proportionnelle à la différence de phase entre les deux zones de la pupille se superposant en X . Ce type de dispositif donne une information sur la phase dans une seule direction et nécessite l'emploi d'un second dispositif pour analyser la direction perpendiculaire. La phase est reconstruite ensuite de proche en proche par le biais des relations entre les phases des différents points de la pupille.

Pour réaliser ce type d'analyseur plusieurs solutions ont été proposées. Nous ne citons ici que le cas de l'analyseur à disque de Ronchi et de l'analyseur à modulateur acousto-optique.

◇ ANALYSEUR A RESEAUX DE RONCHI.

Cet instrument a été abondamment décrit dans la littérature [Koliopoulos 80]. Il a été utilisé dans certains projets d'optique adaptative aux Etats Unis dans les années soixante dix. [Hardy 77] : Projet RTAC. Le décalage latéral est produit par un disque formant un réseau radial. Le pas du réseau et sa vitesse de défilement sont déterminés par la position du faisceau sur le réseau.

En remplaçant $\phi(x + \Delta x)$ et $\phi(x - \Delta x)$ par leur développement en série de Taylor, et compte tenu du fait que $\Delta x = \lambda F/P$, où F représente la longueur focale de l'optique imageant l'objet sur le réseau, on peut écrire [Sinquin 88] :

$$I(x, t) = \frac{\Psi_0^2}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi V}{P} t - \frac{2\lambda F}{P} \cdot \frac{d\phi(x)}{dx} \right) \right] \quad 3.6$$

ou en écrivant la phase en fonction du chemin optique :

$$I(x, t) = \frac{\Psi_0^2}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi V}{P} t - \frac{4\pi F}{P} \cdot \frac{d\delta(x)}{dx} \right) \right] \quad 3.7$$

On met ainsi en évidence que ce type d'analyseur est achromatique. On remarque également qu'il peut être considéré comme un analyseur sensible à la pente de la phase.

Pour obtenir la phase sur toute la pupille de l'instrument on doit utiliser une matrice de détecteurs, comportant autant d'éléments que de points de mesure souhaités. Il faut bien sûr utiliser deux voies pour analyser respectivement les deux directions perpendiculaires.

Un inconvénient de ce dispositif est la complexité de l'instrumentation : deux voies d'analyse, des pièces mobiles à grande vitesse. L'utilisation d'un réseau à secteurs opaques induit une perte de lumière de 50%.

◇ INTERFEROMETRE A MODULATEUR ACOUSTO-OPTIQUE.

Une seconde solution élégante proposée par Wang [Wang 84] et mise en oeuvre pour une analyse à des longueurs d'onde infrarouges par Siquin [Siquin 88] consiste à effectuer le dédoublement par une onde acoustique se propageant perpendiculairement au plan d'incidence du faisceau optique dans un milieu transparent. L'onde acoustique entretient une modulation de l'indice à l'intérieur du cristal.

Dans le dispositif décrit par Siquin on utilise deux modulateurs à cristaux de germanium croisés et le signal est détecté à la sortie sur une matrice de détecteurs. L'intérêt de ce dispositif par rapport au précédent est de ne pas comporter de pièce mobile et de pouvoir effectuer une analyse à très haute fréquence. Par contre fonctionnant en régime de Bragg, le cristal produit un réseau épais qui doit interagir avec un faisceau parallèle. La relation entre le terme Δx et la longueur d'onde n'existe plus. Le système n'est pas achromatique comme le précédent, bien que pouvant fonctionner en bande large. La modulation d'indice produite s'écrit :

$$n = n_0 + \Delta n \sin(2\pi F t - K x) \quad 3.8$$

F est la fréquence du signal injecté sur le cristal et K le vecteur d'onde acoustique $2\pi/\Lambda$, Λ étant la longueur d'onde se propageant dans le cristal. On montre qu'une onde optique traversant un tel milieu peut, en régime de Bragg, engendrer deux ordres 0 et -1 [Siquin 88] qui vont produire dans la zone où ils interfèrent un éclaircissement :

$$\Psi_0(x, t) = \frac{\Psi_0}{2} \exp[i(\omega t + \phi(x))] \quad 3.9$$

$$\Psi_{-1}(x, t) = \frac{\Psi_0}{2} \exp i[(\omega - 2\pi F) t + Kx + \phi(x)] \quad 3.10$$

Si maintenant on considère l'éclairement en un point où interfèrent les ondes issues des points de coordonnées x et $x + \Delta x$, elles y parviennent avec un retard de chemin optique $\Delta\delta$ l'une par rapport à l'autre :

$$\Psi_{-1}(x, t) = \frac{\Psi_0}{2} \exp i\left[(\omega - 2\pi F) t + Kx + \phi(x + \Delta x) + \frac{2\pi \Delta\delta}{\lambda}\right] \quad 3.11$$

On obtient :

$$I = \frac{\Psi_0^2}{2} \left[1 + \cos(2\pi F t + Kx + k \Delta\delta + \phi(x) - \phi(x + \Delta x)) \right] \quad 3.12$$

Une barrette de détecteurs placée parallèlement à la direction de propagation de l'onde acoustique va permettre de réaliser l'analyse du faisceau dans une direction. L'emploi de deux modulateurs croisés, ou d'un cristal excité sur deux directions orthogonales, associés à une matrice de détecteurs va permettre d'analyser le faisceau sur toute sa section. Ce système résout un certain nombre des problèmes de l'analyseur précédent. Il ne comporte pas de pièce mobile, et a une transmission théorique de 100%. Par contre il est chromatique, tout en permettant une analyse sur une assez large bande spectrale ($\delta\lambda \approx 0,7 \mu\text{m}$ à $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$) [Sinquin 88]. L'instrument présente l'inconvénient d'utiliser des signaux haute fréquence pour adresser les modulateurs. La détection doit aussi se faire à haute fréquence. On doit utiliser des détecteurs rapides. Comme pour le précédent on rencontrera aussi un problème de dynamique, puisque la phase y est mesurée à 2π près.

d. INTERFEROMETRES A DEDOUBLEMENT ANGULAIRE.

Ce type d'interféromètres décrit par C.Roddier [C.Roddier 88] permet de réaliser de l'interférométrie pupillaire. Dans le principe il s'agit d'un interféromètre de Michelson pour lequel les réflecteurs sont des prismes en toit. Le décalage angulaire se fait au moyen d'une rotation d'un prisme par rapport à l'autre, ce qui a pour effet de donner au faisceau réfléchi une rotation double. La différence de marche obtenue entre les deux images d'un point à travers l'interféromètre croît avec la distance au centre de la pupille.

Les différents modes de retournement possibles sont schématisés sur la figure 3.8. On y voit les couples de points associés qui permettent de remonter aux fréquences spatiales que l'on veut détecter. L'interféromètre à décalage latéral correspond aux analyseurs décrits ci-dessus.

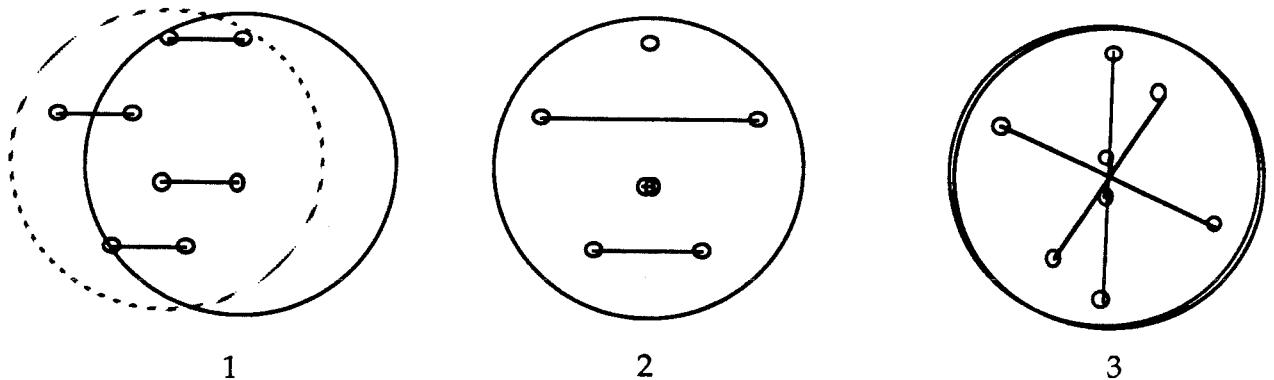


Figure 3.8 Interféromètres à décalage : différents types de décalages utilisés :

- 1/ décalage latéral 2/ retournement de pupille
3/ décalage angulaire 180° d'après [Roddiier C 88].

Pour les interféromètres à dédoublement angulaire et à retournement de pupille, la reconstruction de la phase à partir de l'information délivrée est moins évidente que pour les autres analyseurs, ce qui l'écarte d'une utilisation en optique adaptative. Le dépouillement de l'information qu'il délivre nécessite d'interpréter les franges observées.

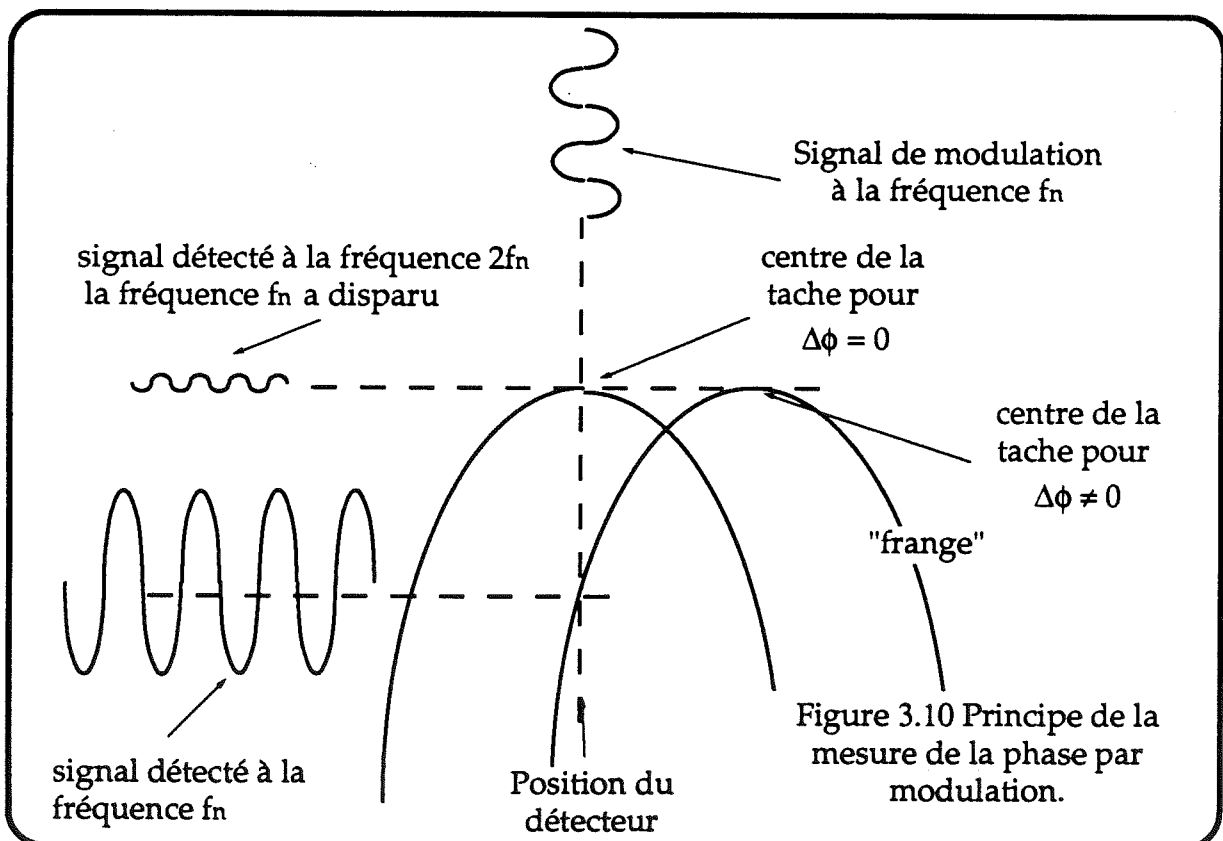
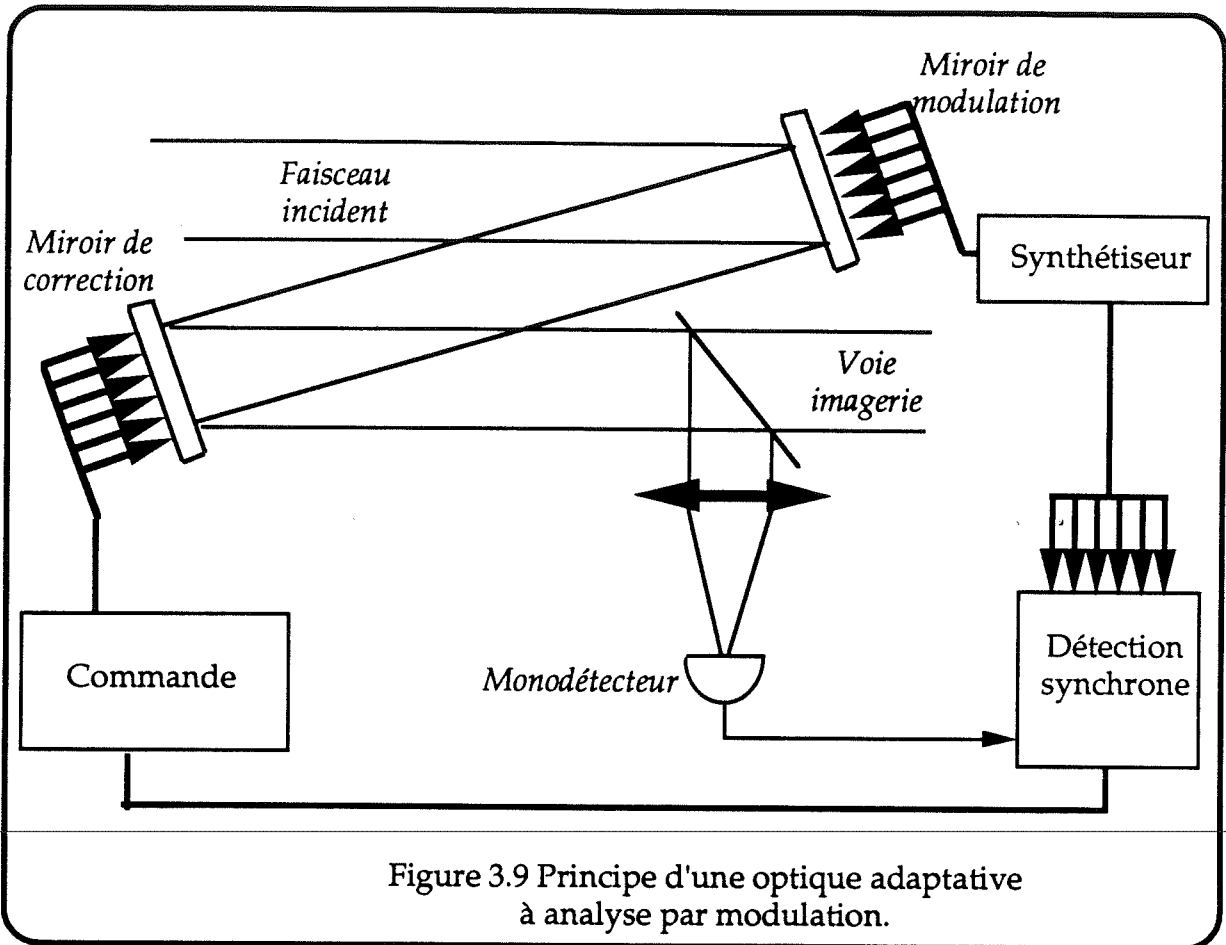
Cet analyseur est aussi utilisé pour réaliser des études de perturbations atmosphériques. En effet le diamètre pour lequel les franges d'interférences existent est directement relié à la valeur du paramètre r_0 .

B. Analyse par modulation.

Cette technique consiste à donner une modulation de phase, au moyen d'un miroir déformable par exemple, au point de la pupille où l'on désire avoir une mesure (figure 3.9). Chaque point est modulé à une fréquence différente, toutes les fréquences devant être comprises dans la même octave. Cette modulation donne au front d'onde une déformation dont l'amplitude reste négligeable par rapport à la planéité que l'on souhaite obtenir après correction. Le faisceau obtenu est focalisé sur un monodétecteur. Le signal délivré est analysé au moyen d'une électronique de détection synchrone avec autant de voies que de fréquences à discriminer.

Si on se reporte à la description de la formation d'une image dans le plan focal faite au chapitre 2 on observe :

$$I = \sum_{n=1}^N |\Psi_n|^2 + \sum_{m \neq n} \sum_n \Psi_m \Psi_n^* \quad 3.13$$



où on considère que les N sous-pupilles sont les N actuateurs. L'image est constituée de la superposition des systèmes de franges produits par chaque couple de sous-pupilles. Une modulation dans une sous-pupille va entraîner une modulation autour de la position centrale de chaque système de franges auquel participe cette sous-pupille. L'amplitude de cette modulation à la détection est minimum en l'absence de déformation de la phase. Dès que l'on introduit une erreur de phase dans la sous-pupille, on introduit un déphasage des systèmes de franges. La modulation se fait autour d'une position décalée des franges. L'amplitude de la modulation alors croît (figure 3.10).

Dans la figure, le lobe central représente l'énergie de la tache image, ou la portion de la frange que l'on observe dans le cas d'un modèle à deux sous pupilles. La direction d'observation est celle de l'axe vertical, le lobe se déplaçant à la fréquence de modulation de part et d'autre de cet axe, avec une amplitude d'une fraction de la frange qui est modulée. La modulation du signal détecté est celle représentée représentée sur la figure 3.10, autour des axes verticaux, alternativement dans le cas perturbé et non perturbé.

Ce type d'analyseur nécessiterait davantage de photons par rapport à un analyseur utilisant l'éclairage dans la pupille, lorsque l'ouverture de l'instrument augmente [Hardy 78] [Dyson 75]. Ce dispositif qui est très efficace pour détecter un signal d'erreur lorsque l'asservissement est accroché, a une certaine difficulté à détecter un signal d'erreur de grande amplitude rendant difficile l'accrochage de l'asservissement. En effet, avant correction le rapport signal sur bruit pour la mesure de l'erreur est faible, l'amplitude du signal sur le détecteur est réduit par un facteur $(D/r_0)^2$ correspondant au nombre de tavelures dans l'image. La mesure de l'erreur avant correction se fait sur le signal produit dans une seule tavelure.

Toutes les mesures étant obtenues à partir du signal provenant du même détecteur, les différentes contributions correspondant aux différentes fréquences, se superposent réduisant d'autant le rapport signal sur bruit pour la détections de ces fréquences.

La complexité du montage le restreint à des systèmes avec un nombre limité de degrés de liberté. Un grand nombre de degrés de liberté impose le même nombre de moteurs de modulation, de placer toutes les fréquences de modulation dans la même octave, et de pouvoir les discriminer à la sortie.

Enfin le principe de ce dispositif le rend sensible à la longueur d'onde. La largeur spectrale du signal destiné à l'analyse de surface d'onde doit donner un élargissement des "franges" négligeable devant le décalage introduit par les erreurs sur le front d'onde.

2. ANALYSEURS SENSIBLES A LA DERIVEE DE LA PHASE.

A.Introduction.

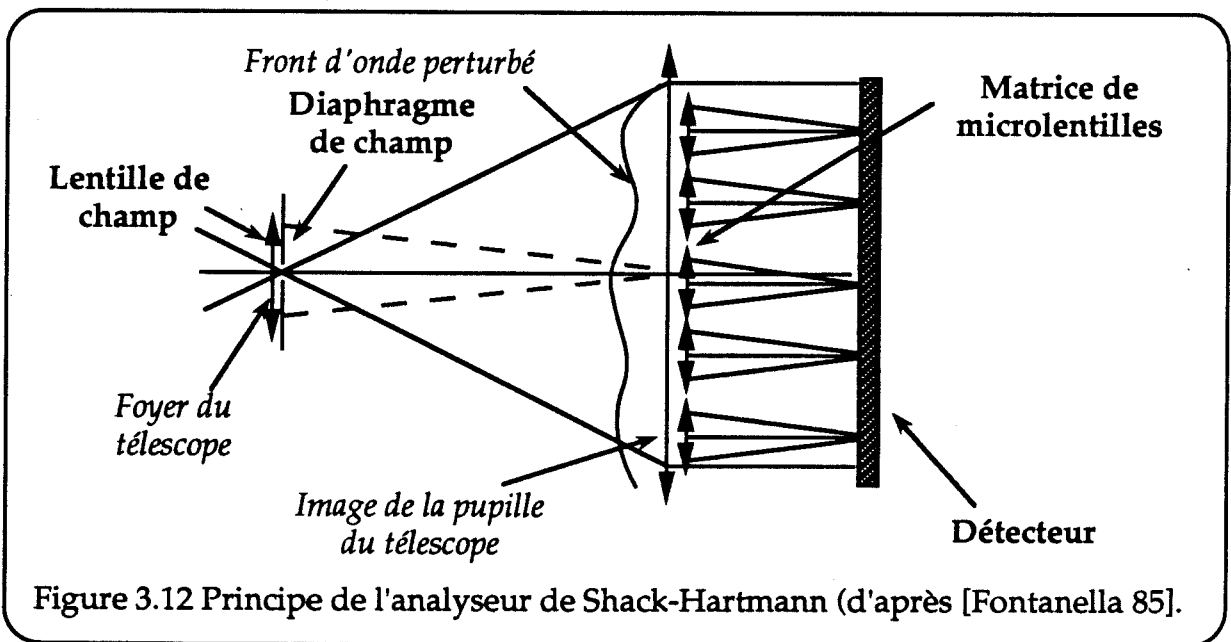
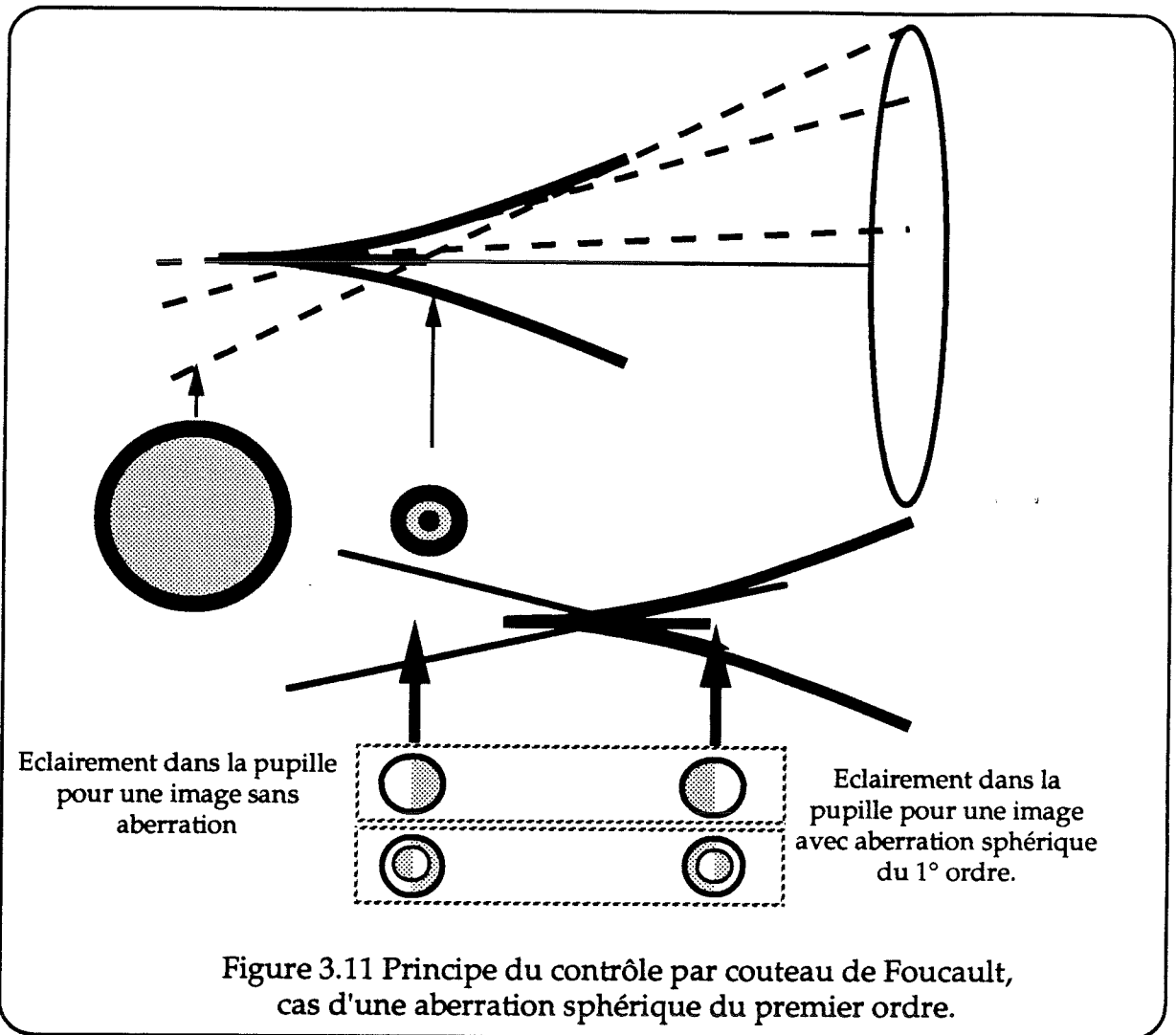
Ce type d'analyseur utilise les effets géométriques des aberrations sur un faisceau. Dans le cas d'une image parfaite d'un objet ponctuel, obtenue au foyer d'un système optique, tous les rayons provenant de tous les points de la pupille passent dans le plan focal par un seul et même point. Dès que l'imagerie n'est plus parfaite, l'ensemble de ces rayons traverse le plan focal en des positions différentes. La figure 3.11 donne quelques exemples qui illustrent ce propos, dans le cas de la défocalisation et de l'aberration sphérique.

La méthode de Foucault communément utilisée dans les ateliers d'optique, consiste à placer un couteau de Foucault proche du point focal qui aura pour effet de couper certains rayons (figure 3.11). Pour une optique parfaite en translatant le couteau dans le plan focal lorsque l'on coupe l'axe optique, on obture d'un seul coup tous les rayons. Si on observe la pupille elle s'obscurcit de façon homogène. Avec une translation le long de l'axe de propagation on observe une pupille éclairée par moitié. Au passage au foyer les cotés éclairé/non-éclairé s'inversent sans transition. En présence d'aberrations ces figures ne sont plus respectées, la variation de l'éclairement observée avec le couteau au foyer est proportionnel à la dérivée de la phase. L'interprétation de la figure obtenue devient difficile lorsque les défauts sont d'ordres élevés.

Des versions améliorées de ces procédés ont été proposées utilisant un filtre de transmission linéairement variable à la place du couteau de Foucault [Roddier 85]. Une autre proposition est d'utiliser un filtre de transmission sinusoïdale. L'éclairement obtenu est proportionnel à la phase [Von der Lühe 87] [Gaffard 88].

La méthode de Hartmann consiste à limiter le faisceau d'entrée par un masque percé d'un arrangement matriciel de trous identiques de petit diamètre. On observe dans un plan extra-focal, à la sortie du système optique, le réseau de taches produit. Le déplacement de chacune d'elles par rapport à sa position nominale donne la dérivée de la pente locale à l'entrée de chaque trou. Beaucoup de grands télescopes actuels possèdent un masque de Hartmann dont la taille est celle de leur miroir primaire. La lumière perdue par un tel système est considérable.

L'analyseur de Shack Hartmann est une amélioration de ce principe qui pallie ce défaut. Le masque est remplacé par une matrice de micro-lentilles disposée dans un plan conjugué de la pupille d'entrée de l'instrument [Feinleib 79]. Dans ce brevet le détecteur placé au foyer de chaque micro-lentille est une cellule à quatre quadrants.



B. Configuration générale du Shack-Hartmann.

Le principe de base de l'analyseur de Shack Hartmann est schématisé figure 3.12 [Fontanella 85]. Une image de la pupille d'entrée de l'instrument est formée sur une matrice de micro-lentilles. Une matrice de détecteurs est placée dans le plan focal des micro-lentilles.

En l'absence d'aberration chaque lentille donne une image de l'objet de référence centrée sur son axe optique. La déformation du front d'onde est vue comme un basculement par chaque lentille; il en résulte un déplacement de la tache au foyer de la lentille (figure 3.13). La mesure du déplacement δx du centre de gravité d'une tache permet de remonter à la pente moyenne de l'onde sur la surface de la lentille au moyen de la différence de chemin optique $\Delta\delta$ entre les deux bords de la sous-pupille :

$$\frac{\delta x}{f_{\mu l}} = \frac{\Delta\delta}{d} \quad 3.14$$

Avec d le diamètre et $f_{\mu l}$ la distance focale des micro-lentilles. δx est le déplacement de la tache, dans la direction x , au foyer d'une micro-lentille. La différence de phase est :

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\delta x d}{f_{\mu l}} \quad (\text{en radians}) \quad 3.15$$

La mesure effectuée par ce système est indépendante de la longueur d'onde, celle-ci n'est introduite que pour reconstruire la phase. Pour commander une optique adaptative il n'est pas indispensable de reconstruire la phase. En effet l'asservissement cherche à anuler la signal d'erreur, c'est à dire à centrer les taches au foyer des micro-lentilles sur leur position de référence.

C. Configurations possibles de détecteurs.

L'utilisation de ce dispositif peut se faire avec une matrice détecteur d'image au foyer de l'ensemble des micro-lentilles, qui est lu par trame (Dispositif à transfert de charge DTC ou Charge Coupled Device CCD) [Noethe 84] [Fontanella 85] [Rousset 87]. L'image est traitée immédiatement ou a posteriori, pour extraire les centres de gravité. C'est la configuration choisie dans le cas du projet COME-ON qui sera décrite plus loin. On pourrait également envisager pour aller plus vite d'utiliser un récepteur indépendant par sous-pupille. Il a été proposé aussi [Gonsiorowski 88] un arrangement original des détecteurs (figure 3.14). Chaque tache est imagée à l'intersection de 4 détecteurs, dont la lecture sera effectuée en parallèle. L'intervalle entre les micro-lentilles est identique à l'intervalle entre les détecteurs. Le signal délivré par un détecteur dont les 4 coins sont recouverts par un quart de tache, en faisant l'hypothèse que les taches sont carrés et d'éclairement uniforme, est :

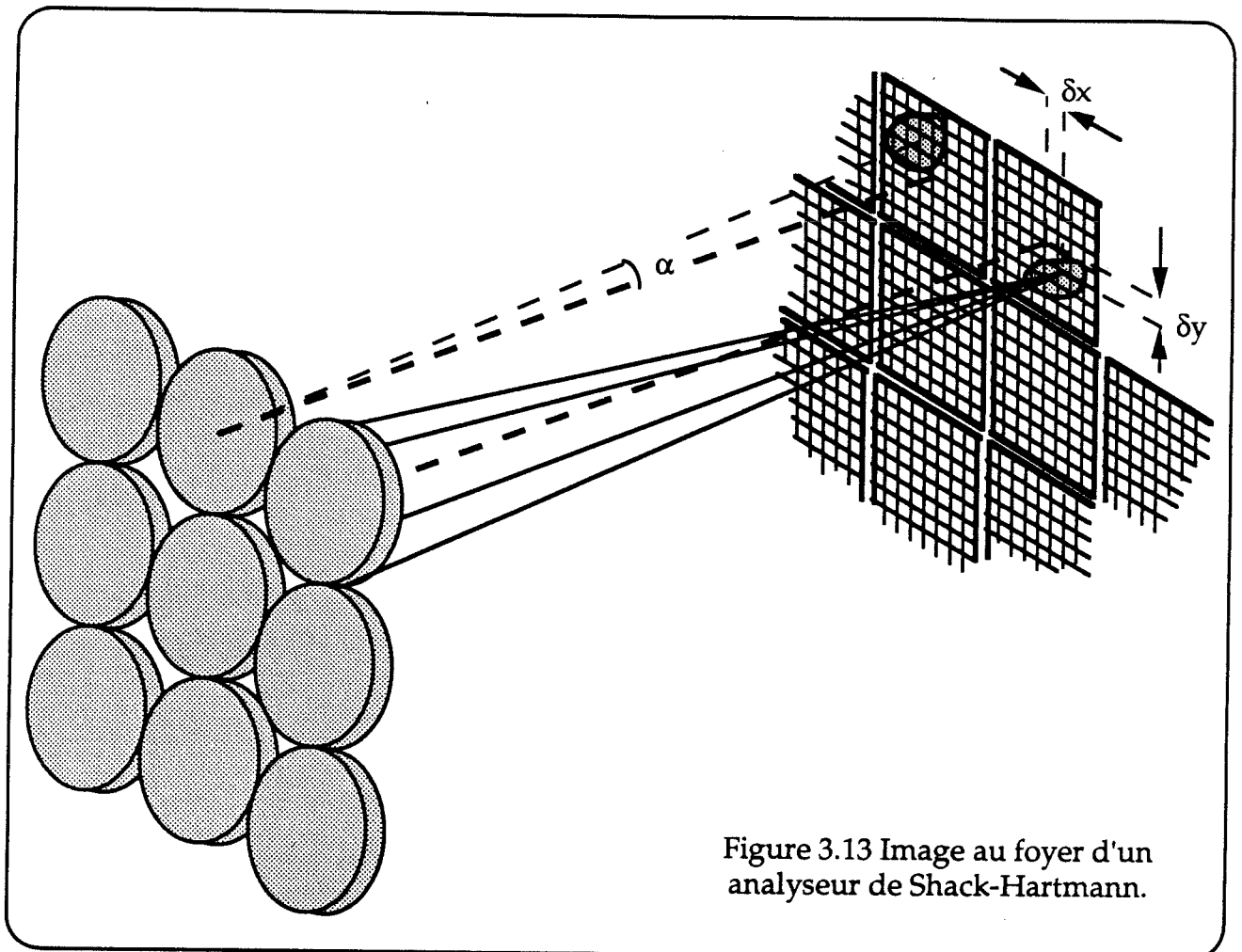


Figure 3.13 Image au foyer d'un analyseur de Shack-Hartmann.

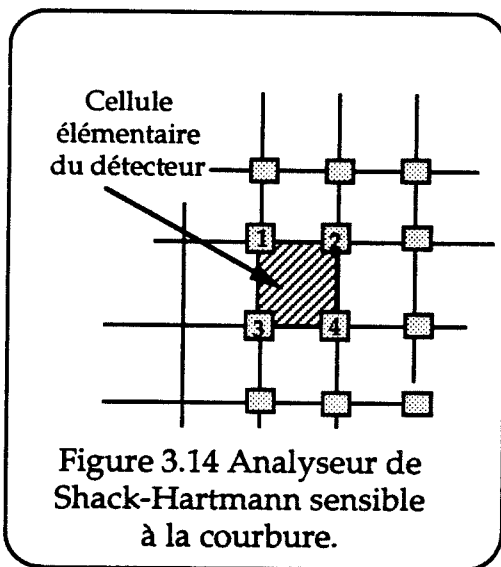


Figure 3.14 Analyseur de Shack-Hartmann sensible à la courbure.

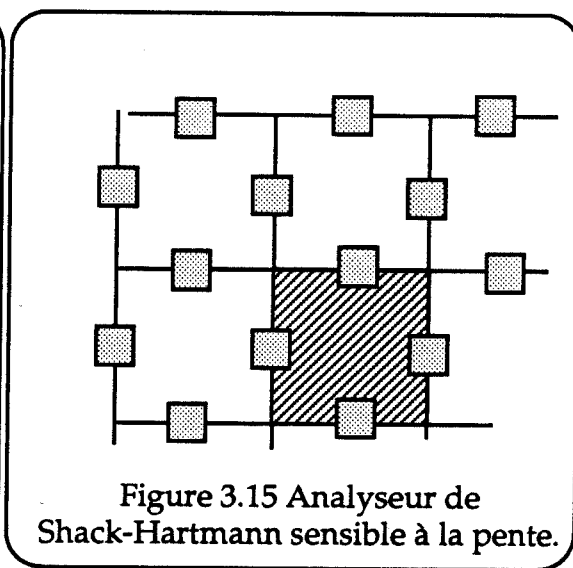


Figure 3.15 Analyseur de Shack-Hartmann sensible à la pente.

$$i_R - i_0 = K \cdot (\Delta\delta_{x1} - \Delta\delta_{x2} + \Delta\delta_{x3} - \Delta\delta_{x4} + \Delta\delta_{y3} - \Delta\delta_{y1} + \Delta\delta_{y4} - \Delta\delta_{y2}) \quad 3.16$$

avec i_R le courant délivré par le détecteur, i_0 le courant lorsque toutes les taches sont centrées. δ_{xi} et δ_{yi} sont les déplacements de la tache i en x et en y , qui sont proportionnels à la dérivée spatiale de la phase (à la pente moyenne sur la sous-pupille). Le signal délivré est donc proportionnel à la dérivée seconde locale (au Laplacien) de la phase $\nabla^2\phi$. L'un des inconvénients majeurs de ce procédé est d'être sensible à la scintillation, c'est à dire à la variation d'intensité dans la pupille. Une solution proposée est de saturer les détecteurs au niveau de la tache la moins intense, en augmentant les gains. Une propriété de ce procédé est de délivrer un signal proportionnel à la courbure de l'onde (cf paragraphe suivant). Un avantage est d'utiliser un nombre plus réduit de détecteurs, ce qui a pour effet de permettre d'accélérer le temps d'analyse élémentaire.

Un dernier arrangement (figure 3.15) permet d'avoir accès à la dérivée de la phase, chaque détecteur donnant une mesure de la pente en x pour deux taches et en y pour deux autres. En présence de scintillation on retrouve les mêmes problèmes que pour la configuration précédente.

D. Remarque au sujet du Shack-Hartmann.

Ce système est très simple de mise en oeuvre. Son principal inconvénient, dans la configuration conventionnelle avec un détecteur d'image lu par trame, réside dans le traitement qu'il nécessite lors d'une application temps réel. Les applications actuelles ont eu recours à des processeurs câblés pour pouvoir réaliser les calculs de centres de gravité à la fréquence nécessaire. L'utilisation à la place de la matrice de détecteurs, d'une matrice de détecteurs à quatre quadrants résoud ce problème.

Il présente par contre l'intérêt de ne pas être sensible au chromatisme, puisque la dérivée locale qu'il mesure est indépendante de la longueur d'onde. Il a été montré aussi que ce type d'analyseur, réalisant une mesure dans un plan focal, peut utiliser une source étendue [Rousset 87]. On peut réaliser une corrélation de l'images détectée dans chaque sous-pupille, à partir d'un élément identifié de l'image qui ne sortira pas du champ par suite des déformations du front d'onde. L'élément servant à la corrélation peut être prélevé par exemple dans l'une des sous-pupilles. Il est possible ainsi d'accéder aux dérivées sur chaque sous-pupille.

Enfin, ce type d'analyseur permet une grande dynamique, et le dimensionnement des focales des micro-lentilles permet de s'adapter à l'amplitude des aberrations rencontrées. La contrainte qui limite l'amplitude du défaut que l'on peut mesurer, est de ne pas avoir de recouvrement des taches au foyer des micro-lentilles. Dans beaucoup de dispositifs, les taches doivent rester sur une zone du détecteur qui leur est propre sans éclairer la zone voisine. La mesure consiste à calculer pour chaque zone

un centre de gravité à partir de l'éclairement qu'elle reçoit. Nous discuterons le choix des spécifications de ce type d'analyseur au chapitre suivant.

L'intérêt d'une grande dynamique en optique adaptative est de pouvoir accrocher l'asservissement en étant capable de mesurer un signal d'erreur à partir d'une déformation importante avant correction. La contrepartie de ceci est la nécessité d'utiliser un grand nombre de photo-éléments pour analyser une tache. Un trop grand nombre de détecteurs élémentaire limite d'autant la rapidité du système, et sa détectivité lorsque le signal détecté n'est pas limité par le bruit de photons.

Il est possible, pour réduire la dynamique nécessaire à l'accrochage de l'asservissement, d'utiliser un dispositif indépendant pour mesurer les erreurs de basculement de l'onde incidente.

L'ensemble de ces paramètres est discuté en détail, dans le chapitre suivant dans le contexte d'une application astronomique.

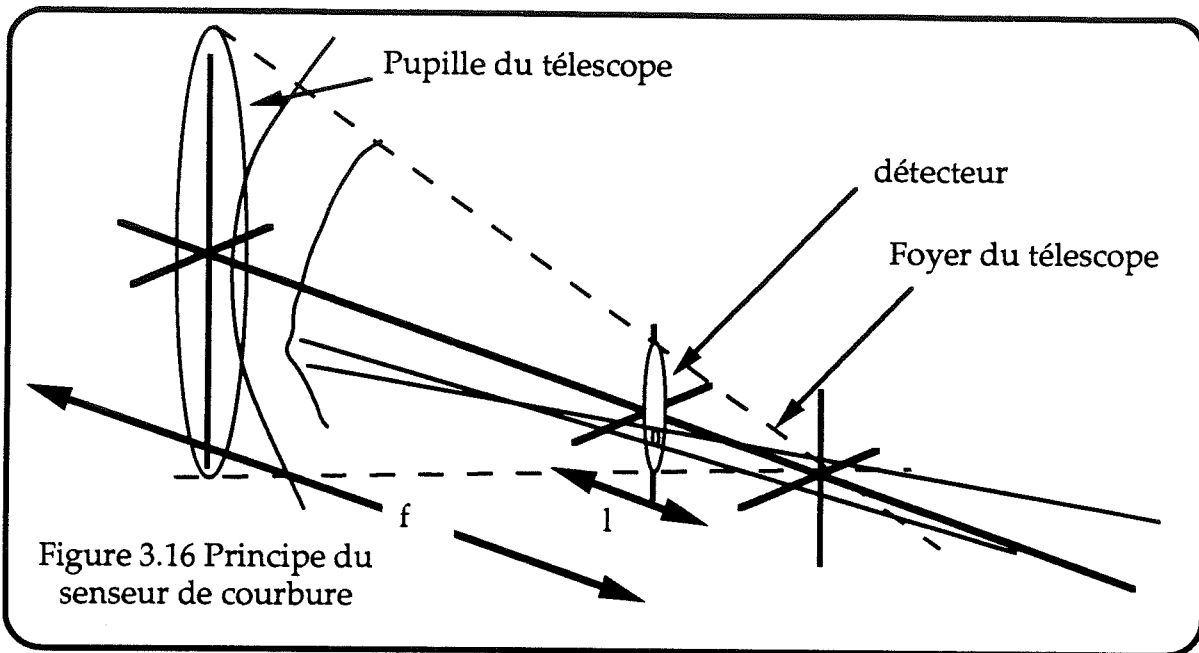
3. ANALYSEURS SENSIBLES AU LAPLACIEN DE LA PHASE.

Ce système d'une grande simplicité consiste à utiliser une matrice de détecteurs dans une position extra ou intra-focale du système à étudier [Roddier 88b]. Avec un objet ponctuel cette matrice devrait recevoir un éclairement homogène. Une déformation de l'onde va se traduire par une variation locale de l'éclairement. Cette variation locale de l'éclairement est directement proportionnelle au Laplacien de la phase $\nabla^2\phi$ (figure 3.16). Les problèmes liés à la scintillation qui entraînent une variation de l'éclairement de la pupille, sont résolus en soustrayant une image extra focale d'une image intra-focale après retournement, ce qui élimine les inhomogénéités en intensité et double l'effet des défauts à mesurer qui apparaissent sous forme d'une intensité de signe opposé dans les deux images.

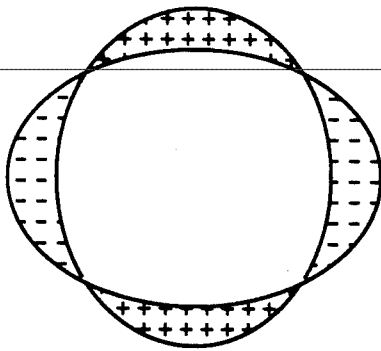
Une solution proposée par Roddier consiste à utiliser un miroir à distance focale variable pour d'obtenir les positions extra et intra-focale alternativement sur le même détecteur. Ceci évite l'utilisation d'une lame semi-transparente et de deux détecteurs d'image. Un montage utilisant deux récepteurs d'image introduit des complications liées aux inhomogénéités des détecteurs et oblige à réaliser une correction de ce défaut sur chaque pixel des récepteurs.

La distance du détecteur au foyer doit être choisie pour éviter les effets de diffraction provoqués par la turbulence. Cet effet s'étend sur un angle λ/r_0 , entraînant un défaut d'éclairement de dimension $\lambda f/r_0$ dans le plan focal et $\lambda(f-l)/r_0$ dans le plan du récepteur. l est la distance du détecteur au plan focal et f la focale équivalente du télescope. On doit donc satisfaire la relation :

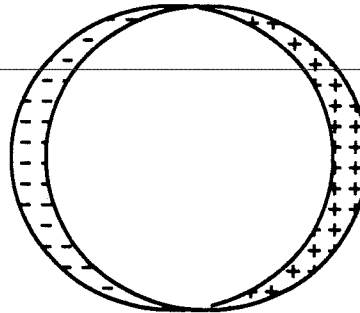
$$\frac{\lambda(f-l)}{r_0} \ll \frac{r_0 l}{f}$$



Astigmatisme.



Basculement



Défocalisations.

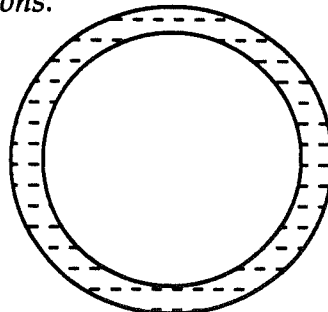
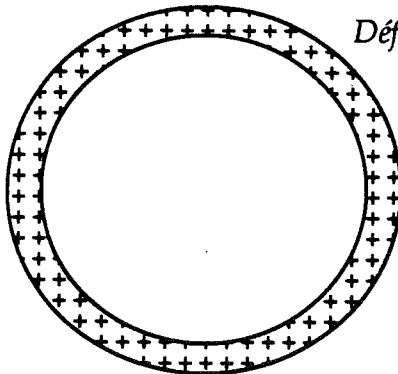


Figure 3.17 Quelques aberrations telles qu'elles sont vues par un senseur de courbure :

les parties marquées de + sont celles qui ne sont éclairées qu'en présence de l'aberration, les parties marquées de - sont celles qui ne sont plus éclairées en présence de l'aberration.

La mesure de la courbure (mesure du Laplacien) présente certains avantages :

Dans le cas de la mesure d'une dérivée, la grandeur que l'on mesure est vectorielle et comporte deux composantes par point de mesure. Dans le cas présent la grandeur est scalaire et nécessite seulement une mesure par point.

On peut montrer que les fluctuations de courbure entre deux points sont très peu corrélées contrairement à celles de pentes. Les mesures faites en différents points seront donc indépendantes. Ceci constitue un grand intérêt pour un traitement parallèle destiné à commander un miroir déformable.

Par contre cet avantage devient une limitation pour la reconstruction de surface d'onde à partir d'un grand nombre de points de mesure. Le bruit de reconstruction va croître avec ce nombre, puisque les mesures ne sont pas corrélées.

Le dernier avantage, considéré comme le plus important, réside dans le fait que certains miroirs, dont les actionneurs produisent une courbure locale, peuvent reconstruire directement le front d'onde par leur aptitude à résoudre l'équation de Poisson :

$$\nabla^2\phi = \rho(x, y) \quad 3.18$$

où ρ désigne la courbure mesurée et ϕ la forme du front d'onde (cf paragraphe suivant).

Les conditions aux limites sont déterminées par la valeur des pentes radiales au bord de l'image, que peut mesurer ce type d'analyseur si une couronne extérieure de détecteurs est spécialement dédiée à la mesure des pentes radiales au bord. Une erreur de basculement global se traduit par un décalage de l'image, une défocalisation par une augmentation ou une réduction du diamètre de la tache étudiée, un astigmatisme par un élongement de la figure observée (figure 3.17).

L'analyse de front d'onde sur un objet étendu est une difficulté de ce type de capteur. Pour pouvoir effectuer une telle analyse il faut placer un filtre spatial dans le plan focal dont la transmission soit fonction de la forme de l'objet.

4. RECAPITULATION

Le tableau ci-dessous reprend les principales caractéristiques des analyseurs susceptibles de rentrer dans un système d'optique adaptative.

Analyseur	Principe	Détecteur	Nombre de points de mesure	Sensibilité au chromatisme	Analyse sur objet étendu
Modulation	mesure directe de la différence de phase	monodétecteur	lié au miroir de modulation	oui	non
Shack-Hartmann	mesure locale de la pente	au moins 4 pixels ou un détecteur 4 quadrants par sous-pupille	2 mesures/sous-pupille, limité par le nombre de détecteurs utilisés	non	possible
Interféromètre à disque de Ronchi	mesure locale de la pente ou de la phase	1 pixel par mesure ¹	limité par le nombre de détecteurs utilisés	non	difficile
Interféromètre à modulateur acousto-optique	mesure locale de la pente ou de la phase	1 pixel par mesure ¹	limité par le nombre de détecteurs utilisés	peut être limitée	difficile
Analyseur de courbure	mesure locale de la courbure	1 pixel par mesure ¹	limité par le nombre de détecteurs utilisés	non	envisageable
Shack-Hartmann mesurant une courbure	mesure locale de la courbure	1 pixel par mesure ¹ (voir texte)	limité par le nombre de détecteurs utilisés	non	envisageable

¹ Pour le calcul du bruit il faut considérer 2 pixels puisque le résultat de la mesure est issu de la soustraction du signal provenant de deux pixels distincts ou du même pixel, mais à des instants différents.

Analyseur	Rapidité	Mise en oeuvre	Traitement	Sensibilité
Modulation	traitement analogique en parallèle, limité par l'électronique	miroir de modulation haute fréquence (kHz) et électronique associée	un analyseur spectral et une détection synchrone par voie	S/N décroît avec le nombre de mesures [Dyson 77]
Shack-Hartmann	limitée par la lecture du détecteur et le traitement de mise en forme (avec un CCD)	simple et sans pièce mobile	calculateur associé pour extraire les pentes locales (avec un CCD)	limité par le bruit affectant le signal détecté dans chaque sous-pupille
Interféromètre à disque de Ronchi	limité par la bande passante de l'électronique de démodulation et la lecture du détecteur (avec un CCD)	réseau tournant pour chacune des deux directions X-Y, pertes induites par le réseau	électronique analogique pour extraire la phase par voie	pertes par la transmission du réseau de Ronchi
Interféromètre à modulateur acousto-optique	limité par la bande passante de l'électronique de démodulation et la lecture du détecteur (avec un CCD)	modulateur acousto-optique pour chacune des deux directions X-Y, pertes induites par leur taux de modulation	une électronique analogique pour extraire la phase par voie	perte induite par le taux de modulation
Analyseur de courbure	limité par la lecture des détecteurs	la seule complication est induite par la nécessité de s'affranchir de la scintillation	une soustraction et une division dans le cas du traitement de la scintillation	limité par le bruit affectant le signal détecté sur chaque pixel
Shack-Hartmann mesurant une courbure	limité par la lecture des détecteurs	simple, la solution proposée pour s'affranchir de la scintillation n'est pas satisfaisante	pas de traitement en première approche	bruit induit par la scintillation

b. Les systèmes de correction.

L'idéal serait de pouvoir corriger un défaut de phase par un modulateur dont les modes propres soient les mêmes que ceux du défaut à corriger. Dans la pratique cela est parfaitement réalisé dans le cas d'une erreur de basculement, qui peut se faire par un miroir de pointage. Une focalisation est faite de façon exacte sur la plupart des systèmes optiques. L'asservissement de cette fonction est réalisé dans les appareils photographiques autofocus. Pour ce qui est des modes d'ordres plus élevés, le problème est plus complexe et doit être résolu en reconstruisant au mieux la phase par des dispositifs capables de corriger ces modes ou de les échantillonner correctement.

Pour effectuer une correction sur le chemin optique il est possible d'intervenir sur la longueur du trajet optique ou sur l'indice du milieu de propagation. Cette seconde solution est très tentante puisque les dispositifs électro-optiques et acousto-optique sont en général les plus rapides, avec des temps de réponse généralement inférieurs à la milliseconde [Huignard].

1. LES SYSTEMES A MODULATION D'INDICE.

Dans un matériaux électro-optique il est possible d'obtenir une modulation de l'indice de réfraction en appliquant un champ électrique. Par exemple dans un cristal de type KDP le retard de chemin optique $\Delta\delta$ introduit sur une longueur ℓ lorsque l'on applique un champ électrique longitudinal est de la forme (effet Pockels) :

$$\Delta\delta = n_o^3 \cdot r_{63} \cdot E(x, y) \cdot \ell = n_o^3 \cdot r_{63} \cdot V(x, y) \quad 3.19$$

les indices de réfraction du KDP sont :

$$\left. \begin{aligned} n_x &= n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E \\ n_y &= n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E \\ n_z &= n_e \end{aligned} \right\} \quad 3.20$$

n_o et n_e sont les indices ordinaire et extraordinaire du KDP, qui est un matériau biréfringent, r_{63} en est la constante électro-optique, et E est le champ électrique appliqué. Pour obtenir un décalage de $\lambda/2$ avec une longueur d'onde de $0,5\mu\text{m}$ il faut appliquer une tension de l'ordre de 7kV pour un KDP, de 8kV pour un ADP et de 2kV pour un Niobate de Lithium (Li Nb O₃).

Les cristaux liquides constituent aussi d'excellents matériaux électro-optiques, avec lesquels on peut obtenir des temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. Les tensions d'adressage sont très basses comparées aux tensions précédentes. Ils possèdent de plus un bon effet de mémoire, qui permet un adressage par lignes et colonnes. Le développement très répandu des cristaux liquides pour l'affichage dans les applications grand public en font des dispositifs bon marché. Les temps de réponse des

cristaux liquides ne semblent toutefois pas suffisants pour permettre une correction avec de très grands nombres d'actionneurs [Ealey 90].

Plusieurs exemples de lentilles à focale variable utilisent des électro-optiques (KDP, LiTaO_3), ou des cristaux liquides [Sato 85], [Nishimoto 84], [Kowel 84], [Brinkley 88]. Ce type de lentilles peut permettre en outre de focaliser en différents points du champ en translatant le faisceau. Un tel système permet une correction de la focalisation et du pointage.

L'inconvénient majeur de cette technologie est d'être chromatique. Les applications astronomiques qui nous intéressent ici nécessitent de travailler avec de très larges bandes spectrales. Dans certains montages l'analyse est faite avec une longueur d'onde et la correction s'applique à une autre, la différence entre les deux pouvant atteindre $5,5 \mu\text{m}$. Les miroirs déformables offrent par opposition le grand avantage d'apporter une correction qui sera toujours valable quelle que soit la longueur d'onde utilisée.

2. LES MIROIRS DEFORMABLES.

A. Introduction.

Depuis la fin des années soixante, un grand nombre de procédés a été proposés pour effectuer une modulation de phase sur un faisceau optique au moyen de miroirs. Des revues ont décrit les dispositifs existants [Hardy 78] [Merkle 87].

Une première idée est d'utiliser un miroir segmenté dont les éléments peuvent se déplacer perpendiculairement au plan du miroir (mode piston) ou avoir un basculement autour de deux axes (mode tilt) ou les deux [Bourdet 81], [Gaffard 80] (LdM CGE), [Title 87] [Hulburd 89] (Thermo Electron) (figure 3.18). Ce dernier type nécessite de maîtriser trois fois plus de degrés de liberté pour le même nombre de segments que le premier. D'un autre côté le premier nécessite beaucoup plus d'éléments pour reconstruire le front d'onde. Les miroirs construits sur ce principe ont atteint de grands nombres d'actuateurs, jusqu'à plusieurs milliers. Les derniers systèmes construits permettent en outre de juxtaposer plusieurs modules pour créer des dispositifs avec un grand nombre d'actuateurs [Hulburd 89].

Un inconvénient réside dans le fait que l'on doit maîtriser au montage la planéité totale du miroir en positionnant correctement les segments. Un positionnement des segments à 2π près entraîne des erreurs de chromatisme. Un second inconvénient est dû au fait que chaque élément est disjoint, introduisant ainsi une figure de diffraction indésirable dans le plan image. Pour des applications infrarouges à faible flux en outre, cette discontinuité du miroir entraîne un rayonnement parasite par émission thermique, dont l'intensité dépend de la largeur de l'intervalle entre deux segments. Ce défaut constituera probablement le principal inconvénient de ce type de dispositifs.

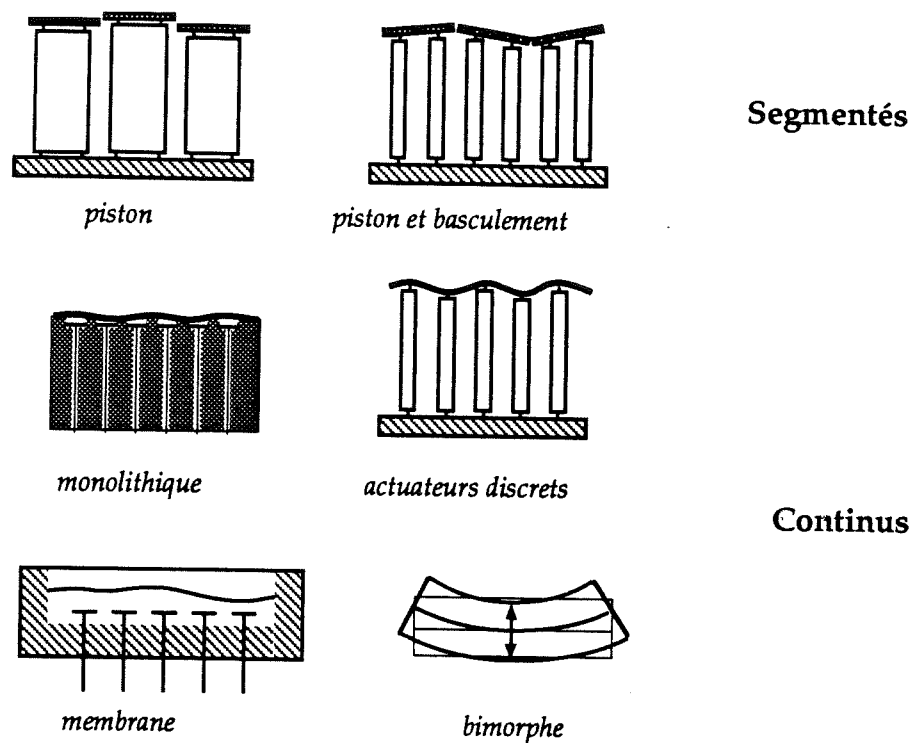


Figure 3.18 Différents types de miroirs déformables (d'après [Hardy 81]).

L'analyse de ce type de surface devra lever l'incertitude de 2π sur la position en phase de chaque actuateur. Un analyseur sensible à la pente ne convient pas pour fournir les mesures nécessaires à la commande d'un miroir segmenté n'agissant que sur les modes pistons.

La seconde solution consiste à utiliser un miroir continu dont on va déformer la surface. Les solutions varient ici avec le mode d'adressage et avec le principe utilisé pour déformer la surface.

Nous distinguerons dans les paragraphes suivants les miroirs dont la déformation sera effectuée par une contrainte longitudinale, et ceux dont la déformation sera effectuée par une contrainte transversale, produisant une courbure locale (figure 3.18).

Dans la plupart des cas les miroirs déformables sont commandés en appliquant une tension électrique à chaque actuateur, au moyen d'un câblage adapté. Il a été aussi proposé de déposer les charges électriques au moyen d'un faisceau d'électrons [Wang & Smith 85].

B. Les déformations par contraintes longitudinales.

Dans ces dispositifs un actuateur vient tirer ou pousser sur la surface à déformer. La force exercée peut être d'origine mécanique, ce qui est utilisé dans le cas de l'optique active pour les grands miroirs. On peut également venir déformer la géométrie d'un matériau par effet électro-mécanique. Les effets les plus communément utilisés sont l'effet piézo-électrique et l'effet électrostrictif.

Un premier principe de miroir consiste à déformer un miroir mince au moyen d'actionneurs individuels constitué de cales monolithiques se déformant par effet piézo-électrique [Pearson & Hansen 77] (Hughes Research Laboratories) [Gaffard 88] (Laserdot Aérospatiale). Le miroir de l'expérience COME-ON basé sur ce principe sera décrit en détails au chapitre 5. Les actionneurs peuvent être aussi composés d'un empilement de disques en matériau piézo-électrique. Les courses que l'on peut alors atteindre avec ce type de dispositif sont plus importantes [Everson et al 81] (Itek).

Un autre principe consiste à coller un miroir directement sur un bloc piézo-électrique monolithique sur lequel ont été déposés des électrodes [Feinlieb 74] (Itek) [Madec 88] (ONERA). Ces miroirs permettent d'obtenir une grande bande passante et une bonne stabilité mécanique. Par contre ils ne permettent de réaliser que des déplacements limités typiquement à une course de l'ordre du micromètre. Il existe enfin des actionneurs réalisés au moyen d'empilements de matériaux piézo-électriques [Everson 80], ou de matériaux électrostrictifs [Ealey 88a] (Itek).

C. Les miroirs corrigeant une courbure.

La propriété de ce type de miroir est de pouvoir résoudre l'équation de Poisson (voir analyseur de courbure). On peut citer deux types de miroirs permettant de réaliser cette fonction : les miroirs bimorphes, et les miroirs membrane [Roddier 88].

◊ le bimorphe est constitué de deux lames piézo-électriques, qui vont localement sous l'effet d'une tension électrique se déformer de manière différentielle. Ce peut être aussi une lame piézo-électrique qui, collée sur un matériau poli (le miroir), va se déformer sous l'effet de la tension appliquée. La loi de déformation de la surface du miroir $z(x,y,t)$, dans ce cas est du type :

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = A \cdot \nabla^4 z + B \nabla^2 V(x, y, t) \quad 3.21$$

où $V(x, y, t)$ est la tension appliquée au point x, y du miroir à l'instant t , A et B sont des constantes dépendant de la configuration du miroir. Des modélisations ont été proposées [Kokorowski 78], [Haveli 83], qui sont en bon accord avec les résultats obtenus au moyen des différentes réalisations existantes [Steinhaus 79], [Sato 80]. Une phase d'étude et de réalisation est actuellement en cours à l'Aérospatiale [Jagourel 90].

◊ le principe du miroir membrane est d'appliquer une charge électrostatique sur une feuille de polymère aluminée. La loi de déformation de la surface du miroir est :

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = A \nabla^2 z + B P(x, y, t) \quad 3.22$$

où $P(x, y, t)$ est la pression électrostatique au point x, y et à l'instant t , A et B sont des constantes dépendant de la configuration du système. De tels miroirs ont été réalisés et utilisés [Grosso 77] [Merkle 82], ou sont actuellement à l'étude en vue d'une intégration dans un système complet destiné à l'astronomie [N.Roddi 89].

Le principal intérêt de ce type de miroir est de pouvoir être commandé directement en principe par le signal fourni par un analyseur de courbure. Une réalisation pratique de cette solution est envisagée concrètement par F.Roddi à l'université de Hawaï.

D. Autres idées.

Il convient de rappeler que l'idée originale de Babcock, le premier à avoir proposé d'utiliser l'optique adaptative en astronomie, était de se servir d'un système Eidophore pour corriger la surface d'onde [Babcock 53]. Ce dispositif utilisé pour la projection grand écran consiste en un film d'huile en mouvement lent, localement déformé par des charges électrostatiques déposées par un canon à électrons. Ce dispositif présente un certain nombre d'inconvénients, son prix, sa taille et sa mise en oeuvre : l'utilisation d'un canon à électrons impose que la surface réfléchissante soit dans une enceinte sous vide.

Plusieurs autres modulateurs bidimensionnels destinés à la projection grand écran fourniraient des candidats intéressants pour l'optique adaptative. Le LEP a développé des modulateurs TITUS et PHOTOTITUS, dans lesquels un faisceau d'électrons ou de photons vient adresser une cellule électro-optique à effet Pockels. Dans ces dispositifs, l'indice de réfraction d'une lame mono-cristalline de type KDP refroidie au voisinage de son point de Curie (-52°C), est modifié par des électrons. Dans le premier cas les charges sont produites par un canon à électrons, dans le second par un matériau photoconducteur. La cellule est recouverte d'un côté par une couche conductrice transparente et de l'autre par un miroir diélectrique. Ce miroir permet de fixer les charges au voisinage de l'interface avec la lame de KDP. L'épaisseur de la lame est de l'ordre de 100 à 300 μm .

La société SODERN, propose également une utilisation d'un dispositif TITUS. Il s'agit d'une cellule Pockels de DKDP (KD_2PO_4), utilisée à température de Curie. Les spécifications de ce modulateur sont les suivantes :

surface utile du modulateur :	28 x 38 mm ²
bande passante spectrale :	0,48 - 0,65 μm
temps du cycle écriture/effacement sur toute la surface de la cible :	80 ms
résolution spatiale à 50% de FTM :	450 points par ligne
excursion de phase :	λ/2

Une autre solution réalisée par la société Itek, utilise directement un matériau ayant des propriétés à la fois photoconductrices et électro-optiques (structure PROM : Pockels Readout Optical Modulator). Dans ce dispositif, le même matériau (souvent du cristal BSO oxyde de bismuth silicium Bi₁₂ Si O₂₀) détecte les variations d'éclairement pour les convertir en photo-électrons, et possède un indice de réfraction variant avec la charge ainsi stockée. Les caractéristiques typiques de ce type de modulateur sont les suivantes :

Tension de polarisation :	2 - 4 kV
Surface photosensible :	5 - 10 cm ²
Epaisseur du cristal :	300 - 800 μm
Puissance d'inscription du matériau à 0,45 μm :	10 μJ/cm ²
Fonctionne à température ambiante.	
Retard de phase possible de l'ordre de λ/2.	

Dans tous les cas le temps d'accès pour un cycle écriture/lecture est compatible au moins avec la fréquence de balayage télévision, avec un très grand nombre de points par comparaison aux miroirs déformables conventionnels.

3. LA CONJUGAISON DE PHASE.

Un *miroir à conjugaison de phase* est un miroir qui a la propriété de transformer un retard de phase d'une onde en une avance de phase après réflexion et vice versa. Ce "miroir" a la propriété de transformer une onde Ψ en son onde conjuguée Ψ^* . Un tel dispositif peut compenser des erreurs de phase introduites sur une onde, à condition de disposer d'un faisceau *sonde* qui parcourt le milieu de propagation pour analyser le déphasage qu'il introduit.

Les premières expériences de ce type ont été faites par techniques holographiques après l'apparition du laser dans les années soixante. Puis ce type d'expérience s'est fait en utilisant des matériaux non-linéaires par effet Brillouin stimulé [Zel'dovich 72]. Aujourd'hui de nombreuses équipes travaillent sur la conjugaison de phase, pour des applications laser. Ce principe nécessite l'utilisation d'un faisceau de lumière cohérente.

c. Les stratégies de commande.

1. Critères de commande.

Le lien entre le dispositif de mesure et l'élément de correction, la commande, constitue le coeur de l'asservissement, et par là même influe fortement sur son efficacité. La stratégie de commande va permettre d'optimiser la bande passante temporelle et la stabilité de la reconstruction par le système global.

Dans les paragraphes précédents on a décrit les moyens d'effectuer une mesure M , et une commande C . Dans cette partie on se préoccupe de la relation entre ces deux grandeurs :

$$\text{COMMANDE} = \mathcal{F} (\text{MESURE})$$

3.23

Il peut sembler opportun de lier un type d'analyse de surface d'onde à un type de correction, l'un mesurant la grandeur physique que l'autre est capable de corriger. Cet aspect a déjà été abordé dans le cas de la correction de courbure. Ceci peut constituer un premier critère d'optimisation.

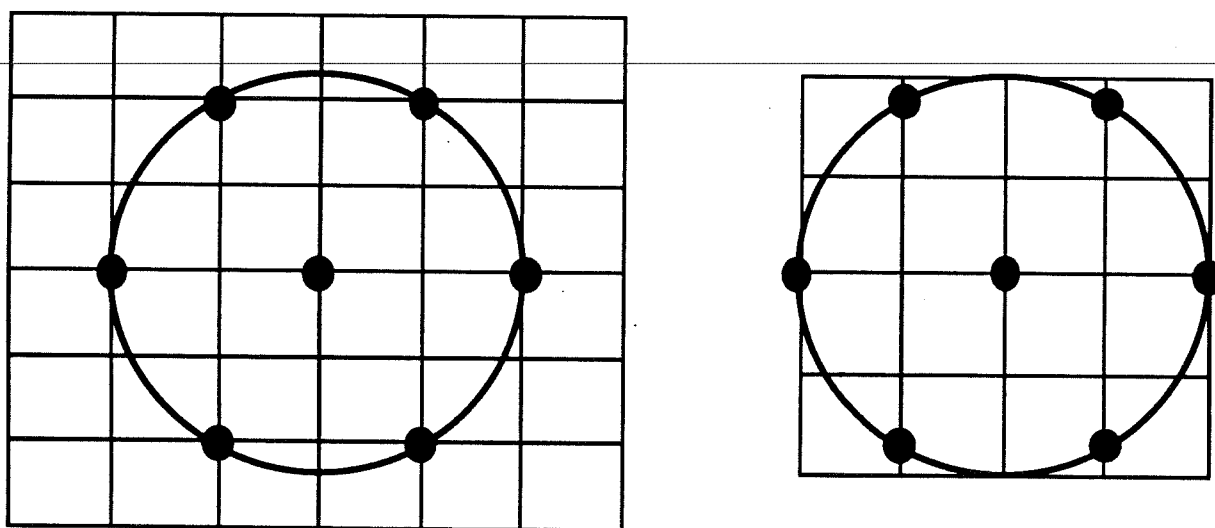


Figure 3.19 Arrangement des sous-pupilles par rapport aux actionneurs du miroir déformable.

Un second critère serait de mesurer l'effet d'un actionneur, d'une commande, au point où l'analyseur y serait le plus sensible. Ce propos peut être illustré dans le cas d'un analyseur de Shack-Hartmann lié à un miroir à déformation longitudinale. Une sous-pupille de l'analyseur, centrée sur un actionneur du miroir déformable, n'en voit pas l'effet puisque celui-ci ne fera que déformer la tache sans la déplacer, le centre de gravité reste inchangé. Intuitivement la sensibilité de mesure sera bien meilleure avec un actionneur à l'intersection de quatre sous-pupilles (figure 3.19). Une

modélisation faite aux Laboratoires de Marcoussis et à l'ONERA, dont les résultats sont présentés au chapitre 5, permettait de mettre en évidence cette influence. En modifiant la géométrie du système on fait apparaître une sensibilité différente aux modes de correction. Cet aspect impose d'optimiser la géométrie de l'analyseur par rapport à la géométrie du correcteur.

Le critère le plus important est sans doute l'optimisation de la fonction \mathcal{F} , qui peut effectuer certains filtrages cités ci-dessous.

2. Matrice d'interaction.

Nous avons vu dans le second chapitre qu'il est possible de décomposer la phase de l'onde perturbée par la turbulence sur une base appropriée. La phase de l'onde se décompose ainsi :

$$\varphi = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \cdot Z_i \quad 3.24$$

Dans un but purement didactique, la base des polynômes de Zernike convient parfaitement pour cette décomposition. Dans le cas d'un système réel on peut mettre en évidence ses modes propres. Dans le cas d'un analyseur de Shack-Hartmann la mesure est, moyennant certaines remarques faites au chapitre 4, une mesure de la dérivée locale sur la sous-pupille. La quantité à laquelle on a accès par la mesure est :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \cdot \frac{\partial Z_i}{\partial \tau} \quad 3.25$$

Dans le cas d'un analyseur de courbure, le vecteur de mesures est composé des valeurs locales du laplacien de la phase.

Réaliser la commande consiste à résoudre au moyen des degrés de liberté du système l'équation 3.25. La commande C est un vecteur de signaux à envoyer sur les différents degrés de liberté, la mesure M est un vecteur fourni par les canaux du capteur de front d'onde. Il faut au préalable déterminer la matrice d'interaction INT qui lie ces deux vecteurs. Cette matrice doit être déduite de mesures faites sur le montage complet du système d'optique adaptative. A une action donnée sur l'un des degrés de liberté correspond une réponse du dispositif d'analyse. On peut donc écrire le lien entre un vecteur d'excitation et le vecteur de mesure qu'il produit :

$$M = INT \cdot C \quad 3.26$$

3. Matrice de contrôle.

Dans le cas où les degrés de liberté sont parfaitement indépendants les uns des autres, et où un élément de mesure correspond à un degré de liberté, cette expression est immédiatement inversible et le contrôle est trivial. Cette approche est celle qui est préconisée par F. Roddier dans un système à correction de courbure. Il a été dit précédemment que ce type de miroir permet de résoudre une équation de Poisson. On a mentionné aussi, précédemment que la courbure locale d'une onde perturbée par la turbulence atmosphérique est très peu corrélée d'un point à un autre [Roddier 87]. Ces conditions, si elles sont vérifiées, permettent d'envisager un contrôle analogique en liant directement les différentes sorties de l'analyseur aux degrés de liberté correspondants.

Dans la plupart des cas ces conditions ne sont pas réalisées. Il faut inverser la matrice INT pour déduire la matrice contrôle $CONT$. Si les nombres de mesures et de commandes sont identiques et la corrélation entre les modes commandés négligeable, la matrice est facilement inversible. Lorsque ce n'est pas le cas il faut appliquer des contraintes supplémentaires pour être capable d'inverser la matrice. On peut appliquer le critère des moindres carrés à cette expression :

$$\|M - INT \cdot C\|^2 \quad 3.27$$

Cette expression conduit à écrire :

$$(INT^T \cdot INT) \cdot C = INT^T \cdot M \quad 3.28$$

Si la matrice $INT^T \cdot INT$ est inversible, on obtient la matrice de contrôle $CONT$ du système :

$$C = (INT^T \cdot INT)^{-1} \cdot INT^T \cdot M = CONT \cdot M \quad 3.29$$

4. Vecteurs propres, commande modale ou zonale.

Les vecteurs propres de la matrice carrée $(INT^T \cdot INT)$ sont associés aux modes propres du système sur la base qui est choisie dans chaque cas particulier. Cette décomposition mettra en évidence des modes de correction de sensibilité différente en fonction des valeurs propres qui leur sont associées. L'influence des différents degrés de liberté ne sera pas la même suivant la décomposition qui aura été choisie, ou suivant la géométrie du montage. Par exemple, une analyse par un dispositif de Shack-Hartmann n'est pas sensible au mode de piston où toute la surface d'onde se déplace parallèlement à elle-même.

Suivant la base que l'on utilise on définit deux types de stratégie:

- ◇ une stratégie *Zonale* dans le cas d'un traitement des vecteurs des positions des actionneurs.
- ◇ une stratégie *Modale* dans le cas où on utilise une décomposition autre que celle sur la base des positions géométriques des actionneurs. La base utilisée sera généralement celle des modes propres du système de correction.

Pour le contrôle zonal le traitement est propre à chaque actuateur. Le contrôle analogique cité plus haut, où chaque actuateur est relié directement à un élément de mesure, constitue un contrôle zonal. Des algorithmes ont aussi été proposés pour effectuer une reconstruction de phase, analogique qui tient compte des corrélations entre les différents points de mesure [Hudgin 77] [Hardy 81] [Gonsiorowski 88].

Dans certains cas il peut être préférable d'appliquer un traitement spécifique aux différents modes propres d'une boucle complète. Ce traitement peut être spatial, pour extraire des modes peu sensibles qui risquent de faire diverger le système; il peut également être temporel. L'analyse temporelle de la décomposition sur les modes de Zernike des défauts induits par la turbulence atmosphérique, montre une variation temporelle des modes [Greenwood & Fried 76] [Greenwood 88] [Kern et al 90]. On pourrait vouloir commander les différents modes avec une bande passante différente selon leurs fréquences d'évolution. Il peut aussi être envisagé un contrôle qui tient compte à un instant donné des commandes précédentes, par exemple un filtrage de Kalman. Il peut aussi être tenu compte de la direction de propagation de la turbulence, pour réaliser une prédiction de l'état de la turbulence dans la phase ultérieure où la commande sera appliquée.

Dans le cas de systèmes avec un grand nombre de degrés de liberté, une commande modale, imposant de manipuler des matrices de grande dimension, risque d'introduire des retards sur la correction, affectant de manière rédhibitoire la bande passante globale.

5. Contrôle/analyse modale.

Jusqu'ici on a considéré l'aspect de commande modale comme étant lié à la correction ou même à la commande du miroir actif. Dans la réalité, la plupart des systèmes existants ont recours à un adressage zonal lors de la commande à proprement parler. Dans l'expression 3.29 le vecteur de commande est en général le vecteur des tensions qui sont appliquées localement sur le miroir, car les miroirs déformables sont généralement adressés de manière locale.

On peut envisager un cas idéal, pour lequel on serait capable d'effectuer mode à mode aussi bien la correction et sa commande que l'analyse. On disposerait d'analyseur modaux dont les différents éléments du vecteur de mesure délivrés seraient des modes différents, par exemple défocalisation, basculement, astigmatisme... Le miroir aurait des actionneurs commandant ces mêmes modes. Les modes que l'on souhaite mesurer étant d'ordre différent, il est peu probable qu'un analyseur fournisse

des mesures qui correspondent à ces grandeurs différentes. La solution proposée par Roddier s'approche de ce cas.

Un autre moyen de procéder serait de disposer en cascade des boucles d'asservissement capables de prendre en charge chaque mode. Le réalisme de ce schéma n'est valable que pour les premiers modes. Il convient toutefois de remarquer que les premiers modes, de fréquences temporelles plus basses, ont des amplitudes fortes, de plus leur mesure ne nécessite que peu de points d'échantillonnage sur la pupille. L'amplitude de ces modes impose une grande dynamique au dispositif d'analyse. Dans les schémas actuels, l'erreur globale est mesurée par un dispositif unique qui doit satisfaire aux contraintes d'amplitude des modes d'ordre faible, et aux contraintes de précision des modes d'ordre élevé. Cette configuration impose une forte dynamique au dispositif d'analyse.

On a vu dans les paragraphes précédents le principe d'un analyseur et d'un correcteur de courbure. Leur association permet d'effectuer une commande analogique, à condition de pouvoir résoudre les problèmes de conditions aux limites à l'analyse et à la correction. On montre que celles-ci concernent les effets de pentes radiales au bord. L'effet de la pente au bord a été décrit dans le paragraphe précédent. Pour l'analyser il faut disposer d'une couronne extérieure de détecteurs supplémentaires. Le flux que chaque détecteur reçoit est proportionnel à la pente radiale. Il faut donc y associer une couronne d'actuateurs modifiant non plus la courbure mais la pente radiale au bord. Ces actuateurs constituent le support du miroir complet.

6. Contrainte temporelle et bande passante.

La bande passante d'un système d'optique adaptative dépend du type d'asservissement retenu pour contrôler les dispositifs de correction. En général dans le cas des applications astronomiques, les bandes passantes nécessaires à la correction des effets de la turbulence atmosphérique, ne seront pas limitées par la bande passante des composants destinés à la correction. Nous verrons au chapitre 5 que les premières fréquences de résonance du miroir déformable de COME-ON se situe au-delà de 1 kHz.

Par contre le flux nécessaire pour réaliser une mesure, peut nécessiter un temps de pose qui affecte la bande passante utile pour corriger les effets de la perturbation (voir chapitre 4).

Dans tous les cas, la mesure de la perturbation est faite à un instant t pour calculer la commande à appliquer à un instant $t + \Delta t$. La correction sera donc appliquée avec un retard Δt . La boucle d'asservissement se comporte comme un intégrateur qui produit un déphasage de 90° .

d. Dispositifs d'optique adaptative intégrés.

Pour terminer ce chapitre sur les dispositifs entrant dans la constitution d'une optique adaptative, on doit citer les systèmes intégrés présentés par plusieurs sociétés aux Etats Unis. Ittek a construit un système modulaire (Modular adaptive optics) où le même composant de taille réduite intègre la totalité des fonctions utiles : analyse, commande, correction [Ealey 89] [Ealey 90]. Le module présenté dans la publication dispose de 10x10 actionneurs séparés de 1 mm. Le bloc complet est un parallélépipède d'environ 5x5x1 cm³.

Un brevet de Adaptive Optics Associates, fait état d'une invention de même nature, intégrant un Shack-Hartmann mesurant des courbures et un miroir déformable [Gonsiorowski]. Dans d'autres dispositifs [Hulburd 89] le module de commande est intégré au miroir. Hulburd décrit un dispositif comportant un miroir segmenté.

Un des inconvénients des systèmes intégrés réside dans la difficulté de remplacement des éléments défectueux. Des efforts particuliers ont certainement été réalisés sur cet aspect directement lié à la fiabilité du système. Dans la plupart des cas, les éléments présentés sont des briques élémentaires destinées à être associées pour réaliser des dispositifs de grande dimension.

CHAPITRE 4 APPLICATION DE L'OPTIQUE ADAPTATIVE A L'ASTRONOMIE.

INTRODUCTION.

Appliquée à l'astronomie, l'optique adaptative est limitée par un certain nombre de contraintes. D'une part la reconstruction sera conduite avec des impératifs de qualité d'image davantage qu'avec des impératifs de concentration d'énergie contrairement aux applications "laser", et l'un des critères importants sera la qualité de la fonction de transfert. D'autre part la mesure du front d'onde doit se faire avec le flux disponible dans le champ d'isoplanétisme de l'instrument après correction (voir chapitre 2). La correction effectuée au moyen de l'optique adaptative n'est valable que sur un champ limité. Il sera important de disposer dans cet espace d'une source de référence fournissant suffisamment de flux pour déterminer avec la précision requise, les erreurs sur la phase à la longueur d'onde à corriger.

Les perturbations apportées lors de l'observation avec un télescope astronomique peuvent se décomposer en trois classes (figure 4.1) :

- ◇ les perturbations induites par l'instrument lui-même. Elles sont causées par les gradients de température, qui apparaissent au niveau des miroirs du télescope, principalement le miroir primaire dont l'inertie thermique peut être grande, et qui ne peut suivre les variations de température du milieu ambiant [Kern 85] [Roddiier 88]. Le bâtiment contenant le télescope (dôme ou autre moyen de protection) génère d'une part des perturbations dues à ses propres sources de rayonnement thermique et d'autre part des perturbations dues au mélange d'air provenant de l'intérieur et de l'extérieur du dôme [Williams et al 86]. Ces perturbations doivent pouvoir être éliminées par une conception appropriée du télescope et de son environnement immédiat, et par certaines précautions d'emploi comme par exemple d'éviter les écarts de température au moment de l'observation. A cet effet les observateurs en général ouvrent la coupole du télescope environ une heure avant d'observer, juste après le coucher du soleil, pour que les échanges thermiques soient stabilisés.
- ◇ une seconde cause de perturbation est liée au relief du site et à l'environnement. Une irrégularité de relief crée des mouvements de convection qui, s'ils sont appréciés des buses et autres adeptes du vol libre, causent le tourment des observateurs. Ces effets doivent être étudiés minutieusement lors du choix du site d'observation. Les turbulences de ce type peuvent affecter des couches jusqu'à quelques centaines de mètres d'altitude. Actuellement une telle étude est menée par exemple sur plusieurs sites chiliens en vue de l'installation du VLT [Sarazin 90 89] . Une étude très complète a également été faite au Mauna Kea à Hawaï par les équipes de NOAO et de l'Université d'Hawaï lors de la recherche de site pour le télescope du projet NNTT (National New Technology Telescope) [Erasmus 86].

- ◇ la dernière cause, qui dans les meilleures conditions sera la seule à subsister, est due aux vents d'altitude, qui ont pour effet de mélanger les couches adjacentes. La présence et l'influence de ces vents varient fortement suivant les régions. Le choix d'un site impose une étude climatologique, qui permet de déterminer les régions dans le monde qui sont les plus appropriées à l'installation d'un site astronomique [Vernin 86]. En général la principale cause de turbulence est due à une zone perturbée située entre 3 000 et 7 000 mètres suivant les sites. Certains sites de plus sont perturbés par les *jet streams* dans la tropopause aux alentours de 10 km d'altitude. Le *jet stream* est un vent très rapide dont la vitesse peut atteindre 30 à 40 m/s dans les zones tropicales [Vernin86].

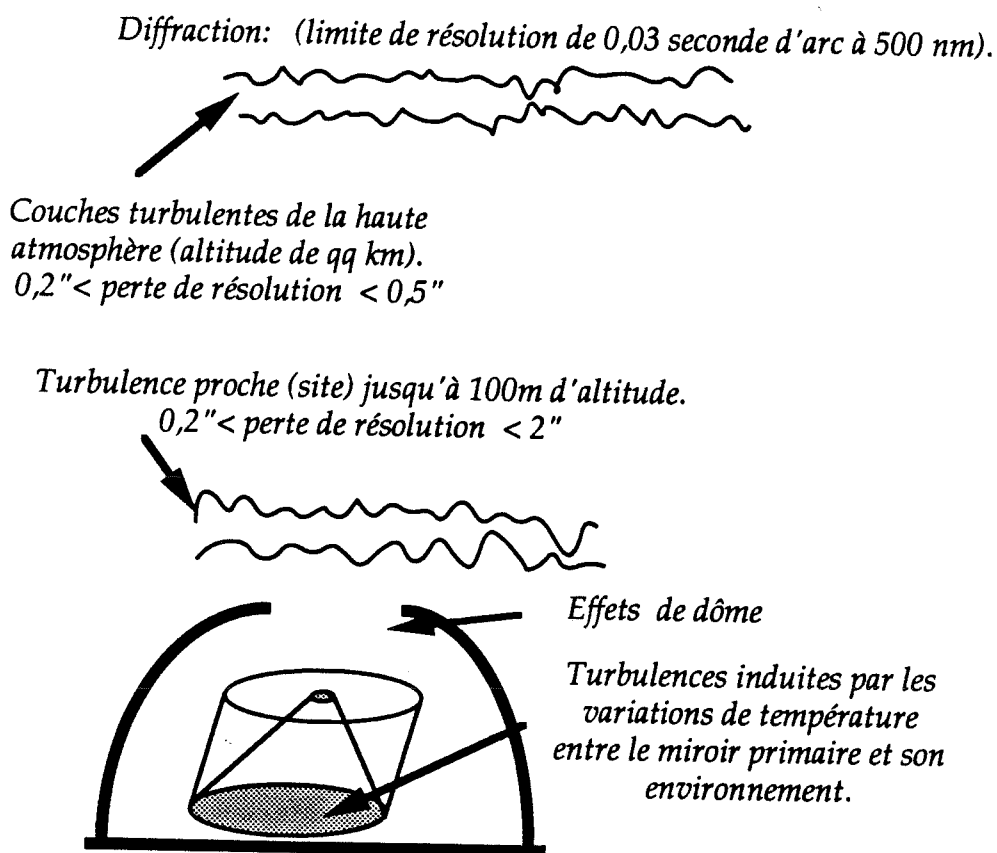


Figure 4.1 Sources de détérioration des images pour des observations astronomiques.

L'ensemble de ces aspects a été présenté lors de différentes conférences entre 1983 et 1986 [ESO n°17, 83] [ESO n°18, 84] [UAI 84] [Millis ed.86] [SPIE n°628, 86]. Dans les conditions habituelles d'observation, on peut utiliser la description faite au chapitre 2. On se placera en général dans le cas d'une propagation verticale à travers un milieu perturbé par une turbulence pleinement développée.

Le rôle de l'optique adaptative sera de prendre plutôt en charge la correction des effets de la dernière cause de perturbation citée ci-dessus, étant entendu que les autres causes peuvent être fortement réduites par une implantation appropriée du télescope. L'optique adaptative semble de plus être une solution luxueuse pour suppléer aux négligences de conception, d'utilisation et d'entretien d'un télescope. Dans le cas des télescopes existants elle peut offrir une solution à ce type de problème.

Un système d'optique adaptative sera un instrument placé à l'un des foyers du télescope. Il est, en effet, difficilement concevable de piloter aux fréquences nécessaires le miroir primaire du télescope pour corriger les effets de la turbulence atmosphérique. Il faudra de plus imager la pupille du télescope sur le miroir déformable de manière à obtenir une correction identique sur le front d'onde quelle que soit la position du champ considérée.

Nous allons dans les paragraphes suivants considérer certains aspects propres à une utilisation de l'optique adaptative en astronomie. Nous regarderons les paramètres qui fixent la conception d'un analyseur de type Shack-Hartmann, puis les différentes limitations qui seront rencontrées pour effectuer une correction pour obtenir une résolution à la limite de diffraction ou une correction partielle. Enfin nous essayerons d'évaluer les améliorations que l'on peut obtenir avec ce type d'instrumentation.

PREMIERE PARTIE : ANALYSE DE SURFACE D'ONDE.

1. INTRODUCTION : STRATEGIES D'ANALYSE EN ASTRONOMIE.

On peut de fait envisager plusieurs stratégies pour effectuer l'analyse de surface d'onde :

- ◇ utiliser une partie du flux à $\lambda_{analyse}$ provenant de l'objet O_1 pour lequel la correction est effectuée à la même longueur d'onde $\lambda_{correction} = \lambda_{analyse}$,
- ◇ utiliser une partie du flux à $\lambda_{analyse}$ provenant de l'objet O_1 pour lequel la correction est effectuée à une longueur d'onde différente $\lambda_{correction} \neq \lambda_{analyse}$,
- ◇ utiliser un second objet O_2 dans le champ d'isoplanétisme de l'objet O_1 à la même longueur d'onde $\lambda_{correction} = \lambda_{analyse}$,
- ◇ utiliser un second objet O_2 dans le champ d'isoplanétisme de l'objet O_1 observé à une longueur d'onde différente $\lambda_{correction} \neq \lambda_{analyse}$.

Ces deux dernières solutions permettent une utilisation optimum du flux. L'utilisation d'une longueur d'onde différente pour la correction et pour l'analyse [Roddier 84] [Léna 84] [Beckers 86] est possible car le front d'onde est identique dans les deux cas, compte tenu de la faible variation de l'indice de réfraction de l'air en fonction de la longueur d'onde.

Le fait d'utiliser une longueur d'onde plus courte pour l'analyse, entraîne sur cette voie un rapport D/r_o beaucoup plus grand. Dans le cas d'une analyse au moyen d'un Shack-Hartmann, ces conditions peuvent entraîner au foyer des micro-lentilles une structure de tavelures ($d/r_o > 1$ dans chaque sous-pupille), ou, si le temps de pose est grand ($t \gg \tau_o(\lambda_{analyse})$), ou la largeur spectrale importante ($\approx 100-200 \text{ nm}$), une tache image de plus grande dimension, en regard de la taille de la tache de diffraction obtenue pour la même ouverture. Ces conditions expérimentales peuvent perturber la mesure, et il est nécessaire d'en tenir compte pour choisir les caractéristiques de l'analyseur.

Dans la pratique, si un montage bichromatique est choisi [Roddier 84] comme c'est le cas dans les projets proposés à NOAO en 1986 [Beckers 86] et dans le projet COMEON décrit au chapitre suivant [Kern 87], on utilise les longueurs d'onde visibles pour l'analyse sur toute la fenêtre de sensibilité du détecteur du senseur de front d'onde, et les longueurs d'onde infrarouges pour l'imagerie, par exemple dans les fenêtres de transmission de l'atmosphère habituellement utilisées en astronomie au sol énumérées dans le tableau ci-dessous :

La réponse spectrale des dispositifs intensificateurs s'étend typiquement de $0,40 \mu\text{m}$ et $0,7 \mu\text{m}$ pour les photocathodes de type S20, et entre $0,6 \mu\text{m}$ et $0,9 \mu\text{m}$ pour les photocathodes de type AsGa. Leur limitation est due à la réponse spectrale de la photocathode. Hormis des problèmes liés au chromatisme éventuel du montage optique de l'expérience, il n'y a pas de limitation pour utiliser un domaine spectral aussi large à l'analyse avec un système de Shack-Hartmann.

Bande spectrale	longueur d'onde	largeur spectrale
J	1,25 μm	0,2 μm
H	1,65 μm	0,2 μm
K	2,20 μm	0,3 μm
L	3,87 μm	0,6 μm
M	4,75 μm	0,4 μm

En utilisant une référence O_2 hors de l'axe défini à partir de O_1 , cet objet O_2 doit se trouver dans le champ d'isoplanétisme de l'instrument corrigé, (défini à partir du nombre de modes effectivement corrigés). Il convient également de remarquer que l'analyse doit se faire à l'intérieur du "volume" de cohérence $\phi(\lambda_{\text{correction}}) \cdot \Delta\lambda$ à la longueur d'onde pour laquelle la correction est faite : constante de temps $\tau_o(\lambda_{\text{correction}})$, sensibilité et amplitude de mesure de l'excursion du front d'onde, angle d'isoplanétisme $\theta_o(\lambda_{\text{correction}})$. Il convient de rappeler que ce volume varie comme λ^6 .

L'étude de l'analyse de surface d'onde de cette première partie, est faite, dans le cas d'un analyseur de Shack-Hartmann tel qu'il est utilisé dans le projet COME-ON. Elle reprend des éléments des travaux réalisés par l'équipe de l'ONERA [Fontanella 85] [Rousset et al 87] et J.Primot et M.Tallon, dans leurs thèses. Le but est de donner les caractéristiques instrumentales de l'analyseur pour répondre aux conditions de correction que l'on désire atteindre.

Dans le premier paragraphe seront justifiées les caractéristiques géométriques de l'analyseur, et ensuite ses caractéristiques photométriques. Cette analyse permet de fixer la magnitude la plus faible qui peut être utilisée pour une analyse en fonction de l'instrumentation mise en place.

2. PERFORMANCES INSTRUMENTALES REQUISES.

Nous avons vu au chapitre 2 que dans le cas d'une turbulence pleinement développée, on peut caractériser les conditions de propagation au moyen du paramètre r_o . Ce paramètre donne le diamètre de la zone sur la pupille où la fluctuation de phase induite par la turbulence, est inférieure à celle induite par la diffraction d'une pupille de même diamètre. Pour obtenir une correction à la limite de diffraction du télescope utilisé, une mesure élémentaire de la perturbation de la surface d'onde devra se faire dans une surface de taille inférieure à r_o^2 .

Nous discuterons ce dernier point plus loin. Particulièrement, la plupart du temps, une correction partielle permettra d'obtenir un gain significatif, et la précision de la mesure pourra être moins grande.

2.1. SIGNAL REÇU AU Foyer D'UNE MICRO-LENTILLE.

a. Approche géométrique [Primot 88].

Il est fait ici l'hypothèse qu'au foyer de chaque micro-lentille, le signal est détecté sur une matrice de récepteurs. L'intégrale du signal sur toute la surface de la sous-pupille est N_{ph} . Chaque récepteur de coordonnées n_x, n_y produit un signal $S(n_x, n_y)$. Le centre de gravité de la tache au foyer est calculé sur n_s^2 détecteurs élémentaires. La position du centre de gravité δn_x dans la direction x , exprimée en nombre de pixels est donnée par :

$$\delta n_x = \frac{1}{N_{ph}} \sum_{-n_s/2}^{n_s/2} \cdot \sum_{-n_s/2}^{n_s/2} S(n_x, n_y) n_x \quad 4.2$$

La position du barycentre est reliée à l'écart de chemin optique (figure 4.2) par :

$$\delta n_x = \frac{\Delta \delta_x \cdot f_{\mu\ell}}{l_p d} \quad 4.3$$

avec :

$\Delta \delta_x$ l'écart de chemin optique entre les deux bords de la sous-pupille dans la direction x ,

d le coté de chaque sous-pupille,

l_p la distance entre les centres de deux pixels,

$f_{\mu\ell}$ la distance focale des micro-lentilles.

L'erreur sur la mesure de la phase σ_m est reliée à l'erreur sur la détermination de la position du centre de gravité $\sigma_{\delta n}$ en utilisant l'expression 3.15 :

$$\sigma_m = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l_p d}{f_{\mu\ell}} \sigma_{\delta n} \quad (\text{en radians}) \quad 4.4$$

Connaissant le bruit σ_s qui affecte le signal détecté on peut estimer l'erreur sur la détermination de la position du centre de gravité $\sigma_{\delta n_x}$:

$$\sigma_{\delta n_x}^2 = \frac{1}{N_{ph}^2} \sum \sum \sigma_s^2(n_x, n_y) n_x^2 \quad 4.5$$

L'analyse de ce bruit permet de qualifier la sensibilité de l'analyseur, c'est à dire dans une application astronomique, la magnitude limite qu'il pourra atteindre. Cette analyse est faite au paragraphe 4 de ce chapitre. On y considère deux sources de bruit, le bruit de photons du signal incident et le bruit introduit par le détecteur.

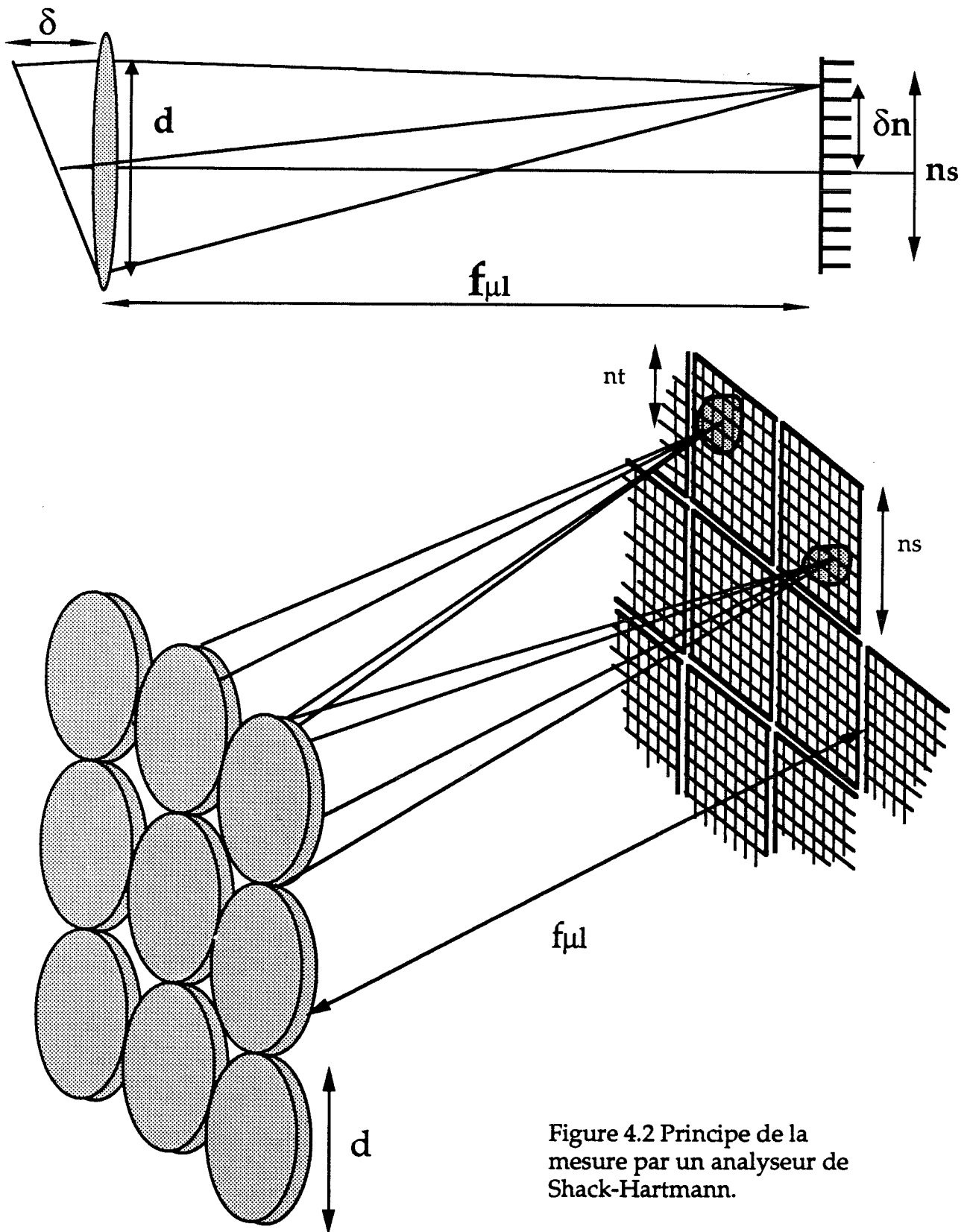


Figure 4.2 Principe de la mesure par un analyseur de Shack-Hartmann.

La taille de la tache au foyer d'une micro-lentille change avec la longueur d'onde. Suivant que la sous-pupille définie est limitée ou non par la diffraction la taille et la forme de la tache vont être modifiées. Suivant la taille respective de d et $r_o'(\lambda_{analyse})$, paramètre de Fried à la longueur d'analyse ramené dans le plan des micro-lentilles, la dimension de la tache exprimée en nombre de pixels est donnée par n_t :

$$d < r_o' \quad n_t = \frac{\lambda_{analyse} f \mu \ell}{d \ell_p} \quad 4.6$$

Lorsque la longueur d'onde d'analyse est inférieure à la longueur d'onde de correction : ($\lambda_{analyse} < \lambda_{correction}$), ou lorsque, effectuant une correction partielle du front d'onde, les sous-pupilles sont sur-dimensionnées par rapport à r_o on peut voir alors apparaître des taches de tavelures. On fait l'approximation ici que la taille de la tache est dans ce cas de l'ordre de :

$$d > r_o' \quad n_t = \frac{\lambda_{analyse} f \mu \ell}{d \ell_p} \beta_0 \quad 4.6 \text{ bis}$$

avec :

$$\beta_0 = \omega \frac{d}{r_o'(\lambda_{analyse})} \quad 4.7$$

ω est un facteur multiplicatif que l'on peut déduire de la courbe 2.2 au chapitre 2 décrivant la taille angulaire de la tache au foyer d'un télescope en fonction du rapport D/r_o . Pour les grandes valeurs du rapport :

$$d/r_o' > 5 \quad \omega = 1,27$$

Le choix de la longueur focale et du diamètre des micro-lentilles est fait en fonction de la précision requise pour la mesure des erreurs de phase sur la pupille et en fonction de l'amplitude des erreurs qui doivent être mesurées, c'est à dire la valeur de β_0 .

b. Approche physique.

La mesure effectuée par un analyseur de Shack-Hartmann peut-être considérée comme l'échantillonnage du gradient de la phase de l'onde avec un pas d'échantillonnage égal à la distance entre le centre de deux sous-pupilles [Rousset 87] [Tallon 89].

La position du centre de gravité $\vec{\delta x}$ dans un repère centré au foyer de la micro-lentille s'écrit en fonction de l'éclairement en chaque point :

$$\vec{\delta x} = \frac{\int \vec{x} I(\vec{x}) d\vec{x}}{\int I(\vec{x}) d\vec{x}} \quad 4.8$$

L'intégrale au numérateur peut s'écrire comme la valeur de la transformée de Fourier de la fonction sous le signe intégrale au point de coordonnées 0 :

$$\int \vec{x} \cdot I(\vec{x}) d\vec{x} = i \frac{\lambda}{2\pi} \nabla \left[\tilde{I}(\vec{r}/f\lambda) \right]_{\vec{r}=0} \quad 4.9$$

\tilde{I} représente la transformée de Fourier de l'éclairement dans le plan focal, c'est à dire la fonction d'autocorrélation de la répartition d'amplitude dans la pupille :

$$\tilde{I}(\vec{r}/f\mu\lambda) = \int P_s(\vec{\rho} + \vec{r}) \cdot |\psi|^2 \exp i[\phi(\vec{\rho}) - \phi(\vec{\rho} + \vec{r})] d\vec{\rho} \quad 4.10$$

La fonction P_s décrit la surface de la sous-pupille. Au chapitre 2, dans le cas d'observations astronomiques, on a fait l'approximation que la variation de l'intensité est négligeable devant les fluctuations de phase. Le gradient de cette expression est :

$$\nabla \left[\tilde{I}(\vec{r}/f\mu\lambda) \right]_{\vec{r}=0} = - \frac{i2\pi}{\lambda} \int P(\vec{\rho} + \vec{r}) \cdot |\psi|^2 \cdot \nabla \phi(\vec{\rho}) d\vec{\rho} \quad 4.11$$

Le terme du dénominateur de l'expression 4.8 désigne l'éclairement provenant de toute la surface A de la sous-pupille :

$$\int_A I(\vec{x}) d\vec{x} = \int \psi(\vec{\rho}) \psi(\vec{\rho})^* d\vec{\rho} = |\psi|^2 \cdot A \quad 4.12$$

Moyennant la remarque faite ci-dessus à propos de l'éclairement, l'expression 4.8 devient :

$$\vec{\delta x} = \frac{1}{A} \cdot \int P_s(\vec{\rho} + \vec{r}) \cdot \nabla(\phi(\vec{\rho})) d\vec{\rho} \quad 4.13$$

La mesure effectuée par chaque micro-lentille correspond à la moyenne de la dérivée de la phase dans chaque direction, sur la surface de la sous-pupille. La dimension finie de la sous-pupille se traduit par le produit de convolution de la mesure et de la fonction décrivant la pupille; l'expression 4.13 peut s'écrire également [Tallon 89] :

$$\vec{\delta x} = \frac{1}{A} \cdot P_s(\vec{r}) * \nabla \phi(\vec{r}) \quad 4.13 \text{ bis}$$

Cette convolution aura pour effet d'atténuer la réponse du dispositif aux hautes fréquences spatiales jusqu'à une fréquence de coupure fixée par la dimension de la sous-pupille, fréquence au-delà de laquelle aucune mesure n'est possible.

2.2. PARAMETRES GEOMETRIQUES DE L'ANALYSEUR DE SHACK-HARTMANN.

De manière à effectuer correctement une analyse de surface d'onde adaptée aux conditions atmosphériques et à la reconstruction que l'on désire opérer, il convient de choisir les micro-lentilles de l'analyseur et le nombre de pixels utilisés pour analyser chaque tache au foyer de chaque sous-pupille. Pour un analyseur de Shack-Hartmann on compte une sous-pupille par degré de liberté, soit deux mesures.

a. Diamètre des micro-lentilles.

En toute rigueur, le nombre de sous-pupilles échantillonnant la pupille du télescope, est lié au nombre de modes que l'on pourra commander par une optique adaptative. Pour commander N degrés de liberté on aura besoin d'au moins N mesures.

On peut également utiliser un nombre surabondant de micro-lentilles, donnant un meilleur échantillonnage de la surface d'onde, mais le calculateur qui donnera en temps réel la commande à appliquer sur les actionneurs du miroir déformable devra pouvoir effectuer ces calculs suffisamment rapidement. De plus, si le processus de détection n'est pas limité par le bruit de photons du signal incident, il en résultera une détérioration de la sensibilité comme nous le décrirons au paragraphe 4. L'échantillonnage, sur la surface de la pupille de l'instrument, par des sous-pupilles élémentaires de côté d conduit à la formulation suivante des centres de gravité :

$$\vec{\delta x} = P(\vec{r}) \cdot \sum_{\vec{r}_{ij} = -\infty}^{\infty} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{ij}) \cdot \frac{1}{A} \cdot P_s(\vec{r}) * \nabla \phi(\vec{r}) \quad 4.14$$

avec $\sum \delta(r-r_{ij})$ représentant l'échantillonnage de la fonction aux points de coordonnées r_{ij} . Le pas de ce peigne de Dirac est d . La fonction P décrit la surface de la pupille de l'instrument. Dans la géométrie habituelle des analyseurs, la sous-pupille est un carré de largeur d , sa forme analytique est une fonction rectangle. En prenant le carré de la transformée de Fourier de l'expression 4.14 on met en évidence un échantillonnage et un filtrage de la densité spectrale de puissance de la dérivée de l'erreur de phase produite par la turbulence, $W_{\delta\phi}$:

$$W_{\delta\phi} \propto \nabla(\vec{f}^{-11/3}) = \nabla(f_x^2 + f_y^2)^{-11/3} \quad 4.15$$

filtrée par la fonction :

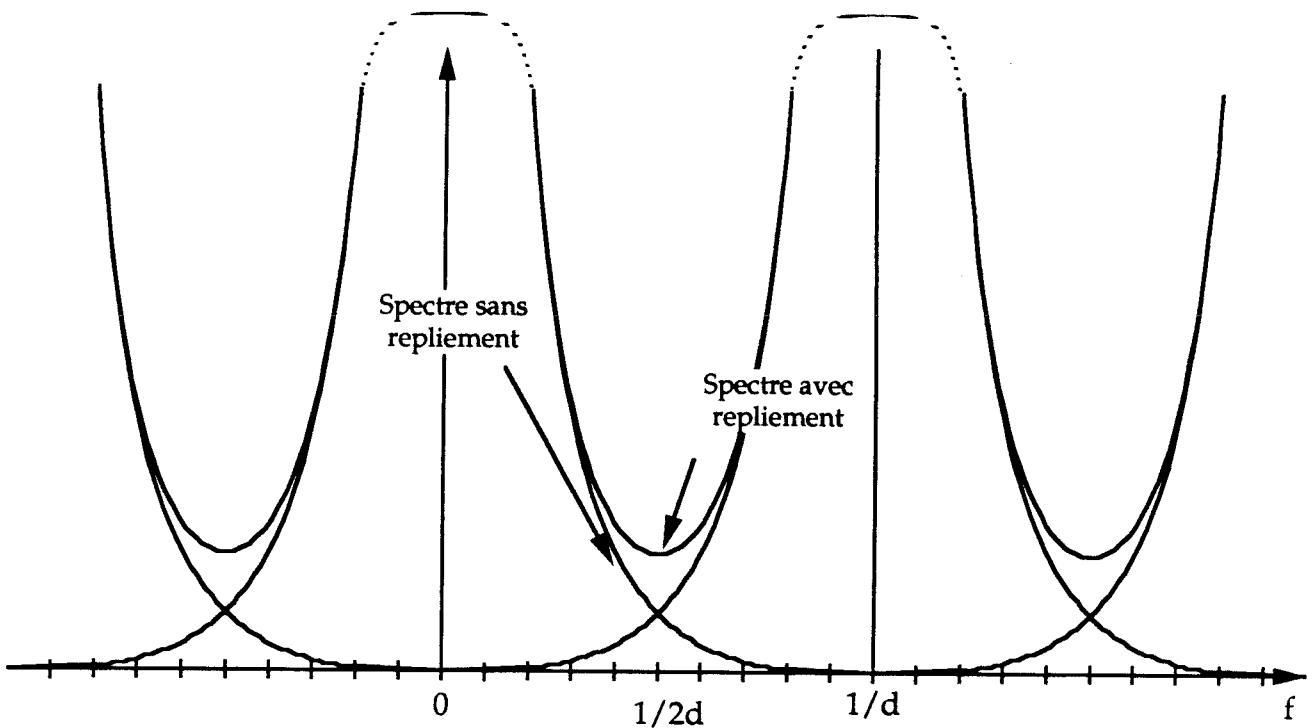


Figure 4.3. Densité spectrale des perturbations mesurée par un analyseur de Shack-Hartmann (d'après [Tallon 89]).

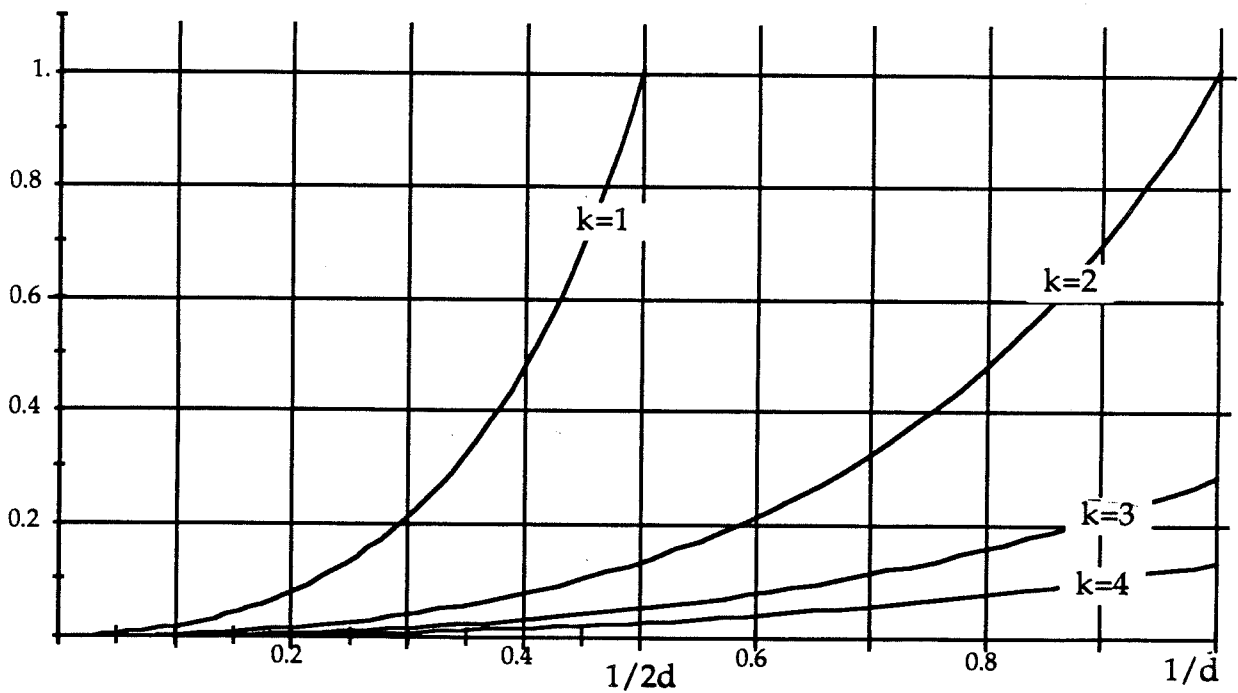


Figure 4.4. Facteur de repliement de la densité spectrale des perturbations. d représente la taille d'une sous-pupille virtuelle, et d/k la taille de la sous-pupille réelle (d'après [Tallon 89]).

$$|P_s|^2 = \sin^2(\vec{f})/\vec{f}^2$$

convoluée avec un peigne de Dirac de pas $1/d$. On peut négliger l'influence de la pupille de l'instrument qui entraîne un élargissement proportionnel à $1/D$, D étant le diamètre du télescope. On met en évidence un recouvrement de spectre. Cette superposition aura pour effet de perturber les modes reconstruits, lors de la restauration du front d'onde.

M.Tallon chiffre [Tallon 89] le terme de perturbation de la densité spectrale de puissance de la mesure, dû à ce recouvrement combiné à l'atténuation par la fonction de transfert de la sous-pupille. Il définit un *rapport bruit à signal* R^2 comme le rapport de la densité d'énergie du bruit apporté par cette perturbation sur la densité d'énergie du signal à une fréquence donnée. La figure 4.3 donne l'allure de la densité spectrale de puissance compte tenu des termes de filtrage et d'atténuation. La figure 4.4 donne le facteur de repliement en fonction de la fréquence spatiale sur un des axes de la pupille. Les calculs que nous citons ici ne tiennent pas compte du fait que suivant les fréquences considérées les contributions des deux ordres adjacents peuvent se sommer de manière cohérente ou non. A la fréquence $1/2d$ les deux termes sont sommés de manière cohérente. Cette approche surestime la contribution de ce défaut pour cette fréquence.

Par contre au-delà de cette fréquence il n'est plus possible de faire de mesure. Ceci revient à dire que si l'analyseur comporte des sous-pupilles de dimension $d = r_0$ il ne pourra mesurer des fréquences de perturbation que dans l'intervalle $[0, 1/2d]$.

Pour être capable d'étendre le domaine d'analyse, M.Tallon propose d'utiliser un nombre plus grand de sous-pupilles de dimension plus réduite et de les coupler pour obtenir une mesure sur une sous-pupille virtuelle correspondant à leur association.

En réduisant la taille des sous-pupilles d'un facteur k (figure 4.4) on augmente la résolution sur la mesure du front d'onde. En associant les sous-pupilles pour retrouver une surface identique à la précédente on retrouve l'échantillonnage souhaité sans avoir de recouvrement de spectre puisque la combinaison se fait après détection. Cette recombinaison est possible puisque le calcul du centre de gravité est une opération linéaire. Les autres courbes de la figure 4.4 donnent le facteur de repliement, pour une fragmentation d'un facteur k de la taille des sous-pupilles.

Le temps d'intégration choisi, pour l'analyse de surface d'onde, aura aussi pour effet de filtrer les hautes fréquences spatiales qui auront tendance à évoluer à plus haute fréquence temporelle, atténuant ainsi le terme replié.

b. Longueur focale des micro-lentilles.

La longueur focale des micro-lentilles est imposée par la sensibilité et l'amplitude des mesures que l'on désire réaliser. La plupart des systèmes de traitement des images, fournies par un analyseur de Shack-Hartmann, impose à chaque tache individuelle de rester à l'intérieur d'une zone de la matrice de détecteurs. Quelque soit le système de traitement, les taches ne peuvent se superposer. En effet la superposition de deux taches a pour effet de donner une mesure erronée, puisqu'une même zone du

détecteur reçoit du flux provenant de deux sous-pupilles différentes. Pour le calcul suivant, nous imposons à la tache de rester sur le détecteur à l'intérieur d'une surface égale à celle de la sous-pupille.

Le côté de ce carré sera la somme du diamètre de la tache et du maximum de son déplacement au foyer de la micro-lentille, soit :

$$d = 2 \cdot (\alpha_{max} \cdot f_{\mu l} + \Phi_{tache}) \quad 4.16$$

α_{max} est la pente maximum mesurée sur la surface de chaque sous-pupille,
 $f_{\mu l}$ la focale des micro-lentilles,
 d le diamètre de chaque micro-lentille.

Φ_{tache} le diamètre de la tache est donné par :

$$\Phi_{tache} = \frac{1.22 \lambda_{analyse} f_{\mu l}}{d} \quad r_o > d \quad 4.17$$

dans le cas où l'image est limitée par la diffraction au foyer de chaque sous-pupille, et

$$\Phi_{tache} = \beta_0 \frac{1.22 \lambda_{analyse} f_{\mu l}}{d} \quad r_o < d \quad 4.18$$

dans le cas où l'image est limitée par la turbulence atmosphérique au foyer de chaque sous-pupille. Ce dernier cas est celui d'une optique adaptative pour laquelle la longueur d'onde d'analyse est différente de la longueur d'onde de correction avec :

$$\lambda_{analyse} < \lambda_{correction} \quad \text{et} \quad d > r_o(\text{analyse}).$$

La variance de l'angle d'arrivée de l'onde sur une pupille circulaire de rayon d a été donnée par Tatarski [Tatarski 71] et Fried [Fried 75] (voir chapitre 2). On peut l'écrire de la manière suivante :

$$d\alpha = 1,3 \cdot (\lambda/2\pi d) (d/r_o)^{5/6} \quad 4.19$$

Cette expression met en évidence que la valeur de l'erreur, due à la fluctuation de l'angle d'arrivée, est indépendante de la longueur d'onde, puisque r_o varie comme $\lambda^{6/5}$. De plus $d\alpha$ est inversement proportionnel au diamètre de la pupille considérée.

En considérant une statistique gaussienne, pour pouvoir mesurer la plupart des événements il convient de prendre trois fois cette valeur RMS pour effectuer la mesure :

$$\alpha_{max} = 3 \cdot d\alpha \quad 4.20$$

Ceci nous conduit à la valeur de la focale :

$$f_{\mu\ell} = \frac{d^2}{2} \frac{1}{\lambda \left(0,62 \cdot \left(\frac{d}{r_o} \right)^{5/6} + 1,22 \right)} \quad \text{lorsque } d < r_o(\text{analyse}) \quad 4.21$$

et

$$f_{\mu\ell} = \frac{d^2}{2} \frac{1}{\lambda \left(0,62 \cdot \left(\frac{d}{r_o} \right)^{5/6} + 1,22 \beta_o \right)} \quad \text{lorsque } d > r_o(\text{analyse}) \quad 4.21 \text{ bis}$$

c. Nombre de pixels par sous-pupille.

Le nombre de pixels utilisés pour imager la tache au foyer de chaque micro-lentille influence d'une part le temps de lecture, d'autre part la sensibilité de la mesure. Nous verrons, au paragraphe 4 de ce chapitre, que cette sensibilité est limitée par le rapport signal sur bruit à la détection. Suivant le type de détection choisi, le bruit qui limitera la sensibilité sera le bruit de lecture du détecteur ou le bruit de photons du signal incident. Dans ce dernier cas le nombre de pixels utilisés pour la détection est indifférent.

Dans l'autre cas, il faut différencier les montages où tous les pixels d'une zone affectées à une sous-pupille sont utilisés pour le calcul et les montages où il est fait un ajustement de seuil pour ne prendre en considération que les pixels éclairés [Rousset et al 87].

Lorsqu'il n'est pas fait de seuillage il est nécessaire d'avoir une zone affectée à chaque sous-pupille comportant un nombre de pixels aussi réduit que possible. La tache doit y être imagée sur un nombre de pixels suffisamment grand. Dans la plupart des cas il sera possible de faire un seuillage et ce problème ne se posera pas.

On peut considérer deux régimes de fonctionnement d'un analyseur de front d'onde sur un système d'optique adaptative. Un régime accroché, où le signal d'erreur pour la boucle d'asservissement est pratiquement nul, puisque le front d'onde est corrigé. Dans ce régime, l'amplitude de déplacement des taches dans les sous-pupilles est limitée à celle imposée par l'amplitude de l'erreur résiduelle. Le second régime, est un régime transitoire où l'erreur mesurée est celle que l'on a sur un front d'onde sans correction.

Le premier régime impose la sensibilité, pour avoir une précision suffisante sur la mesure de l'erreur, le second impose l'amplitude maximum que l'analyseur doit pouvoir mesurer. Il apparaît que l'une des contraintes sur la dynamique de l'analyseur est imposée par le régime transitoire. On a vu au paragraphe précédent que ce critère permet de fixer la focale des micro-lentilles de l'analyseur, compte tenu de la fluctuation de l'angle d'arrivée sur chaque sous-pupille. De la même manière il va imposer le nombre de pixels total nécessaire pour couvrir toute la dynamique. En effet la tache doit pouvoir se déplacer dans la zone où se fera la mesure d'une valeur δn_x :

$$\delta n_x = f_{\mu l} 2 \alpha_{max}$$

4.22

α_{max} est la valeur maximum de l'angle d'arrivée sur la sous-pupille. Dans tous les systèmes où le calcul du centre de gravité se fait sur une zone fixe d'une matrice de détecteurs, ce critère permet de fixer le nombre de pixels utiles à affecter à une zone de calcul. Dans cette configuration instrumentale, la tache ne peut pas sortir de la zone qui lui est affectée. Autrement, si la tache déborde sur la zone adjacente, son flux contribuera au calcul du centre de gravité voisin. Dans le cas d'un calcul fait dans une "boite" se déplaçant avec la tache, la seule contrainte est de ne pas superposer les taches.

Lorsque le seuillage est fait et que la détection est limitée par le bruit de lecture, il convient d'imager la tache sur un nombre de pixels aussi limité que possible pour réduire l'effet de ce bruit. La solution limite est d'utiliser quatre pixels pour échantillonner la totalité de la tache ou d'utiliser un détecteur quatre quadrants par sous-pupille.

Une étude faite par Kane [Kane et al 89] étudie l'influence du nombre de pixels par sous-pupille en fonction de la géométrie de la matrice de détecteurs (pas des pixels, taux de remplissage, rendement quantique) et des caractéristiques du dispositif intensificateur qui lui est associé. Kane fait une application numérique sur une géométrie fixée où il trouve un nombre optimum de pixels, par demi-largeur de tache, de 1,3 , en considérant une répartition gaussienne de l'éclairement dans l'image correspondant à la tache d'Airy au point 1/e.

Il est enfin certain que l'on a tout intérêt à réduire le nombre de pixels utilisés pour une analyse afin de réduire au mieux le temps d'acquisition, pour un bruit de lecture identique, et de conserver un minimum de données à traiter.

3. SOURCES DE REFERENCE.

La source de référence que l'on utilisera peut être une étoile standard de la séquence principale, ou une étoile rougie ou un objet complexe : planète et ses satellites, noyaux de galaxie ou autre à condition que cet objet comporte suffisamment de contraste si son diamètre angulaire est supérieur au champ dédié à une analyse élémentaire, pour pouvoir utiliser un détail dans l'image sur lequel on veut faire le calcul du centre gravité.

Pour pouvoir faire une analyse sur un détail d'une image, il faut être capable de traiter l'image pour y reconnaître ce détail. Le seuillage constitue dans la plupart des cas, le traitement utilisé pour isoler un point brillant du champ. Des traitements plus élaborés peuvent être imaginés au risque d'utiliser un temps de calcul important.

Il faudra toujours éviter d'avoir un objet sortant ou entrant dans la zone servant à l'analyse qui fausserait la mesure. L'apparition d'un objet voisin de l'objet de référence dans le champ de l'analyse peut être évité en plaçant un diaphragme à l'entrée de l'analyseur limitant le champ autour de l'objet.

Une compilation systématique des catalogues d'étoiles a été commencée par J.C.Huré à Meudon pour dresser une liste des objets pouvant être atteints par une optique adaptative compte tenu de leurs longueurs d'onde d'émission, de la présence de sources pouvant servir de référence dans le champ d'isoplanétisme, et des magnitudes de ces sources de référence.

L'angle d'isoplanétisme disponible avec des conditions expérimentales données, permet d'estimer la fraction du ciel que l'on pourra couvrir en effectuant une correction.

3.1. INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE.

Nous avons vu au chapitre 2 que l'angle d'isoplanétisme, c'est à dire pour nous ici l'angle dans lequel il est possible de considérer une correction autour d'un objet de référence, varie avec la valeur de $r_0(\lambda_{\text{corr}})$. L'influence de la longueur d'onde sera la même que pour r_0 . Dans ces conditions, à densité d'étoiles égale, la probabilité de trouver une étoile qui permette une analyse, dans l'angle d'isoplanétisme d'un objet d'intérêt sera plus faible pour une correction effectuée dans le visible que dans l'infrarouge.

Pour réaliser une correction à la limite de diffraction, pour un télescope de diamètre donné, il est nécessaire de prendre au moins une mesure de centre de gravité (dans le cas d'un Shack-Hartmann) par aire de cohérence. De même, le temps d'intégration pour l'analyse doit être inférieur au temps d'évolution de la turbulence. Nous garderons un facteur 10 entre la fréquence d'échantillonnage et le temps d'évolution de la turbulence. Ce facteur est celui qui existe pour COME-ON. En prenant en compte la corrélation entre les mesures successives, il est peut-être envisageable de réduire ce facteur dans le futur.

Une analyse de cet aspect a été faite en 1986 à Meudon [Mourard et Mercoureff 86] pour estimer la couverture du ciel atteinte par une optique adaptative. Nous reprenons ici certains résultats de cette analyse. En prenant pour référence des objets rayonnant aux longueurs d'onde visibles, nous avons tracé l'éclairement nécessaire, exprimé en magnitude à $0,5 \mu\text{m}$, pour faire une correction à la limite de diffraction, en fonction de la longueur d'onde de correction (Figure 4.5). Sur le même graphe est reporté, toujours en fonction de la longueur d'onde, l'angle d'isoplanétisme θ_0 . Les valeurs prises sont les suivantes :

Diamètre de Fried $r_0(0,5 \mu\text{m})$:	0,1 m
	0,2 m
vitesse moyenne de la couche turbulente \overline{v} :	10 m/s
hauteur moyenne de la perturbation \overline{h} :	6 000 m
rendement quantique du détecteur η (limité par le bruit de photons) :	0,12
largeur spectrale $\Delta\lambda$:	0,3 μm

3.2. FRACTION DU CIEL COUVERTE.

L'étude de la fraction du ciel couverte par une instrumentation donnée, a été étudié en 1986 à l'observatoire de Meudon [Mourard & Mercoureff 86]. Ils ont considéré la population d'étoiles en fonction de la magnitude à $0,55 \mu\text{m}$ [Allen 73] au pôle et à l'équateur galactique. La figure 4.6 reproduit cette population en fonction de la magnitude visible. Ces données et les valeurs de l'angle d'isoplanétisme de la figure 4.5 permettent d'évaluer la fraction du ciel qui sera atteinte par un dispositif capable d'obtenir la limite de diffraction après correction dans les mêmes hypothèses qu'au paragraphe précédent.

La figure 4.7 reporte la fraction du ciel en pour-cent, que l'on peut atteindre en fonction de la magnitude limite, ou de la longueur d'onde pour laquelle on souhaite faire la correction. Les valeurs sont données au pôle et à l'équateur galactique. On remarque que la probabilité de trouver une étoile, pour faire une analyse dans le champ que l'on souhaite corriger, est d'autant plus faible que la longueur d'onde est plus courte, dans le domaine de longueurs d'onde considérées.

On remarquera que cette probabilité est très faible pour les longueurs d'onde visibles. Par contre la situation devient beaucoup plus favorable dans l'infrarouge. La probabilité de trouver une étoile dans le champ est certaine à partir de $5 \mu\text{m}$ pour de bonnes conditions de turbulence (pour une valeur de $r_0 = 20 \text{ cm}$ dans le visible).

Une étude pour évaluer la fraction du ciel que l'on pourrait atteindre dans le cas d'une analyse infrarouge est en cours au DESPA (Observatoire de Paris-Meudon). F.Rigaut a fait une première évaluation assez pessimiste pour un analyseur sensible à $3,85 \mu\text{m}$ (bande L). Il donne les densités de la figure 4.8. Les densités à cette longueur d'onde sont légèrement supérieures dans le plan de l'équateur, par contre au pôle les densités deviennent beaucoup plus faibles.

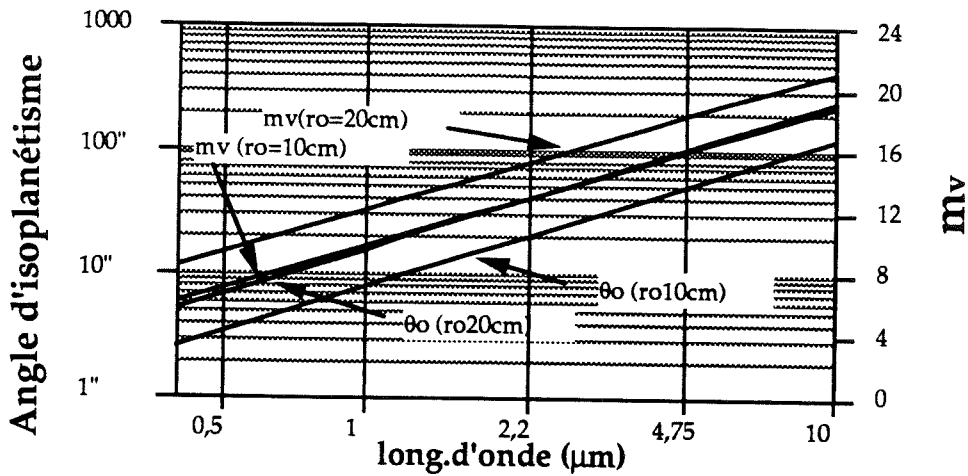


Figure 4.5. Angle d'isoplanétisme et magnitude visible en fonction de la longueur d'onde.

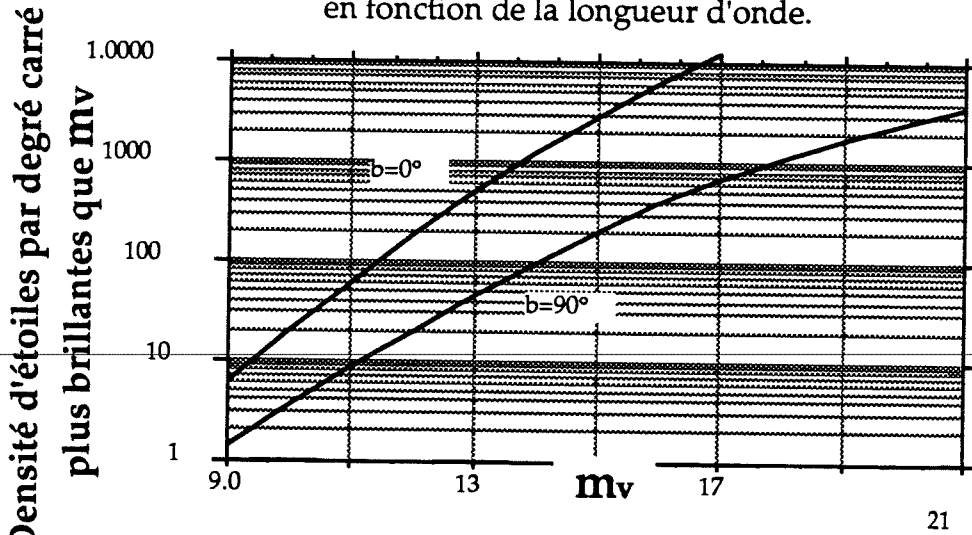


Figure 4.6. Population d'étoile en fonction de la magnitude (d'après Allen [Allen 73]).

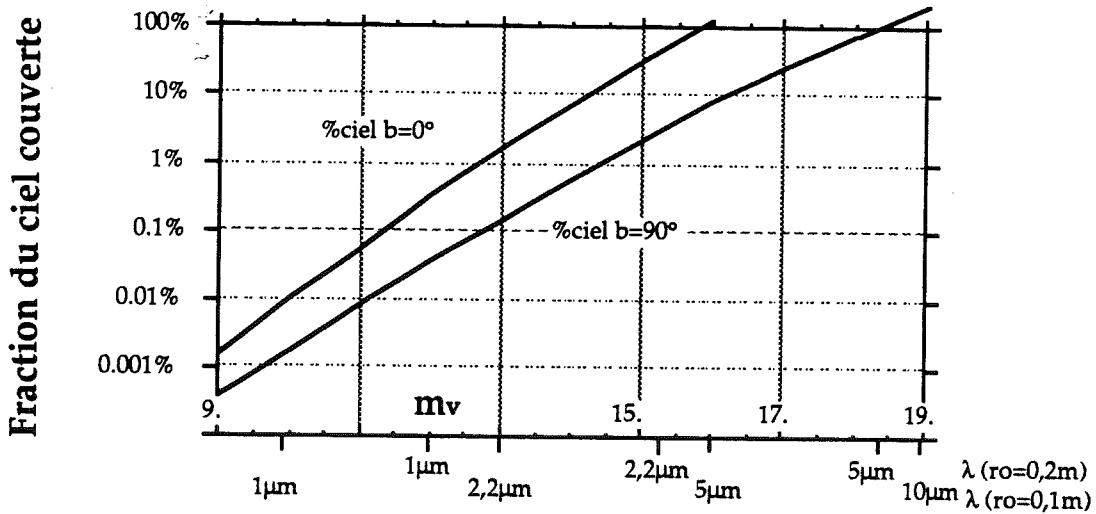


Figure 4.7. Fraction du ciel couverte par une optique adaptative en fonction de la longueur d'onde à laquelle est faite la correction [Mourard et Mercoureff 86].

Il reste à évaluer ces même densités pour une étoile de référence rayonnant à $2,2 \mu\text{m}$ (bande K). Une analyse de ce point a été faite par Beckers [Beckers 87]. En effet à cette longueur d'onde le milieu interstellaire est beaucoup plus transparent qu'aux longueurs d'onde visibles (bande V) et permet d'espérer de plus fortes densités. De plus dans le plan galactique les objets les plus nombreux sont les naines de type M qui ont un maximum de rayonnement entre 1 et $2 \mu\text{m}$ [Allen 73]. L'analyse faite par Beckers met en évidence ce point (figure 4.8 bis). En outre à cette longueur d'onde, la détection n'est pas encore trop affectée par le rayonnement thermique de l'environnement. Ce dernier point permet d'alléger l'instrumentation. Il n'est pas nécessaire de refroidir l'ensemble de l'analyseur. Cette étude est en cours; elle permettra de chiffrer l'intérêt de l'analyse de front d'onde avec un détecteur infrarouge. Nous verrons plus loin en effet que, pour des raisons de rapport signal à bruit, il est important d'avoir une analyse de surface d'onde à une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de correction.

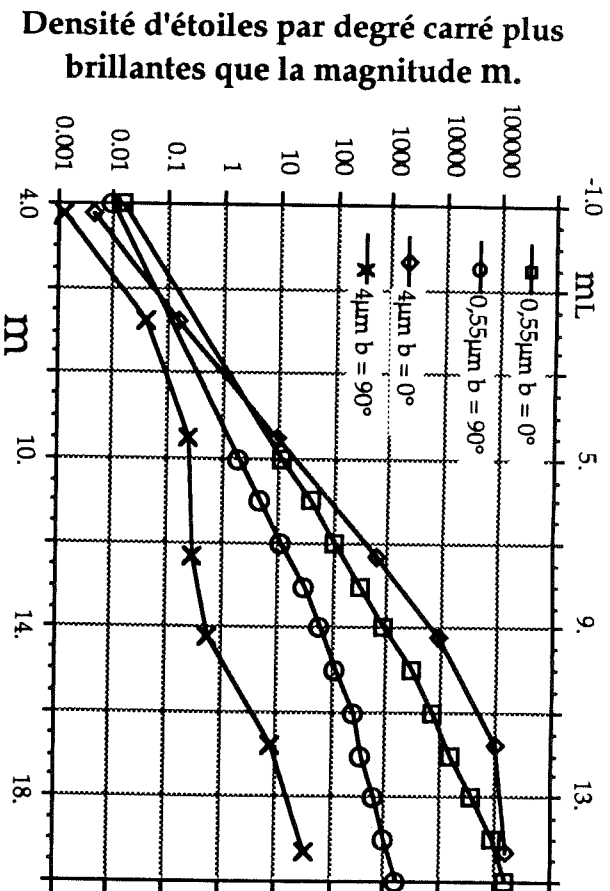


Figure 4.8. Densités d'étoiles plus brillantes que m comparées dans les bandes V et L (données calculées par F. Rigaut).

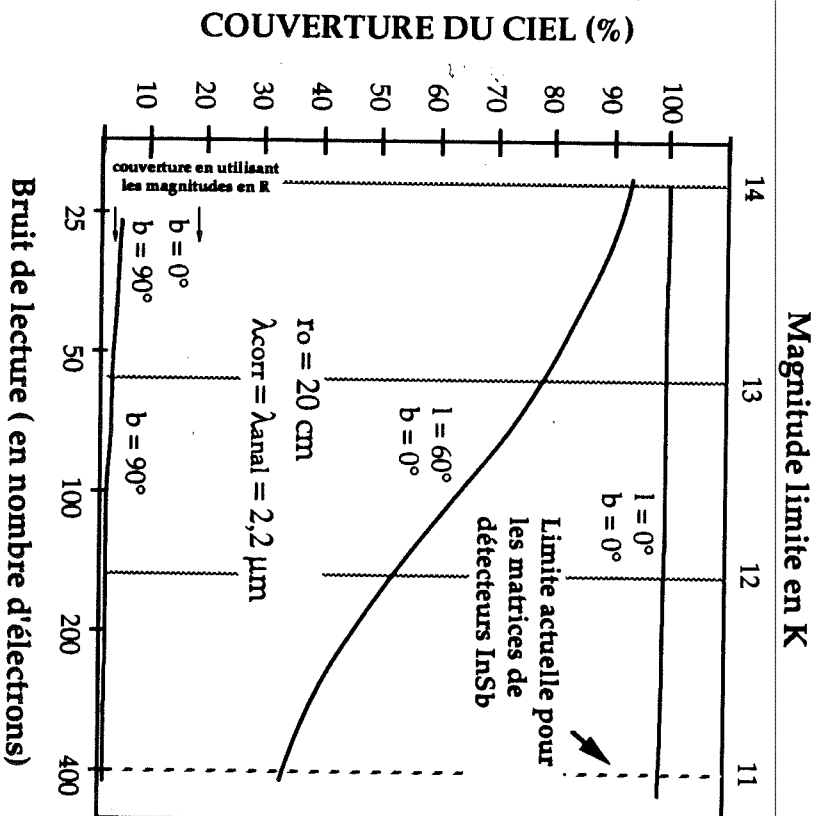


Figure 4.8 bis Couverture du fond de ciel pour une analyse faite dans la bande K (2,2 mm) (d'après [Beckers 88]).

4. LIMITATIONS DE L'ANALYSEUR DUES A LA DETECTION.

4.1. INTRODUCTION

L'analyse de surface d'onde requiert un flux minimum pour atteindre une précision de mesure suffisante de la phase. Le but des paragraphes suivants est de quantifier cette limitation dans le cas d'un analyseur de Shack-Hartmann. Ce flux, exprimé en terme de photons effectivement détectés, diffère suivant les caractéristiques des détecteurs utilisés. L'étude qui suit prend en considération, d'une part la limitation introduite par le bruit de photons du signal lui-même, et d'autre part le bruit de lecture du détecteur.

A partir des résultats déjà publiés par l'équipe de l'ONERA [Fontanella 85] [Rousset et al 87] [Primot 89], nous allons, au paragraphe 4.2, donner une expression générale qui permette de calculer la magnitude limite que l'on peut atteindre en fonction des différents paramètres caractérisant l'instrumentation. Ensuite nous étudierons au paragraphe 4.3 l'influence de ces paramètres. Le dernier paragraphe (4.5) analyse les possibilités de la technologie actuelle, en fonction des besoins de l'analyse de surface d'onde.

Dans cette étude nous supposerons que l'analyseur est correctement dimensionné, du point de vue de ses caractéristiques géométriques, pour mesurer un état de turbulence donné. La performance que l'on cherche à atteindre est la sensibilité de la mesure de la pente moyenne du front d'onde sur chaque sous-pupille. Les considérations faites ici sont d'ordre photométrique. Elles ne prennent pas en compte le système de correction qui est associé à l'analyseur et donc la qualité de reconstruction que l'on désire atteindre en utilisant le résultat des mesures effectuées pour commander une optique adaptative.

L'erreur que l'on va évaluer ici, entrera dans le bilan des erreurs résiduelles après correction. Pour l'analyse des paramètres de l'instrumentation, nous considérerons que la précision sur la mesure de l'erreur de phase requise à l'analyse est de $\pi/7$. Cette précision n'est utile que dans le cas où l'instrument doit réaliser une correction à la limite de diffraction du télescope utilisé.

4.2. PRINCIPE ET LIMITATIONS DE LA DETERMINATION DE LA PHASE

Chaque sous-pupille de l'analyseur doit effectuer la mesure locale de la phase de l'onde en utilisant l'éclairement disponible à l'entrée du télescope sur la surface qui lui correspond. On déterminera cet éclairement en termes de magnitude. Les valeurs obtenues permettent d'évaluer le nombre d'objets célestes que l'on peut utiliser pour une analyse de surface d'onde.

La longueur focale des micro-lentilles est supposée être correcte, selon le critère défini par les expressions 4.21 et 4.21 bis. La taille de la tache sur le récepteur permet une détermination des écarts de phase sur le front d'onde avec la précision requise.

a. Flux reçu par une sous-pupille.

On considère dans l'analyse suivante un senseur de Shack-Hartmann placé directement au foyer d'un télescope. La largeur effective de chaque sous-pupille d dans le plan de la pupille d'entrée du télescope, est le rapport du diamètre de la pupille du télescope D sur le nombre de sous-pupilles N présentes sur ce diamètre. La surface réceptrice que l'on considérera dans ce qui suit pour le calcul de l'éclairement sera :

$$A = D^2/N^2 = d^2 \quad 4.23$$

L'éclairement monochromatique à une longueur d'onde λ obtenu dans le plan de la pupille d'entrée du télescope est $E(\lambda)$ exprimé en Watt/(m². μ m). Cet éclairement peut être converti en éclairement relatif, exprimé en terme de magnitude m^* au moyen de l'expression suivante :

$$m^* = -2.5 \log (E(\lambda)/E_0) \quad 4.24$$

où E_0 désigne l'éclairement monochromatique de référence pour déterminer la magnitude à la longueur d'onde λ sur l'intervalle spectral $\Delta\lambda$. En toute rigueur il faut tenir compte de la transmission globale du milieu de propagation et de l'intervalle spectral sur lequel on mesure cet éclairement. Il faut donc faire intervenir un filtre de transmission $t(\lambda)$ pour le calcul de l'éclairement global sur l'intervalle spectral considéré :

$$m^* = -2.5 \log \left(\frac{\int_0^{\infty} E(\lambda) t(\lambda) d\lambda}{E_0 \Delta\lambda} \right) \quad 4.25$$

En tenant compte de :

la surface de réception équivalente d'une sous-pupille dans le plan de la pupille du télescope A , de l'intervalle spectral utilisé par le détecteur, $\Delta\lambda$,

on détermine le flux que l'on exprime de la manière suivante :

$$\phi = E \cdot \Delta\lambda \cdot A \quad 4.26$$

soit, exprimé en nombre de photons par seconde :

$$\phi = \frac{E \cdot \lambda \cdot \Delta\lambda \cdot A}{hc} \quad 4.27$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière.

b. Signal détecté.

Lorsque l'image au foyer de chaque micro-lentille est limitée par la diffraction, la répartition d'énergie est alors celle décrite par la figure de diffraction d'une pupille carrée, le signal donné par le pixel de coordonnées n_x, n_y de la matrice de détecteurs est :

$$S(n_x, n_y) = \frac{N_{ph}}{d^4} \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi d n_x}{\lambda f \mu l}\right)}{\frac{\pi n_x}{\lambda f \mu l}} \right)^2 \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi d n_y}{\lambda f \mu l}\right)}{\frac{\pi n_y}{\lambda f \mu l}} \right)^2 \quad 4.28$$

N_{ph} est le nombre de photons par sous-pupille utiles à une analyse.

$f_{\mu l}$ est la focale de la micro-lentille.

d est la distance entre le centre de deux micro-lentilles, considérée comme côté de la micro-lentille

λ est la longueur d'onde utilisée pour enregistrer l'image.

Le terme de normalisation est choisi pour obtenir N_{ph} photons lorsque l'on considère le signal S sur la surface du détecteur dédiée à une sous-pupille.

Cette représentation pose un problème puisque l'intégrale de la fonction $(\sin x/x)^2$ de $-\infty$ à $+\infty$ diverge. De plus l'écart type de cette fonction, dont nous avons besoin pour les calculs de bruit, conduit également à une intégrale divergente, pour des bornes infinies. Il est possible de faire une intégration limitée à la surface de la sous-pupille à condition que le flux considéré soit négligeable à l'extérieur de la sous-pupille. Cette approximation est rendu possible par l'application d'un seuil. Ici on propose une représentation par la fonction gaussienne qui approche au mieux le carré du sinus cardinal (figure 4.9), soit :

$$S(n_x, n_y) = \frac{4 N_{ph}}{\pi n_t^2} \exp\left(\frac{-4(n_x^2 + n_y^2)}{n_t^2}\right) \quad 4.28 \text{ bis}$$

n_t représente le diamètre de la tache au foyer des micro-lentilles, exprimé en nombre de pixels de la matrice du détecteur utilisé (expression 4.6 et 4.6 bis).

Cette description n'est pas correcte puisqu'il faudrait tenir compte de la présence éventuelle de tavelures, lorsque $d > r_0$. Toutefois, l'analyse se fait sur toute la largeur spectrale disponible à l'entrée du détecteur, ce qui correspond, dans les conditions expérimentales que nous décrirons au chapitre 5 à une largeur de l'ordre de $0,3 \mu\text{m}$

autour d'une longueur d'onde de $0,55 \mu\text{m}$. Dans ces conditions il n'est pas possible de mettre en évidence la structure des tavelures.

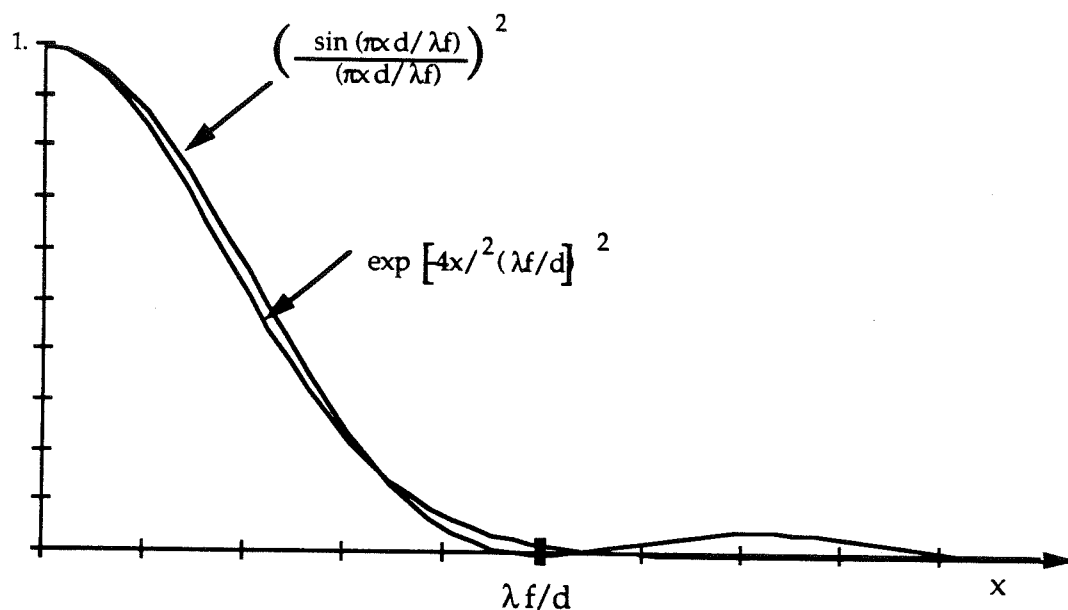


Figure 4.9 Comparaison d'une fonction $\sin(x)/x$ et d'une gaussienne

c. Influence du bruit affectant le signal sur la détermination des mesures.

Nous avons vu plus haut que l'erreur sur la détermination de la position du centre de gravité au foyer d'une micro-lentille dans la direction x peut s'écrire comme une somme sur la surface du détecteur dédiée à une sous-pupille :

$$\sigma_{\delta n}^2 = \frac{1}{N_{ph}^2} \sum \sum \sigma_s^2(n_x, n_y) n_x^2 \quad 4.29$$

Nous allons maintenant essayer de chiffrer la valeur de σ_s . Deux principales sources de bruit sont connues et peuvent être modélisées ici : le bruit de lecture de la matrice de détecteurs, et le bruit du signal incident lié à sa nature physique.

Dans le cas d'une analyse de front d'onde aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, il faut en plus considérer le bruit apporté par le rayonnement du fond de ciel. En effet à ces longueurs d'onde la détection est souvent limitée par ce rayonnement (condition BLIP : Background Limited Infrared Photodetection).

1. ANALYSE LIMITEE PAR LE BRUIT DU SIGNAL INCIDENT.

Dans cette approche on considère que le bruit du détecteur utilisé est négligeable et par conséquent que la limitation est donnée par le bruit de photons du signal incident. Ici σ_s est l'écart type du bruit du signal incident qui est égal à la racine carrée du signal (si le signal est exprimé en nombre de photons), ce dernier suivant une statistique poissonnienne :

$$\sigma_s^2 = \frac{4 N_{ph}}{\pi n_t^2} \exp\left(\frac{-4(n_x^2 + n_y^2)}{n_t^2}\right) \quad 4.30$$

Si l'on assimile la somme discrète de l'expression 4.29 à une intégrale et en considérant un domaine de diamètre $2 \cdot n_t$ pour lequel on reçoit plus de 99% du signal :

$$\sigma_{\delta n}^2 = \frac{4}{N_{ph} \pi n_t^2} \int \int n_x^2 \exp\left(\frac{-4(n_x^2 + n_y^2)}{n_t^2}\right) dx dy \quad 4.31$$

Cette expression devient après intégration :

$$\sigma_{\delta n}^2 = \frac{n_t^2}{8 \cdot N_{ph}} \quad 4.32$$

(Lorsqu'on utilise l'intégrale de la fonction $\sin x/x$ sur la surface de la tache (de largeur n_t) on obtient un facteur π^2 à la place du facteur 8).

L'erreur sur la détermination de la phase σ_m est :

$$\sigma_m^2 = \frac{4\pi^2}{n_t^2} \cdot \sigma_{\delta n}^2 \quad 4.33$$

dans le cas où l'image est limitée par la diffraction, ce qui conduit à :

$d < r'_o$	$\sigma_m^2 = \frac{\pi^2}{2 \cdot N_{ph}}$	4.34
------------	---	------

Et dans le cas où la limitation est donnée par la turbulence à la longueur d'onde de l'analyse :

$d > r'_o$	$\sigma'_m{}^2 = \sigma_m^2 \cdot \beta_o^2$	4.34 bis
------------	--	----------

Cette source de bruit doit aussi tenir compte de l'efficacité quantique du détecteur η et de la transmission du système optique. C'est un terme multiplicatif qui affecte le nombre de photons incidents :

$$d < r'_o \quad \sigma_m^2 = \frac{\pi^2}{2 \cdot N_{ph} \cdot \eta} \quad 4.35$$

2. ANALYSE LIMITEE PAR LE BRUIT DE LECTURE DU DETECTEUR.

Dans ce cas le bruit dominant est le bruit de lecture du détecteur. Nous faisons ici l'hypothèse que le taux de remplissage de la matrice de détecteurs (rapport entre la surface sensible du détecteur et de sa surface effective) est pris en compte dans le

rendement quantique du détecteur. Cette hypothèse ne permet pas de prendre en compte le bruit introduit par l'espace non sensible entre les différents éléments du détecteur.

Dans les dispositifs intensifiés, du bruit peut être introduit au niveau du système d'amplification si celui-ci est une galette de micro-canaux, et au niveau du phosphore de sortie si il existe. Le détecteur utilisé est en général un dispositif à transfert de charge (DTC) intensifié au moyen d'un étage d'amplification dont la fenêtre d'entrée est une photocathode de type S20 ou AsGa. On négligera par la suite le bruit qui peut être introduit par un dispositif d'amplification de brillance. Ce bruit supplémentaire se traduit par un facteur multiplicatif de la forme [Lemonier 88] :

$$F = \sqrt{1 + \frac{\sigma_G^2}{G^2}} \quad 4.36$$

où G est le gain du dispositif amplificateur et σ_G la dispersion du gain. La valeur de $\frac{\sigma_G}{G}$, due au phosphore en sortie, est de l'ordre de 1. Cette valeur devient beaucoup plus grande avec une galette de micro-canaux comme élément amplificateur. Si celle-ci est utilisée en mode saturé, la valeur ci-dessus peut descendre à 0,25. Malheureusement dans ce cas le temps de relaxation devient très grand (jusqu'à 20 ms). Cette caractéristique risque de dégrader significativement la bande passante d'un dispositif d'optique adaptative.

Pour $\sigma_G/G = 1$ il est nécessaire d'avoir deux fois plus de photons pour atteindre le même rapport signal sur bruit [Cuby 89].

Soit σ_e le bruit de lecture par pixel. L'erreur sur la détermination du centre de gravité dans la direction x devient :

$$\sigma_{\delta n}^2 = \frac{1}{N_{ph}^2} \sigma_e^2 \sum \sum n_x^2 \quad 4.37$$

la somme est faite sur toute la sous-pupille dans la direction x et dans la direction y . Dans la réalité il est toujours possible d'éliminer le fond en rehaussant le seuil. Dans ce cas la somme est faite uniquement sur la taille de la tache image. Tant que la tache ne tient pas sur 2 pixels ou moins la somme des n_x^2 est peu différente de l'intégrale sur la surface de la tache. L'erreur sur la reconstruction de la phase s'écrit alors :

$$\sigma_m^2 = \frac{4\pi^2}{n_t^2} \frac{n_t^4 \sigma_e^2}{12 N_{ph}^2} \quad 4.38$$

Ceci devient, dans le cas de sous-pupilles limitées par la diffraction :

$$\sigma_m^2 = \frac{\pi^2 \cdot n_t^2 \cdot \sigma_e^2}{3 N_{ph}^2} \quad 4.39$$

et dans le cas limité par la turbulence :

$$\sigma'_m{}^2 = \sigma_m^2 \cdot \beta_0^2 \quad 4.39 \text{ bis}$$

Dans le cas où le bruit de lecture du détecteur est prédominant, il est possible pour améliorer le rapport signal sur bruit d'utiliser un intensificateur de brillance qui multiplie le flux incident par un facteur de gain G . Pour le calcul de la limitation par le bruit de lecture du détecteur, on doit dans ce cas prendre en compte le gain G de l'intensificateur et le rendement quantique de la matrice de détecteurs η_{dtc} .

$$\sigma_m^2 = \frac{\pi^2 \cdot n_t^2 \cdot \sigma_e^2}{3 G^2 \cdot \eta_{dtc}^2 \cdot N_{ph}^2} \quad 4.40$$

et

$$\sigma'_m{}^2 = \sigma_m^2 \cdot \beta_0^2 \quad 4.40 \text{ bis}$$

3. MAGNITUDES LIMITES IMPOSEES PAR CES SOURCES D'ERREUR.

Le bruit total sur la mesure, compte tenu de i contributions d'erreurs indépendantes, sera:

$$\sigma_m^2 = \sum_i \sigma_{mi}^2 \quad 4.41$$

Dans le cas présent on se limite aux deux sources de bruit énoncées ci-dessus. On néglige ici les bruits dus à un ou des intensificateurs de brillance qui peuvent être placés devant la matrice de détecteurs pour amplifier le signal optique.

L'erreur globale sur la détermination de la phase, lorsque le système de détection est une matrice intensifiée, est ainsi :

$$\sigma_m^2 = \frac{\pi^2 \sigma_e^2 n_t^2}{3 G^2 \cdot \eta_{dtc}^2 \cdot N_{ph}^2} + \frac{\pi^2}{2 \eta_{pk} N_{ph}} \quad 4.42$$

En fixant la précision σ_m souhaitée sur la mesure du front d'onde, on obtient une équation du second degré en N_{ph} dont la résolution donne le nombre de photons minimum pour obtenir cette précision σ_m :

$$N_{ph} = \frac{\pi^2}{2 \sigma_m^2} \cdot \left(\frac{1}{2 \eta_{pk}} + \left(\frac{1}{4 \eta_{pk}^2} + \frac{4 n_t^2 \sigma_e^2 \sigma_m^2}{3 \eta_{dtc} G^2 \pi^2} \right)^{1/2} \right) \quad 4.43$$

et si la taille de chaque tache est limitée par la turbulence :

$$N_{ph} = \frac{\pi^2}{2 \sigma'_m} \cdot \left(\frac{1}{2 \eta_{pk}} + \left(\frac{1}{4 \eta_{pk}^2} + \frac{4 n_t^2 \sigma_e^2 \sigma'_m{}^2}{3 \eta_{dtc} G^2 \pi^2} \right)^{1/2} \right) \quad 4.43 \text{ bis}$$

Dans le cas où il n'est pas fait de correction de seuil le calcul de l'expression du nombre de photons conduit à :

$$N_{ph} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\pi}{\sigma'_m} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{2 \eta_{pk}} + \left(\frac{1}{4 \eta_{pk}^2} + \frac{4 n_s^4 \sigma_e^2 \sigma'_m{}^2}{3 \eta_{dtc} n_t^2 G^2 \pi^2} \right)^{1/2} \right) \quad 4.43 \text{ ter}$$

où n_s représente le nombre de pixels par ligne de sous-pupille. Cette expression met en évidence que cette configuration est très défavorable et qu'elle doit être évitée.

La mesure du front d'onde doit se faire sur un temps inférieur au temps d'évolution de la perturbation du front d'onde. Si τ est le temps de pose maximum pour faire une mesure, l'éclairement sur chaque sous-pupille est :

$$E = \frac{N_{ph}}{\tau A T} \quad 4.44$$

avec T la transmission du montage optique en amont. Si on se place dans le cas d'un analyseur limité par la turbulence et d'une mesure limitée par le bruit de photons cette expression devient :

$$E = \frac{N_{ph}}{\tau A T} \beta_o^2 = \frac{N_{ph}}{\tau r_o^2 T} \quad 4.44 \text{ bis}$$

On met ainsi en évidence que dans le cas d'une détection limitée par le bruit de photons, lorsque $\beta_o > 1$, l'éclairement minimum pour réaliser une analyse avec une précision fixée est fonction de la valeur de l'aire de cohérence de l'onde incidente à $\lambda_{analyse}$ et non de la surface de la sous-pupille.

A partir de ces valeurs, il est possible de chiffrer les limitations de l'analyse de surface d'onde, connaissant les caractéristiques de la technologie actuellement disponible. Nous allons, au paragraphe suivant, évaluer les magnitudes limites atteintes compte tenu des conditions expérimentales possibles.

4.3. DISCUSSION SUR DES EXEMPLES PARTICULIERS.

a. Conditions générales de l'étude.

Nous allons maintenant utiliser les résultats précédents, pour mettre en évidence les paramètres dont l'influence est prépondérante pour l'analyse de surface d'onde. Nous considérons ici, qu'il est utile d'obtenir à l'analyse une précision $\sigma_m = \pi/7$, pour que le système global restitué après correction, une onde avec une planéité crête à crête de l'ordre de $\lambda/4$ à la longueur d'onde de correction. Ce critère correspond au critère défini par Maréchal [Maréchal 70] qui impose :

$$\Delta^2 < \frac{\lambda^2}{180} \quad 4.45$$

où Δ représente l'écart quadratique moyen de la surface d'onde incidente par rapport à une surface d'onde idéale. Cette précision correspond à une reconstruction à la limite de diffraction de l'instrument, que nous appellerons correction totale. Cette contrainte peut être relâchée lorsque l'analyse est destinée à une correction partielle où la limite de diffraction n'est pas atteinte. Nous allons dans un premier temps nous placer dans le cas d'un analyseur de Shack-Hartmann de 5x5 sous-pupilles directement placé au foyer d'un télescope de 3,6 mètres de diamètre. Si l'analyse est destinée à corriger le front d'onde pour les longueurs d'onde du proche infrarouge, il est nécessaire d'avoir un temps de pose de 10 ms. Nous nous placerons dans le cas d'une analyse faite aux longueurs d'onde visibles. Les magnitudes seront exprimées à $0,55 \mu\text{m}$ et pour une largeur spectrale de $0,3 \mu\text{m}$. Nous faisons l'approximation, que le détecteur a un rendement quantique uniforme sur cette fenêtre spectrale.

Dans un premier paragraphe nous regarderons l'influence de la valeur de β_0 dans la sous-pupille.

Puis dans un second paragraphe nous considérerons le bruit de lecture de la matrice de détecteur utilisé.

Dans un troisième paragraphe, nous verrons l'influence du rendement quantique du détecteur.

Dans un quatrième paragraphe nous regarderons l'influence de la taille de l'image en nombre de pixels sur le détecteur, lorsque le détecteur n'est pas limité par le bruit de photons.

Enfin nous nous placerons dans le cas d'un analyseur de front d'onde infrarouge. Il n'existe pas actuellement de système de comptage de photons infrarouge, ce qui modifie les données du problème. En plus à ces longueurs d'onde pour le cas considéré la largeur des taches au foyer des sous-pupilles est déterminée par la diffraction et plus par la turbulence.

L'ensemble des figures pour cette partie, est reportée en annexe I, pour éviter de surcharger ce chapitre.

Dans tous les cas nous ferons le calcul sans tenir compte de la transmission globale du système optique. La valeur de l'éclairement E trouvée doit être pondérée par un facteur tenant compte de cette transmission $T_o(\lambda)$ pour estimer la valeur de l'éclairement effectivement détecté E_{det} :

$$E_{det}(\lambda) = E(\lambda) T_o(\lambda) \quad 4.46$$

Cette perte se traduit par une réduction de la magnitude d'un terme m_{opt} :

$$m_{det}^* = m^* - m_{opt} \quad 4.47$$

En se plaçant dans le cas d'une expérience similaire à COME-ON (chapitre suivant) où le train optique compte 9 miroirs et une séparatrice on peut évaluer la perte à

$$m_{opt} = 1,4$$

due au facteur de réflexion des miroirs (9 miroirs) de l'ordre de 90% et transmission de la séparatrice 70%. En toute rigueur il faut faire le calcul tenant compte de la transmission spectrale, ce qui a été fait dans le cadre de l'étude du détecteur de l'analyseur de COME-ON (chapitre 5).

A tous les résultats qui suivent il convient de retrancher cette valeur pour obtenir les magnitudes effectivement atteintes. Les courbes n'en tiennent pas compte, ce facteur pouvant varier en fonction du montage choisi. Dans le cas d'un montage utilisant la même longueur d'onde pour la correction et pour l'analyse il faut prélever une quantité de lumière supérieure à celle prélevée dans le cas d'un montage fonctionnant à deux longueurs d'onde différentes.

b. Influence du rapport $\beta_o(\lambda_{analyse})$ dans la sous-pupille.

Nous avons considéré deux cas qui seront repris dans les paragraphes suivants : celui d'une matrice de détecteurs sans intensificateur avec un bruit de lecture de 100 e⁻ par pixel, et celui d'un dispositif intensifié limité par le bruit de photons. Les courbes de la figure 4.10* donnent les magnitudes limites atteintes à 0,55 μm en fonction du rapport $\beta_o(\lambda_{analyse}) = \omega d/r_o(\lambda_{analyse})$ dans la sous-pupille. Les conditions générales pour lesquelles ces courbes ont été tracées sont les suivantes :

* Les figures 4.10 à 4.16, sont reportées en annexe I.

Côté de la sous-pupille d	720 mm et 360 mm
Qualité de reconstruction requise σ_m	$\pi/7$
Temps d'intégration τ	10 ms
Longueur d'onde λ	0,55 μm
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	0,3 μm

Pour le DTC :

Rendement quantique η_{dtc} :	0,5
Bruit de lecture de la matrice σ_e :	100 e ⁻
Largeur de la tache n_t :	5 px

Pour la photocathode du dispositif intensifié :

Rendement quantique η_{pk} :	0,1
-----------------------------------	-----

On fait ici l'approximation que le facteur ω est égal à 1 dans tous les cas, ce qui n'est vrai dans la réalité que lorsque le rapport $d \ll r_0(\lambda_{analyse})$; pour les valeurs inférieures du rapport $d/r_0(\lambda_{analyse})$, ω est plus grand. Pour les courbes tracées la valeur de $r_0(\lambda_{analyse})$ varie entre 7 cm, dans le cas d'un analyseur limité par la diffraction, et 70 cm. Ce dernier cas correspond à des sous-pupilles qui seraient dimensionnées pour faire une mesure à 0,55 μm destinée à commander un système de correction pour de l'imagerie à la limite de diffraction à 3,8 μm . La perte, dans ce dernier cas, est pratiquement de 5 magnitudes par rapport à la configuration limitée par le bruit de photons.

En réduisant la surface de la sous-pupille et en utilisant les mêmes valeurs de $r_0(\lambda_{analyse})$, (expression 4.44 bis) on montre que les performances sont identiques lorsque la mesure est limitée par le bruit de photons. Ceci montre que la limite, dans ce cas est imposée par la turbulence et non par la surface de la sous-pupille. La recombinaison de ces sous-pupilles, pour reconstituer la surface collectrice initiale souhaitée pour une sous-pupille élémentaire, permet de retrouver la magnitude limite lorsque la valeur de $\beta_0(\lambda_{analyse})$ est de 1 sur cette grande sous-pupille.

En conclusion de ce paragraphe, on peut dire qu'il semble opportun d'utiliser un nombre de sous-pupilles tel, que celles-ci soient limitées par la diffraction à la longueur d'onde $\lambda_{analyse}$, et de les recombinaison en fonction de l'échantillonnage souhaité sur la pupille du télescope. Dans ce cas on améliore le rapport signal sur bruit à la détection.

Pour la suite de cette étude nous considérons à chaque fois des valeurs de $\beta_0(\lambda_{analyse})$ de 3,6 et de 7 pour tenir compte de deux conditions expérimentales typiques, et de $\beta_0 = 1$ de manière à évaluer l'éclairement effectivement détectable et la perte induite. Il est bien sûr peu probable que l'on obtienne une valeur de r_0 de l'ordre de 700 mm dans le visible, mais les valeurs calculées peuvent être atteintes, à condition d'utiliser des sous-pupilles de petit diamètre et de les recombinaison ensuite.

c. Influence du bruit de lecture de la matrice de détecteurs.

Nous plaçant dans le cas d'une matrice intensifiée, nous avons tracé la magnitude atteinte (à $0,55 \mu\text{m}$) en fonction du gain de l'intensificateur, pour plusieurs bruits de lecture différents (10, 100, 500 et 10 000 électrons de bruit par pixel). Les paramètres qui ont été choisis sont les suivants :

Largeur de la sous-pupille d	720 mm
Largeur de la tache (diamètre) n_t	5 pixels
Rendement quantique de la photocathode η_{pk}	0,1
Rendement quantique des détecteurs de la matrice η_{dtc}	0,5
Qualité de reconstruction requis σ_m	$\pi/7$
Temps de pose τ	10 ms
Longueur d'onde λ	$0,55 \mu\text{m}$
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	$0,3 \mu\text{m}$

Les courbes tracées (figure 4.11*) pour des valeurs de $\beta_0(\lambda_{analyse})$ respectivement de 1, 3,6 et 7, montrent que la sensibilité en fonction du gain G tend vers une valeur asymptotique, fixée par le bruit de photons du signal incident. Les courbes montrent, bien sûr, que l'influence du bruit de lecture est réduite lorsque le gain de l'amplification augmente. Le gain que l'on doit utiliser pour atteindre la valeur limite est d'autant plus faible que le bruit de lecture est plus faible.

Les valeurs asymptotiques de la magnitude sont :

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 1 \quad m_v = 14,5 \quad (13,1 \text{ si l'on tient compte de la transmission du montage})$$

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 3,6 \quad m_v = 11,7 \quad (10,3 \text{ en tenant compte de la transmission du montage})$$

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 7 \quad m_v = 10,2 \quad (8,8 \text{ en tenant compte de la transmission du montage})$$

pour les conditions suivantes :

$$\sigma_e = 10 \quad G = 40$$

$$\sigma_e = 100 \quad G = 160$$

$$\sigma_e = 500 \quad G = 2000$$

$$\sigma_e = 10\,000 \quad G = 20\,000$$

La seconde courbe (figure 4.12*) est tracée dans le cas d'une matrice de détecteurs non intensifiée en fonction du bruit de lecture du détecteur. La fonction de

* Les figures 4.10 à 4.16, sont reportées en annexe I

l'expression 4.43 est tracée pour un gain unité, et avec deux rendements quantiques identiques, en fonction du bruit de lecture.

Largeur de la sous-pupille d	720 mm
Rendement quantique η_{dtc} et η_{pk}	0,5
Gain G	1
Largeur de la tache (diamètre) n_t	5 pixels
Qualité de reconstruction requis σ_m	$\pi/7$
Temps de pose τ	10 ms
Longueur d'onde λ	0,55 μm
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	0,3 μm

La limite est à nouveau celle du bruit de photons, qui est évidemment atteinte lorsque le bruit de lecture est nul. Ici les valeurs atteinte sont de l'ordre de

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 1 \quad m_v = 16,2 \quad (14,8 \text{ en tenant compte de la transmission du montage}).$$

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 3,6 \quad m_v = 13,5 \quad (12,1 \text{ en tenant compte de la transmission du montage}).$$

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 7 \quad m_v = 12 \quad (10,6 \text{ en tenant compte de la transmission du montage}).$$

d. Influence du rendement quantique du récepteur.

Lorsque l'influence du bruit de lecture devient négligeable, le seul terme lié au récepteur qui limite la détection, est le rendement quantique du matériau récepteur. Nous avons tracé (figure 4.13*) la magnitude à 0,55 μm que l'on peut atteindre en fonction du gain pour trois rendements quantiques différents de la photocathode d'entrée. Une augmentation de sa sensibilité diminue l'effet du bruit de photons par rapport au bruit de lecture, et impose une amplification plus importante du signal (Gain plus fort) pour pouvoir être limité par le bruit de photons.

Dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment :

Côté de la sous-pupille d	720 mm
Rendement quantique η_{dtc}	0,5
Bruit de lecture de la matrice de détecteurs σ_e	100 e^-
Taille de la tache (diamètre) n_t	5 pixels
Qualité de reconstruction requise σ_m	$\pi/7$
Temps de pose τ	10 ms
Longueur d'onde λ	0,55 μm
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	0,3 μm

les magnitudes que l'on peut atteindre, lorsque le gain est suffisant sont :

* Les figures 4.10 à 4.16, sont reportées en annexe I.

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 1$$

$m_v = 13,7$	(12,3)	$\eta_{pk} = 0,05$	$G = 80$
$m_v = 14,5$	(13,1)	$\eta_{pk} = 0,1$	$G = 160$
$m_v = 15,7$	(14,3)	$\eta_{pk} = 0,3$	$G = 400$

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 3,6$$

$m_v = 11$	(9,6)	$\eta_{pk} = 0,05$
$m_v = 11,7$	(10,3)	$\eta_{pk} = 0,1$
$m_v = 12,9$	(11,5)	$\eta_{pk} = 0,3$

$$\beta_0(\lambda_{analyse}) = 7$$

$m_v = 9,5$	(8,1)	$\eta_{pk} = 0,05$
$m_v = 10,2$	(8,8)	$\eta_{pk} = 0,1$
$m_v = 11,4$	(10)	$\eta_{pk} = 0,3$

L'amélioration de la sensibilité de la photocathode d'entrée du système d'amplification apparaît ici comme un impératif, le gain de l'intensificateur devant croître avec la sensibilité de la photocathode.

Il ressort également de cette analyse que, lorsque le bruit de lecture de la matrice de détecteurs est réduit à une centaine de charges par pixel, les gains nécessaires pour en rendre l'effet négligeable, ne sont pas considérables. La plupart des intensificateurs de brillance disponibles actuellement fonctionnent avec un gain nominal supérieur à ces valeurs : G est compris entre 10^4 et 10^7 pour les systèmes utilisant des galettes de micro-canaux.

e. Influence du nombre de pixels dans la tache image.

Nous avons enfin tracé la magnitude limite atteinte dans le visible en fonction du gain pour plusieurs largeurs de tache différentes (figure 4.14*). Les variations possibles étant moins importantes que sur les autres paramètres, dans les conditions expérimentales choisies pour cette étude, l'influence est plus réduite que dans les cas précédents. Ce ne serait pas le cas si nous avions utilisé une matrice de détecteurs plus bruyante.

Dans les conditions déjà décrites auparavant,

Côté de la sous-pupille d	720 mm
Rendement quantique η_{dte}	0,5
Rendement quantique de la photocathode η_{pk}	0,1

* Les figures 4.10 à 4.16, sont reportées en annexe I.

Bruit de lecture de la matrice de détecteurs σ_e	100 e ⁻
Qualité de reconstruction requise σ_m	$\pi/7$
Temps de pose τ	10 ms
Longueur d'onde λ	0,55 μm
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	0,3 μm

nous avons tracé la magnitude limite en fonction du gain, pour des tailles de tache de 2, 5 et 10 pixels de largeur. Les magnitudes limites à 0,55 μm atteintes sont bien entendu toujours de 14,5 , 11,7 et 10,2 , suivant la valeur de $\beta_o(\lambda_{analyse})$. Pour une valeur de 1, la magnitude limite est fixée par la sensibilité de la photocathode pour des gains respectifs de :

$$\beta_o(\lambda_{analyse}) = 1$$

$G = 100$	$n_t = 2$ pixels,
$G = 160$	$n_t = 5$ pixels,
$G = 350$	$n_t = 10$ pixels.

Il est essentiel de réduire le nombre de pixels pour détecter la tache, si la matrice n'est pas intensifiée ou si elle est très bruyante.

f. Analyseur infrarouge.

Dans cette dernière partie, nous allons considérer que l'analyse est faite à partir d'un objet infrarouge avec un détecteur sensible dans la bande K du proche infrarouge ($\lambda = 2,2 \mu\text{m}$). A ces longueurs d'onde il n'existe pas d'intensificateur de brillance et le détecteur est utilisé seul. L'intérêt d'une analyse dans cette bande a été souligné au début de ce chapitre (paragraphe 3) et par J.Beckers [Beckers 87]. A cette longueur d'onde, le nombre de sources disponibles serait plus important à cause de la faible absorption du milieu interstellaire dans cette bande.

En tout état de cause il est essentiel de disposer d'un analyseur infrarouge pour atteindre des zones du ciel où aucune source visible ne peut fournir le flux nécessaire à une analyse de front d'onde. L'objet peut être une source infrarouge suffisamment brillante pour être utilisée comme source de référence.

La figure 4.15* donne la magnitude atteinte à 2,2 μm en fonction du bruit de lecture de la matrice infrarouge utilisée. Nous avons pris les conditions expérimentales précédentes :

Côté de la sous-pupille d	720 mm
Taille de la tache (diamètre) n_t	5 pixels
Qualité de reconstruction requise σ_m	$\pi/7$

* Les figures 4.10 à 4.16, sont reportées en annexe I.

Temps de pose τ	10 ms
Longueur d'onde λ	2,2 μm
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	0,3 μm

La courbe est tracée pour trois valeurs différentes du rendement quantique de la matrice. Dans l'expression 4.43 les valeurs de η_{dtc} et η_{pk} sont identiques, elles prennent respectivement les valeurs 10%, 30% et 50%. Les magnitudes limites que l'on peut atteindre en l'absence de bruit de lecture sont :

$m_K = 12,7$	(11,4)	$\eta = 50\%$
$m_K = 12,2$	(10,8)	$\eta = 30\%$
$m_K = 11$	(9,6)	$\eta = 10\%$

Avec un bruit de lecture de l'ordre de 400 e⁻ nous obtenons :

$m_K = 6,5$	(5,1)	$\eta = 50\%$
$m_K = 6$	(4,6)	$\eta = 30\%$
$m_K = 4,8$	(3,4)	$\eta = 10\%$

Enfin une dernière courbe est tracée (figure 4.16*) pour différentes largeurs de tache au foyer des sous-pupilles. On voit que la réduction à 2x2 pixels permet de gagner environ une magnitude lorsque l'on est limité par un bruit de lecture d'une centaine de charges. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

Largeur de la sous-pupille d	720 mm
Rendement quantique η_{dtc} :	10%
Qualité de reconstruction requise σ_m	$\pi/7$
Temps de pose τ	10 ms
Longueur d'onde λ	2,2 μm
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	0,3 μm

4.4. RECAPITULATION.

En conclusion des paragraphes qui précèdent, il est possible de distinguer le cas d'une analyse de surface d'onde où la détection est limitée par le bruit de photons du signal incident, et le cas où la limitation est imposée par le bruit du détecteur utilisé.

Dans le premier cas la limitation, pour pouvoir utiliser un flux faible, est imposée d'une part, par le rendement quantique de la surface photosensible utilisée (celui de la photocathode du dispositif d'intensification), et d'autre part, par le rapport $d/r_o(\lambda_{analyse})$ à l'intérieur de chaque sous-pupille. Cette situation peut théoriquement

* Les figures 4.10 à 4.16, sont reportées en annexe I.

être atteinte aujourd'hui, pour les longueurs d'onde visibles, au moyen des technologies disponibles.

Dans le second cas, en plus des paramètres précédents, interviennent, le nombre de pixels utilisés pour analyser une tache individuelle, et le bruit de lecture du détecteur. C'est la situation de l'analyse aux longueurs d'onde du proche IR (1-2,5 μm).

Il convient enfin, de rappeler qu'il a été considéré dans cette analyse, que l'on souhaite reconstruire le front d'onde pour atteindre la limite de diffraction, ce qui ne sera pas toujours nécessaire. De plus nous avons imposé un temps de pose de 10 ms qui correspond au besoins actuels de COME-ON. Il est évident que les contraintes sur la bande passante du système de correction ne seront pas toujours les mêmes. Pour une correction partielle ces contraintes peuvent être relâchées.

4.5. QUELLES SONT LES POSSIBILITES DE LA TECHNOLOGIE ACTUELLE.

a. Remarques générales.

De cette étude il apparaît deux limitations technologiques, l'une liée à la sensibilité des détecteurs (rendement quantique), l'autre liée au bruit de lecture des matrices de détecteurs. La première évolue lentement et sera de toute façon toujours fixée par la physique des matériaux photosensibles.

On peut espérer voir disparaître la seconde limitation avec l'apparition de systèmes dépourvus de bruit de lecture. En tout état de cause, dans ce cas, on pourrait se passer de dispositif d'amplification et bénéficier des excellents rendements quantiques des détecteurs en silicium.

Dans cette partie nous allons citer certaines des meilleures caractéristiques des matrices de détecteurs, souvent des Dispositifs à Transfert de Charge (DTC ou CCD en anglais), et des amplificateurs de brillance, puis comment il est possible de les associer au mieux.

b. Matrices de détecteurs.

Un paragraphe ne peut qu'effleurer la description des caractéristiques de ces dispositifs. Citons pour référence deux thèses réalisées au DESPA qui décrivent l'une, la matrice utilisée pour la caméra infrarouge du satellite ISO (Infrared Space Observatory) [Tiphène 87], et l'autre les détecteurs infrarouges pour spectro-imageur [Cara 90]. En ce qui concerne les matrices visibles on peut se reporter au livre de Ch. Buil [Buil 87].

Les caractéristiques qui nous intéressent ici, sont les caractéristiques générales habituellement fournies par les constructeurs. Il convient parfois d'améliorer ces caractéristiques pour une utilisation astronomique à la limite du bruit du détecteur.

Il existe à l'heure actuelle des dispositifs comportant un nombre de pixels de plus en plus grand, des matrices de 1024x1024 pixels sont réalisées. Pour l'optique adaptative l'intérêt est plutôt porté sur les dispositifs comportant un nombre plus réduit

d'éléments, mais pouvant fonctionner à des cadences très élevées tout en conservant de bonnes caractéristiques :

- ◇ Rendement quantique élevé
- ◇ Taux de remplissage aussi parfait que possible
- ◇ Cadence de lecture d'une trame complète élevée (> 100 Hz dans les applications infrarouges et > 1 kHz pour les applications visibles)
- ◇ Bruit de lecture faible aux cadences ci-dessus.

Un composant RETICON destiné à l'astronomie a été décrit par Randall et Robinson en 1988 [Randall 88]. Ce composant a, en version amincie, un maximum de rendement quantique de 85% à 0,57 μm (supérieure à 80% entre 0,5 et 0,66 μm), et en version non amincie supérieure à 50% entre 0,57 μm et 0,76 μm (jusqu'à 55%). Ce sont des matrices de 400x1200 éléments. Le bruit de lecture de ce dispositif est annoncé comme étant de 4 électrons par pixel sans doute avec un système de refroidissement et une lecture très lente (≈ 10 mn). Il n'est pas donné d'indication sur la cadence de lecture pour pouvoir obtenir ces performances. Il est certain en effet que le bruit de lecture croît avec la cadence d'extraction des charges.

Un second dispositif qui attire davantage notre attention ici, est la matrice TEKTRONIX 64x64 à lecture par transfert de charge (TK064M CCD IMAGER). Ces caractéristiques sont les suivantes :

◇ nombre d'éléments :	64x64
◇ Largeur de chaque élément :	24x24 μm^2
◇ Rendement de transfert de charge :	> 0,99995
◇ Rendement quantique	en illumination avant : > 35% à 0,7 μm
	en illumination arrière : > 45% à 0,7 μm
	> 15% à 0,4 μm
◇ Bruit de lecture :	< 70 e^- (r m s)
estimation à 20°C et à 2 Mpixels/seconde (≈ 500 trames/secondes).	

Intensifié, ce dispositif offrirait effectivement une amélioration considérable des performances pour un système semblable à COME-ON (voir chapitre 5). Même sans intensificateur, dans les conditions expérimentales utilisées ci-dessus, en considérant que l'on peut obtenir un rendement quantique de 30% sur 0,3 μm autour de 0,55 μm , la magnitude atteinte est de :

$$m_v = 11,3 \quad (m_v = 9,9 \text{ en tenant compte de la transmission du système optique})$$

Pour les caractéristiques suivantes :

Largeur de la sous-pupille d	720 mm
Rendement quantique η_{dtc}	0,3
Bruit de lecture de la matrice de détecteurs σ_e	70 e^-
Qualité de reconstruction requise σ_m	$\pi/7$

Temps de pose τ	10 ms
Longueur d'onde λ	0,55 μm
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	0,3 μm

Des caractéristiques transmises par TEKTRONIX mentionnent la possibilité d'avoir des rendements quantiques supérieurs à 85% à 0,8 μm (voir courbe de la figure 4.17). Une seconde matrice proposée par TEKTRONIX offre la possibilité d'effectuer la lecture de toutes les lignes en parallèle (TK064PF HIGH FRAME RATE CCD IMAGER). L'intérêt est de pouvoir ralentir la cadence de lecture par pixel tout en conservant la cadence de lecture par trame. L'inconvénient est qu'il faut maîtriser le flot d'information en parallèle par une électronique adaptée. Les caractéristiques de ce composant sont les suivantes :

◇ nombre d'éléments :	64x64
◇ Largeur de chaque élément :	48x48 μm^2
◇ Rendement de transfert de charge (par pixel):	> 0,9995
◇ Rendement quantique	en illumination avant :
	> 35% à 0,7 μm
	en illumination arrière :
	> 45% à 0,7 μm
	> 15% à 0,4 μm
amélioré	en illumination arrière :
	> 60% à 0,7 μm
	> 50% à 0,4 μm
◇ Bruit de lecture :	< 50 e^- (r m s)
estimation à -55°C et à 1 Mpixels/seconde (\approx 15 000 trames/secondes).	

Ici la limite atteinte sans intensification devient :

$$m_v = 12,2 \text{ (soit } m_v = 10,8 \text{ compte tenu de la transmission du système optique)}$$

en prenant un bruit de lecture de 50 e^- par pixel et un rendement quantique de 50% sur 3000Å autour de 0,55 μm . Hardy a montré [Hardy 89] que pour des matrices de détecteurs à faible bruit (10 e^-) il n'est plus nécessaire d'amplifier le signal. Cette analyse est aujourd'hui légèrement optimiste compte tenu des calculs faits plus haut. Les magnitudes que l'on peut atteindre en imageant les taches sur 2x2 pixels sont les suivantes :

$m_v = 14,8$	$\eta_{dtc} = 50\%$
$m_v = 15$	$\eta_{dtc} = 60\%$
$m_v = 15,2$	$\eta_{dtc} = 70\%$
$m_v = 15,4$	$\eta_{dtc} = 90\%$

Avec les conditions expérimentales :

Côté de la sous-pupille d	720 mm
Taille de la tache n_t	2 px
Bruit de lecture de la matrice de détecteurs σ_e	10 e^-

Qualité de reconstruction requise σ_m	$\pi/7$
Temps de pose τ	10 ms
Longueur d'onde λ	0,55 μm
Largeur spectrale $\Delta\lambda$	0,3 μm

D'après les calculs faits pour les systèmes intensifiés dans les paragraphes précédents on peut atteindre les limites suivantes :

$$m_v = 14,5 \quad \eta_{pk} = 10\%$$

$$m_v = 15,7 \quad \eta_{pk} = 30\%$$

Avec les même conditions expérimentales.

c. Intensificateurs de brillance.

Les intensificateurs peuvent être schématiquement répartis en trois classes dans la description faite par les fabricants.

◇ La première génération (I^{ère} génération) comporte des systèmes liant un phosphore et une photocathode, avec une amplification faite au moyen d'une optique électrostatique ou magnétique. Ces dispositifs ont un encombrement important (les tubes peuvent faire une vingtaine de centimètres de long, pour un empilement de 3 ou 4 éléments). Ces optiques peuvent entraîner une distorsion non négligeable sur l'image. Les photocathodes sont en générale de type S20, éventuellement étendues vers le rouge (S25 ou S20R suivant les constructeurs). La figure 4.18 donne la courbe de sensibilité d'une photocathode S20R [Fouassier et al 87]. L'amplification peut être sans optique dans le cas des dispositifs de proximité, auquel cas il n'y a aucune distorsion, mais le gain est limité, de l'ordre de quelques dizaines à une centaine. Il semble que VARO et PROXITRONIC soient les seuls à fournir des intensificateurs de proximité.

◇ Dans la seconde classe (II^{ème} génération) l'amplification se fait au moyen de galettes de micro-canaux. L'épaisseur d'une galette de micro-canaux est de quelques centaines de micromètres. Ceci permet d'obtenir une image sans distorsion avec un dispositif d'encombrement réduit (de l'ordre de 1 à 2 cm de long). L'emploi des galettes de micro-canaux n'est pas sans inconvénients. En premier lieu le taux de remplissage des micro-canaux est de l'ordre de 70%. Ensuite ces micro-canaux réémettent des électrons vers la photocathode ce qui a pour effet d'en réduire sensiblement la durée de vie. Pour remédier à cet inconvénient la plupart des galettes sont "filmées" c'est à dire recouverte par une couche qui réduit cette pollution. Ce film a par contre une transmission qui n'est pas parfaite réduisant d'autant le taux de charges émis par la photocathode qui seront reçues par le phosphore. Enfin, dans un tel dispositif, la dispersion du facteur de gain à l'amplification est importante, entraînant un fort bruit d'amplification [Lemonier et al 88] [Cuby et al 89]. Ce bruit n'a pas été pris en compte dans l'étude précédente. En France le principal constructeur est RTC (Philips Composants). Aux Etats Unis VARO et ITT fournissent ces composants. Les gains disponibles sont de l'ordre de 10^4 .

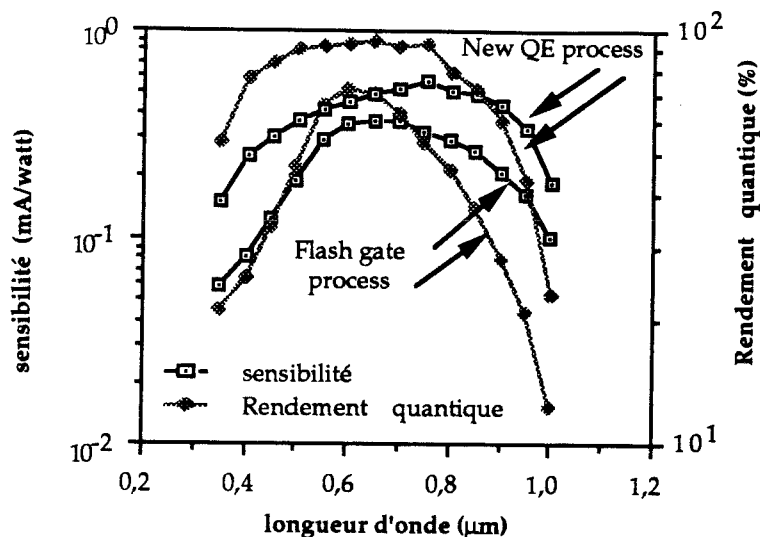


Figure 4.17 Sensibilité et rendement quantique de deux types de CCD TEKTRONIX (d'après information par courrier de Tektronix)

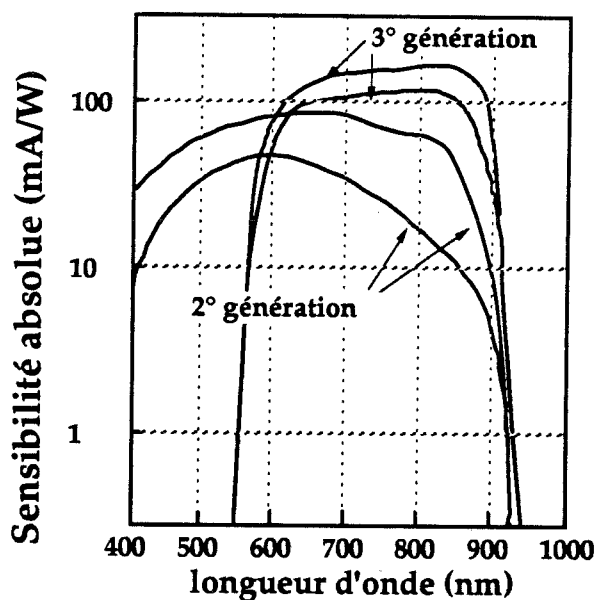


Figure 4.18 Courbes comparatives des sensibilité spectrales des photocathodes de 2° et 3° génération (d'après [Fouassier et al 87]).

2° génération : photocathode (Na, K, Cs)Sb

$250 \mu\text{A}/\text{lm} < S < 600 \mu\text{A}/\text{lm}$

3° génération : photocathode GaAs,

$1000 \mu\text{A}/\text{lm} < S < 1500 \mu\text{A}/\text{lm}$

◇ Les dispositifs dits de III^{ème} génération utilisent des photocathodes AsGa dont les rendements quantiques sont améliorés d'un facteur trois par rapport aux anciennes photocathodes S20. Potentiellement le rendement quantique pourrait atteindre 50% dans le futur [Fouassier et al 87]. La réponse spectrale est plus homogène sur le domaine de sensibilité et décalé vers le rouge par rapport aux précédentes photocathodes. Ces dispositifs sont disponibles chez THOMSON en France, ITT aux Etats Unis, DEP en Hollande. Les inconvénients sont les mêmes que précédemment, puisque le gain est également assuré par des galettes de micro-canaux. Les gains annoncés sont supérieurs à 10^4 . Les valeurs de sensibilité annoncées par THOMSON sont de 100 mA/W minimum à $0,83 \mu\text{m}$ de 50 mA/W minimum à $0,88 \mu\text{m}$.

Un autre inconvénient important est lié à l'emploi du phosphore. Dans la majorité des cas, les dispositifs standards sont livrés avec un phosphore de type P20, dont le temps de réponse est environ de 10 ms, ce qui est la limite pour des applications d'optique adaptative jusqu'à $2 \mu\text{m}$ dans de bonnes conditions de turbulence ($r_0 = 10 \text{ cm}$ à $0,55 \mu\text{m}$ et $\tau_0 \approx 100 \text{ ms}$) et insuffisant pour des longueurs d'onde plus courtes.

Les constructeurs ne garantissent pas les mêmes sensibilités pour des dispositifs montés avec des phosphores plus rapides. En effet les intensificateurs sont triés après montage, et la probabilité d'en trouver un, avec la sensibilité requise, est faible sur les quantités limitées d'intensificateurs à phosphore rapide construits.

Un second inconvénient des phosphores est la disparité de leur réponse à une même excitation.

d. Couplage matrice-intensificateur : EB-CCD.

Pour obtenir une matrice intensifiée il faut coupler cette matrice à l'intensificateur choisi. Ce couplage se fait au moyen d'une galette de fibres optiques. En général une galette est collée sur chacun des composants, la plupart des constructeurs peuvent les fournir avec la galette en place. Le contact entre les deux se fait au moyen d'une huile optique. Le taux de remplissage de ces galettes n'est jamais parfait. RTC propose des matrices intensifiées, collées directement aux tubes intensificateurs.

Une solution élégante a été mise en oeuvre par une équipe du LEP [Cuby & al 89] pour contourner tous les problèmes précédents. Le principe est d'intégrer directement une matrice de détecteurs à l'intérieur d'un tube amplificateur. Ainsi les photo-électrons émis par la photocathode, accélérés par une optique électrostatique, viennent directement bombarder la matrice. Les inconvénients liés à la galette de micro-canaux et au phosphore sont supprimés.

Le temps de réponse est celui de la matrice, il n'y a plus de dispersion du gain, ni de problèmes liés aux taux de remplissage des galettes en cascade. Un tel dispositif peut bénéficier pleinement des photons primaires (avant amplification) sans détériorer le rendement quantique de la photocathode.

Un prototype de ce dispositif a été construit et testé en observatoire [Cuby & al 89]. Il associe une photocathode S25 (de type RTC) à une matrice DTC PHILIPS NXA 1011 de 604×288 pixels qui est bombardée par la face arrière. Le bruit de lecture de cette matrice

est de $70e^-$ à température ambiante à la fréquence video (20 ms/trame). Les caractéristiques générales sont les suivantes :

Photocathode	S25
Optique électrostatique avec une réduction d'image de	1/3
Haute tension	15 kV
Gain à 15 kV	2500

Matrice FT4-P (prototype de recherche similaire à Philips CCD NXA 1011)

nombre de pixels	288x608
taille des pixels	10x15,6 μm^2
fréquence trame	20 ms
bruit de lecture	70 e^- (à température ambiante).

Durant les essais au Pic du Midi sur le télescope de 2 mètres, il a été observé à la fréquence vidéo, des objets jusqu'à une magnitude $m_v = 18$. Ces essais étaient en parfait accord avec les estimations faites à partir d'essais en laboratoire.

Une action vient d'être lancée entre le DESPA à l'Observatoire de Paris-Meudon et le LEP pour essayer un couplage entre ce dispositif et l'expérience COME-ON.

e. Matrices de photomultiplicateurs.

Il existe maintenant de tel dispositifs comportant jusqu'à une centaine d'éléments. Ces dispositifs devraient être limités par le bruit de photons. Ils sont certainement adaptés à une utilisation pour des analyseurs de courbure ou des analyseurs à dédoublement latéral (analyseur à modulateurs acousto-optiques par exemple). En effet pour ces analyseurs chaque mesure ne nécessite qu'un détecteur. La lecture de ces dispositifs se fait en parallèle permettant des cadences de lectures supérieures au kilohertz.

Ces photomultiplicateurs multi-anodes sont développés pour des applications de physique nucléaire [Boutot 87] [Suzuki 87] [Takasaki 87]. Les dispositifs construits par RTC et Hamamatsu ont une photocathode de type D(bialcaline) avec un maximum de sensibilité à $0,4 \mu\text{m}$ de l'ordre de 60mA/W soit un rendement quantique de 18%.

L'un des systèmes Hamamatsu comporte 88 éléments de $2,6 \times 2,6 \text{ mm}^2$ espacés de 2,8 mm dans chaque direction.

RTC propose un composant de 8×8 éléments de $2,54 \times 2,54 \text{ mm}^2$ et un pas de 2,24 mm.

f. Matrices infrarouges.

Actuellement est à l'étude un couplage entre l'expérience COME-ON et un analyseur infrarouge dont le détecteur sera un détecteur du LIR (LETI-CEA Grenoble) de 64×64 éléments de $70 \times 70 \mu\text{m}^2$ (mosaïque de détecteurs IR HgCdTe hybridée sur un

DTC silicium). Le bruit de lecture de ce dispositif est de $400 e^-$ par pixel à la température et à la fréquence d'utilisation habituelle. Le système est refroidi à l'azote liquide. Son rendement quantique à $2,2 \mu\text{m}$ est voisin de 40%. Dans ces conditions la magnitude limite que l'on peut espérer atteindre est de :

$$m_K = 6,8 \text{ (5,4 compte tenu de la transmission du système optique)}$$

Pour les caractéristiques suivantes :

Côté de la sous-pupille A	720 mm
Taille de la tache (diamètre) d	5 pixels
Rendement quantique :	40%
Bruit de lecture :	$400 e^-$
Qualité de reconstruction requise	$\pi/7$
Temps de pose	10 ms
Longueur d'onde	$2,2 \mu\text{m}$
Largeur spectrale	$0,3 \mu\text{m}$

Pour de futures applications il pourrait être envisagé d'utiliser des matrices PtSi de rendement quantique moindre mais de bruit de lecture réduit. Ces matrices peuvent avoir un très grand nombre de pixels, sans doute bientôt équivalent aux matrices dédiées aux longueurs d'onde visibles.

Une autre voie à envisager est certainement celle des matrices de détecteurs à lecture DVR (Direct Voltage readout) actuellement à l'étude aux Etats Unis (AMBERT, ROCKWELL) et en France (au LETI/LIR). Ce procédé de lecture rapide est envisagé pour des matrice InSb ou PtSi. Les bruits de lecture sont inférieurs à $100e^-$ et les cadences de lecture très élevées (jusqu'à 1000 trames/seconde pour le PtSi et 250 trames/seconde pour l'InSb).

SECONDE PARTIE : CORRECTION DE SURFACE D'ONDE.

3. CORRECTION DE LA SURFACE D'ONDE : PARAMETRES INSTRUMENTAUX.

3.1. INTRODUCTION.

Dans cette partie du chapitre nous allons considérer les paramètres qui caractérisent la reconstruction de la surface d'onde. Plusieurs critères peuvent être utilisés pour définir une qualité de reconstruction.

Le critère le plus intéressant est la Fonction de Transfert de Modulation du système après correction. La FTM permet pour chaque fréquence spatiale de définir un niveau de contraste.

Un autre critère plus commode à manipuler est le rapport de Strehl. Il est défini comme le rapport de l'éclairement au centre de l'image dans le cas aberrant et dans le cas idéal limité par la diffraction.

Son expression peut s'écrire :

$$S = \frac{I(0)}{I_{diff.}(0)} = \frac{\iint \tilde{I}(f_x, f_y) df_x df_y}{\iint \tilde{I}_{diff.}(f_x, f_y) df_x df_y} \quad 4.49$$

où \tilde{I} désigne la transformée de Fourier de la répartition d'énergie dans l'image que l'on peut écrire :

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \tilde{I}_{diff.}(f_x, f_y) \exp(-\sigma^2) \quad 4.50$$

Où σ représente l'erreur sur la phase de l'onde. L'expression du rapport de Strehl prend alors la forme simple suivante :

$$S = \exp(-\sigma^2) \quad 4.51$$

dans la mesure où la valeur de σ reste petite (erreur de 1% pour les valeurs de $S < 0,75$). Ce critère caractérise la qualité de l'image. D'après le critère de Maréchal [Maréchal 70], l'erreur maximum tolérable, qui correspond à un abaissement du pic central de 0,2 correspond à un rapport de Strehl de 0,8 et à une erreur RMS de $\lambda/4$ sur le front d'onde (expression 4.45).

Nous garderons ce critère assez facile à manipuler pour caractériser la qualité de la reconstruction.

Les sources d'erreurs que nous allons considérer sont respectivement liées aux trois paramètres suivants :

- ◇ la bande passante du système,
- ◇ le nombre de degrés de liberté pour la correction,
- ◇ l'erreur sur la mesure du front d'onde.

Dans le second cas il faudra tenir compte de l'effet d'anisoplanétisme après correction, comme nous l'avons mentionné au chapitre 2.

Après une brève description de ces sources d'erreur, nous chiffrerons leur influence sur la correction en fonction des paramètres caractéristiques d'une expérience. Les paramètres qui seront considérés sont le nombre d'actuateurs, la bande passante, le diamètre de cohérence et la magnitude de l'étoile utilisée comme référence.

3.2. LES DIFFERENTES SOURCES D'ERREUR.

a. L'erreur due à la mesure.

Nous reprenons ici la forme du bruit pour la mesure décrite dans les paragraphes précédents. Nous utiliserons l'expression 4.42 pour les calculs ci-dessous. Dans un système correctement dimensionné pour effectuer une analyse dans le visible cette erreur est imposée par le seul bruit de photons du signal incident. Dans le cas d'une analyse infrarouge ($1 \mu\text{m} < \lambda_{\text{anal}} < 2,5 \mu\text{m}$) le bruit de lecture du détecteur sera dans l'état actuel de la technologie le terme de bruit dominant.

b. L'erreur due à la bande passante de l'asservissement.

La bande passante finie de l'asservissement va induire un retard entre la mesure de l'erreur de phase et l'application de la correction. Les contraintes de bande passante ont été décrites par Greenwood [Greenwood 77]. Il donne à partir d'un modèle simple de filtre, imposé par le dispositif d'optique adaptative avec une bande passante donnée, l'erreur qui sera introduite compte tenu des caractéristiques de la turbulence. Connaissant le profil de la fonction de structure de l'indice de réfraction de l'air et le profil de distribution des vitesses des couches turbulentes avec l'altitude l'expression donnée permet d'évaluer l'erreur introduite lors de la correction. Cette erreur s'écrit :

$$\sigma^2_b = \int_0^{\infty} |1-H(f)|^2 f^{-8/3} \left[0,326 k^2 \int_0^L C_n^2(z) v(z)^{5/3} dz \right] df \quad 4.52$$

$H(f)$ décrit la forme du filtre temporel que constitue la boucle d'asservissement. L'article de Greenwood considère que dans la plupart des cas, un filtre de type RC décrit relativement bien le comportement d'un dispositif d'optique adaptative, soit :

$$H(f) = \frac{1}{1 + i \frac{f}{f_c}} \quad 4.53$$

f_c étant la fréquence de coupure qui permet de définir la bande passante à -3 dB.

Pour simplifier le modèle et permettre des évaluations des erreurs induites, nous considérons que la vitesse des couches turbulentes ne dépend pas de l'altitude et peut être sortie de l'intégrale (approximation d'une couche turbulente unique à une altitude h). Soit v la vitesse moyenne de la couche turbulente.

D'autre part dans le cas d'observations astronomiques, l'intégrale sur les altitudes s'étend jusqu'à l'infini et on peut écrire :

$$\int_0^{\infty} C^2_n(z) dz = \frac{r_0^{-5/3}}{0.423} \quad 4.54$$

La valeur de l'erreur après intégration est ainsi :

$$\sigma^2_b = \left[\frac{0,42 v^-}{r_0 f_c} \right]^{5/3} \quad 4.55$$

Les calculs sur des profils réels de turbulence, faits par Greenwood montrent que pour une optique adaptative destinée à l'astronomie, une bande passante à -3 dB inférieure à 200 Hz doit permettre d'obtenir une erreur résiduelle de l'ordre de $\lambda/10$ à $0,5 \mu\text{m}$, dans la plupart des conditions.

Nous utiliserons pour la suite l'approximation de l'expression 4.55. Il faudrait de fait effectuer une étude plus précise tenant compte d'une instrumentation et d'un site donnés. Une telle étude devrait utiliser un modèle plus précis du profil de turbulence au-dessus du site et de l'instrumentation que l'on veut y placer. Il faut tenir compte du fait que, suivant le nombre de modes que l'on veut corriger, les exigences sur la bande passante seront différentes.

Une modélisation du miroir déformable a été faite dans le cas de l'instrument COME-ON [Gaffard & Boyer 90]. Cette modélisation pourrait permettre une étude plus fine de cet aspect.

c. L'erreur de reconstruction.

Les erreurs de reconstruction sont dues au fait que le miroir déformable dispose d'un nombre limité de degrés de liberté qui ne peuvent reconstruire que partiellement le front d'onde.

Hardy propose une expression approchée de cette erreur, après reconstruction en fonction du diamètre de cohérence r_0 , du diamètre du télescope et du nombre d'actuateurs sur le diamètre de la pupille [Hardy 81] :

$$\sigma^2_c = K \left(\frac{D}{Nr_0} \right)^{5/3} \quad 4.56$$

K est une constante qui dépend du miroir déformable, en particulier du facteur d'influence des actuateurs sur la surface du miroir. Hardy donne une valeur en nombre d'onde au carré du facteur K de 0,01 à 0,005 qui correspond en radian carré à des valeurs entre 0,2 et 0,4.

Cette expression permet d'approcher l'erreur globale après correction sur le front d'onde. Elle ne permet pas d'approcher l'effet de l'erreur sur les différentes fréquences spatiales dans la FTM.

La modélisation du miroir déformable de COME-ON faite à Marcoussis [Boyer 86] [Gaffard & Boyer 90] montre cet aspect de la FTM après correction, clairement améliorée jusqu'à la fréquence de coupure, même lors d'une correction partielle. Ceci met en évidence l'amélioration significative qu'apporte une optique adaptative même si elle est sous-dimensionnée.

Les courbes de la figure 4.19 sont les résultats de la modélisation. Les FTM ont été calculées pour trois valeurs de r_0 . Les valeurs de D/r_0 sont respectivement de 2,2, 4,25 et 11.

Dans l'étude qui suit nous nous contenterons de la description présentée plus haut. Dans le cas de COME-ON, la modélisation faite a permis d'optimiser les caractéristiques du miroir déformable et de déterminer la valeur du facteur K , à partir de la forme des FTM après correction [Gaffard & Boyer 87] [Kern et al 88]. Nous garderons ce facteur pour l'ensemble des calculs qui seront faits.

Il faut également tenir compte de l'effet d'anisoplanétisme, si l'objet de référence et l'objet observé sont différents ou pour l'observation d'objets étendus. La détérioration apportée par cet effet a été présentée au chapitre 2.

Globalement on peut considérer que l'erreur devient :

$$\sigma_{c\theta} = \sigma_c F(\theta) \quad 4.57$$

$F(\theta)$ décrit l'effet de l'anisoplanétisme. La forme de cette fonction est obtenue à partir du travail de François Chassat fait à l'ONERA [Chassat 89]. La courbe de la figure 4.20 donne cette fonction de θ pour différents nombres de modes corrigés. Il convient toutefois de noter que le critère, imposée dans l'étude faite par Chassat, est très exigeant : $\sigma \approx \lambda/12$.

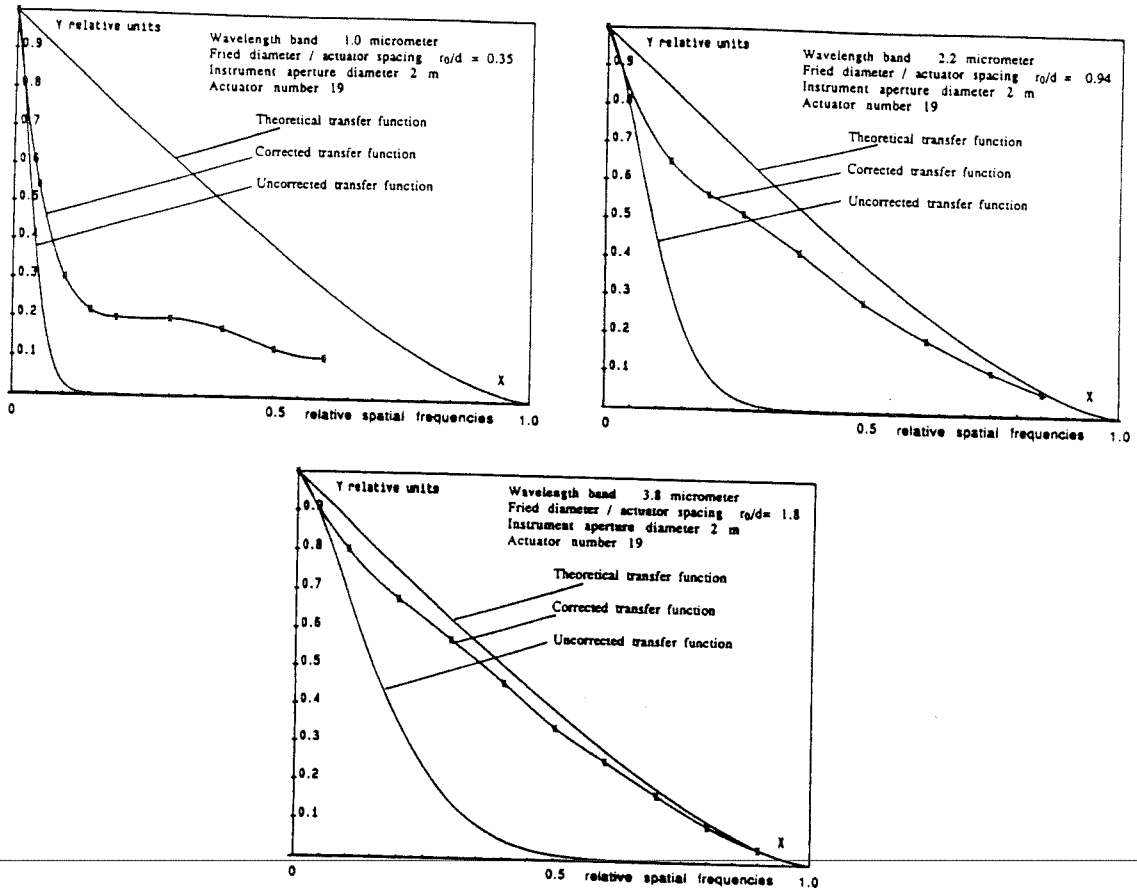


Figure 4.19 Modélisation de la Fonction de Transfert Optique du miroir déformable COME-ON pour différentes valeurs de D/r_0 (λ_{corr}).

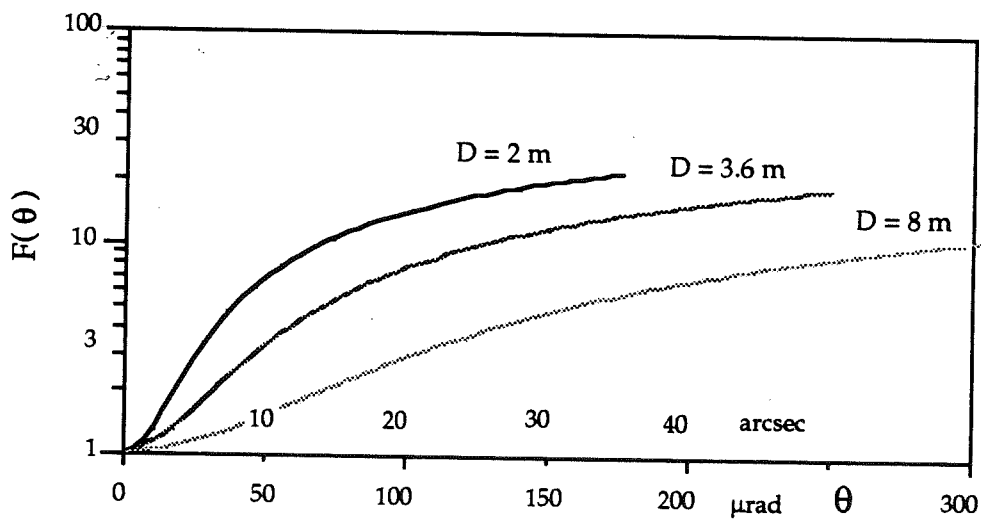


Figure 4.20 : Détérioration de l'erreur de phase à la reconstruction d'un objet, lorsque l'angle qui le sépare de la source de référence augmente, en considérant que la correction est faite sur les 20 premiers modes de Zernike.

Pour alléger, par la suite nous ne considérerons qu'un objet au centre du champ. Ceci revient à se placer dans un angle d'isoplanétisme tel que l'erreur introduite reste négligeable. Il serait intéressant de pousser plus loin cette analyse en relâchant les contraintes sur l'angle d'isoplanétisme.

d. Récapitulation : erreur globale.

L'erreur résiduelle globale peut s'écrire :

$$\sigma^2 = \sigma_c^2 + \sigma_b^2 + \sigma_m^2 \quad 4.58$$

Nous allons à partir de cette expression estimer l'erreur résiduelle après correction, en fonction des caractéristiques possible de l'instrumentation.

Pour l'étude de cas particuliers nous considérons le cas de COME-ON qui comporte 5 actuateurs pour un diamètre de télescope de 1,52 m à l'OHP et de 3,6 m à l'ESO, puis le cas de COME-ON+ avec 8 actuateurs pour un diamètre de 3,6 m, et enfin le cas de l'un des télescopes du VLT (8 m) avec 16 actuateurs sur un diamètre.

Les valeurs de r_0 qui seront prises en compte seront respectivement de 0,3 0,6 et 1,2 mètres à la longueur d'onde de correction. Ces valeurs correspondent par exemple à une turbulence induisant une qualité d'image moyenne ($r_{0(0,55 \mu\text{m})} = 0,1\text{m}$) pour des longueurs d'onde de 1,4 μm 2,2 μm et 4,5 μm .

On prendra toujours pour la vitesse moyenne des couches turbulentes \bar{v} , une valeur de 10 m/s.

Enfin il convient d'utiliser avec réserve les petites valeurs du rapport de Strehl calculées ici, compte tenu de la validité de l'expression 4.51 pour des aberrations fortes. Ces valeurs sont sous-estimées par l'approximation faite, pour des rapports de Strehl inférieurs à 0,6.

3.3. ESTIMATION DES ERREURS SUR DES CAS PARTICULIERS.

a. Influence de la bande passante.

Dans ce cas on prend une source de référence suffisamment brillante pour pouvoir négliger l'effet du bruit de mesure.

La figure 4.21* présente les différents résultats. Il y apparait que la bande passante sera un facteur extrêmement limitatif dans le cas de turbulences fortes ou d'une utilisation aux longueurs d'ondes du domaine visible et très proche infrarouge.

Pour les r_0 grands ($r_0 > 1,2 m$) une bande passante à -3 dB de 25 Hz (soit 10 Hz à 0 dB) peut généralement suffire pour obtenir une correction acceptable ($S > 0,5$).

b. Influence du nombre d'actuateurs.

Dans le cas d'un télescope de 1,5 mètre la bande passante à -3 dB est prise à 25 Hz. Pour les deux autres télescopes on considère deux bandes passantes possibles à 25 et 75 Hz.

La figure 4.22* donne l'évolution du rapport de Strehl avec le nombre d'actuateurs compris dans le diamètre du télescope. Il convient de noter que pour les aberrations fortes, les valeurs du rapport de Strehl sont sous-estimées.

On notera une valeur de saturation imposée par la bande passante dans ce cas. Ceci revient à dire qu'il y a pas grand sens à augmenter le nombre d'actuateurs sans augmenter conjointement la bande passante de l'ensemble du système.

Les deux dernières courbes mettent en évidence l'effet conjugué de la bande passante et du nombre d'actuateurs.

On notera, qu'en l'absence d'autres erreurs, lorsque le rapport $\beta_0 = 1$, l'erreur de correction conduit à un rapport de Strehl de 0,87. La qualité d'image est alors excellente. La principale source d'erreur mise en évidence sur la figure 4.22* est la bande passante.

c. Influence du flux disponible.

Une manière de procéder pour augmenter la bande passante est de réduire le temps d'intégration du détecteur. La contrepartie est une limitation de la magnitude de la source de référence, et de ce fait du nombre d'objets atteints, pour réaliser une mesure du front d'onde limitée par le bruit de photons. Il est possible aussi de relâcher les

* les figures 4.21 à 4.28 sont reportées en annexe II

* les figures 4.21 à 4.28 sont reportées en annexe II

contraintes sur la précision de la mesure des erreurs de phase. C'est cet aspect qui entre en considération dans ce paragraphe.

Dans cette partie les conditions instrumentales sont fixées :
téléscope/analyseur/correcteur/turbulence.

On fait varier la magnitude de l'objet de référence. Ici on tient compte des limitations imposées par le détecteur de l'analyseur de surface d'onde.

Pour l'instrument COME-ON installé à l'OHP nous considérons d'une part les conditions réelles en utilisant les valeurs mesurées des caractéristiques, et d'autre part les conditions optimum d'analyse, pour lesquels la seule limitation serait celle imposée par le bruit de photons du signal incident (figure 4.23*).

Dans le premier cas les conditions sont les suivantes :

bruits de lecture de la matrice RETICON σ_e :	10 ⁵ e ⁻
gain de l'intensificateur G :	300
rendement quantique de la photocathode η_{pk} :	0,05
rendement quantique de la matrice RETICON η_{dtc} :	0,3
nombre de pixels pour une tache n_t :	7x7
$\lambda_{analyse}$:	0,55 μm
rapport $d/r_o(\lambda_{analyse})$ dans les sous-pupilles :	3

Dans le second cas les conditions sont les suivantes :

bruits de lecture de la matrice de détecteurs σ_e :	70 e ⁻
gain de l'intensificateur G :	2000
rendement quantique de la photocathode η_{pk} :	0,1
rendement quantique de la matrice de détecteurs η_{dtc} :	0,5
nombre de pixels pour une tache n_t :	4x4
$\lambda_{analyse}$:	0,55 μm
rapport $d/r_o(\lambda_{analyse})$ dans les sous-pupilles :	1

Nous présentons de la même manière le cas de COME-ON sur le 3,6 mètres de l'ESO avec l'instrumentation actuelle et avec un senseur de front d'onde limité par la diffraction (figure 4.24*). Les conditions sont les suivantes :

Avec l'instrumentation actuelle :

bruits de lecture de la matrice RETICON σ_e :	$10^5 e^-$
gain de l'intensificateur G :	1000
rendement quantique de la photocathode η_{pk} :	0,1
rendement quantique de la matrice RETICON η_{dtc} :	0,3
nombre de pixels pour une tache n_t :	5×5
rapport $d/r_o(\lambda_{analyse})$ dans les sous-pupilles :	3

Avec un détecteur optimisé :

bruits de lecture de la matrice de détecteurs σ_e :	$70 e^-$
gain de l'intensificateur G :	2000
rendement quantique de la photocathode η_{pk} :	0,1
rendement quantique de la matrice de détecteurs η_{dtc} :	0,5
nombre de pixels pour un tache n_t :	4×4
rapport $d/r_o(\lambda_{analyse})$ dans les sous-pupilles :	1

Enfin nous donnons les mêmes résultats dans le cas de COME-ON+ et du VLT pour une analyse limitée par le bruit de photons (figure 4.25*).

Cette présentation est une autre manière de chiffrer la magnitude limite de l'objet de référence, imposée sur une configuration pour atteindre une qualité de reconstruction fixée. Ici on évalue la qualité de reconstruction en fonction de la magnitude de l'objet de référence, dans l'étude du chapitre 4 la qualité de reconstruction est imposée et fixée à une valeur de $\sigma_m = \pi/7$.

On retrouve bien entendu des résultats identiques à ceux du paragraphe 3. Il convient de faire la même remarque concernant la transmission du télescope et du montage optique. Dans le cas de l'OHP il faut réduire de 1,4 magnitude pour retrouver les valeurs réelles obtenues sur le ciel.

Cette analyse conduit à une magnitude $m_v = 4,5$, pour obtenir une précision de $\pi/7$ sur la mesure, sur un télescope de 1,52 m(OHP) pour des valeurs de $r_o(\lambda_{analyse}) > 0,6$ m.

d. Influence de la longueur d'onde de correction ou de $r_o(\lambda_{correction})$.

Pour les trois types de télescope nous avons regardé l'influence du diamètre de cohérence sur le rapport de Strehl. Dans le cas de l'instrument COME-ON existant on considère l'influence du bruit induit par le rapport $d/r_o(\lambda_{analyse})$ dans chaque sous-pupille. A chaque fois nous avons considéré un cas où l'éclairement est suffisant et deux autres cas où l'influence du bruit dû à la mesure est sensible.

Comme au paragraphe 3.c nous traitons le cas de la détection dans les conditions réelles et dans les conditions optimum pour le système COME-ON.

Nous avons reporté sur l'échelle des abscisses les valeurs équivalentes des longueurs d'onde pour différentes conditions de turbulence ($r_0(0,55 \mu\text{m}) = 5, 10$ et 20 cm).

Les figures 4.26* 4.27 4.28 donnent respectivement les résultats pour COME-ON à l'OHP, COME-ON à l'ESO , et COME-ON+ et le dispositif qui pourrait être monté sur le VLT.

Nous avons reporté sur chaque figure le point où $\beta_0 = 1$. Ce point de fonctionnement est moins bon pour un petit télescope puisque l'on cherche à corriger pour des valeurs de r_0 plus petite. Il est intéressant de noter une fois encore que la cause de dégradation est la bande passante.

On pourrait conclure en disant que la contrainte pour diminuer la longueur d'onde de correction affecte principalement la bande passante. La contrainte pour corriger une surface d'onde sur une pupille de diamètre croissant à longueur d'onde fixe s'exerce principalement sur le nombre d'actuateurs.

* les figures 4.21 à 4.28 sont reportées en annexe II

4. CORRECTION PARTIELLE.

4.1. INTRODUCTION.

L'analyse précédente montre qu'une optique adaptative pourra permettre, suivant les conditions, de corriger le front d'onde incident pour obtenir des images limitées par la diffraction, mais également de le corriger partiellement.

Cette analyse met en évidence que, même lorsque le nombre d'actuateurs, la bande passante ou le flux pour faire la mesure ne sont pas suffisants, une correction peut permettre d'obtenir un gain sur le rapport de Strehl, après correction. Ce gain, même faible, peut correspondre à une amélioration significative de la qualité de l'image.

Nous l'avons vu également à partir des FTM calculées par la modélisation faite sur le miroir de COME-ON [Gaffard & Boyer 87]. D'autres analyses de la FTM, obtenue après une correction partielle, ont été réalisées par simulation [Smithson & Peri 87] [Nissenson & Barakat 86].

Il sera donc important de prendre en considération, pour les applications astronomiques, un mode de correction pour lequel la limite de diffraction de l'instrument ne sera pas atteinte. Nous allons dans les paragraphes qui suivent donner une approche de ce mode de *correction partielle* et du gain qu'il peut apporter en astronomie.

4.2. STRUCTURE DE L'IMAGE PARTIELLEMENT CORRIGEE ET DE SA FTM.

Les premières modélisation des miroirs de correction citées plus haut montrent déjà clairement que la FTM ne s'annule plus pour les hautes fréquences spatiales en longue pose, comme lors de détection sans correction. En imagerie traditionnelle la FTM courte pose va s'annuler en certains points du spectre, pour les fréquences angulaires supérieures à r_0/λ conduisant à une moyenne nulle de la FTM en longue pose pour ces hautes fréquences. On montre ainsi qu'une correction partielle peut permettre de retrouver les hautes fréquences angulaires jusqu'à la fréquence de coupure avec un facteur de contraste réduit.

On peut faire l'approche simplifiée suivante [Hardy 89]. Sans correction la largeur de la FTM est de l'ordre de r_0/λ , à la limite de diffraction la largeur de la FTM est donnée par D/λ (figure 4.29). En correction partielle l'aile hautes fréquences est rehaussée pour atteindre la largeur D/λ avec un facteur de contraste réduit par rapport à sa valeur pour un instrument optiquement parfait. Cette forme de la FTM se traduit dans l'espace image par une réponse impulsionnelle constituée d'un pic central entouré d'un halo. L'amplitude du pic central, par rapport à la réponse impulsionnelle en l'absence d'aberrations, est donnée par le rapport de Strehl S . On peut considérer que le niveau du halo est approximativement I_{halo} :

$$I_{halo} \approx (1 - S) \left(\frac{D}{r_0} \right)^2 \quad 4.59$$

Ceci amène à considérer un contraste du pic par rapport à l'énergie totale contenue dans le pic central, intégré en longue pose :

$$c \approx \frac{S}{S + (1 - S) \left(\frac{D}{r_0} \right)^2} \quad 4.60$$

Cette représentation approchée ne permettra pas de traiter tous les cas de figure qui nous intéressent. Il sera utile, par la suite, de trouver une expression du contraste en éclairissement, plutôt qu'en énergie, pour quantifier le gain sur le rapport signal sur bruit à la détection pour des temps de pose courts. En effet un travail de modélisation plus complet de ce mode de fonctionnement reste à faire, pour mieux comprendre tout le profit qu'il y a à tirer de l'usage d'une optique adaptative.

4.3. EXPLOITATION DE CE MODE DE FONCTIONNEMENT.

En faisant une soustraction du seuil à la détection il est possible de supprimer le niveau continu correspondant au halo et ne conserver que le pic central. Hardy souligne les inconvénients suivants dans ce mode de fonctionnement :

- ◇ l'amplitude du halo change avec la valeur instantanée de r_0 et la valeur du seuil à considérer risque de changer continuellement pendant une observation.
- ◇ le rapport signal à bruit, lorsque le processus est limité par le bruit effectif du détecteur, et pas par le bruit de photons, sera réduit par le facteur c .
- ◇ un traitement par seuillage limite l'utilisation du dispositif à des objets ponctuels. Sur des objets étendus l'information contenue dans les ailes du pic central est éliminée par le seuillage.

Pour avoir une utilisation optimum de ce mode de fonctionnement il faudrait utiliser un seuillage adaptatif en fonction des erreurs résiduelles. On pourrait envisager dans une instrumentation future d'avoir un retour d'information, de l'analyseur de surface d'onde sur la voie d'imagerie de manière à appliquer, en fonction de l'erreur résiduelle mesurée à chaque instant, une commande de seuillage adaptatif sur le signal obtenu pour optimiser la dynamique du détecteur.

Pour la plupart des applications astronomiques un gain sur le rapport de Strehl, même partiel par rapport à une correction à la limite de diffraction, améliore de manière significative les résultats obtenus. Un gain d'un facteur 2 en résolution, conduit à un facteur 4 sur la concentration d'énergie et permet de détecter un flux quatre fois plus faible, si le bruit à la détection est dominé par le bruit de lecture du récepteur et deux fois plus faible si le bruit est dominé par le bruit imposé par le fond thermique. Le gain, pour atteindre un rapport signal sur bruit donné, est de 4 ou 2 sur le temps de pose, suivant les cas, en utilisant le même objet. En conservant le même

temps de pose, on obtient un gain de 1,5 magnitude ou de 0,75 magnitude suivant les cas.

Une analyse plus précise, de la correction partielle reste à faire, pour évaluer le gain exact que l'on peut atteindre en utilisant une correction partielle. Il reste aussi à évaluer plus précisément les défauts introduits par une correction partielle. Ce type d'analyse doit probablement se faire par une modélisation complète de la chaîne de détection en prenant en compte la turbulence atmosphérique, le miroir déformable, l'analyseur de surface d'onde, le système d'asservissement, et le détecteur utilisé pour l'imagerie. Cette analyse doit permettre de chiffrer les gains exacts que l'on peut espérer, tant sur le pic central d'une image ponctuelle, que sur l'aile hautes fréquences de la FTM en longue pose. Il faut aussi simuler le comportement en courte pose, pour chiffrer l'évolution des variations temporelles avec le degré de correction. Il faudra aussi déterminer si ce type de correction n'apporte pas de bruit propre.

Dans le paragraphe suivant nous allons globalement considérer les gains amenés par une optique adaptative, dans le cas d'une application astronomique, en mode de correction partielle ou totale.

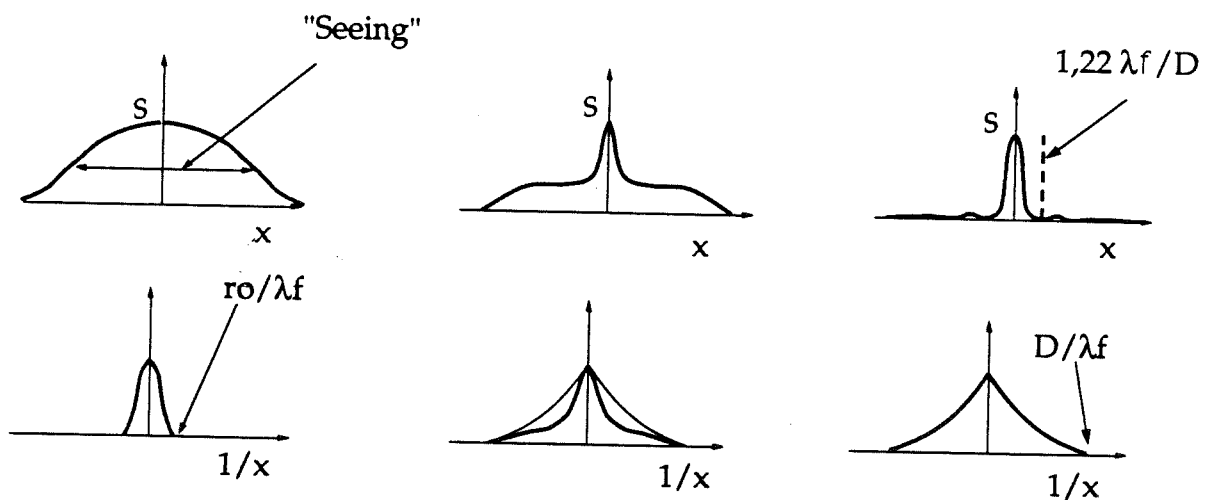


Figure 4.29 Représentation schématique des images et de leur transformée de Fourier respectivement sans correction, avec une correction partielle, et avec une correction à la limite de diffraction. Dans chaque cas le maximum de l'image est normalisé à la valeur de son rapport de Strehl

5. AMELIORATIONS INDUITES :

Dans cette partie nous regardons les améliorations qui résultent de la restauration de la surface d'onde. La description ci-dessous est faite selon deux classes : l'une au sens de l'optique géométrique et l'autre au sens de l'optique physique.

Ces améliorations vont permettre de placer l'optique adaptative dans le contexte des techniques de l'observations astronomiques et de situer le type d'applications auxquelles une telle instrumentation peut être utile.

5.1. AMELIORATIONS AU SENS DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE.

Une amélioration de la surface d'onde va entraîner, pour un objet ponctuel, un rehaussement du pic central dans l'image, et de ce fait augmenter le rapport de Strehl (expression 4.49).

L'énergie qui se trouvait, par détérioration du front d'onde, répartie dans une tache dont les caractéristiques ont été discutées au chapitre 2 (figure 2.2), se trouve concentrée dans un pic central. Lorsque la correction est partielle, il subsiste autour du pic central un halo dont les dimensions sont en première approximation, celles de l'image sans correction (voir paragraphe précédent).

L'amélioration de la surface d'onde, entraînant une réduction de la largeur de la tache image, va induire une amélioration de la résolution. L'emploi de l'optique adaptative va conjointement améliorer la quantité d'énergie au centre de la tache et sa largeur à mi-hauteur. Il est possible de qualifier la qualité d'une image par trois facteurs différents :

- ◇ la Fonction de transfert de modulation,
- ◇ la limite de résolution : \mathcal{R} ,
- ◇ le rapport de Strehl S .

Les deux premiers ont été discutés au chapitre 2 et le troisième dans les paragraphes qui précèdent. Bien que ces paramètres soient liés, l'emploi de l'un ou de l'autre sera mieux adapté selon l'application que l'on voudra caractériser.

Pour rendre compte de la qualité de la surface d'onde, la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) donne la mesure la plus significative. Toutefois, son emploi pour caractériser une configuration n'est pas très simple. Le rapport de Strehl, qui est une grandeur scalaire plus simple d'emploi, est communément utilisé pour des objets ponctuels. L'amélioration de ces paramètres apporte éventuellement d'autres gains.

b. Augmentation du rapport signal sur bruit à la détection.

En augmentant l'énergie dans le pic central de l'image sur le détecteur, on obtiendra une augmentation significative du rapport signal sur bruit à la détection,

dans le cas où le bruit de photons n'est pas le bruit dominant. De ce fait on repoussera la magnitude que l'on pourra atteindre avec une instrumentation donnée.

Du gain en intensité dans l'image on peut déduire le gain sur le rapport signal à bruit à la détection. Suivant le type de bruit limitant la détection on aura :

- ◇ bruit du détecteur : le gain dépend de la largeur du pixel, et sera maximum si l'image corrigée est correctement échantillonnée par le détecteur. Ce gain est proportionnel au gain en énergie.
- ◇ bruit de photons : il n'y a pas de gain sur le rapport signal sur bruit.
- ◇ bruit dû à la fluctuation du rayonnement de fond de ciel ou de l'environnement : le gain est proportionnel à la racine carré du gain sur l'angle solide sous lequel est vue la source depuis la pupille d'entrée du télescope. Le gain sur l'angle solide correspond au gain en énergie.

Si la détection d'un signal S , limité par le bruit de lecture du détecteur, nécessite un rapport signal sur bruit donné, il sera possible après correction de détecter avec le même temps de pose un signal S_{corr} :

$$S_{corr} = \eta_{OA} S \quad 4.61$$

et pour un signal limité par le bruit dû au fond thermique :

$$S_{corr} = \sqrt{\eta_{OA} S} \quad 4.61 \text{ bis}$$

où η_{OA} est le gain apporté par l'optique adaptative sur le rapport de Strehl. Le gain sur la magnitude détectée est dans le cas d'une détection limitée par le bruit de lecture du récepteur :

$$\Delta m = -2,5 \log (\eta_{OA}) \quad 4.62$$

et dans le cas d'une limitation par le bruit dû à la fluctuation du fond thermique :

$$\Delta m = -1,25 \log (\eta_{OA}) \quad 4.62 \text{ bis}$$

a. Réduction de l'angle solide d'émission du fond thermique.

L'étendue géométrique est défini par le produit de l'angle solide, sous-tendu par la source émettrice vue depuis la pupille d'entrée de l'instrument, et de la surface de cette pupille d'entrée ou par le produit de l'angle solide sous-tendu par la pupille de sortie de l'instrument, vu depuis le détecteur, et de la surface de l'image de la source émettrice. Soit G défini par l'expression suivante :

$$G = \Omega_{\text{objet}} \cdot \text{Surf. pupille} = \text{Surf. image} \cdot \Omega_{\text{pupille}} \quad 4.63$$

si Ω est petit. L'emploi de l'optique adaptative augmentant la résolution, il faut, pour échantillonner correctement l'image obtenue, augmenter le grandissement de l'instrument, ce qui aura pour effet de diminuer l'étendue géométrique définie par le détecteur et la pupille du télescope.

Si une source a une luminance L donnée, le flux que l'on reçoit de cette source dans des conditions d'observation fixées par l'étendue géométrique sera :

$$F = LG \quad 4.64$$

Lorsque l'étendue géométrique diminue, le flux reçu par une même surface d'un détecteur diminue. C'est la raison pour laquelle un instrument plus ouvert (de même pupille et de plus courte focale) est plus lumineux (on parle aussi en astronomie de foyer rapide). Si cette remarque est appliquée aux sources de bruit dues au rayonnement thermique de l'environnement, elle fait apparaître, sous une autre forme, le gain dû à la réduction de la portion de fond bruyant vue par chaque détecteur.

En infrarouge l'effet produit est la réduction du fond de ciel vu par le détecteur. La fluctuation du rayonnement de l'environnement et du fond de ciel est une cause de réduction du rapport signal sur bruit pour les longueurs d'onde thermiques ($\lambda > 3 \mu\text{m}$). Le gain apporté par l'optique adaptative permet de réduire l'étendue géométrique de l'instrument et, de ce fait, améliorer significativement la rapport signal à bruit pour reculer la limite BLIP (Background Limited Infrared Photodetection) [Léna 87]. Le gain sur le rapport signal à bruit est de la forme :

$$\sqrt{\frac{\Omega_{\text{corr}}}{\Omega}}$$

où Ω et Ω_{corr} représentent l'angle solide sous lequel est vu l'objet avant et après correction. Un autre aspect, plus technologique, et beaucoup moins important que le précédent, concerne les caméras infrarouges. Une caméra infrarouge, qui est toujours refroidie à la température de l'azote liquide (77 K), ou de l'hélium liquide (4 K), travaillant avec une étendue géométrique plus faible, peut avoir un diaphragme d'ouverture limité qui permet de réduire le réchauffement du cryostat de la caméra par échange thermique avec l'extérieur. Il en résulte une autonomie plus grande, permettant d'espacer les transferts d'azote ou d'hélium.

c. Diminution du temps d'intégration.

Nous avons souligné plus haut le gain sur le rapport signal à bruit. Ce gain peut être mis à profit pour réduire le temps d'intégration nécessaire sur un même objet pour obtenir le rapport signal à bruit suffisant pour détecter cet objet. Le facteur de réduction possible du temps d'intégration est le gain sur les rapports de Strehl η_{OA} lorsque la détection est limitée par le bruit de lecture du récepteur, et la racine carrée de ce même gain pour une détection limitée par les fluctuations du fond thermique.

Ce point peut être essentiel pour certaines études astrophysiques sur des signaux rapidement variables. Pour certaines instrumentations limitées par le temps d'exposition, cela peut aussi être essentiel, par exemple dans le cas de tous les détecteurs limités par un bruit qui est une fonction croissante du temps d'intégration : c'est le cas des détecteurs BLIP.

Pour les techniques de haute résolution, utilisant un traitement a posteriori, il est également essentiel de pouvoir traiter des images courtes poses figeant les effets de la turbulence. Nous avons vu au chapitre 2 que l'information véhiculée par l'onde incidente est brouillée. Elle n'est pas perdue et peut être restaurée moyennant un certain nombre de précautions : échantillonnage spatial, temps de pose, largeur spectrale, angle de champ. Un gain sur le temps de pose pour obtenir un rapport signal sur bruit fixé permet de faire un échantillonnage temporel plus fin de la turbulence pour atteindre une résolution plus grande.

Si on conserve le même temps d'intégration, il est possible d'atteindre des objet de magnitude plus faible avec ces techniques mettant à profit les propriétés de cohérence des images courte pose.

d. Application à la spectroscopie.

Il est intéressant de citer cette application. L'apport de l'optique adaptative pour la spectroscopie peut être essentiel. Il peut se traduire par les gains cités plus haut en temps de pose ou en magnitude atteinte.

Il faut aussi noter que la possibilité d'avoir sur la fente d'entrée d'un spectrographe une image avec une meilleure résolution permet d'envisager de travailler avec une fente de largeur plus réduite et d'augmenter le pouvoir de résolution de l'instrument sans perdre en flux et sans avoir à utiliser un "image slicer". Ce dispositif découpe l'image de l'étoile en tranches qu'il ré-image sur la fente du spectrographe. Le gain en résolution est le gain sur la largeur de la fente d'entrée, qui pourra être réduite de λ/r_0 à λ/D , conduisant à un gain proportionnel à $\sqrt{\eta_{OA}}$.

Sous un autre point de vue, pour une résolution donnée, les dimensions du spectrographe pourront être réduites.

L'optique adaptative apporte aussi une solution intéressante dans le cas de spectroscopie multi-fentes dans la mesure où le champ analysé n'est pas plus grand que le champ d'isoplanétisme de l'instrument. Suivant le type de correction souhaitée le champ d'isoplanétisme de l'instrument peut varier de plusieurs minutes d'arc, dans le cas de corrections limitées aux erreurs de basculement, à quelques secondes d'arc, pour des images limitées par la diffraction, à $\lambda_{corr.} = 0,55 \mu m$, au foyer d'un télescope de la classe des 4 mètres (de l'ordre de 5").

Enfin il faut noter que dans les applications à la spectroscopie, les longueurs d'onde qui ne sont pas utilisées par l'instrument peuvent être utilisées pour l'analyse de surface d'onde. Une conception adaptée d'un instrument de correction pour la spectroscopie permettrait de mettre à profit les photons inutilisés provenant du même objet à une longueur d'onde différente ou d'un objet voisin.

5.2. AMELIORATION AU SENS DE L'OPTIQUE PHYSIQUE.

a. Augmentation de la surface de cohérence dans la pupille.

L'amélioration principale induite est l'augmentation de l'aire de cohérence de la surface d'onde après correction. Ce gain va être essentiel pour l'utilisation d'une instrumentation mettant à profit la cohérence de l'onde incidente. C'est le cas de toutes les techniques interférométriques pour améliorer la résolution des images.

Nous avons cité au chapitre 3 les techniques dites passives qui permettent de restaurer les images dégradées. On peut les classer en trois catégories :

- ◇ les techniques utilisant l'information contenue dans le plan focal ou interférométrie des tavelures,
- ◇ les techniques utilisant l'information contenue dans le plan de la pupille ou interférométrie pupillaire,
- ◇ les techniques utilisant l'information contenue dans les deux plans, c'est le cas de la déconvolution.

Chacune de ces techniques utilise les propriétés de cohérence de l'onde incidente pour reconstruire la densité spectrale de puissance de l'image observée.

b. Techniques de restauration d'image aux longueurs d'onde visibles.

Une étude comparative des techniques passives et actives pour la haute résolution aux longueurs d'ondes optiques a été proposée par Roddier [Roddier 88]. Nous en donnons ici les principaux résultats. Cette étude se situe dans l'hypothèse où le seul bruit considéré est le bruit de photons du signal incident. Il donne l'expression du rapport signal sur bruit pour l'estimation du spectre d'énergie de l'objet.

◇ Pour l'interférométrie S/B s'écrit [Roddier 75] :

$$S/B(\vec{r}) = \frac{nT(\vec{r}) |\tilde{O}(\vec{r})|^2}{1 + nT(\vec{r}) |\tilde{O}(\vec{r})|^2} \sqrt{M} \quad 4.65$$

T et \tilde{O} ont été défini au chapitre 2, n est le nombre de photons par tavelure dans l'image observée, M est le nombre de poses dont la durée est optimisé pour obtenir le meilleur rapport signal à bruit. En effet S/B varie de la manière suivante, avec le temps de pose τ de chaque image élémentaire et du temps de pose global t :

$$S/B \propto \tau \sqrt{\frac{t}{\tau}} \propto \sqrt{\tau} \quad \tau \ll \tau_0 \quad 4.66$$

$$S/B \propto \sqrt{\frac{t}{\tau}} \propto \sqrt{\frac{1}{\tau}} \quad \tau \gg \tau_0 \quad 4.67$$

S/B est maximum lorsque t est voisin de $2\tau_0$ avec τ_0 pris comme temps de corrélation à $1/e$ [Roddier 87].

◇ Pour les techniques d'interférométrie dans la pupille S/B est [Roddier 86] :

$$S/B(\vec{r}) = \frac{1/2 n |\tilde{O}(\vec{r})|^2}{\sqrt{1 + n |\tilde{O}(\vec{r})|^2}} \sqrt{M} \quad 4.68$$

◇ Pour la déconvolution d'un couple image/fonction de transfert associée S/B s'écrit [Primot 89] :

$$S/B(\vec{r}) = \sqrt{\frac{2nT(\vec{r}) |\tilde{O}(\vec{r})|^2}{1 + 2\sigma_T^2 nT(\vec{r}) |\tilde{O}(\vec{r})|^2}} \quad 4.69$$

σ_T est l'erreur de reconstruction par déconvolution qui est égale à [Primot 89] :

$$\sigma_T^2 \approx \frac{4}{\sqrt{n g \lambda}} \quad 4.70$$

$g \lambda$ est le rapport entre la largeur spectrale de la voie imagerie et la largeur spectrale de la voie analyse.

◇ Pour l'optique adaptative [Roddier 88] :

La fonction de transfert en longue pose après correction par une optique adaptative, lorsque l'erreur résiduelle reste faible, pour les hautes fréquences spatiales s'écrit :

$$T_{\text{corr}}(\vec{f}) = T(\vec{f}) \exp(-\sigma^2) \quad 4.71$$

où σ est l'erreur résiduelle sur le front d'onde après correction. Ici on considère que la seule limitation pour la correction est due à l'erreur sur la mesure du front d'onde pour un dispositif limité par le bruit de photons. On a vu au début de ce chapitre que ce bruit est évalué à :

$$\sigma^2 = \frac{\pi^2}{2 N_{ph}}$$

N_{ph} est le nombre de photons disponibles par sous-pupille pour réaliser l'analyse.

La variance de la fonction de transfert est donnée par [Roddier 88] :

$$\langle |T_{\text{corr}}(\vec{f})|^2 \rangle - \langle T_{\text{corr}}(\vec{f}) \rangle^2 = (1 + \exp(-2\sigma^2)) T(\vec{f})/K \quad 4.72$$

où K est le nombre de tavelures dans l'image avant correction. La variance sur le signal est ainsi la somme de la variance due à l'erreur sur la fonction de transfert et de la variance due au bruit de photons du signal incident :

$$\langle |Signal(\vec{f})|^2 \rangle - \langle Signal(\vec{f}) \rangle^2 = N + N^2(1 + \exp(-2\sigma^2)) T(\vec{f})/K \quad 4.73$$

Le rapport signal sur bruit s'écrit :

$$S/B(\vec{f}) = \frac{N T(\vec{f}) \exp(-\sigma^2) \tilde{O}(\vec{f})}{2\sqrt{N + N^2(1 + \exp(-2\sigma^2)) T(\vec{f})/K}} \quad 4.74$$

Le nombre de photons N dans l'image est aussi le nombre de photons par tavelure multiplié par le nombre de tavelures K .

La figure 4.30 montre l'allure de ces expressions pour un objet ponctuel, c'est à dire $\tilde{O}(\vec{f}) = 1$ et pour une fréquence intermédiaire du spectre où $T(\vec{f}) = 1/2$. On ne considère qu'une seule image pour ce calcul. Ces simplifications conduisent aux expressions suivantes :

$$S/B(\vec{r}) = \frac{n/2}{1+n/2} \quad \text{pour l'interférométrie des tavelures} \quad 4.75$$

$$S/B(\vec{r}) = \frac{n/2}{\sqrt{1+n}} \quad \text{pour l'interférométrie dans la pupille} \quad 4.76$$

$$S/B(\vec{r}) = \sqrt{\frac{n}{1+\sigma_T 2n}} \quad \text{pour la déconvolution } g_\lambda = 10 \quad 4.77$$

$$S/B(\vec{r}) = 1/4 \sqrt{\frac{K n \exp - \frac{\pi^2}{N_{ph}}}{\left(1 + \left(1 - \exp - \frac{\pi^2}{N_{ph}}\right) n/2\right)}} \quad \text{pour l'optique adaptative} \quad 4.78$$

On considère que l'on se place dans le cas d'une expérience effectuée dans le visible avec un télescope de 4 m, ce qui conduit à $K \approx 400$. Sur la figure est reportée l'allure de cette dernière expression pour quatre cas différents. Dans le cas de la courbe 4, le flux incident est partagé à 50% entre les deux voies. Pour la courbe 5, 95% du flux est envoyé sur la voie analyse, et le reste sur la voie imagerie. Pour la courbe 6 on considère que l'analyse se faisant en large bande, comme pour le cas de la déconvolution, le rapport de flux entre les deux voies est de 20. On fait l'hypothèse par rapport aux autres courbes que la totalité du flux nécessaire à l'imagerie est envoyé sur cette voie et que l'on utilise pour l'analyse uniquement le flux aux autres longueurs d'onde. Enfin la courbe 7 est tracée dans le cas d'une analyse sur une source différente. On considère que cette source fournit suffisamment de flux pour réaliser une correction avec une erreur résiduelle égale à $\pi/7$.

Cet ensemble de courbes permet de comparer les différentes techniques. Il y apparaît que les techniques a posteriori sont plus favorables sur les sources faibles, si l'analyse est faite pour l'optique adaptative avec cette même source. Il convient de remarquer que l'usage d'une source brillante favorise artificiellement l'optique adaptative, puisque nous avons négligé ici toutes les sources de bruit autre que celles qui affectent la mesure du front d'onde (bande passante, nombre d'actuateurs). La valeur correcte pour les forts flux est plutôt celle donnée par la courbe 7, fixant une erreur de $\pi/7$ qui est réaliste pour une correction par une optique adaptative correctement dimensionnée.

Par contre dès que l'on dispose d'une autre source dans le champ d'isoplanétisme pour faire l'analyse, l'optique adaptative devient plus favorable à faible flux. Nous verrons au chapitre 7 qu'il est envisagé d'utiliser des sources artificielles pour permettre de telles conditions.

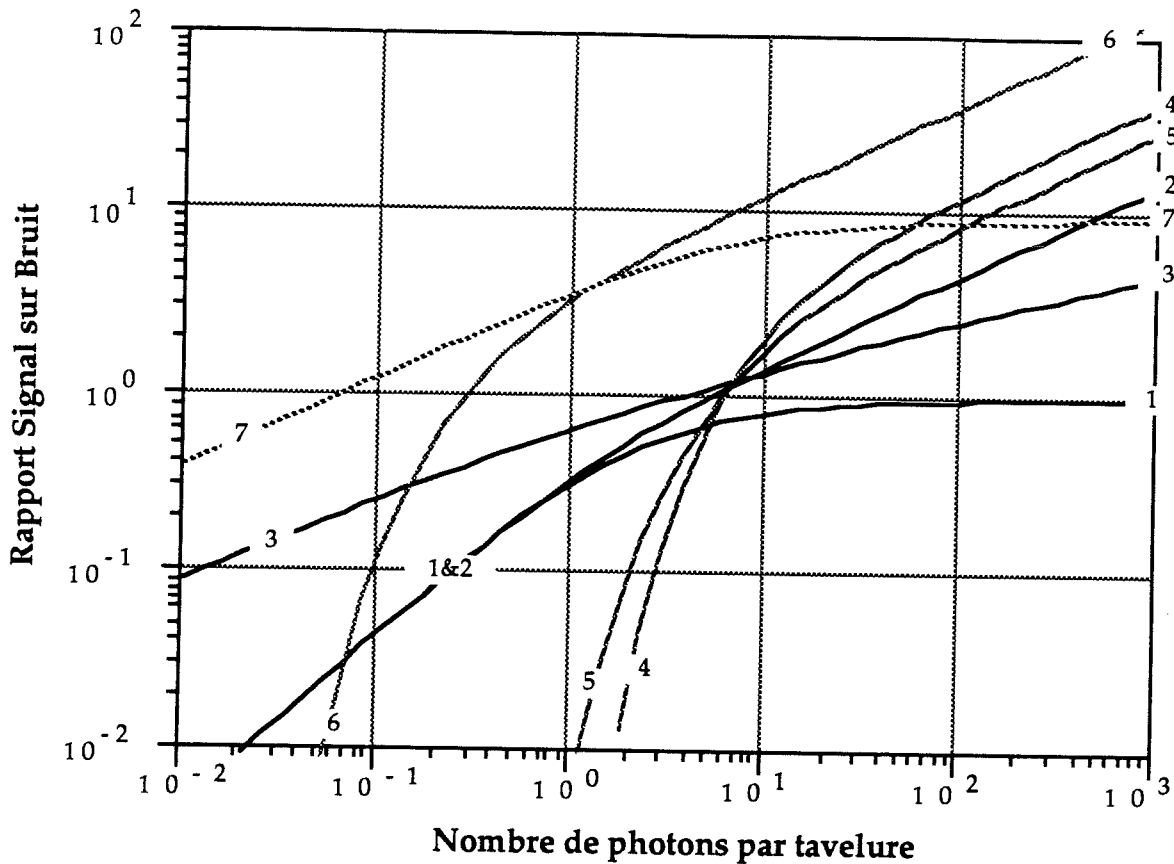


Figure 4.30 Rapport Signal sur Bruit théorique de l'amplitude des composants de Fourier pour une fréquence telle que $T(f) = 1/2$ pour un objet ponctuel dans les conditions suivantes :

- 1/ Interférométrie des tavelures
- 2/ Interférométrie dans le plan de la pupille
- 3/ Déconvolution
- 4/ Optique adaptative avec le signal incident partagé à 50% entre les deux voies
- 5/ Optique adaptative avec le signal incident partagé à 95% pour la voie analyse et 5% pour la voie imagerie
- 6/ Optique adaptative avec 20 fois plus de signal sur la voie analyse que sur la voie imagerie (analyse de front d'onde en bande large)
- 7/ Optique adaptative avec une source de référence distincte de la source observée, permettant d'obtenir une correction avec une précision de reconstruction de $\pi/7$

Les courbes 1,2, 4,5,6 sont données dans [Roddier 88] et la courbe 3 dans [Primot 89].

c. Techniques de restauration d'image aux longueurs d'onde IR.

Pour les longueurs d'onde infrarouges l'analyse est complètement différente puisque la détection est en générale limitée par le bruit des récepteurs utilisés en infrarouge qui ne permettent pas aujourd'hui une détection à la limite du bruit de photons du signal incident ($\lambda > 2 \mu\text{m}$) ou par le bruit dû au rayonnement du fond de ciel et de l'environnement pour les longueurs d'onde thermique ($\lambda > 3 \mu\text{m}$). Cette situation est très favorable à l'optique adaptative puisqu'elle permet toujours une amélioration du rapport signal sur bruit pour la détection du flux.

En tout état de cause, le formalisme du paragraphe précédent ne s'applique pas à l'imagerie IR. Il faut utiliser une approche qui tienne compte des sources de bruit dominantes. Dans le contexte nouveau des premiers pas de l'optique adaptative, ce type d'analyse reste à faire.

d. L'optique adaptative comme support des techniques passives.

L'association des techniques de restauration a posteriori et de l'optique adaptative permettra un gain substantiel de ces techniques. Pour les techniques interférométriques une mesure doit se faire sur un temps de pose pour une acquisition élémentaire de l'ordre de τ_0 avec une bande spectrale imposée par la condition suivante pour faire une mesure :

$$\Delta\lambda/\lambda \ll \left(\frac{r_0}{D}\right)^{5/6}$$

4.84

Nous avons vu que lorsque la détection est limitée par le bruit de photons, (dans le cas de détection dans le visible) à faible flux, pour ce type de technique le rapport signal sur bruit pour l'estimation de la densité spectrale d'énergie de l'objet est proportionnel au nombre de photons reçus par tavelure. Cette valeur, dépendant de r_0 , τ_0 et $\Delta\lambda$, va varier approximativement comme r_0^4 . Pour atteindre un rapport signal sur bruit donné, le temps de pose évoluera donc comme r_0^8 [Roddiér 87]. Si pour atteindre un rapport signal sur bruit donné, avec $r_0 = 5 \text{ cm}$, un temps de pose de 2 heures est nécessaire, avec $r_0 = 15 \text{ cm}$, le temps de pose peut être réduit à 0,5 seconde pour atteindre le même rapport signal sur bruit.

En utilisant une optique adaptative, on peut espérer un gain au moins sur le nombre de tavelures dans l'image, et un gain sur la bande spectrale utilisée pour enregistrer l'image. Le temps de pose doit être conservé pour mesurer les défauts sur les hautes fréquences que l'on souhaite extraire a posteriori. D'une manière simple on peut envisager d'effectuer un traitement des images partiellement corrigées par déconvolution en utilisant les mesures de l'erreur résiduelle faites par l'analyseur de front d'onde. Il faut dans ce cas, que le temps de pose des trames élémentaires soient de l'ordre du temps de cohérence des défauts que l'on veut corriger par déconvolution. Les fronts d'onde enregistrés doivent avoir le même temps de pose.

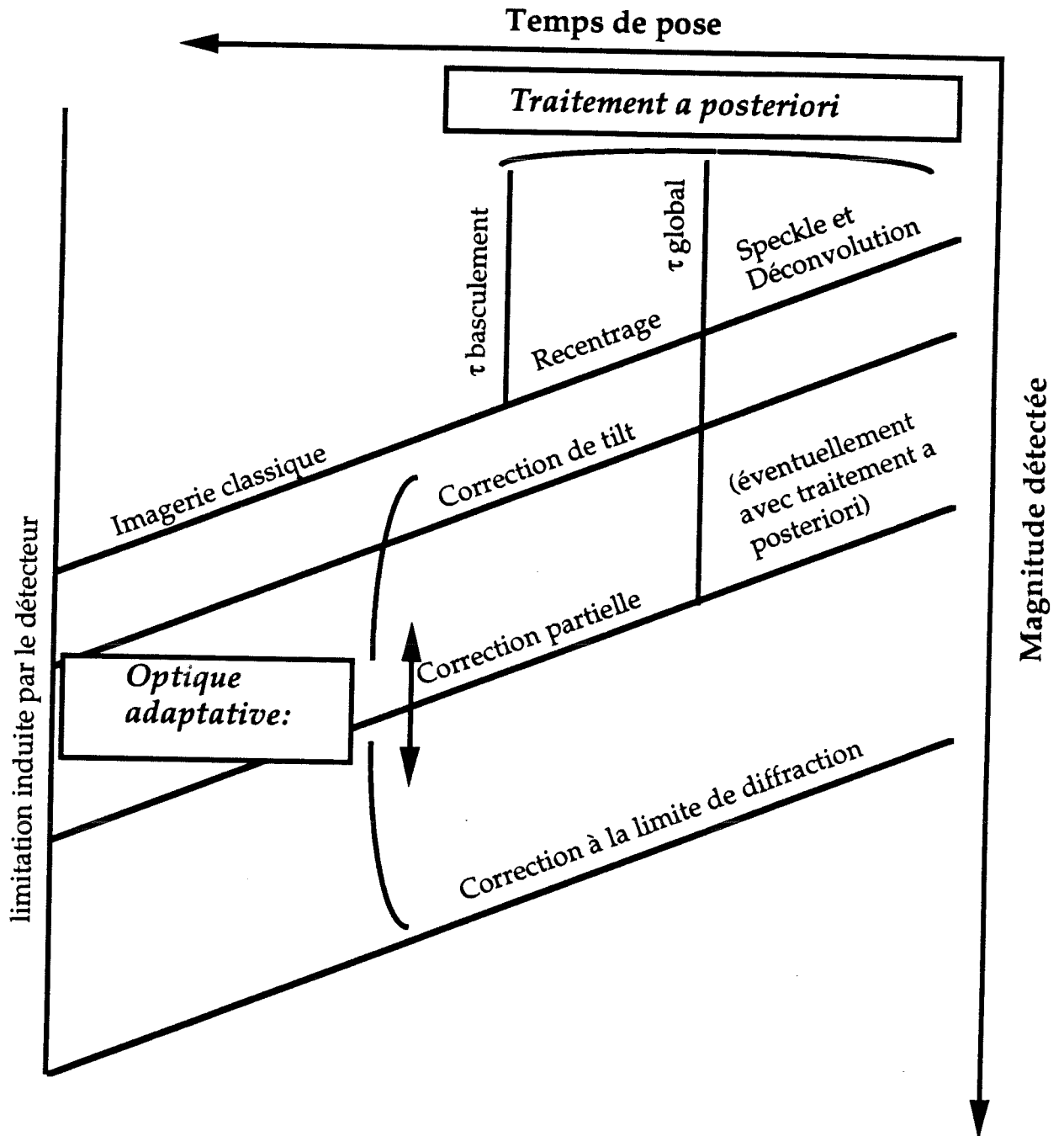


Figure 4.31 Limites des différentes techniques de haute résolution en termes de temps de pose et de magnitudes. Les performances des techniques d'optique adaptative sont induites par l'amélioration du rapport S/B.

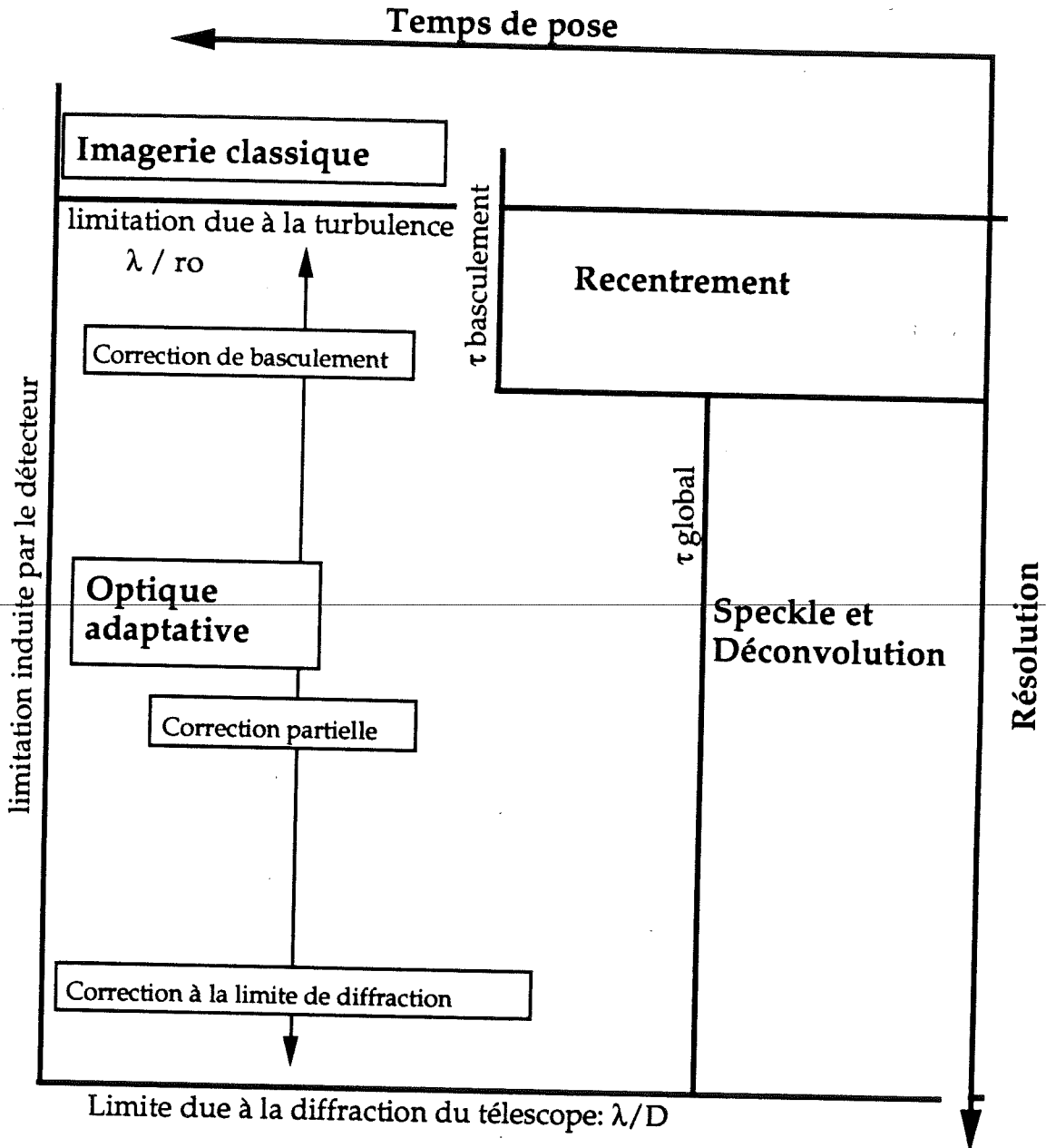


Figure 4.32 Limites des différentes techniques de haute résolution en terme de temps de pose et de résolution. On notera que l'optique adaptative peut être couplée à des techniques de déconvolution pour les alléger.

Ce point ne devrait pas poser de problème dans le cas de l'expérience COME-ON, décrit au chapitre suivant, puisque, nous le verrons dans le chapitre suivant, les temps de pose de l'analyseur doivent être approximativement 10 fois plus courts que les constantes de temps des défauts que l'on veut corriger. On dispose ainsi d'un échantillonnage suffisant des erreurs résiduelles pour en envisager une correction.

L'utilisation d'une optique adaptative associée à une méthode de traitement a posteriori permettra en plus de réduire la masse d'information à stocker et à traiter.

e. Comparaison des différentes techniques.

Les deux tableaux figure 4.31 et figure 4.32 situent l'optique adaptative par rapport aux autres techniques. Le premier situe les limites de résolution des différentes techniques en terme de temps de pose et de magnitude détectée pour une image élémentaire. On considère ici pour l'optique adaptative que l'analyse est faite sur une source différente fournissant suffisamment de flux. Le gain obtenu est dû à l'amélioration du rapport signal sur bruit à la détection. Par conséquent dans le visible il n'y a pas de gain sur la magnitude détectée, lorsque la détection est limitée par le bruit de photons du signal incident.

Le second tableau situe les performances en termes de résolution par rapport au temps de pose d'une image élémentaire. Dans ce cas, comme dans le précédent, la limitation sur le temps de pose pour l'optique adaptative est fixée par les limitations induites par le détecteur, à condition de ne pas vouloir effectuer de traitement a posteriori. Par contre les autres techniques sont toutes limitées en temps de pose approximativement à la constante de temps de la perturbation qu'elles doivent corriger.

f. L'interférométrie par synthèse d'ouverture : Enjeu du VLT.

Pour augmenter le pouvoir de résolution des télescopes dont le diamètre est limité pour des raisons technologiques, il peut être envisagé de créer des pupilles synthétiques de plus grand diamètre en combinant les faisceaux venant de plusieurs télescopes. La technique fut essayée la première fois par Michelson et Pease en 1921 qui utilisèrent deux miroirs plans séparés de 6 mètres dont le flux était ensuite repris par un télescope conventionnel. Ils purent ainsi mesurer pour la première fois le diamètre d'une étoile, celui de Betelgeuse [Michelson & Pease 21].

On a vu au chapitre 2 que la fonction de transfert d'un instrument est égal à l'autocorrélation de la répartition d'énergie dans sa pupille. Dans le cas d'un instrument à pupille circulaire, il s'agit de l'autocorrélation d'un cercle. Si on utilise de manière cohérente deux télescope, la fonction de transfert sera l'autocorrélation de deux cercles (figure 4.33). On voit sur la figure que les fréquences les plus hautes que l'on peut obtenir varient en fonction de la distance entre les deux télescopes. Un arrangement judicieux de la disposition des télescopes en réseau, et/ou un déplacement des télescopes permet de reconstruire complètement l'amplitude de la

transformée de Fourier de l'objet dans un plan de phase dont la surface est fixée par l'écartement des télescopes.

Ce type d'instrumentation utilisé en radioastronomie (VLBA : Very Large Base Array) a été testé fructueusement pour des longueurs d'ondes infrarouges et visibles [Labeyrie 74] [Di Benedetto & Conti 83] [Shao & Staelin 80]. Maintenant de grands projets voient le jour pour tirer profit de ce principe par l'installation d'un tel instrument sur terre, comme le VLT, dans l'espace, comme le projet TRIO, ou même sur la lune. La difficulté pour un instrument au sol est d'obtenir une onde cohérente sur la surface la pupille de chaque télescope pour améliorer les conditions d'observation des franges d'interférence. La solution consiste à utiliser un système d'optique adaptative pour corriger les défauts de phase introduits par l'optique et la turbulence atmosphérique.

Pour pouvoir faire interférer les faisceaux provenant de chaque télescope il faut de plus que les écarts de phase entre les bras de l'interféromètre soit inférieurs à la longueur de cohérence du train d'onde incident. On doit donc, de plus résoudre des problèmes de lignes à retard entre les télescopes, ceci pouvant se faire soit au moyen de fibres optiques dont on fait varier la longueur [Connes 88] soit au moyen de trains de miroirs permettant de modifier la longueur du chemin optique [VLT report].

Le VLT est un projet décrit un peu plus précisément au chapitre 5. Il s'agit d'un instrument composé de quatre télescopes de 8 mètres de diamètre prévus pour fonctionner en mode interférométrique.

Dans le cas du VLT, la résolution escomptée en mode interférométrique est celle d'un télescope d'environ cent mètres de diamètre. Il importe de conclure cette partie en précisant que le projet COME-ON décrit au chapitre suivant est un prototype destiné à réaliser l'étude de faisabilité d'une optique adaptative pour le VLT, qui, on le voit ici est extrêmement dépendant de cette technique pour l'utilisation de chaque télescope à la limite de diffraction bien sûr, mais surtout pour l'utilisation de l'instrument complet en mode interférométrique.

g. Interférométrie grande base.

Dans le principe ce type d'expérience consiste à mesurer la visibilité des franges produites par l'interférence des faisceaux provenant de deux télescopes [Roddier & Léna 84]. Les franges obtenues sont modulées par la fonction de transfert optique de l'instrument. On rappelle que la Fonction de transfert optique dans le cas idéal est l'autocorrélation de la fonction décrivant la pupille. Pour un interféromètre à deux pupilles identiques, la FTO est constituée d'une composante centrale où la fréquence de coupure est celle d'une pupille élémentaire, et de deux pics latéraux dont la hauteur est moitié de celle du pic central (figure 4.33).

La mesure de la visibilité des franges dans les pics latéraux permet de reconstruire le spectre de l'objet au point $\vec{\ell}/\lambda$ si $\vec{\ell}$ est la distance séparant les deux pupilles où les champs sont respectivement Ψ_1 et Ψ_2 :

$$I = \langle |\Psi_1 + \Psi_2|^2 \rangle = \langle |\Psi_2|^2 \rangle + \langle |\Psi_1|^2 \rangle + 2 \langle \Psi_1 \cdot \Psi_2^* \rangle \quad 4.80$$

La visibilité des franges est reliée au degré de cohérence γ_{12} de la source par :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = |\gamma_{12}| \cdot \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} \quad 4.81$$

Or, d'après le théorème de Van Cittert Zernike le degré de cohérence de la source en lumière quasi monochromatique, est égal au module de la transformée de Fourier de l'éclairement dans la source normalisée, soit :

$$|\gamma_{12}| = \frac{\langle \Psi_1 \cdot \Psi_2^* \rangle}{\sqrt{\langle \Psi_1 \rangle \cdot \langle \Psi_2 \rangle}} = \frac{|\tilde{O}(\vec{\ell}/\lambda)|}{|\tilde{O}(0)|} \quad 4.82$$

On peut ainsi ré-écrire la répartition d'intensité dans les franges :

$$I = \langle |\Psi_2|^2 \rangle + \langle |\Psi_1|^2 \rangle + 2 \operatorname{Re}(\gamma_{12}) \sqrt{\langle \Psi_1 \rangle \cdot \langle \Psi_2 \rangle} \quad 4.83$$

On voit ainsi que la mesure du contraste des franges permet d'accéder directement à la valeur de la répartition spectrale d'énergie dans l'objet au point $\vec{\ell}/\lambda$. Lorsque chaque pupille individuelle est plus petite que le facteur r_0 la difficulté consiste à superposer les images pour les faire interférer. Pour des télescopes élémentaires de diamètre plus grand, chaque image courte pose est constituée de tavelures dont le nombre est de l'ordre de $(D/r_0)^2$. Le nombre de photons par tavelure est plus petit d'un facteur $(D/r_0)^2$ que le nombre de photons entrant effectivement dans la pupille.

Les franges sont visibles ici dans chaque tavelure où l'on mesure leur contraste. Pour une détection à la limite du bruit de photons le rapport signal sur bruit dans ce cas évolue comme la racine carrée du nombre de photons par tavelure. Ce cas s'applique aux longueurs d'onde visibles. On voit donc que l'efficacité de la technique va décroître au fur et à mesure que le rapport D/r_0 va croître.

Pour améliorer le rapport signal sur bruit pour des interféromètres composés de pupilles élémentaires de grand diamètre ($D \gg r_0$) l'optique adaptative sera un outil précieux.

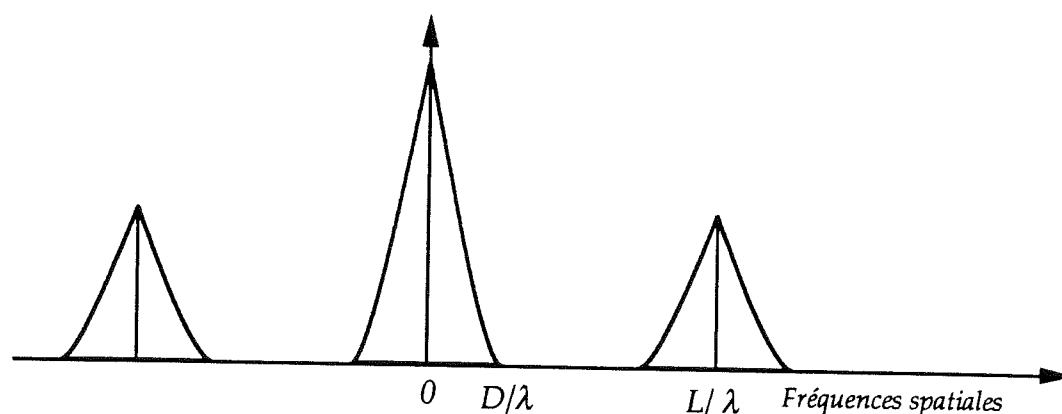


Figure 4.33 Allure de la fonction de transfert de modulation d'une pupille synthétique composée de deux ouvertures circulaires distantes de L .

A nouveau il faut distinguer différents cas en fonction de la longueur d'onde utilisée. De plus l'analyse diffère suivant que les interférences sont faites dans le plan de la pupille ou dans le plan image. Roddier et Léna ont réalisé cette analyse en dehors du contexte de l'optique adaptative à la limite de diffraction [Roddier & Léna 84a et b]. L'analyse, en tenant compte de l'optique adaptative, a été faite par le groupe d'étude sur l'interférométrie avec le VLT [VLT working group report n°49 1986]

Une autre analyse, faite par Chelli et Mariotti [Chelli & Mariotti 86] compare les techniques interférométriques, utilisant les informations contenues dans le plan image ou dans le plan pupille, pour déterminer la phase et le module de la densité spectrale de puissance de la source.

Les longueurs d'onde considérées dans ces analyses sont telles que la limitation soit imposée par le bruit de photons du signal (visible à $0,5 \mu\text{m}$), par le bruit du détecteur (proche IR à $2,2 \mu\text{m}$) ou par le bruit de fond du ciel et de l'environnement (IR thermique à $5 \mu\text{m}$).

CHAPITRE 5 LE PROJET COME-ON: DESCRIPTION.

1. INTRODUCTION.

Le projet du futur VLT (Very Large Telescope) de l'ESO (European Southern Observatory) a amené la communauté astronomique française à se poser un certain nombre de questions de faisabilité. La réalisation du VLT fait appel à certains concepts nouveaux nécessaires pour la réalisation de grands télescopes. En particulier, ce projet dépend fortement de la possibilité de mettre en oeuvre l'interférométrie, l'optique active et l'optique adaptative pour des applications astronomiques.

Le VLT est un télescope à pupille synthétique composé de quatre miroirs de 8 mètres de diamètre. La configuration choisie, de quatre montures indépendantes permet d'envisager les modes de fonctionnement suivants :

◇ chaque télescope de 8 mètres peut être utilisé indépendamment sur un programme qui lui est propre, ce mode permet de disposer de quatre télescopes monolithiques d'un diamètre supérieur à ceux des autres télescopes monolithiques existants à ce jour,

◇ les faisceaux provenant de chacun des télescopes pointés vers le même objet, peuvent être recombinaés de manière incohérente, pour bénéficier d'une surface collectrice équivalente de 16 mètres de diamètre,

◇ provenant du même objet, tous les faisceaux peuvent être recombinaés de manière cohérente pour faire interférer la lumière provenant de chacun d'eux. La surface collectrice équivalente est la même que précédemment, la résolution potentielle est identique à celle obtenue au moyen d'un seul miroir dont le diamètre engloberait l'ensemble de la configuration.

Le financement de ce projet a été approuvé dans le courant de l'année 1988, et les premiers travaux sont aujourd'hui commencés. La réalisation des miroirs a été confiée à la firme SCHOTT en Allemagne Fédérale, et leur polissage à la société REOSC en France.

Le premier enjeu est de pouvoir réaliser un miroir de 8 mètres de diamètre et son support pour que l'ensemble fournisse une image dont la qualité soit compatible avec les exigences de l'observation astronomique. Pour ce faire l'ESO a choisi d'utiliser la technique de l'optique active récemment validée par les premiers résultats du NTT (New Technology Telescope) [Tarenghi 89] cités au chapitre 3. Ces résultats constituent une étape importante pour confirmer la qualité du premier mode de fonctionnement du VLT.

Un deuxième enjeu est de pouvoir réaliser la combinaison cohérente des télescopes. Ce mode de fonctionnement impose d'obtenir une onde plane sur toute la surface de chaque télescope, et de transmettre ces ondes pour les sommer en phase au foyer combiné.

Ceci exige une compensation en temps réel les erreurs de phase sur la surface de chaque télescope. Le développement de l'optique adaptative pour des applications astronomiques constitue donc un programme clef dans la réalisation du VLT. Combiné à une optique adaptative le concept du VLT prend tout son sens.

L'Observatoire de Paris-Meudon a initié des contacts pour mettre en place un programme d'étude visant à valider le concept de l'optique adaptative appliqué à l'astronomie, proposé initialement en 1953 [Babcock 1953]. Deux équipes françaises se sont jointes à l'équipe du DESPA (Département de Recherche Spatiale) de l'observatoire de Paris-Meudon, pour la réalisation d'un prototype d'étude : une équipe à l'ONERA possédant un savoir faire important en analyse de surface d'onde, et une équipe des Laboratoires de Marcoussis, devenue depuis une filiale de l'Aérospatiale sous le nom LASERDOT, travaillant à l'étude et à la réalisation de miroirs de correction ainsi qu'à leur commande. Le DESPA pour sa part était engagé dans l'imagerie infrarouge haute résolution dans le cadre de la réalisation de la caméra courtes longueurs d'onde du satellite d'observation infrarouge ISO (Infrared Space Observatory). L'ESO fortement concerné par les enjeux d'un tel projet s'est rapidement lié à l'équipe formée.

Début 1986 une pré-étude a été lancée pour définir, compte tenu des éléments disponibles, l'instrumentation à mettre en oeuvre. Le prototype devait permettre d'étudier les différents paramètres entrant en jeu pour la réalisation d'une instrumentation dédiée au VLT [Fontanella 87].

Assurant l'intégration de l'expérience, j'ai été amené à travailler pendant ma thèse, avec chacune des équipes. Ma thèse étant initialement financée par les Laboratoires de Marcoussis, mon lieu de travail était partagé entre le DESPA et Marcoussis. Pendant plusieurs mois j'ai également été détaché à l'ONERA pour la mise oeuvre du calculateur de surface d'onde.

J'ai principalement travaillé, dans un premier temps à la définition des composants optiques du montage, en lien avec l'ESO pour les éléments passifs, avec l'Observatoire et LASERDOT pour les composants actifs. Dans un second temps j'ai assuré le suivi de l'étude et de la réalisation de ces composants et du montage opto-mécanique de l'ensemble.

Enfin, les phases d'intégration à Meudon, et d'essais à l'observatoire de Haute Provence étaient sous ma responsabilité. Les exigences de l'intégration finale m'ont amené à entretenir des relations suivies avec toutes les équipes impliquées dans le projet.

2. CHOIX DES PARAMETRES DE L'INSTRUMENT POUR UN PROTOTYPE D'ETUDE.

2.1. RAPPELS DES CARACTERISTIQUES IMPOSEES PAR LA TURBULENCE.

Nous avons vu au chapitre 2, les paramètres liés à la turbulence atmosphérique. Pour obtenir la pleine résolution du télescope, à une longueur d'onde donnée, il faut effectuer une mesure de la surface d'onde pour échantillonner correctement le volume $\varphi/\Delta\lambda$ (expression 2.57).

La qualité de reconstruction requise fixe le nombre de degrés de liberté que l'on doit contrôler avec ces mesures, si cela est possible. Nous avons reporté dans le tableau ci-dessous les valeurs des différents paramètres en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs conditions de turbulence typique. Nous y avons ajouté le nombre N_D défini par l'expression 2.58 :

$$N_D = \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \quad 2.58$$

Il constitue un ordre de grandeur du nombre de degrés de liberté que l'on doit commander pour obtenir une image limitée par la diffraction, à la longueur d'onde à laquelle r_0 est défini, au foyer d'un télescope de diamètre D et pour un champ inférieur à θ_0 . Il n'est pas forcément nécessaire de contrôler autant de degrés de liberté pour améliorer significativement les images enregistrées. Ce nombre ne représente que le nombre maximum de degrés de liberté utiles pour atteindre la limite de diffraction.

Le temps d'évolution de la turbulence est évalué pour une vitesse moyenne de la couche perturbée de 10 m/s. L'altitude moyenne de la couche turbulente est évaluée à 5 km. Les valeurs de θ_0 qui sont données ici le sont à titre indicatif. En effet ces valeurs dépendent fortement des conditions atmosphériques et donc du site.

Les trois tableaux ci-dessous concernent des conditions respectivement médiocres, la résolution λ/r_0 sur le ciel étant de l'ordre 2", moyennes (1") et bonnes (0,5").

$\lambda_{\text{corr}}(\mu\text{m})$	0,5	1,25	1,65	2,2	3,85	4,8	10
r_o (m)	0,05	0,15	0,21	0,30	0,58	0,75	1,82
$N_{1,5}$	900	100	56	25	7	4	--
$N_{3,6}$	5200	575	325	144	40	24	4
τ_o (ms)	5	15	20	30	58	75	182
θ_o	2"	6"	8,25"	12,4"	24"	31"	75"

Tableau 5.1 : Valeurs des paramètres à prendre en considération dans le cahier des charges de l'expérience pour des conditions médiocres, $r_o(\lambda=0,55 \mu\text{m}) = 0,05 \text{ m}$ (2")

λ (μm)	0,5	1,25	1,65	2,2	3,85	4,8	10
r_o (m)	0,1	0,30	0,42	0,60	1,16	1,5	3,6
$N_{1,5}$	225	25	13	7	2	--	--
$N_{3,6}$	5200	145	75	36	10	6	--
N_8	6400	712	364	178	48	29	7
τ_o (ms)	5	30	42	60	116	150	360
θ_o	4"	12"	17"	25"	48"	62"	150"

Tableau 5.2 : Valeurs des paramètres à prendre en considération dans le cahier des charges de l'expérience pour de bonnes conditions $r_o(\lambda=0,55 \mu\text{m}) = 0,1 \text{ m}$ (1").

λ (μm)	0,5	1,25	1,65	2,2	3,85	4,8	10
r_0 (m)	0,2	0,60	0,84	1,20	2,32	3	7,2
$N_{1,5}$	56	7	4	2	--	--	--
$N_{3,6}$	325	36	19	9	3	2	--
N_8	1600	178	90	45	12	9	2
τ_0 (ms)	20	60	84	120	232	300	720
θ_0 (")	8	24	34	52	96	124	300

Tableau 5.3 : Valeurs des paramètres à prendre en considération dans le cahier des charges de l'expérience pour d'excellentes conditions $r_0(\lambda=0,55 \mu\text{m}) = 0,2 \text{ m}$ (0,5").

2.2. CHOIX DE L'INSTRUMENTATION POUR REALISER L'EXPERIENCE.

Le but fixé, lors du choix des caractéristiques du prototype, était de réaliser avec des moyens disponibles, ou devant l'être rapidement, une expérience prouvant la potentialité de l'optique adaptative. L'équipe souhaitait réaliser une expérience dans un délai qui soit compatible avec la préparation de l'instrumentation du VLT.

Le savoir faire des laboratoires engagés permettait d'envisager à court terme un système avec un nombre de degrés de liberté de l'ordre de dix ou vingt. Les Laboratoires de Marcoussis pouvaient réaliser un miroir déformable comportant 19 moteurs. De son côté l'équipe de l'ONERA développait un calculateur adapté à la cadence nécessaire pour effectuer l'analyse de front d'onde imposée par la commande de ce miroir.

Compte tenu de ces composants, qui fixaient les limites des performances de l'instrument il était possible de déterminer le domaine d'application de l'expérience.

Le fonctionnement d'une optique adaptative, pour les longueurs d'onde visibles, nécessite à la fois un très grand nombre d'éléments et une fréquence de fonctionnement très importante. De fait, même pour un télescope de petite taille, la correction du front d'onde à la limite de diffraction pour les longueurs d'onde visibles reste un projet de technologie complexe, compte-tenu des temps de réponse nécessaires. Le flux disponible aux cadences de lecture imposées par une correction aux longueurs d'onde visibles, limite considérablement le nombre d'étoiles pouvant servir de référence.

Les tableaux montrent clairement que les longueurs d'onde du proche infrarouge, fournissent un bon compromis. Dans la configuration choisie, un télescope de un à deux mètres peut être corrigé pour une longueur d'onde de $1,25 \mu\text{m}$ et plus, et un télescope de deux à quatre mètres, une longueur d'onde de $2,2 \mu\text{m}$ et plus, pour des conditions d'observations moyennes ou bonnes.

Il a été choisi en fin de pré-étude de réaliser un instrument destiné au télescope de 3,6 mètres de l'ESO au Chili qui serait testé lors d'une première série d'observations sur le télescope de 1,5 mètre de l'Observatoire de Haute Provence.

L'un des impératifs de l'expérience était de posséder un banc de test capable de fournir des données pour confirmer les approches théoriques précédemment faites, et pour fixer les caractéristiques des projets futurs. La complexité de l'expérience nous a amenés à choisir, pour les premiers tests à l'Observatoire de Haute Provence (OHP), une implantation à un foyer coudé pour disposer à portée de main de tous les éléments du montage en cours d'observation.

3. LES DIFFERENTS PARTENAIRES ET LEURS TACHES RESPECTIVES.

Le sigle COME-ON qui désigne l'expérience est un acronyme pour CGE Observatoire de Meudon ESO ONERA. Il désigne les partenaires principaux qui ont pris part à ce projet.

3.1. LASERDOT (précédemment Laboratoires de Marcoussis).

Les Laboratoires de Marcoussis (LdM) sont les laboratoires de recherche du groupe CGE (Compagnie Générale d'Electricité). La Division Optronique (DOT) de ce centre de recherche vient de changer de groupe. Cette division constitue depuis le début du mois d'octobre 1989 la société LASERDOT dans le "holding" UNILASER.

Aussi dans ce qui suit, ce groupe sera mentionné sous le nom de LASERDOT, sauf pour des documents réalisés avant octobre 1989.

LASERDOT avait en charge l'étude et la réalisation du miroir déformable. Tous les tests du composant ont également été faits dans ses laboratoires.

La seconde charge de LASERDOT était la mise au point de la commande de ce miroir. La commande englobe l'ordinateur et les logiciels qui réalisent l'asservissement et le contrôle global de l'expérience.

L'ensemble de ces tâches a bénéficié de l'expérience acquise lors d'études amont faites pour d'autre projet financés par la DRET (Direction des Recherches Etudes et Techniques) organisme de recherche du ministère de la défense nationale française.

3.2. Le DESPA.

Premier initiateur du projet le DESPA fut impliqué en plusieurs points dans l'expérience.

En premier lieu le DESPA a fourni la caméra infrarouge, nécessaire à l'enregistrement des images haute résolution aux longueurs d'onde adéquates. Le projet a bénéficié du support de l'équipe travaillant pour la caméra courtes longueurs d'onde du satellite européen ISO. La caméra utilisée pour COME-ON était le premier prototype de test des plans focaux destinés à ISO.

Au DESPA a également été réalisé le miroir asservi deux axes destiné à la correction des erreurs de basculement du front d'onde. Un second miroir du même type a aussi été réalisé pour effectuer la fonction de soustraction de fond de ciel nécessaire à l'observation infrarouge.

L'étude et la réalisation du montage mécanique était à la charge de ce service. Une grande partie de l'étude et de la réalisation mécanique fut sous-traitée au Service des Prototypes du CNRS.

Le DESPA a aussi participé à la conception du montage optique avec l'ESO. La réalisation des composants optiques a été dans sa plus grande partie confiée à la société SESO.

Enfin le DESPA a effectué l'intégration de toute l'expérience dans ses locaux avant d'assurer le suivi des campagnes d'essai à l'Observatoire de Haute Provence au cours de l'automne dernier (1989).

3.3. L'ESO.

L'ESO, qui participait au financement du projet, fut impliqué sur l'instrument pour la réalisation de l'analyseur de front d'onde.

Les calculs du montage optique furent également réalisés à l'ESO.

3.4. L'ONERA.

Maître d'oeuvre du projet, l'ONERA, réalisait le calculateur rapide destiné à traiter en temps réel les données de l'analyseur de front d'onde. L'apport de l'ONERA pour la conception théorique du projet a été prédominant. Des modifications en cours d'expérience de l'analyseur de front d'onde ont pu se faire grâce au potentiel de cette équipe dans ce domaine.

L'ONERA a participé aussi à l'élaboration de la commande du miroir déformable conjointement avec l'équipe de LASERDOT.

Les alimentations haute-tension du miroir déformable, ont été réalisées à l'ONERA à partir de plans fournis par LASERDOT.

Pour les composants à la charge de l'ONERA, le projet COME-ON a bénéficié de l'apport d'études amonts faites pour d'autres projets financés par la DRET.

4. DESCRIPTIONS DES ELEMENTS DE L'INSTRUMENT.

L'instrument a fait l'objet, dans un premier temps, d'une pré-étude permettant de le définir [Fontanella 87].

4.1. PRINCIPES DE BASE CHOISIS POUR L'INSTRUMENT.

Comme il a été dit plus haut, le montage a été conçu pour assurer le maximum d'accessibilité aux divers éléments de l'expérience, en particulier pendant la phase de mise au point.

Ce montage est destiné soit au foyer coudé du télescope de 1,52 m de l'Observatoire de Haute Provence, soit au foyer Cassegrain du télescope de 3,6 m de l'ESO au Chili.

Corrigeant une surface d'onde pour les longueurs d'onde du proche infrarouge, la mesure des défauts à corriger se fait dans les longueurs d'onde visibles, où les problèmes liés à la détection, à la limite du bruit de signal, et avec un nombre d'éléments suffisants, peuvent être résolus (voir chapitre 4).

Cette solution permet en plus de ne pas utiliser pour l'analyse de surface d'onde, les photons utiles à l'observation astronomique à la longueur d'onde de l'image corrigée.

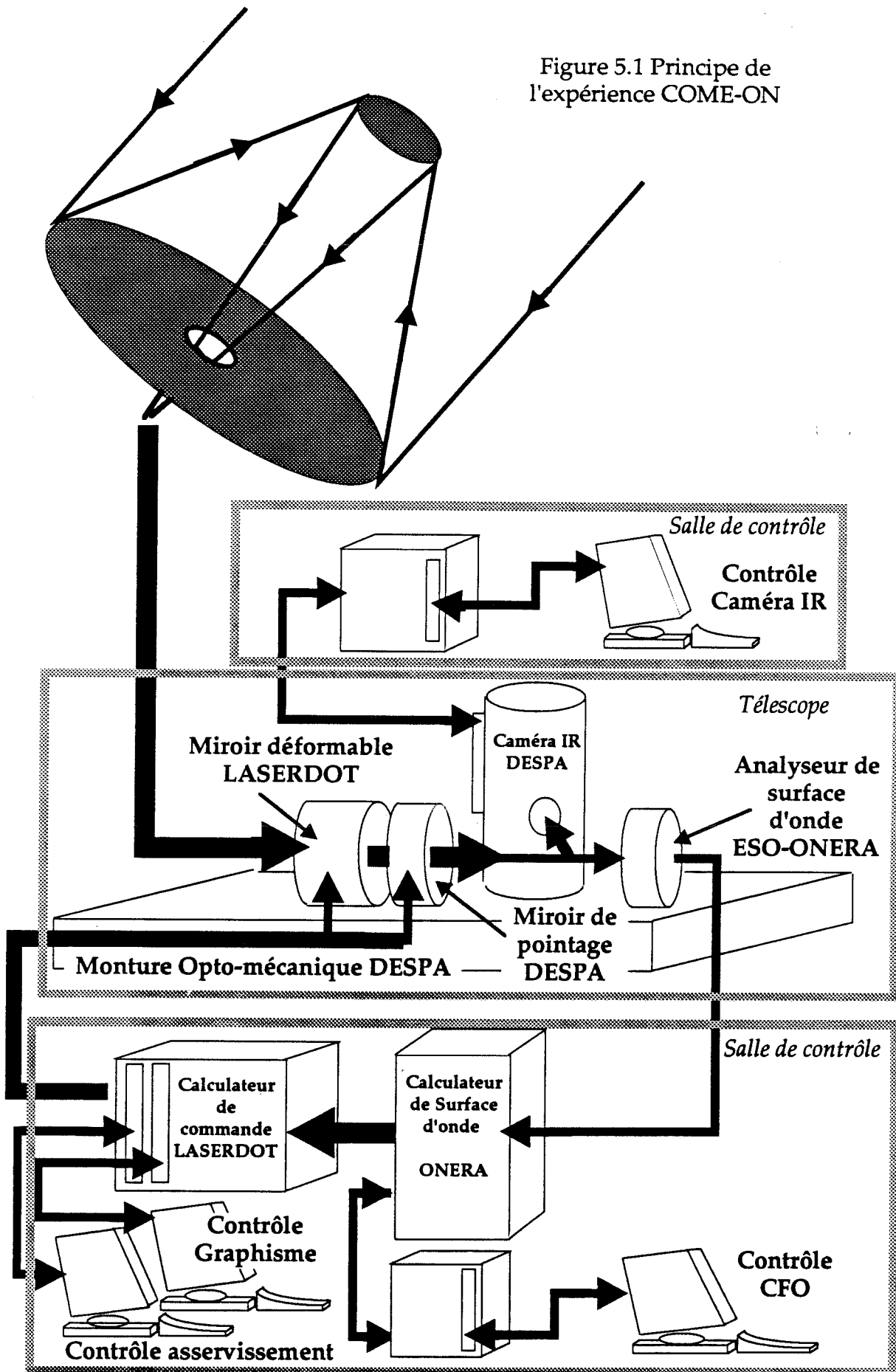
Dans le montage une lame dichroïque sépare une voie infrarouge pour l'imagerie, et une voie visible pour l'analyse de surface d'onde. Ces deux voies peuvent indépendamment pointer un objet hors de l'axe optique de l'expérience. De cette manière il est possible d'obtenir une correction d'une image infrarouge dont la contrepartie visible est inobservable pour l'analyseur de surface d'onde. Un autre objet dans le champ d'isoplanétisme, émettant à ces longueurs d'onde peut être utilisé comme référence.

Il a été d'autre part choisi de séparer la correction des erreurs de basculement de la surface d'onde des autres erreurs d'ordres supérieurs. Ces erreurs sont prises en charge respectivement par le miroir de pointage et le miroir déformable. En effet la correction des erreurs de basculement par le miroir déformable fait perdre à celui-ci une grande partie de la dynamique au bord dont il a besoin pour la correction des modes d'ordres plus élevés. De plus les modes de basculement sont très peu sensibles sur le miroir déformable et ne seront pas bien corrigés.

Il avait été envisagé dans un premier temps d'effectuer la correction des erreurs de basculement par un montage sur deux axes du miroir déformable. Cette solution a été rejetée en raison du poids du système à déplacer. Les complications induites pour satisfaire aux exigences en bande passante de la correction devenaient trop importantes.

Enfin la sortie de la voie imagerie a été choisie à F/35 pour être compatible avec l'instrumentation infrarouge de l'ESO.

Figure 5.1 Principe de l'expérience COME-ON



4.2. ORGANIGRAMME DE L'INSTRUMENT.

Les figures 5.1 et 5.2 donnent l'organisation générale de l'expérience, avec les implications des différents partenaires.

- ◇ Le faisceau perturbé est reçu sur la platine optique à la sortie du télescope.
- ◇ il est corrigé par le miroir déformable,
- ◇ et par le miroir de pointage,
- ◇ pour alimenter la caméra infrarouge (voie IR), qui restitue une image corrigée,
- ◇ et l'analyseur de front d'onde (ASO) (voie visible).
- ◇ Le calculateur de front d'onde (CFO) traite les données fournies par l'ASO, pour restituer le signal d'erreur de la boucle d'asservissement.
- ◇ Ces mesures permettent au calculateur de commande de piloter les deux miroirs de correction.

Un contrôle de la totalité de l'expérience par un ordinateur maître aurait été souhaitable. Les contraintes de budget et de délai de ce projet ne permettaient pas d'uniformiser les moyens informatiques mis en place par les différents instituts.

La caméra infrarouge est contrôlée par un ordinateur dont le microprocesseur est un 68000 Motorola avec pour système d'exploitation OS-9, les logiciels utilisent le langage C.

Le calculateur de front d'onde est géré avec un ordinateur dont le microprocesseur est un 68020 Motorola. Son système d'exploitation est VERSADOS, et les logiciels ont été écrits en FORTRAN.

Le calculateur de commande utilise deux microprocesseurs 68020 Motorola. Ce calculateur est utilisé sans système d'exploitation. Les logiciels sont écrits sur un ordinateur de développement en C sous UNIX.

Le contrôle du télescope est toujours indépendant, il pourrait être envisagé par la suite de lui retourner certains ordres de pointage. Cette fonction n'est pas actuellement prévue.

4.3. SYSTEME OPTIQUE.

Le montage optique a été conçu pour reprendre le foyer Cassegrain F/8 du télescope de 3,6 m de l'ESO au Chili (figure 5.3). Il est dans sa totalité compris dans un plan, pour avoir une expérience sur table dans des conditions aussi proches que possible des conditions de laboratoire. Les spécifications de l'ensemble des composants optiques sont reportées dans le tableau suivant :

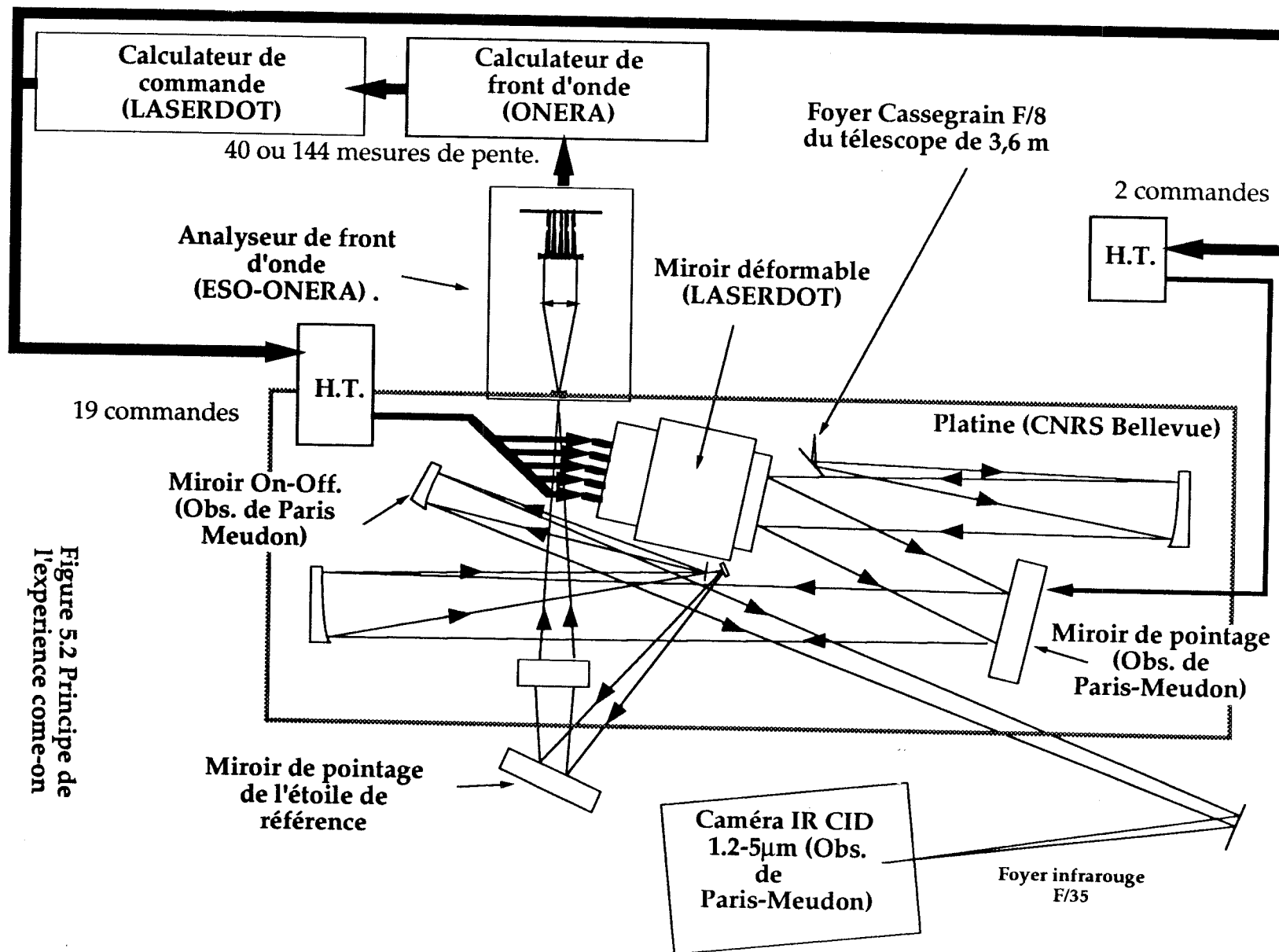


Figure 5.2 Principe de l'expérience come-on

Elément	Focale	Diamètre	Incidence	Asphér.
M _{a1} (OHP)	620 mm	23 mm	3°	0
M _{a2} (OHP)	plan	30 x 22,5	42°	--
M _{a3} (OHP)	130 mm	30 mm	0°	0
M ₁	plan	15 mm	47°	--
M ₂	520 mm	91 mm	6°	-1
M.déf.	plan	125 mm	25°	--
M.point.	plan	80 mm	25°	--
M ₅	520 mm	91 mm	6°	-1
Dichroïque	plan	15 mm	21°	--
ON-OFF	301,3 mm	50 mm	4,8°	-0,394
M ₇	plan	50 mm	selon config.	--
M _{ws1}	plan	15 mm		--
M _{ws2}	plan	50 mm		--
Obj.1 et 2	495 mm	80 mm	0	0

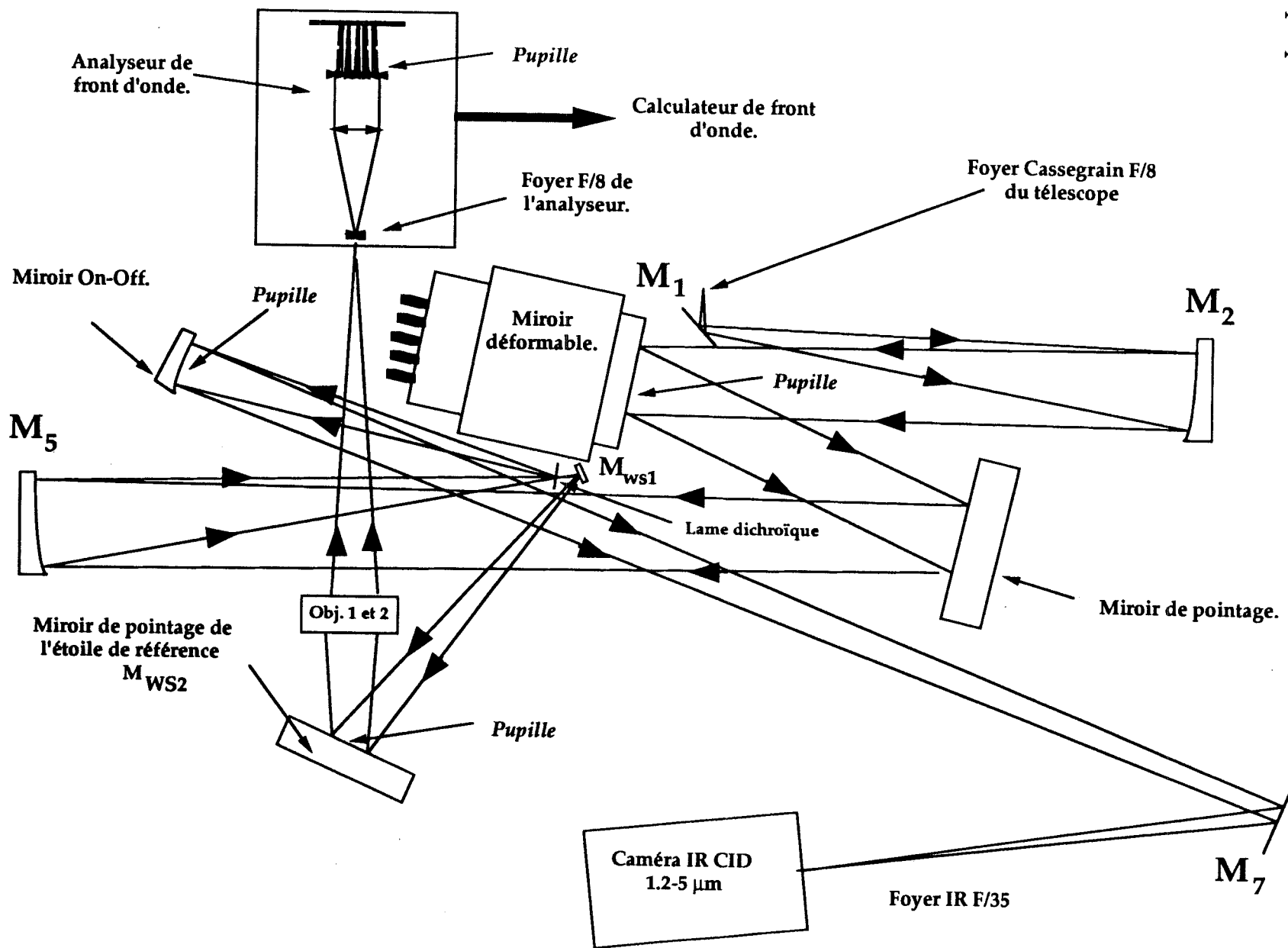
Tableau 5.4 : Caractéristiques des éléments optiques du montage.

a. La partie commune aux voies analyse et imagerie.

Un premier collimateur (M₂) constitué d'une parabole hors d'axe, permet d'obtenir une image de la pupille, en l'occurrence l'image du miroir primaire du télescope, sur le miroir déformable. Le miroir déformable et le miroir de pointage l'un derrière l'autre replient le faisceau se propageant en lumière parallèle à la suite de M₂.

Un second collimateur (M₅) identique au précédent, qui constitue avec M₂ un montage en Z, restitue un foyer F/8. L'avantage de ce type de montage est d'être dépourvu de coma et de distorsion pour des raisons de symétrie, ces aberrations se compensant d'un miroir à l'autre. L'aberration sphérique est supprimée par l'utilisation de paraboles hors axe.

Figure 5.3 Schéma optique de COME-ON



Au voisinage du foyer de M₅ une lame dichroïque sépare les voies visible (par transmission) et infrarouge (par réflexion). Les traitements des lames effectués par MATRA ont été optimisés pour obtenir un maximum de flux à la réflexion à partir d'une longueur d'onde de 1,6 μm , et à la transmission dans la fenêtre du détecteur de l'analyseur de front d'onde. Deux types de traitements ont été réalisés, l'un pour un maximum de transmission au voisinage de 0,75 μm et l'autre pour un maximum au voisinage de 0,55 μm . Les courbes de la figure 5.4 donnent les transmissions des deux lames entre 0,4 et 1,6 μm . Les lames sont taillées légèrement prismatiques et sur la face arrière de ces lames un traitement antireflet évite l'apparition d'images parasites.

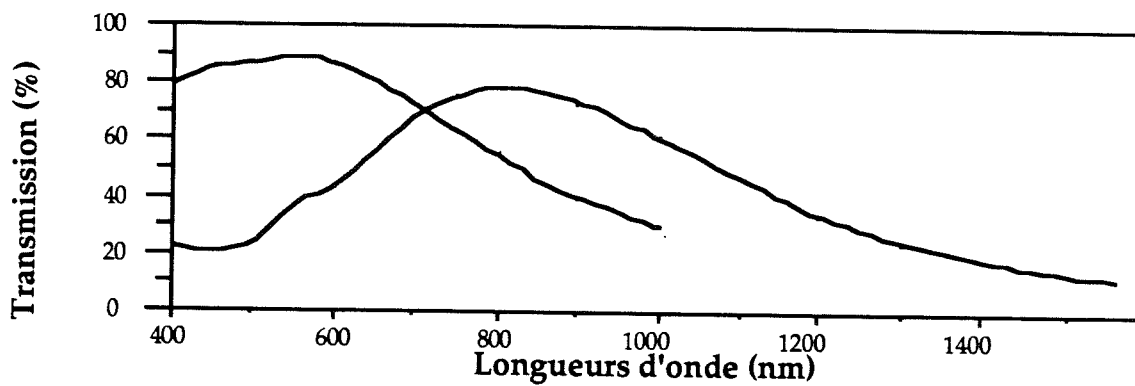


Figure 5.4 Transmission des deux lames dichroïques utilisées pour une incidence de 15° (d'après bon de contrôle MATRA avant livraison).

b. La voie imagerie

Sur la voie imagerie, (voie infrarouge) un miroir elliptique taillé hors d'axe, miroir ON-OFF, permet d'obtenir le rapport d'ouverture de F/35 compatible avec l'instrumentation infrarouge. Nous discuterons dans le paragraphe concernant la caméra infrarouge, l'ouverture effective du faisceau au niveau du détecteur pour échantillonner correctement la tache de diffraction du télescope en fonction des longueurs d'onde utilisées.

Une fonction de ce miroir est d'assurer, par modulation, la soustraction du fond de ciel aux longueurs d'onde où son rayonnement thermique est préjudiciable à l'observation astronomique. Il permet donc de pointer alternativement l'objet observé et une zone du ciel sans source, dont le rayonnement est équivalent à celui de la zone entourant l'objet observé. Le miroir ON-OFF est placé dans le plan d'une image de la pupille du télescope. En effet lorsque ce n'est pas le cas, la pupille, qui est délimitée par un diaphragme froid au voisinage de la caméra, se trouve modulée par le signal provenant de l'environnement thermique du télescope dégradant le signal détecté.

La précision de pointage de ce miroir doit être compatible avec la précision de la correction effectuée dans la boucle d'asservissement puisque ce miroir est lui-même situé en dehors de cette boucle.

Pour conserver un montage compact le faisceau est replié une dernière fois par un miroir plan (M_7) avant d'arriver sur la caméra infrarouge.

c. La voie analyse.

La voie d'analyse (visible) à la sortie de la lame séparatrice est coudée par un premier miroir plan (M_{ws1}), puis par un second (M_{ws2}) dans le plan d'une image de pupille. Ce dernier miroir permet de changer l'objet pointé par l'analyseur de surface d'onde sans modifier les réglages optiques de la voie analyse.

Enfin un objectif de grandissement 1 retourne une image de l'objet de référence à l'entrée de l'analyseur de surface d'onde. Le rapport d'ouverture est $F/8$ à l'entrée de l'analyseur. Cet objectif est constitué de deux doublets identiques montés symétriquement.

d. L'adaptation au télescope.

Lorsque l'expérience est utilisée à un foyer Cassegrain on utilise pour entrer dans l'instrument un miroir plan, M_1 , pour couder le faisceau qui provient du télescope perpendiculairement au plan d'incidence dans le montage.

Utilisé à un foyer coudé, l'instrument nécessite un jeu de miroirs pour adapter l'ouverture du faisceau à l'entrée du montage avec l'ouverture du faisceau à la sortie du télescope. Il est nécessaire de conserver par ce jeu de miroirs les positions de la pupille et du foyer de l'instrument. Un premier miroir sphérique (M_{a1}) donne une image de la pupille sur un miroir plan percé (M_{a2}). Ce miroir renvoie la lumière sur un second miroir sphérique (M_{a3}), qui réfléchit le faisceau avec une ouverture de $F/8$, imageant le foyer dans le plan de M_{a2} pour le traverser. Le plan d'incidence de ces miroirs est confondu avec celui de l'expérience. Le miroir M_1 coude le faisceau pour pouvoir atteindre le collimateur M_2 .

4.4. LE MIROIR DEFORMABLE.

a. Description.

Le miroir déformable réalisé pour ce projet par LASERDOT (figure 5.5), est un miroir à surface continue déformée par 19 actuateurs. Chaque actuateur est un tube piézo-électrique (PZT de type P7-60 de Quartz et Silice) de 85 mm de long et 13 mm de diamètre. L'application d'une tension de ± 1500 volts produit une variation de longueur des actuateurs de $\pm 7,5 \mu\text{m}$. Dans ce domaine de déformation l'effet d'hystérésis est pour ce matériau de quelques pour-cents. La capacité électrique de chaque tube est de 25 nF environ.

La séparation entre les actuateurs est de 17,5 mm. L'arrangement des actuateurs sur la surface du miroir est représenté par la figure 5.6. La circonférence de la pupille de l'instrument imagée sur cette surface se superpose à la dernière couronne d'actuateurs. Le diamètre du miroir est de 125 mm pour un diamètre utile de 70 mm.

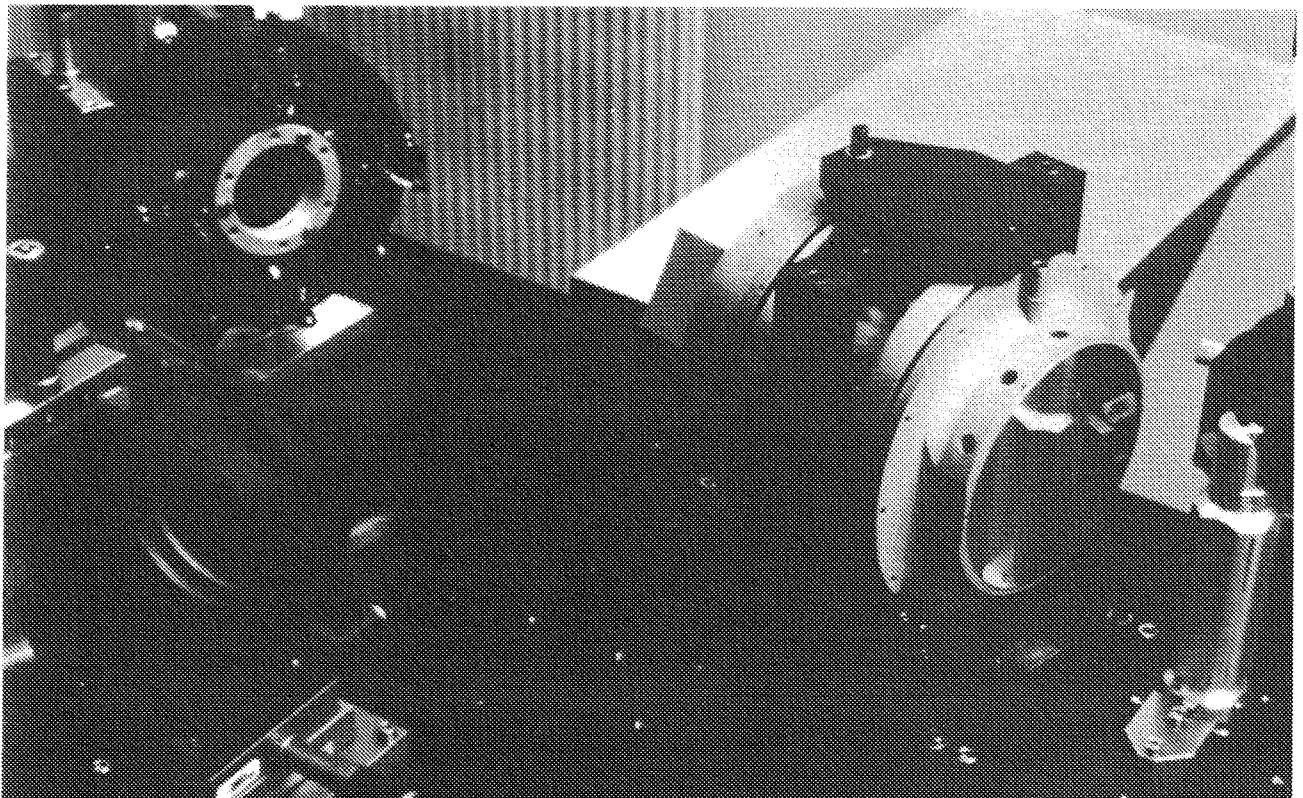
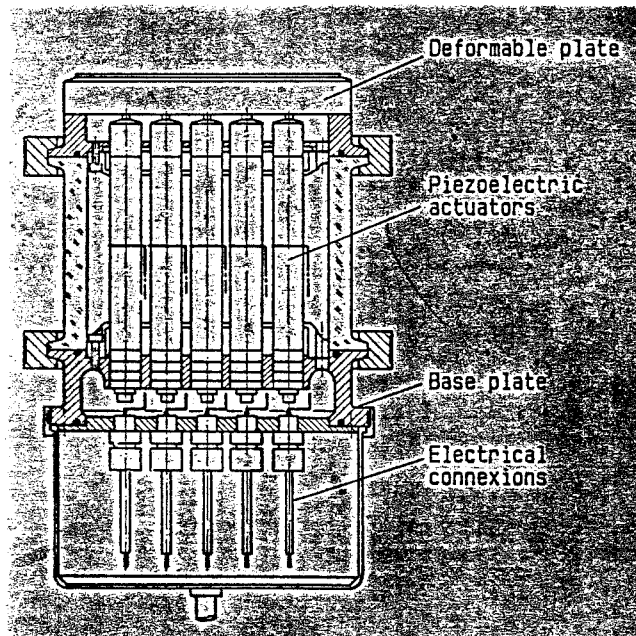
La surface réfléchissante est une plaque de silicium de 1 mm d'épaisseur. Après polissage les défauts résiduels de planéité de la surface du miroir au repos, ont une valeur crête à crête de $\lambda/4$ en chemin optique (à la longueur d'onde d'un laser He-Ne, $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$). La figure 5.7 (photo a) donne un interférogamme du miroir après polissage. Les autres photographies de la figure donnent une idée des amplitudes et du type des déformations que l'on peut obtenir. La photo b correspond à une tension unique de 650 volts appliquée à tous les actuateurs. La dernière photographie (d) correspond à une tension de 650 volts sur le moteur central et sur quatre des moteurs de la couronne extérieure.

Le tableau suivant récapitule les principales caractéristiques du miroir.

◇ Diamètre utile	70 mm
◇ Epaisseur de la plaque déformée	1 mm
◇ Planéité de la face réfléchissante c.c. ($\lambda=0,6328 \mu\text{m}$)	$\lambda/4$
◇ Nombre d'actuateurs	19
◇ Longueur des actuateurs	85 mm
◇ Diamètre des actuateurs	13 mm
◇ Distance entre deux actuateurs	17,5 mm
◇ Course des actuateurs	$\pm 7,5 \mu\text{m}$
◇ Tension de commande	± 1500 volts
◇ Capacité électrique d'un actuateur	25 nF
◇ Première fréquence de résonance	3 kHz
◇ Température d'utilisation	-15/ +30°C

Tableau 5.5 Caractéristiques du miroir déformable.

Figure 5.5 Miroir déformable réalisé par LASERDOT pour le projet COME-ON.



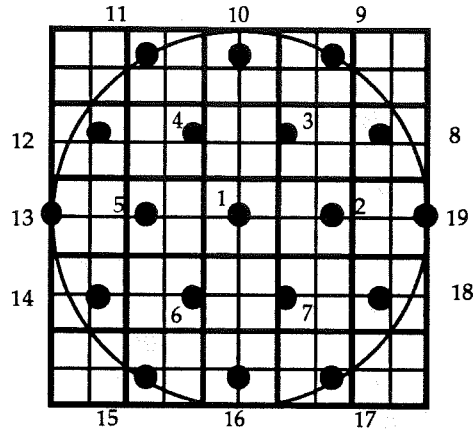


Figure 5.6 Superposition des sous-pupilles de l'analyseur de surface d'onde et des actionneurs du miroir déformable.

b. Conception.

Une modélisation réalisée en 1986, a permis d'ajuster les caractéristiques du miroir, position des moteurs, rigidité de la membrane, diamètre de la plaque encadrée [Boyer 86], [Gaffard & Boyer 87]. Les résultats de cette étude ont permis de déterminer la constante K utilisée dans la formule proposée par Hardy (voir chapitre 4, paragraphe 4). La valeur de la constante pour ce miroir est évaluée ainsi à 0,3. L'étude effectuée a permis d'obtenir la configuration optimum, qui a été choisie.

L'étude a permis aussi de prévoir l'erreur résiduelle sur le front d'onde après correction par ce miroir compte tenu des caractéristiques du miroir et des perturbations induites par la turbulence atmosphérique lors d'une propagation verticale. La loi de déformation de la plaque est approchée par une expression de la forme :

$$\psi = 1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2 + 2 \cdot \left(\frac{x}{R}\right)^2 \cdot \text{Log} \left(\frac{x}{R}\right) \quad 5.1$$

Cette formule représente la loi de déformation d'une plaque encadrée de rayon R au point d'abscisse x. Parallèlement à cette étude a été faite une modélisation aux éléments finis du miroir pour en tester le comportement mécanique. L'étude a tenu compte des écarts de température que le miroir peut subir entre les conditions de laboratoire et les températures basses en observatoire (jusqu'à -15°C). Les coefficients de dilatation thermiques des différents matériaux, constituant le miroir, ont été adaptés pour éviter au plus les déformations de la surface réfléchissante, sous les effets de variations de température.

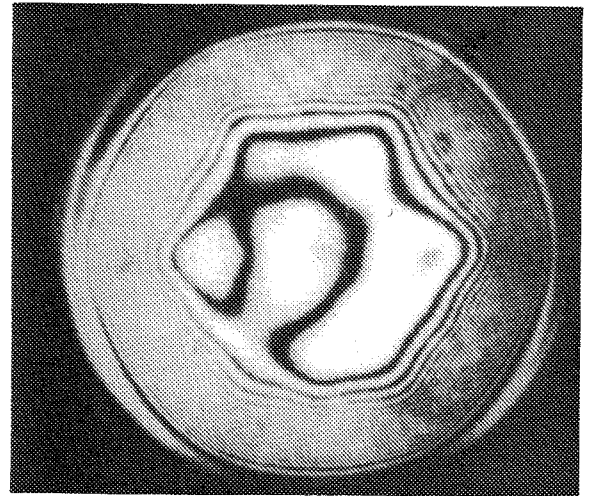
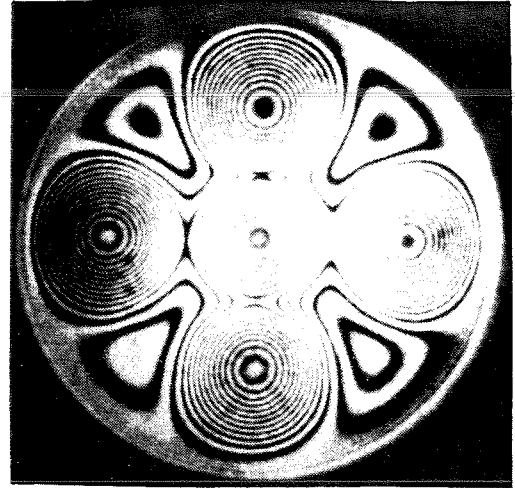
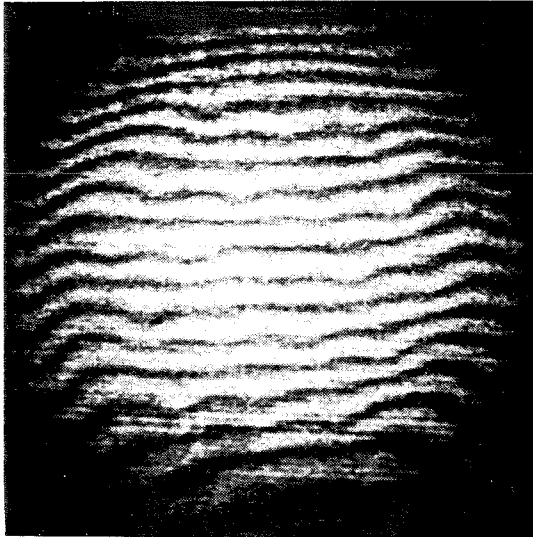


Figure 5.7 Interférogrammes de la surface réfléchissante du miroir déformable après le polissage.

- a : avec tous les actionneurs au repos
- b: avec une tension unique de 650 volts sur tous les actionneurs
- c: avec une tension unique de 650 volts sur l'actionneur central et sur 4 actionneurs de la couronne extérieure.

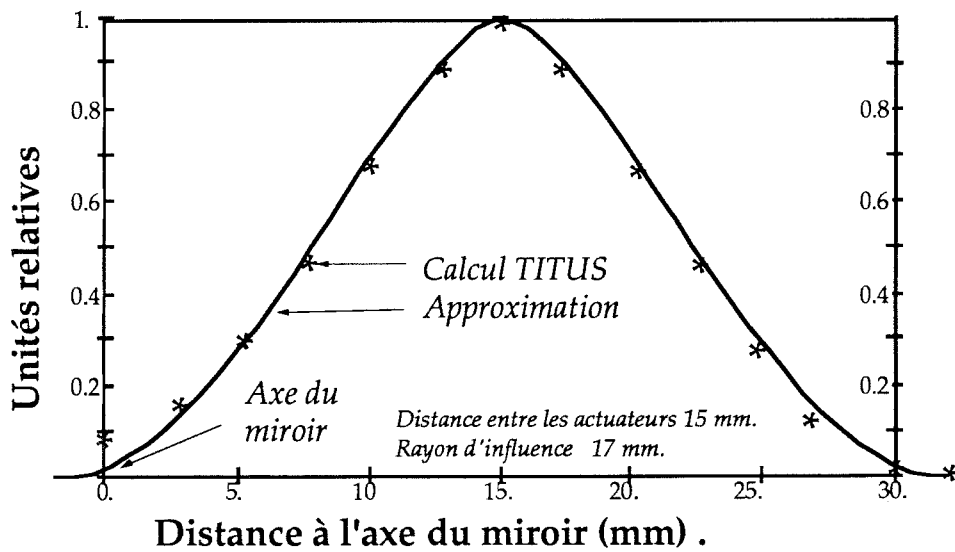


Figure 5.8 Comparaison de la loi de déformation théorique du miroir déformable et des mesures effectivement réalisées à LASERDOT.

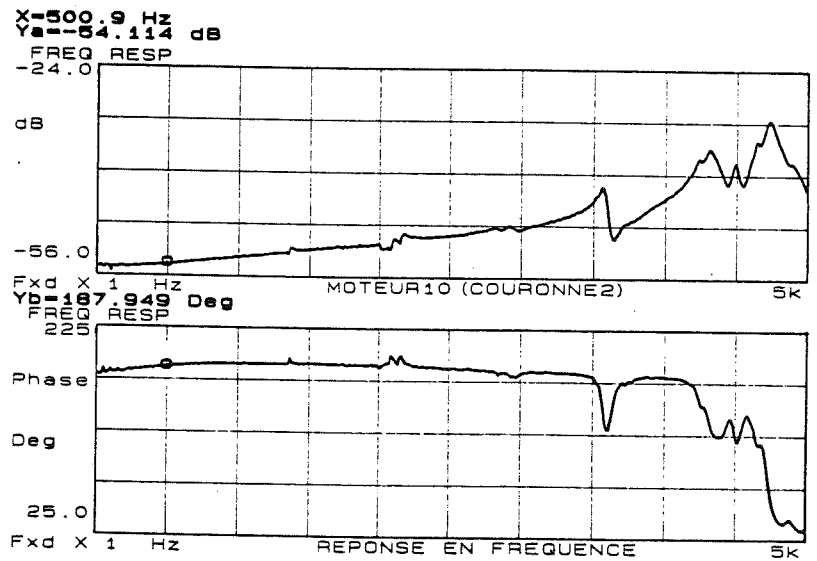
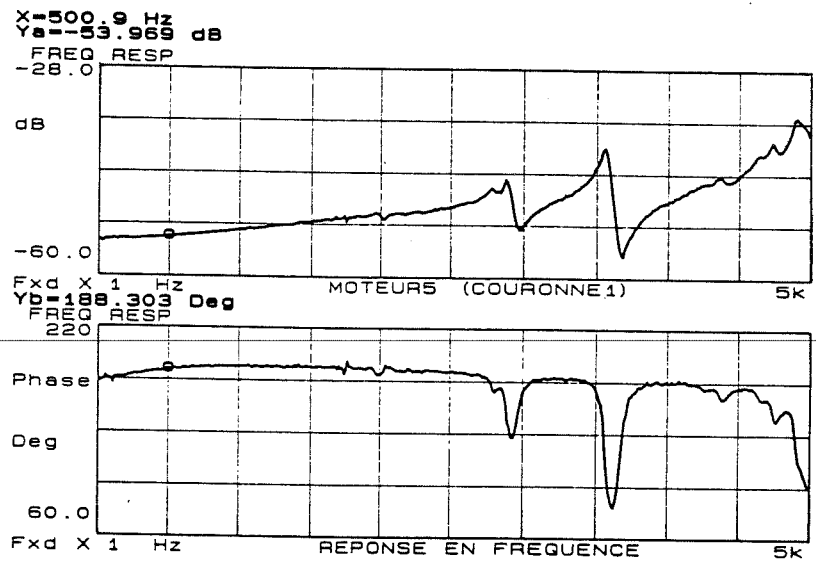
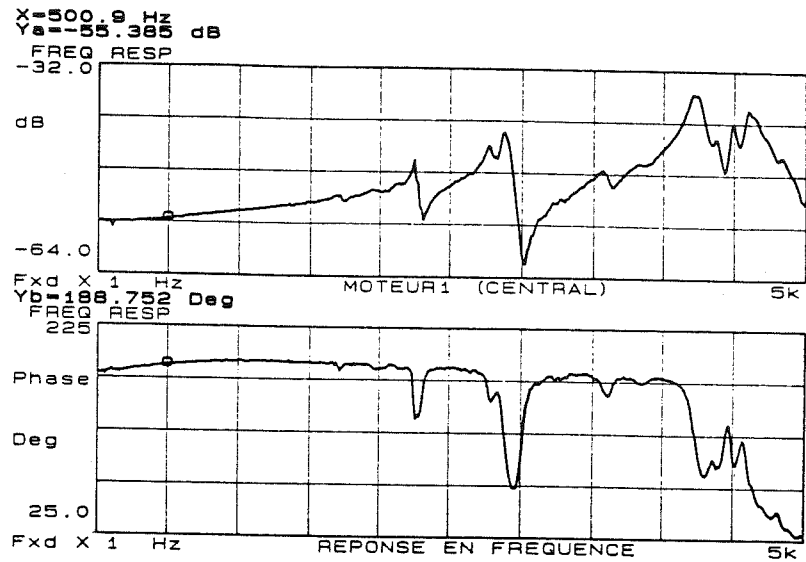


Figure 5.9 Réponse en fréquence des actuateurs 1 (moteur central), 2 (moteur de la première couronne) et 10 (moteur de la seconde couronne). Les courbes représentent respectivement les valeurs du gain et de la phase.

Un dispositif permet d'éliminer les mouvements autres que les tractions et compressions sur la membrane du miroir déformable, qui peuvent perturber la correction du front d'onde.

c. Tests effectués sur le miroir.

Après construction, le miroir a été testé sous plusieurs aspects :

- ◇ mesure de la loi de déformation effective du miroir. On obtient des mesures en accord avec la modélisation. La comparaison du modèle et des mesures effectuées sur le miroir est donnée par la figure 5.8.
- ◇ mesure des fréquences de résonance du miroir à partir d'excitations appliquées sur les différents actuateurs. Les trois courbes de la figure 5.9 donnent les réponses fréquentielles respectivement de l'actuateur central (a), puis d'un actuateur de la première couronne (b) et enfin de la couronne extérieure (c). On voit que la bande passante mécanique du miroir est voisine de 5 kHz, et qu'il apparaît des fréquences de résonance au voisinage de 3 kHz dans le pire des cas pour le moteur central. Cette fréquence est probablement la fréquence de résonance de la plaque encastrée.

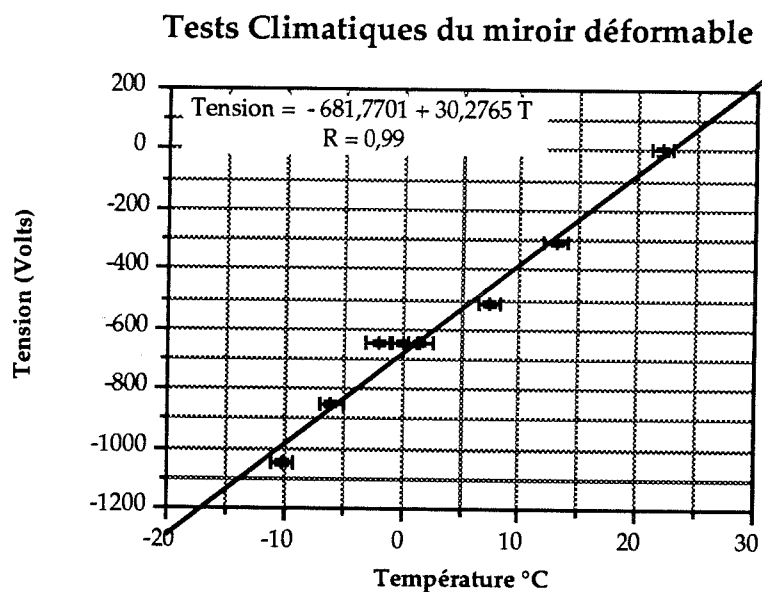


Figure 5.10 Tests climatiques effectués sur le miroir déformable.

- ◇ contrôle de la planéité du miroir sous interféromètre après polissage et un an plus tard. Ce dernier contrôle montre que le seul défaut apparu est un déplacement maximum de $2 \mu\text{m}$ optique de certains des actuateurs. Ce déplacement nécessite d'appliquer sur les actuateurs, des tensions fixes pour obtenir une teinte plate à

l'interférogramme. Les tensions de recalage nécessaires pour obtenir une planéité correcte sont au maximum de 200 volts.

- ◇ contrôle du comportement thermique du miroir en chambre climatique. Ce test est destiné à vérifier l'état de surface du miroir dans les conditions extrêmes de température d'utilisation en observatoire. Le miroir a donc subi plusieurs cycles de température, entre -10 et 20°C. Le contrôle interférométrique du miroir ne laisse pas apparaître de variation de planéité, mais uniquement une translation globale de la surface. Cette translation peut être compensée par une tension unique appliquée à tous les actionneurs. La courbe de la figure 5.10 reporte la tension à appliquer aux actionneurs en fonction de la température pour retrouver la position de repos à température de laboratoire (20°C).

d. Les alimentations haute-tension.

Pour les besoins de l'expérience, des amplificateurs haute-tension existants pour d'autres projets à LASERDOT remplissaient parfaitement les fonctions demandées. Les exigences de ces autres expériences étant plus strictes en terme de bande passante et de course des actionneurs, les spécifications de ce matériel sont même surdimensionnées.

Pour chacune des 19 voies la haute tension est fournie par un amplificateur à tube pouvant délivrer jusqu'à ± 1500 volts.

4.5. LES MIROIRS DE POINTAGE "TILT" ET "ON-OFF".

a. Le miroir de pointage Tilt.

Le rôle de ce miroir est de corriger le basculement global de la surface d'onde induit par la turbulence atmosphérique et les défauts de pointage du télescope. La monture de ce miroir contrôlée par l'asservissement global de l'expérience, est en plus contrôlée par un asservissement local. Cet asservissement permet de :

- ◇ rendre linéaire la réponse des actionneurs qui ont un important effet d'hystérésis,
- ◇ compenser les dérives thermiques des actionneurs,
- ◇ amortir les oscillations transitoires.

En toute rigueur il aurait été souhaitable de placer ce miroir dans le plan d'une pupille. Hors de la pupille ce miroir va générer une modulation de la pupille par les différences de signal reçu du fond thermique pour les longueurs d'onde entre 3 et 5 μm . On rappelle que l'image de la pupille du télescope est limitée par un diaphragme refroidi à la température de l'hélium liquide à proximité du détecteur infrarouge.

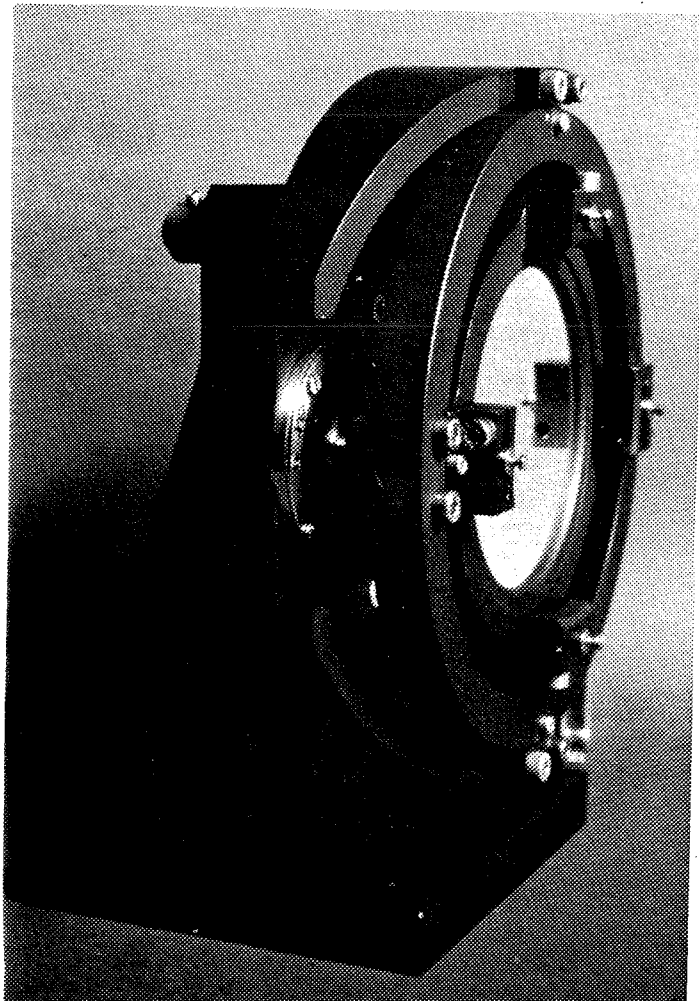


Figure 5.12 Miroir de pointage réalisé à l'Observatoire.

1. Bruit thermique dans un montage infrarouge.

On peut évaluer de la manière suivante le flux parasite généré par un défaut de la pupille. On considère le fond de ciel et l'environnement du télescope comme un corps gris à la température ambiante T . Le flux en nombre de photons par seconde émis par ce corps gris à la longueur d'onde λ est donné par $B(\lambda)$ en fonction de l'émissivité ϵ et de l'étendue géométrique de la configuration G .

$$B(\lambda) = \frac{2 \cdot G \cdot \epsilon \cdot d\lambda}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad 5.2$$

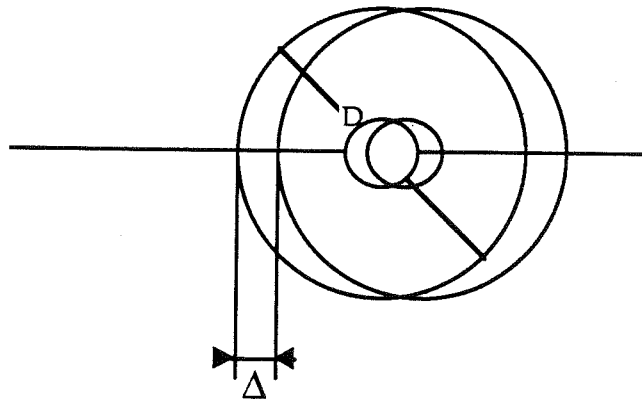
k est la constante de Boltzmann et h la constante de Planck. La modulation de la pupille entraîne une modulation de l'étendue géométrique G .

$$G = \frac{S_{\text{dét.}} \cdot S_{\text{pup.}}}{d^2} = \frac{S_{\text{dét.}} \cdot \pi}{4N^2} \quad 5.3$$

$S_{\text{dét.}}$ est la surface d'un élément de la matrice du détecteur, $S_{\text{pup.}}$ est la surface de la pupille et d la distance pupille-détecteur. N est le nombre d'ouverture de la configuration. Un décalage de Δ de la pupille entraîne une variation de l'étendue géométrique ΔG (figure 5.11) :

$$\Delta G = \frac{S_{\text{dét.}} \cdot \pi}{4N^2} \cdot \left(1 - \frac{2}{\pi \arccos\left(\frac{\Delta}{D}\right)} + \frac{2\Delta}{\pi D \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta}{D}\right)^2}} \right) \quad 5.4$$

Figure 5.11



On néglige ici l'influence du miroir secondaire qui produit une obturation centrale qui sera également modulée.

Deux formes de bruit peuvent être considérées :

- ◇ le miroir primaire n'est pas parfaitement propre et le fait d'utiliser une zone différente du miroir en fonction du pointage entraîne des variations d'émissivité. Cette variation d'émissivité sera $\epsilon \approx 1\%$.
- ◇ une autre source de bruit est celle qui apparaît lorsque pupille et diaphragme froid ne se correspondent plus, laissant apparaître le rayonnement thermique de l'environnement. On peut pour en évaluer l'importance estimer que ce rayonnement provient d'un corps noir, ayant une émissivité $\epsilon \approx 10\%$.

On ne considère ici que ce dernier cas qui est le plus défavorable. Le nombre de photons parasites effectivement détectés doit tenir compte du rendement quantique du détecteur à la longueur d'onde considérée $\eta_{\text{det}}(\lambda)$. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de flux, en nombre de photons, pour deux valeurs du décalage de la pupille (0,5% et 0,05%). Les rendements quantiques qui y sont reportés sont ceux de la caméra infrarouge dédiée à l'expérience. Un rapport Δ/D de 0,5% correspond pour notre montage à un décalage de la pupille de 35 μm sur le miroir de pointage. Ce défaut est atteint pour un décalage angulaire de l'ordre de 5 secondes d'arc sur le ciel dans le cas d'un télescope de 3,6 mètres.

λ (μm)	1,67	2,2	3,8	4,75
$\delta\lambda$ (μm)	0,27	0,36	0,6	0,4
η_{det}	< 8%	8%	20%	20%
$\Phi_{0,05\%}$ (ph)	--	--	13	60
$\Phi_{0,5\%}$ (ph)	--	--	126	600

Tableau 5.6 Perturbations introduites par un décalage de la pupille par rapport au diaphragme froid.

Dans le cas d'une observation à 10 μm ce flux atteint 10^4 photons par seconde. Aux longueurs d'onde qui nous intéressent on peut considérer que ce bruit n'est pas gênant. Pour éviter ce défaut il faudrait refaire sur ce miroir de pointage une image de la pupille du télescope, ce qui nécessiterait au moins un miroir supplémentaire dont le rayonnement thermique serait plus important que ces valeurs.

Il serait possible aussi de refroidir l'ensemble du montage optique, au prix d'une complication considérable.

2. Caractéristiques.

La rotation du miroir est assurée par un montage de type double cardan, dont les axes de rotation sont des pivots flexibles (bendix). Les deux axes de rotation sont dans le plan du miroir.

Deux actionneurs par axe de type bilames piézo-électriques permettent d'obtenir les rotations. Ces actionneurs sont montés en opposition (l'un pousse lorsque l'autre tire) de manière à utiliser une tension de commande unique. Ce montage limite les effets de résonance. La course de ces actionneurs est de 100 μm pour une tension de commande 1000 volts. La capacité électrique de chaque actionneur est 35 nF. L'effet d'hystérésis important (15%), et les effets thermiques sur les actionneurs (2,3 $\mu\text{m}/^\circ\text{C}$), sont corrigés par l'asservissement local du miroir.

Les caractéristiques du montage sont les suivantes :

◇ Diamètre du miroir	80 mm	
◇ Epaisseur du miroir	20 mm	
◇ Amplitude de rotation mécanique	400 sec.d'arc	1,9 mrad
◇ Amplitude sur le ciel (1,52m OHP)	20 sec.d'arc	
◇ Amplitude sur le ciel (3,6m ESO)	9 sec.d'arc	
◇ Résolution mécanique	$\pm 0,1$ sec.d'arc	$\pm 5 \cdot 10^{-7}$ rad
◇ Résolution sur le ciel (1,52m OHP)	$\pm 0,005$ sec.d'arc	
◇ Résolution sur le ciel (3,6m ESO)	$\pm 0,002$ sec.d'arc	
◇ Bande passante en boucle fermée (-3dB)		
sur l'axe vertical	130 Hz	$\varphi = -130^\circ$
sur l'axe horizontal	190 Hz	$\varphi = -102^\circ$
◇ Temps de réponse à un échelon de 5 sec.d'arc (10%-90%) (figure 5.12)		
sur l'axe vertical	3 ms	
sur l'axe horizontal	2 ms	

Tableau 5.7 Caractéristiques du miroir de pointage destiné à la correction des erreurs de basculement.

La figure 5.13 donne la réponse temporelle à un échelon de 5 et 25 secondes d'arc de rotation du miroir sur chacun des axes. La figure 5.13 bis donne les fonctions de transfert des deux axes. La fréquence de résonance de la partie mobile interne de la monture à cardan est de 520 Hz, les fréquences de résonance de l'ensemble des deux parties mobiles sont 247 Hz et 330 Hz.

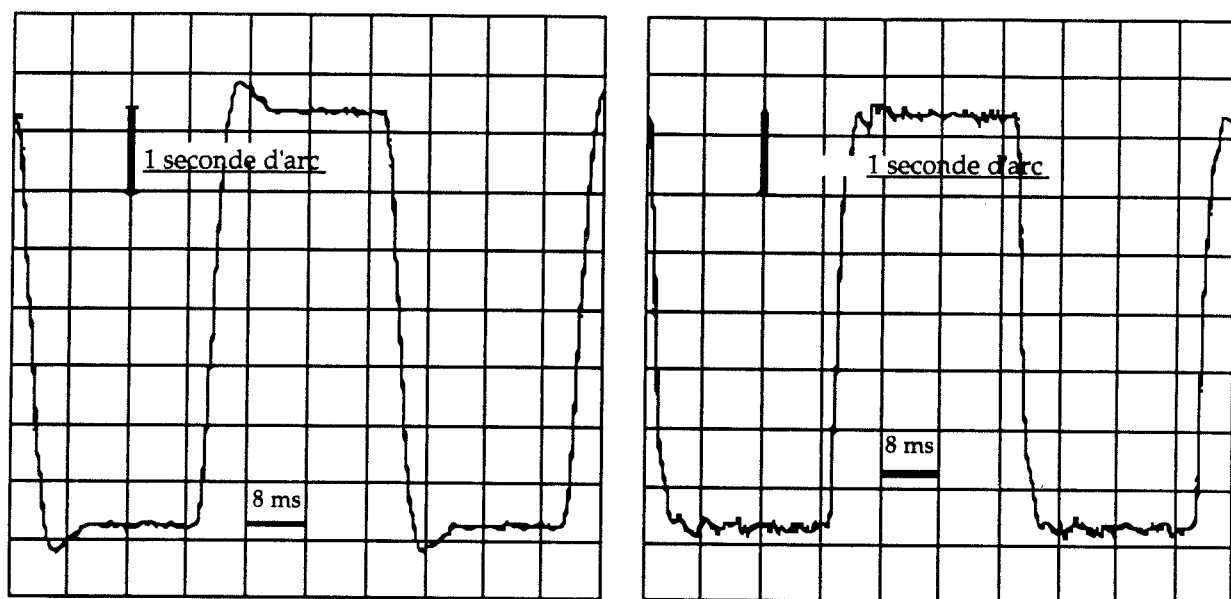


Figure 5.13 Réponse à un échelon des deux actionneurs du miroir de pointage : à droite des actionneurs de la couronne intérieure et à gauche de la couronne extérieure.

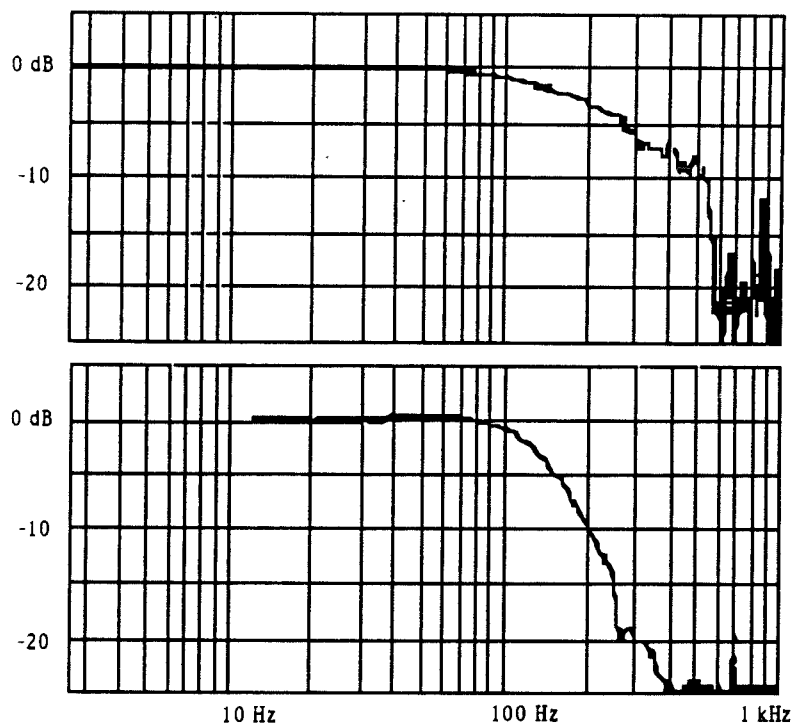


Figure 5.13 bis. Fonction de transfert des actionneurs du miroir de pointage tilt pour la couronne intérieure en bas, et pour la couronne extérieure, au-dessus.

3. Contrôle et asservissement.

La commande angulaire de chaque axe, effectuée par les bilames est contrôlée par deux capteurs de déplacements (LVDT Schaevitz), fonctionnant en différentiel pour réaliser une vraie mesure angulaire.

Une électronique est associée au montage du miroir pour effectuer l'asservissement local de sa position. L'entrée de cette électronique reçoit les signaux de commande analogique compris dans un domaine de ± 10 volts, fournis par le calculateur de commande.

Le schéma de principe de l'asservissement local de la monture est donné par la figure 5.14.

b. Le miroir "ON-OFF".

Ce miroir situé en dehors de la boucle d'asservissement a une double fonction. Il permet de pointer la zone du champ d'isoplanétisme de l'expérience que l'on veut observer, en s'écartant du centre du champ défini par l'étoile de référence sur laquelle le système est asservi. Il permet aussi d'effectuer la fonction de soustraction de fond de ciel, indispensable à l'observation aux longueurs d'onde infrarouge où le fond de ciel apporte une contribution significative au signal observé.

Comme il est situé en dehors de la boucle d'asservissement, les contraintes pour la précision du montage de ce miroir sont très sévères. Les principes mécaniques généraux de ce montage sont identiques à ceux du miroir de pointage décrit au paragraphe précédent. La seule différence de principe est que ses actuateurs sont de type haut parleur. Ils sont comme précédemment montés en opposition. Les bobines de ces moteurs sont solidaires des parties mobiles du montage à cardan, et les noyaux aimantés en terre rare sont placés sur l'embase fixe du montage.

Ce dispositif est asservi en position, de manière à assurer la qualité de pointage requise. Les caractéristiques de cet élément sont données dans le tableau 5.7.

Le mode d'observation avec ce miroir est le suivant. Lorsque le système est asservi sur l'étoile de référence, on cherche en modifiant le pointage du miroir, l'objet que l'on veut observer. A partir de cette position il est choisi, dans son entourage immédiat, une zone du ciel dépourvue d'objet détectable. Ces deux positions repérées, des images sont enregistrées alternativement sur chacune d'elles. Le contrôle peut être manuel en phase de recherche, ou piloté par l'ordinateur de gestion de la caméra, en phase d'enregistrement d'images.

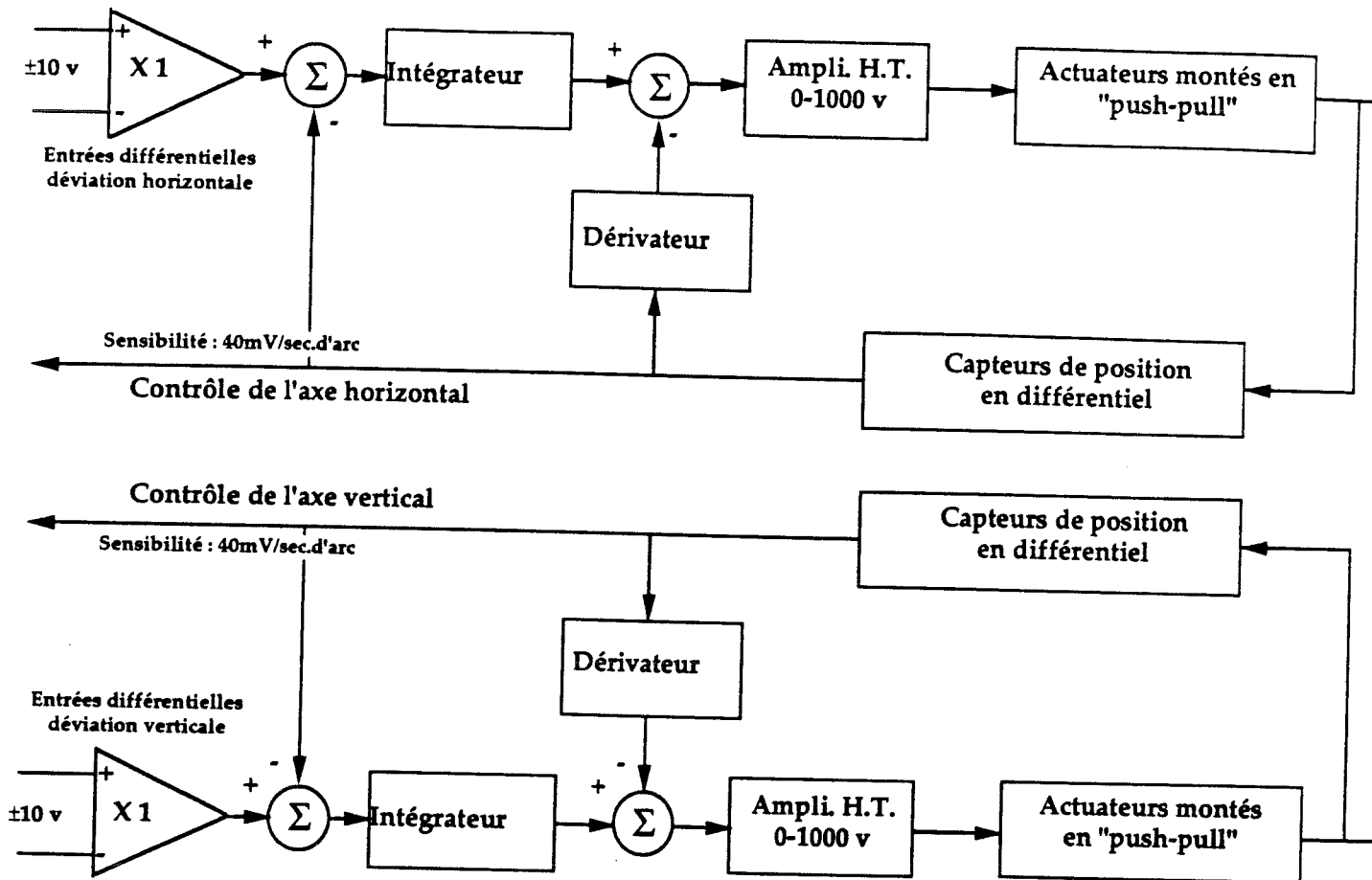


Figure 5.14 Asservissement local du miroir de pointage Tilt.

Diamètre du miroir	50 mm	
Épaisseur du miroir	25 mm	
Amplitude mécanique	2500 sec.d'arc	0.012 rad
Amplitude sur le ciel (1,52 m OHP)	160 sec.d'arc	
Amplitude sur le ciel (3,6 m ESO)	70 sec.d'arc	
Résolution mécanique	±0,1 sec.d'arc	5.10 ⁻⁷ rad
Résolution sur le ciel (1,52 m OHP)	0,003 sec.d'arc	
Résolution sur le ciel (3,6 m ESO)	0,0013 sec.d'arc	
Dynamique	12500	
Bande passante en boucle fermée (-3dB)	240 Hz	
Temps de commutation (10%-90%)	2 ms	
Rebondissement maximum	3%	
Tension de commande	±10 volts	
Sensibilité	8 mvolt/sec.d'arc	

Tableau 5.7 Caractéristiques du miroir de pointage ON-OFF destiné à la soustraction du fond de ciel.

4.6. L'ANALYSEUR DE SHACK-HARTMANN.

Un premier analyseur de surface d'onde a été conçu et réalisé par l'ESO. Au cours des essais en laboratoire cet analyseur a été remplacé par un montage réalisé au DESPA selon le principe des analyseurs développés à l'ONERA. De nouvelles matrices de micro-lentilles ont été fournies par l'ONERA. Les composants mécaniques proviennent de LASERDOT ou du DESPA. Les caractéristiques du premier analyseur ne convenaient pas car les micro-lentilles, de trop grande longueur focale, ne permettaient pas de mesurer les défauts du miroir avant son recalage statique. Les défauts de recalage du miroir sont, on le rappelle, de 2 μm . On a vu au chapitre 4 que l'analyseur doit pouvoir mesurer des défauts de l'ordre de $\pm 2\lambda$ pour la longueur d'onde de correction. Le premier analyseur ne permettant pas de mesurer ce défaut, j'ai défini et réalisé ce second montage.

a. L'analyseur ESO.

Ce dispositif comporte deux voies, l'une avec 5x5 sous-pupilles et l'autre avec 10x10 sous-pupilles. Une translation mécanique permet de permuter les deux voies. Les matrices de micro-lentilles des deux voies ont les mêmes caractéristiques. Pour chaque configuration l'adaptation est faite par une optique intermédiaire modifiant le diamètre de la pupille sur la matrice de micro-lentilles, cette optique ayant pour effet d'en changer la longueur focale.

Le diamètre de chaque micro-lentille est de 1 mm. Leur longueur focale est approximativement de 170 mm. Par l'optique associée dans le montage cette longueur devient approximativement 250 mm dans la configuration 5x5. D'après le chapitre 4 cette focale ne permet une analyse que pour des valeurs de r_0 supérieures à 15 cm.

L'analyseur comporte sa propre source de calibration, qui est une diode électroluminescente fibrée émettant à $0,8 \mu\text{m}$. Un cube séparateur permet de superposer une image de la sortie de la fibre sur l'image de l'objet observé, moyennant une perte de 10% sur le flux incident de cet objet.

Le détecteur est une matrice RETICON de 100×100 photodiodes. L'espace entre deux détecteurs élémentaires (pixels) est de $60 \mu\text{m}$, et la surface collectrice est $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Le taux de remplissage est donc de 70%. Ce détecteur est couplé à deux étages intensificateurs de proximité, sans galette de micro-canaux (PROXITRONIX) montés en cascade. L'intérêt des amplificateurs de proximité est de ne pas introduire de distorsion sur l'image qu'ils transmettent. L'absence de micro-canaux permet de ne pas perdre de photo-électrons lors de l'intensification (cf chapitre 4). Un inconvénient est leur faible gain, ce qui explique la nécessité de placer deux étages en cascade dans le montage.

Nous donnons au paragraphe c. un résumé de l'étalonnage de l'ensemble du détecteur [Conan 89]. Le premier étage d'amplification étant tombé en panne après la première nuit de tests à l'Observatoire de Haute Provence, ces informations ne constituent qu'une indication et ne permettent pas une confrontation aux observations sur le ciel, puisque tout laisse supposer que ce composant était déjà défectueux lors de la première nuit.

Ces deux intensificateurs ont été remplacés en cours d'observation à l'OHP par un tube de seconde génération RTC 1410, prêté par l'ONERA. Il comporte une photocathode de type S20R optimisée pour les longueurs d'onde rouges. Son maximum de sensibilité est pour une longueur d'onde voisine de $0,650 \mu\text{m}$. Le gain de ce composant, obtenu par une galette de micro-canaux, peut atteindre 750 en tenant compte du rendement quantique de la photocathode. En cours d'utilisation il a été observé que les impacts au foyer de chaque micro-lentille avaient marqué cet intensificateur. Il est difficile de chiffrer la perte due à cette détérioration, peut être un facteur 2.

b. L'analyseur utilisé pour les observations.

◇ Principe [Fontanella 85].

Un objectif reprend le faisceau ouvert à F/8 que lui fournit le banc pour en faire un faisceau parallèle dont la section s'inscrit dans le carré défini par la matrice de détecteurs ($6 \times 6 \text{ mm}^2$). La matrice de micro-lentilles est placée à proximité du foyer image de cet objectif dans le plan de l'image de la pupille de l'instrument. Connaissant le nombre de sous-pupilles requis, les caractéristiques de cette matrice de micro-

lentilles sont déterminées par les dimensions du faisceau, et la sensibilité requise pour l'expérience.

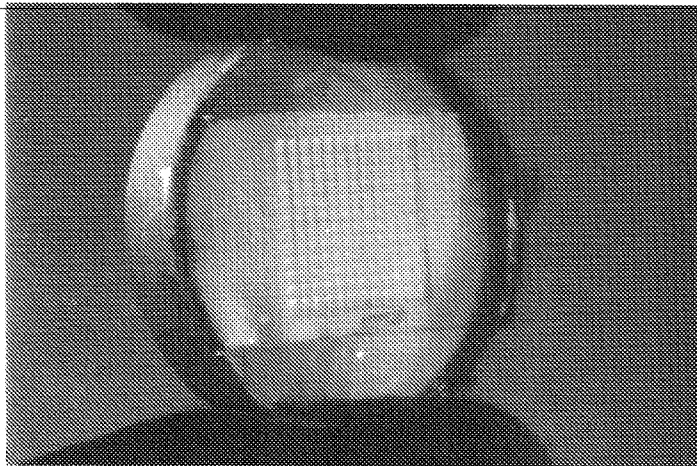
◇ **Micro-lentilles.**

Pour les besoins des observations à l'OHP la focale doit être de l'ordre de 100 mm (voir chapitre 4). La configuration retenue de 5x5 sous-pupilles conduit à un diamètre de chaque lentille de 1,2 mm pour utiliser la totalité de la surface du détecteur. Le procédé de calcul du centre de gravité de la tache, impose de choisir une fenêtre fixe sur le détecteur.

Deux jeux de micro-lentilles ont été réalisés, de longueur focale respective 120 mm et 60 mm.

Les matrices de micro-lentilles de l'ONERA sont obtenues à partir d'un moule, dans lequel des empreintes sphériques sont réalisées par pressage au moyen d'une bille [Rousset et al 86]. Le moulage se fait avec une résine optique, le composant est ensuite collé sur une lame de verre. Les paramètres permettant de faire varier les caractéristiques des lentilles sont :

- ◇ le diamètre de la bille,
- ◇ la pression exercée pour réaliser l'empreinte,
- ◇ la différence d'indice de réfraction entre la résine et l'air.



Matrice de micro-lentilles, réalisée à l'ONERA.

Les distances focales que l'on peut ainsi obtenir, sans avoir un rayon de courbure trop important pour la face de sortie, sont de l'ordre de quelques dizaines de millimètres, typiquement jusqu'à 30 mm. Pour obtenir des focales plus grandes il faut contre-coller le moulage avec une autre résine d'indice différent, entre deux lames de verre. Ici, pour la calcul de la focale, on fait intervenir la différence d'indice entre les deux résines.

Dans ce type de micro-lentilles l'espace entre deux lentilles est réduit, assurant un excellent taux de remplissage. Un inconvénient est que le composant peut être

prismatique, induisant une déflexion du faisceau qui peut être compensée par une translation de la matrice de détecteurs dans son plan.

◇ **Monture mécanique.**

L'ensemble de l'optique de l'analyseur est monté sur trois translations, pour permettre de faire coïncider le foyer de l'analyseur (foyer objet de l'objectif collimateur) avec le foyer restitué par le montage optique de l'expérience. La matrice de micro-lentilles au foyer image de l'objectif peut être traduite dans son plan pour se superposer correctement à l'image de la pupille. La matrice peut également tourner autour de son axe de révolution, permettant de mettre en coïncidence l'orientation des sous-pupilles avec l'orientation des actuateurs du miroir déformable, et avec l'orientation des axes de rotation du miroir de pointage.

A l'entrée de l'analyseur une lame de mylar permet de superposer une source de calibration à l'image de l'objet observé. Cette source de calibration est une diode fibrée émettant à $0,85 \mu\text{m}$. L'extrémité de la fibre peut elle-même se déplacer en translation selon trois directions, pour permettre la superposition et la focalisation.

Le support du détecteur comporte trois translations pour compenser d'une part un éventuel effet prismatique de la matrice de micro-lentilles et pour s'adapter aux différentes longueurs focales imposées par les conditions de l'expérience.

c. Mesures en laboratoire de la réponse du détecteur.

Des mesures complètes ont été faites en laboratoire pour tester les deux étages d'amplification et la matrice RETICON par un stagiaire de l'Ecole Supérieure d'Optique que j'ai encadré pour ce travail [Conan 89].

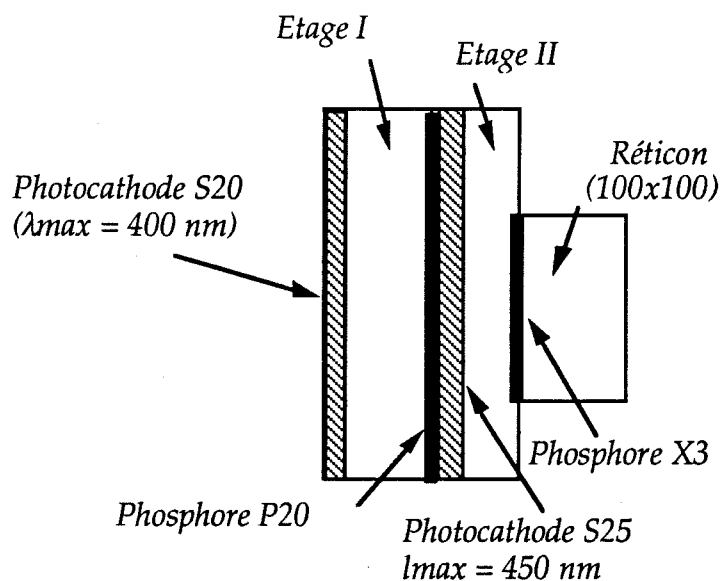


Figure 5.15 Détecteur à transfert de charges intensifié de l'analyseur de surface d'onde fourni par l'ESO.

Les étages d'amplification sont des intensificateurs de proximité (figure 5.15) composés de :

- ◇ une photocathode de type S20, avec un maximum de sensibilité à $0,4 \mu\text{m}$ pour le premier étage, et de type S25 avec un maximum de sensibilité à $0,45 \mu\text{m}$ pour le second étage,
- ◇ un espace réduit où est appliquée la haute tension pour amplification, sans galette de micro-canaux,
- ◇ un phosphore de type P20 conventionnel pour le second étage et de type X3 rapide pour le premier,
- ◇ une galette de fibres permettant d'assurer la liaison avec le composant suivant. Une huile optique effectue le contact et l'adaptation d'indice entre les deux étages et entre la matrice de détecteurs et le dernier étage.

Le choix des composants a été fait pour leur adaptation mutuelle. Le second étage comporte en plus une galette de fibres en entrée pour assurer la liaison avec l'étage précédent. Le phosphore X3 a été choisi pour sa courbe d'émission proche de la courbe de sensibilité de la seconde photocathode. Ce choix n'est pas vraiment justifié de ce point de vue, compte tenu de la faible sensibilité du X3. Le phosphore P20 a été choisi quant à lui pour être associé à la matrice de détecteurs (courbe du silicium).

La figure 5.16 donne le gain mesuré des deux étages en fonction de la tension appliquée sur l'étage d'amplification pour une longueur d'onde de $0,75 \mu\text{m}$. La figure 5.17 donne le gain mesuré en fonction de la longueur d'onde pour une tension d'alimentation de 25 volts. La figure 5.18 représente la sensibilité spectrale mesurée des deux étages pour un gain maximum (tension de 25 volts). De cette courbe est déduit le rendement quantique des photocathodes reporté sur la même figure (figure 5.18).

Les courbes des figures 5.19 et 5.20 donnent le gain combiné des deux étages alimentés par une même tension, en fonction de cette tension à $0,75 \mu\text{m}$ et en fonction de la longueur d'onde pour une tension de 25 volts.

Ces résultats montrent un maximum de sensibilité pour une longueur d'onde de $0,4 \mu\text{m}$ (maximum de la sensibilité de la photocathode d'entrée) et un gain saturé à partir de 20 volts. Le gain maximum des deux intensificateurs combinés est de l'ordre de 300 à $0,75 \mu\text{m}$.

Les courbes de la figure 5.21 représentent la sensibilité spectrale des phosphores utilisés dans les deux intensificateurs telles qu'elles sont données par le constructeur. Enfin la courbe 5.22 donne la sensibilité spectrale mesurée de la matrice de détecteurs. Le bruit de lecture de la cible dans l'état actuel des choses est masqué par le bruit prédominant de l'électronique. L'équivalent de ce bruit exprimé en nombre de photo-électrons est sans doute compris entre $3 \cdot 10^4$ et $3 \cdot 10^5$. Ce bruit a été évalué à 7,1 mv en valeur moyenne.

**GAINS MESURES
DES ETAGES 1 ET 2**

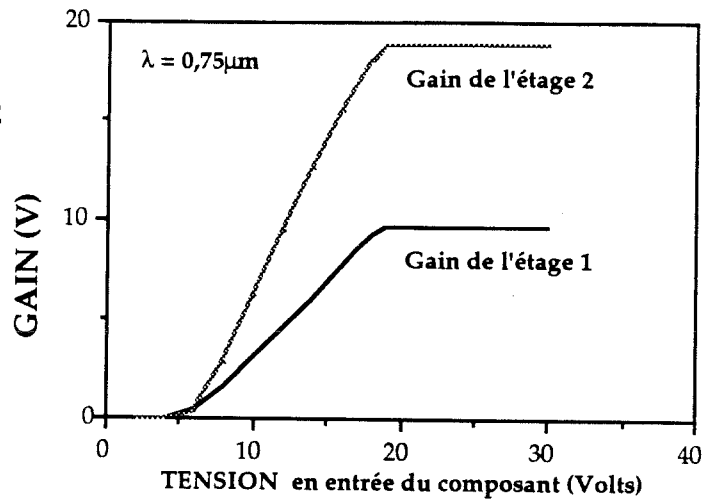


Figure 5.16

**GAINS MESURES
DES ETAGES 1 ET 2**

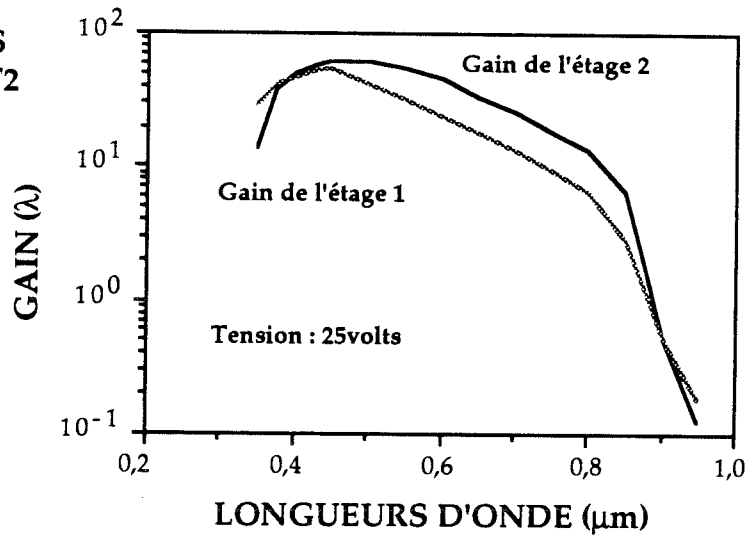


Figure 5.17

**SENSIBILITES
MESURES DES
ETAGES 1 ET 2**

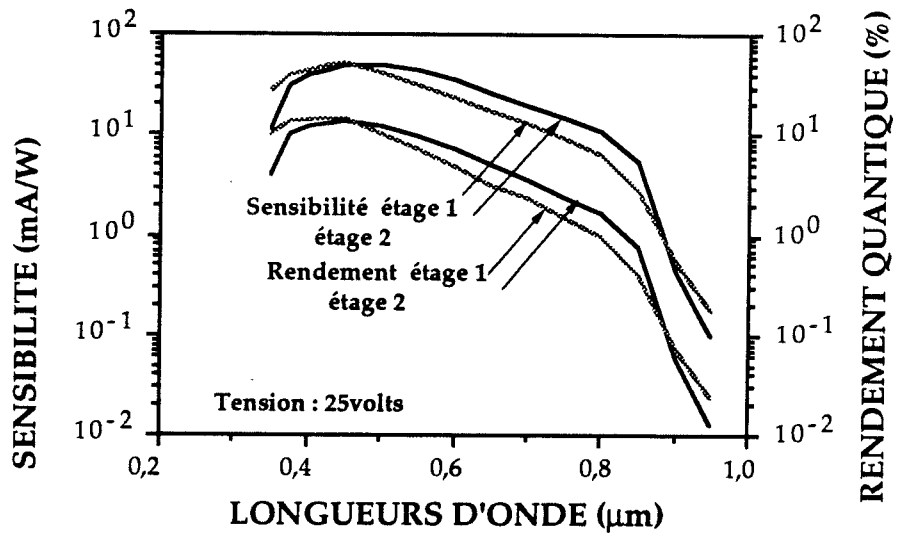


Figure 5.18

GAIN MESURE DES DEUX ETAGES EN CASCADE

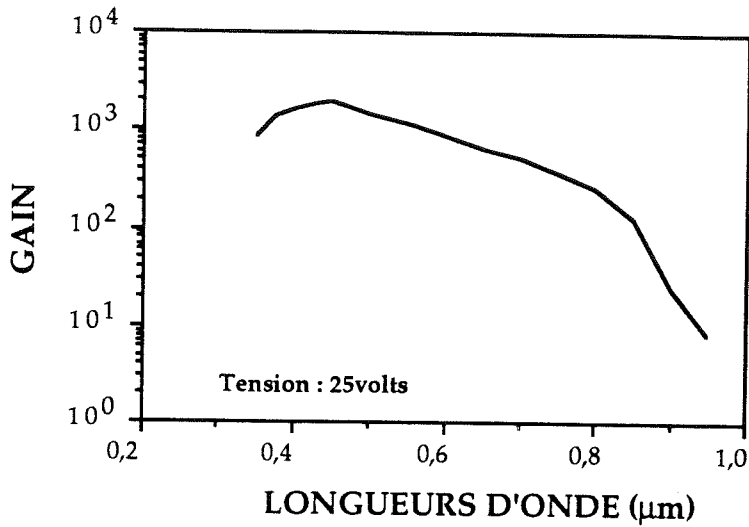


Figure 5.19

GAIN MESURE DES DEUX ETAGES EN CASCADE

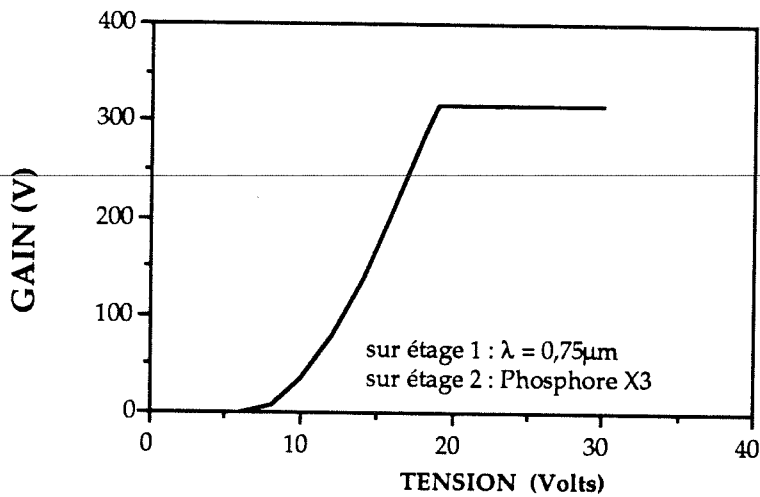


Figure 5.20

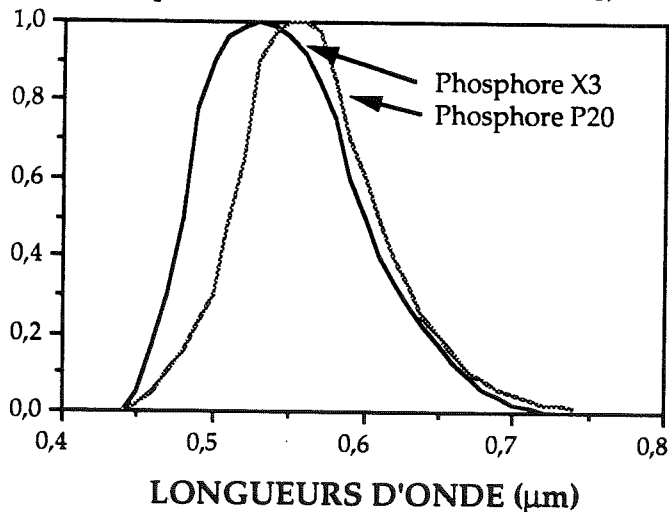
EMISSION SPECTRALE RELATIVE DES PHOSPHORES
(d'après documentation PROXITRONIC)

Figure 5.21

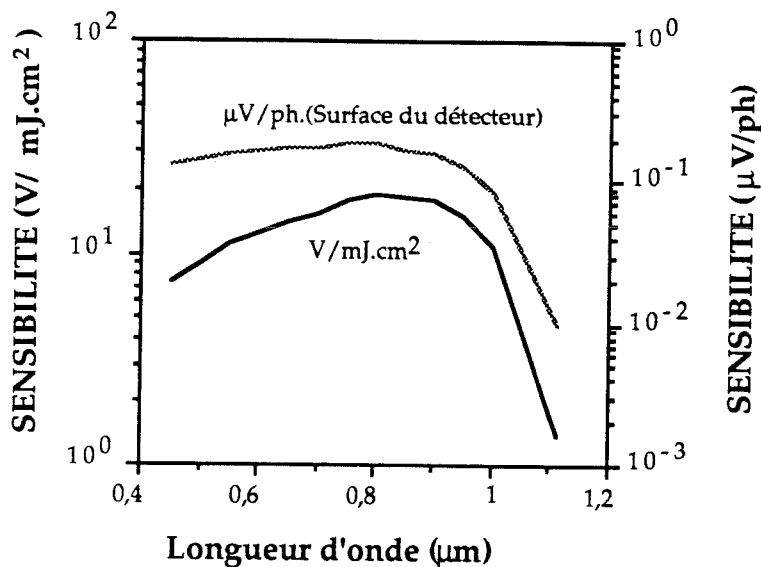


Figure 5.22 Sensibilité mesurée de la matrice RETICON en considérant le flux reçu par la surface de chaque pixel sur un temps de pose de 100 ms.

Les mesures ci-dessus ne font pas apparaître les bruits des étages d'amplification qui ne sont pas tout à fait négligeables. Pour les composants utilisés ces bruits correspondent, d'après la documentation PROXITRONIC, à une dizaine de photo-événements par sous-pupille dans le cas le moins favorable. On a vu qu'une analyse, qui nécessite une précision de mesure des écarts de phase de $\pi/7$ [Fontanella 86], conduit à un éclaircissement minimum sur la surface de chaque sous-pupille de 25 photo-événements. Le bruit des étages d'amplification a été considéré comme négligeable dans l'analyse du chapitre 4. Dans les expériences faites par la suite, ce bruit sera négligeable par rapport à celui apporté par la matrice de détecteurs.

Enfin les mesures faites ont mis en évidence les grandes constantes de temps de récupération de l'un des phosphores (P20). Le temps nécessaire, pour passer de 90% à 10% d'émissivité du phosphore, lorsque l'on coupe le flux en entrée de l'intensificateur, est de 10 ms. Cette valeur, égale au temps de pose utilisé pour chaque trame, affecte la bande passante globale de l'asservissement (voir chapitre 6). Le temps de réponse n'est pas mesurable avec les moyens que nous avons utilisés pour ces tests, dans le cas du second phosphore de type X3.

L'ensemble de ces mesures a permis une évaluation des éclaircissements détectables par l'analyseur de front d'onde utilisé au foyer du télescope de 1,52 m à l'OHP et de 3,6 m à l'ESO.

Ainsi dans le cas de l'OHP, avec un analyseur de surface d'onde de 10×10 sous-pupilles, l'utilisation des résultats ci-dessus dans un calcul analogue à celui fait au

chapitre 4 donne une magnitude limite de 5,5. Le calcul ne tient compte, pour la transmission optique du montage, que de la transmission de la lame dichroïque.

La lame initialement réalisée, avait été étudiée pour une photocathode de type S20R optimisée pour le rouge aux alentours de $0,7 \mu\text{m}$. Ici le maximum de sensibilité est proche de $0,45 \mu\text{m}$. La seconde lame a été réalisée par MATRA pour obtenir une meilleure transmission global. Cette seconde lame permet un gain d'une magnitude.

Dans les conditions expérimentales de l'OHP avec 5x5 sous-pupilles, la magnitude limite pour obtenir une précision de mesure de $\pi/7$ est de :

$$m_v = 8$$

en ne tenant compte que de la transmission optique de la lame dichroïque. Pour l'ensemble télescope/montage il faut enlever 1,5 magnitude. De plus le calcul fait ici ne tient pas compte du bruit apporté par le rapport d/r_o dans les sous-pupilles. Nous verrons au chapitre suivant les valeurs effectivement atteinte dans la pratique.

Une évaluation équivalente donne, dans le cas de l'ESO sur le télescope de 3,6 m, avec un analyseur de 5x5 sous-pupilles, une magnitude limite :

$$m_v = 10$$

sans tenir compte de la transmission optique du montage et du rapport d/r_o dans les sous-pupilles.

4.7. CALCULATEUR DE FRONT D'ONDE.

Ce calculateur réalisé par l'ONERA, permet de traiter le signal video fourni par la matrice de détecteurs de l'analyseur de front d'onde pour obtenir le vecteur des mesures des pentes dans les sous-pupilles utilisées. Les fonctions de ce calculateur câblé de type "pipe line" sont exécutées en série sur chaque trame vidéo lue. Le calculateur peut traiter jusqu'à 1,2 Mégapixels par seconde. Le schéma de principe de ce calculateur est donné figure 5.23.

Les paramètres du calculateur sont initialisés au moyen d'un ordinateur associé. Les logiciels de dialogue pour la programmation des mémoires du calculateur sont écrits en ASSEMBLEUR. La gestion globale est programmée en FORTRAN. Le système d'exploitation est VERSADOS.

Un premier étage réalise après digitalisation sur 12 bits du signal vidéo son égalisation, pour corriger les inhomogénéités, de gain et de courant d'obscurité de la matrice de détecteurs. Cet étage retourne le signal corrigé S_c pour chaque pixel à partir du signal brut S :

$$S_c = \frac{S - S_0}{S_{max} - S_0}$$

avec S_0 le signal d'obscurité, S_{\max} le signal obtenu avec un éclairage utilisant le maximum de la dynamique du détecteur. Le résultat du calcul est codé sur 12 bits. Une zone mémoire de cet étage contient la valeur de S_0 et une autre celle de $1/(S_{\max} - S_0)$. La programmation de cet étage affecte le contenu de ces mémoires.

Un second étage réalise les trois sommes suivantes sur la surface dédiée à chaque sous-pupille :

$$C_1 = \sum_i \sum_j S_{ij} \times p_i \quad 5.6$$

$$C_2 = \sum_i \sum_j S_{ij} \times p_j \quad 5.7$$

$$C_3 = \sum_i \sum_j S_{ij} \quad 5.8$$

La première somme correspond au calcul du centre de gravité dans la direction horizontale, la seconde dans la direction verticale, et la dernière calcule l'éclairement reçu par la sous-pupille pendant le temps d'intégration. Le résultat des calculs est codé sur 20 bits.

Pour chaque sous-pupille les résultats de ces calculs sont dirigés sur une zone mémoire associée respectivement à C_1 , C_2 et C_3 . Le nombre de sous-pupilles par ligne et par colonne est déterminé lors de la programmation de cet étage.

Les coefficients p_i et p_j sont introduits lors de l'initialisation du calculateur. Ils sont identiques d'une sous-pupille à l'autre, mais peuvent être modifiés en fonction de i et de j .

Un dernier étage calcule la position de la tache pour chaque sous-pupille, en effectuant le calcul $\frac{C_1}{C_3}$ et $\frac{C_2}{C_3}$. L'inverse de C_3 est obtenu à partir de valeurs tabulées stockées en mémoire par programmation. La pente locale de la surface d'onde est obtenue par soustraction des positions de référence précalibrées correspondant à une onde incidente non-perturbée. Le résultat est un mot de 16 bits. La sortie de ce dernier étage se fait sur une carte d'acquisition de données du calculateur de commande.

L'ordinateur VERSADOS associé au calculateur peut traiter des données par arrêt sur image (arrêt synchrone) ou en temps réel.

J'ai passé plusieurs mois à l'ONERA pour la mise au point du calculateur de front d'onde et pour écrire une partie de ses logiciels d'initialisation et d'exploitation.

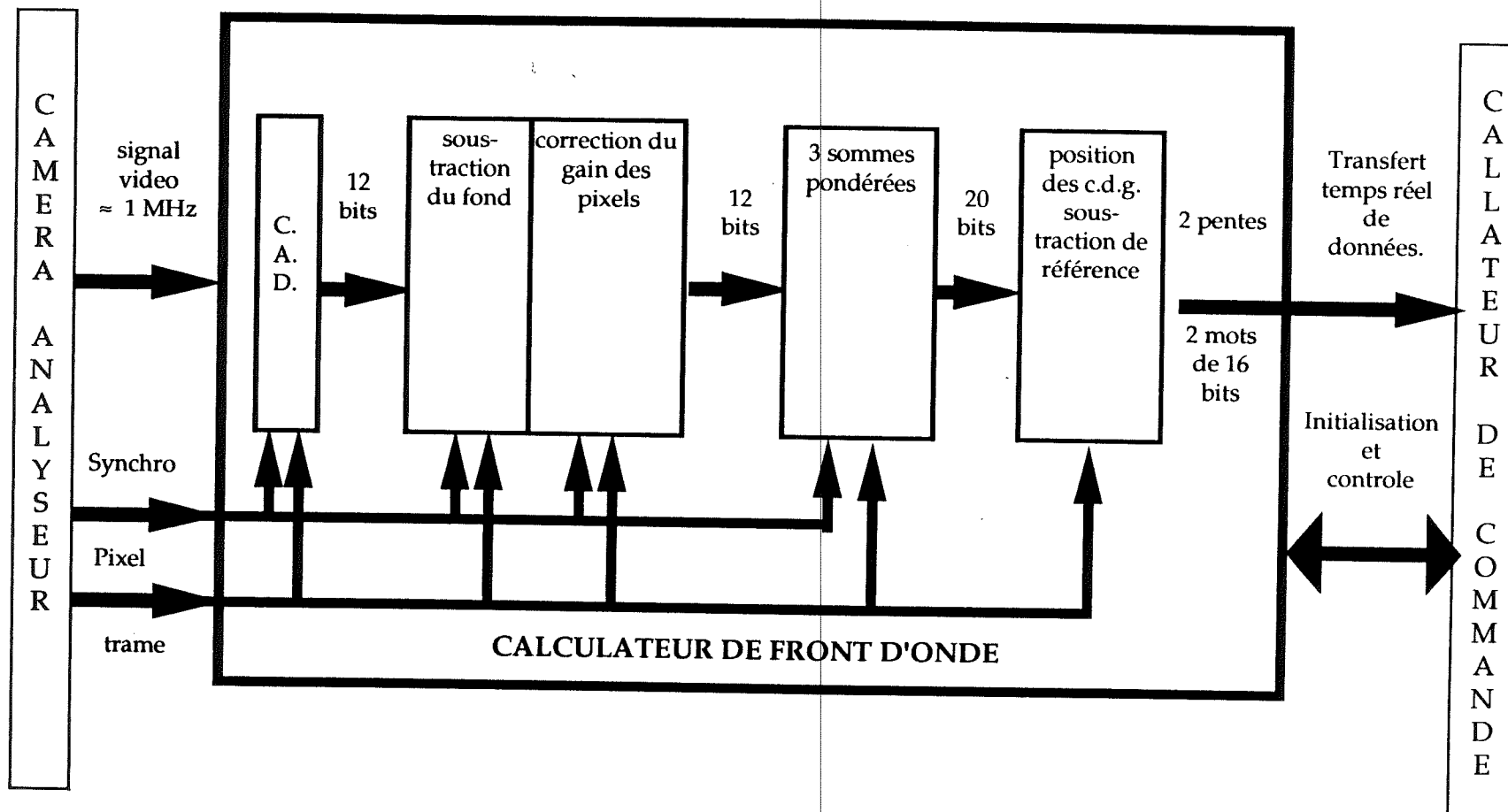


Figure 5.23 Calculateur de surface d'onde réalisé par l'ONERA.

4.8. LE CALCULATEUR DE COMMANDE.

Le calculateur de commande est basé sur un microprocesseur 68020 Motorola travaillant avec une fréquence d'horloge de 25 MHz. La carte qui supporte ce processeur (MVME 133-XT Motorola) est implantée sur bus VME (VERSA MODULE EUROCARD). La tâche de ce processeur est de réaliser le calcul matriciel pour obtenir la valeur des tensions de commande à partir des mesures du front d'onde.

Une seconde carte (MVME 319) permet de gérer les périphériques, lecteurs de disquettes. L'acquisition des données se fait sur une carte Motorola MVME 340-A, pouvant acquérir à chaque séquence d'horloge un mot de 16 bits.

Trois cartes de conversion digitale analogique (DATEL 628) assurent la jonction avec les amplificateurs haute-tension du miroir déformable et du miroir de pointage.

Un second microprocesseur (MVME 133-1), gère les fonctions de graphisme utiles au contrôle des différentes fonctions, par une carte graphique (MVME 390-A).

4.9. LOGICIELS.

a. La commande et la gestion de l'expérience.

Deux logiciels sont implantés sur le calculateur de commande. L'un permet de piloter le miroir déformable et le miroir de pointage Tilt, l'autre permet un contrôle graphique, en cours d'expérience, des ordres de commande ou des mesures effectuées par l'analyseur. Ces logiciels effectuent des tâches d'initialisation et de test des différentes cartes du calculateur.

Ils fixent à la mise en route les conditions de l'expérience : nombre de moteurs à commander, tensions maximum à utiliser pour la commande, nombre de sous-pupilles de l'analyseur et nombre de sous-pupilles non valides.

L'accès aux différents modules des logiciels et à leur initialisation se fait par menu déroulant, d'une utilisation extrêmement conviviale.

1. Le logiciel de commande.

Plusieurs fonctions permettent l'initialisation de la commande :

◇ Enregistrement de la mesure du front d'onde qui servira de référence pour l'asservissement. Les mesures effectuées en cours d'observation seront soustraites à cette référence. Cette référence peut être stockée sur une disquette et restituée pour une session ultérieure.

◇ Mesure de la matrice d'interaction, et calcul de la matrice de commande. La matrice d'interaction est obtenue en activant alternativement tous les moteurs en mesurant l'effet produit sur l'analyseur de front d'onde. Cette matrice mesurée peut aussi être stockée et restituée. Le calcul de la matrice de commande effectue le filtrage

des modes qui ne seront pas commandés par le miroir déformable : le mode piston et les deux modes de basculement.

◇ Calcul des tensions de recalage pour obtenir une surface plane sur le miroir. L'application de ces tensions sera utile pour observer un objet avec l'asservissement inactivé. Ce mode d'observation est indispensable pour évaluer l'efficacité de l'optique adaptative par comparaison avec le mode asservi. Ces tensions peuvent être évaluées à partir d'une onde plane de référence à l'entrée du montage optique et permettent ainsi d'en corriger les défauts résiduels. Elles peuvent également être évaluées à partir d'une moyenne sur un certain nombre d'acquisitions avec l'analyseur de front d'onde sur le ciel. Cette seconde procédure permet de tenir compte des défauts du télescope pour les corriger. Il est aussi possible d'enregistrer ces tensions de recalage pour les utiliser ultérieurement pour le traitement des données.

L'asservissement peut se faire en utilisant l'un ou l'autre ou les deux miroirs actifs du montage. Il est possible d'en adapter les gains, pour ajuster la bande passante. Il est possible de conserver les 1000 dernières mesures et commandes, la *file circulaire*, pour permettre un traitement a posteriori de l'image corrigée, et surtout pour la détermination des conditions expérimentales. L'enregistrement de ces données est également possible si l'asservissement n'est pas utilisé. Les commandes enregistrées sont alors celles qu'il aurait fallu appliquer pour réaliser une correction.

2. Le contrôle du graphisme.

Le second logiciel implanté sur la carte du calculateur dédiée à la gestion du graphisme permet de visualiser des états de fonctionnement des miroirs actifs et de l'analyseur de surface d'onde :

◇ visualisation en temps réel de la position des centres de gravité au foyer de chaque sous-pupille, après leur calcul par le calculateur de front d'onde.

◇ visualisation en temps réel des tensions appliquées sur chacun des moteurs, en statique ou avec l'asservissement accroché.

◇ visualisation en temps réel de la forme du miroir sous contraintes.

b. L'utilisation du calculateur de front d'onde.

Sur l'ordinateur lié au calculateur de front d'onde sont implantés les logiciels de programmation du calculateur, d'aide au réglage de l'expérience et de mesure des conditions de turbulence. Ces logiciels sont écrits en FORTRAN et en ASSEMBLEUR dans l'environnement du système d'exploitation VERSADOS.

Lors de l'initialisation, il est effectué un contrôle des fonctions et le chargement de tous les paramètres utiles au calculateur de front d'onde : nombre de pixels du détecteur, valeurs du fond et du gain des éléments du détecteur ainsi que l'identification des pixels morts, nombre de sous-pupilles, sous-pupilles effectivement

utilisées, coefficients pour le calcul des centres de gravité, table pour le calcul des inverses.

Des fichiers de données contiennent les paramètres pour une condition de manipulation fixée. La modification des paramètres de l'expérience ne nécessite pas de recompilation mais uniquement la modification de ces fichiers de données.

L'aide au réglage permet une visualisation du signal video du détecteur de l'analyseur, pendant les phases de réglage.

Les logiciels d'étude de turbulence, permettent une mesure de la valeur de r_0 et l'évaluation de τ_0 (cf chapitre 6) soit à partir d'une série de trames consécutives soit à partir de trames enregistrées en mode d'arrêt synchrone, qui réalise un arrêt sur chacune des trames enregistrées, pour r_0 uniquement. Les trames utilisées peuvent être enregistrées pour une analyse a posteriori des conditions. Les fichiers stockés sont compatibles avec l'ensemble des logiciels de traitement développés à l'ONERA dans le cadre de l'analyse de surface d'onde : reconstruction de front d'onde, décomposition en modes de Zernike, reconstruction de la Fonction de Transfert de Modulation, éventuellement déconvolution d'une image enregistrée en synchronisation.

4.10. LA CAMERA INFRAROUGE.

L'environnement de la caméra IR est une duplication de la caméra CIRCUS, caméra infrarouge du CFHT [Lacombe 89]. La figure 5.24 donne le principe du pilotage de la caméra. La gestion globale se fait au moyen d'un processeur 68 000 en salle de contrôle. Une liaison de type RS232 permet de dialoguer avec un processeur esclave Z80 qui gère les tâches locales sur le télescope : mouvement de la roue porte-filtres, gestion de l'électronique de lecture, gestion de la visualisation temps réel. Les données sont transférées du télescope au ordinateur en salle de contrôle par une fibre optique. Les préamplificateurs et les registres à décalage se trouvent dans le cryostat.

Cette caméra utilise une matrice de 32x32 détecteurs InSb à lecture par injection de charges (CID : Charge Injected Device) fabriquée par la SAT (Société Anonyme de Télécommunications). La distance entre deux pixels est de 70 μm . Le taux de remplissage est de 73%. La lecture est faite sur 32 lignes parallèles avec double échantillonnage. La caméra fonctionne à la température de l'hélium liquide. Dans l'enceinte froide se trouve la cible, la roue porte-filtres, le diaphragme froid et l'optique permettant d'adapter la focale et d'obtenir une image de la pupille sur le diaphragme froid.

Le tableau suivant donne les caractéristiques des filtres utilisés et les rendements quantiques du détecteur pour les longueurs d'onde équivalentes. Le tableau donne également la limite de diffraction à ces longueurs d'onde pour un télescope de 1,52 m et de 3,6 m.

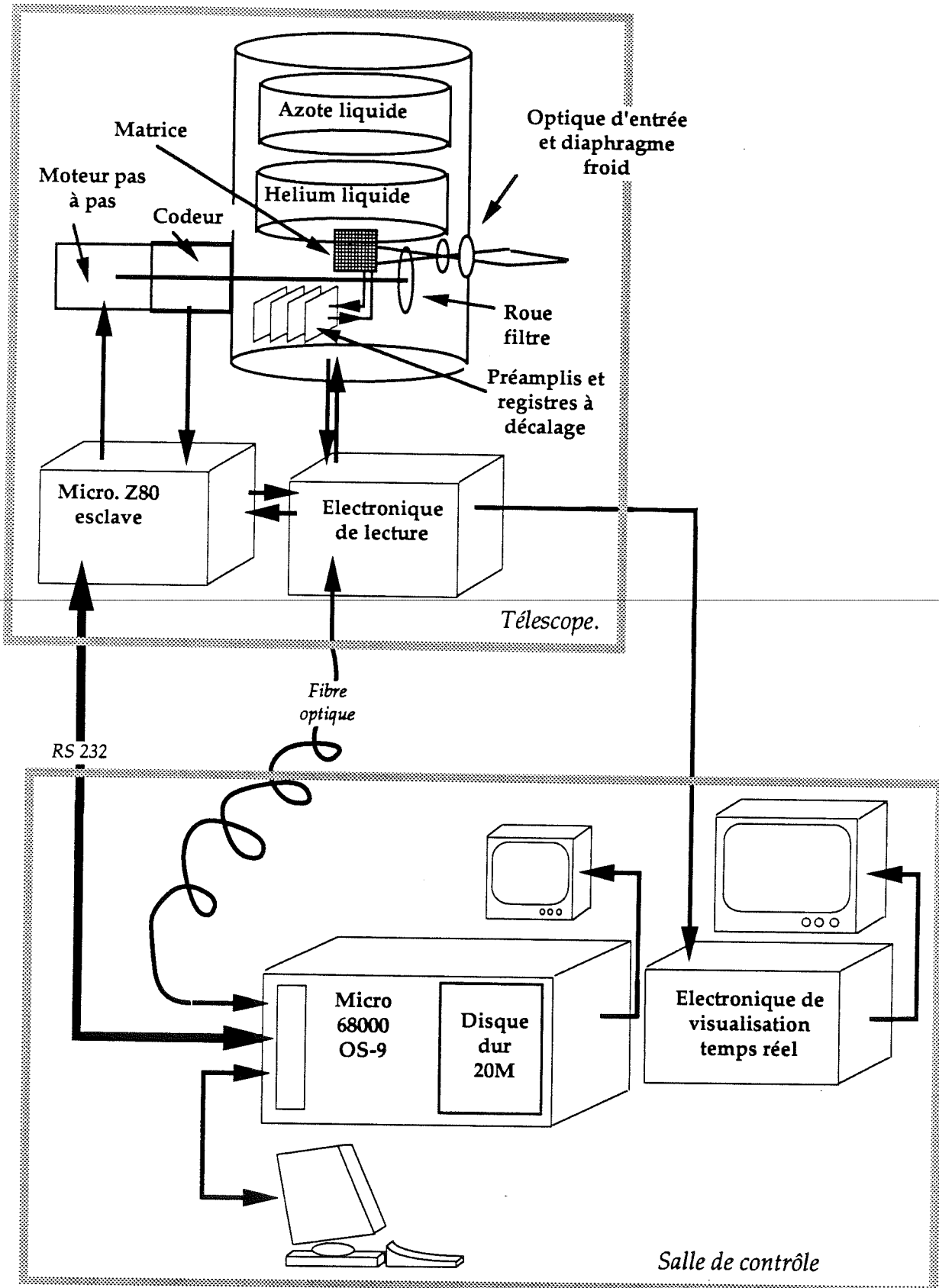


Figure 5.24 Principe de contrôle de la caméra infrarouge

Band	J	H	K	L	M
λ (μm)	1,23	1,68	2,23	3,87	4,75
$\Delta\lambda$ (μm)	0,2	0,2	0,36	0,6	0,4
η_{det}	< 8%	< 8%	8%	20%	20%
α_{OHP}	0,17"	0,23"	0,3"	0,52"	0,64"
α_{ESO}	0,07"	0,1"	0,13"	0,22"	0,27"

La caméra peut être utilisée avec une ouverture de F/40 à l'OHP et à l'ESO ou de F/80 à l'ESO. Le champ d'un pixel est de 0,24" sur le ciel pour le télescope de 1,52 m à l'OHP dans la configuration F/40 et 0,1" et 0,05" pour le télescope de 3,6 m à l'ESO dans les configurations F/40 et F/80.

Le diamètre du diaphragme froid est de 0,5 mm pour définir une ouverture de F/40 sur le détecteur. Cette ouverture permet d'échantillonner correctement la tache de diffraction du télescope avec le détecteur pour la bande L et les longueurs d'onde supérieures.

Le montage F/80 permet d'obtenir un échantillonnage correct de l'image pour la bande H et les longueurs d'onde supérieures. La pupille, alors n'est plus imagée sur le diaphragme froid, ce qui n'est plus nécessaire lorsque l'on travaille aux courtes longueurs d'onde, pour lesquelles l'émission du fond est négligeable. De plus, l'étendue géométrique du faisceau est réduite, limitant la portion du fond vue par le détecteur.

L'étude de l'adaptation de cette caméra pour son utilisation sur COME-ON a été à ma charge. Les principales modifications concernaient l'optique, la mécanique du cryostat, et l'adaptation de l'ensemble au banc COME-ON.

4.11. LA REALISATION MECANIQUE ET L'INTEGRATION.

Cette partie de l'expérience a constitué l'une de mes principales activités. Dans un premier temps j'ai assuré le suivi de l'étude et de la réalisation. Puis, dans second temps, j'ai réalisé l'intégration globale de l'expérience, pour l'amener à fonctionner au foyer d'un télescope.

a. Le banc.

Le banc est une structure triangulée dont la surface utile reçoit la plupart des composants du montage. Il constitue une table de $1 \times 0,5 \text{ m}^2$. Des équerres permettent de monter les sous-ensembles situés en dehors de cette surface sur le montage (figure 5.2).

Une grande équerre reçoit l'analyseur de surface d'onde. Une seconde équerre permet l'accrochage de la caméra infrarouge. Sur ces deux équerres et une troisième plus petite vient se fixer la pièce d'adaptation pour la fixation sur la bride du télescope de 3,6 mètres à l'ESO.

Une étude des déformations mécaniques du banc a été faite au moyen d'un logiciel d'analyse de structure, à l'Observatoire à Meudon avant la réalisation. Elle a été prise en charge par Pascal Vola à la SERT (Service d'Etude Technique et de Réalisation) sur le logiciel d'étude aux éléments finis MEF-mosaïc de la société CSI (Compiègne Science Industrie) de l'université de Compiègne. Cette étude a permis de vérifier que, compte-tenu des charges appliquées par les différents sous-ensembles, les déformations de la structure restent compatibles avec les exigences de l'expérience.

Le modèle utilisé est présenté sur la figure 5.25 où est mentionnée la position des forces appliquées et des fixations. La figure 5.26 donne la différence de déformation de l'ensemble de la structure entre le cas où le télescope pointe la direction du zénith et celui où il pointe une direction à 30° du zénith. Sur la structure elle-même, la déformation maximale est de $5 \mu\text{m}$ sur la longueur du banc.

Cette valeur reste dans les tolérances des composants du montage qui sont à l'intérieur et à l'extérieur de la boucle d'asservissement.

b. Les montures des composants optiques.

Les différents modules de support des composants optiques ont été réalisés pour pouvoir assurer leur mise en place et leur réglage sur le banc. Ils doivent aussi permettre l'alignement de l'expérience sur le télescope.

Le tableau 5.9 donne les caractéristiques de réglages implantés sur le montage. Dans le tableau les sensibilités des réglages sont données en secondes ou minutes d'arc pour les angles et en micromètres pour les translations. Les amplitudes sont données respectivement en degrés et en millimètres. La désignation des degrés de liberté est donnée par la figure 5.27.

Figure 5.25 Modèle utilisé pour l'analyse aux éléments finis du banc.
Logiciel MEF-MOSAIC de CSI (Compiègne Science Industrie).

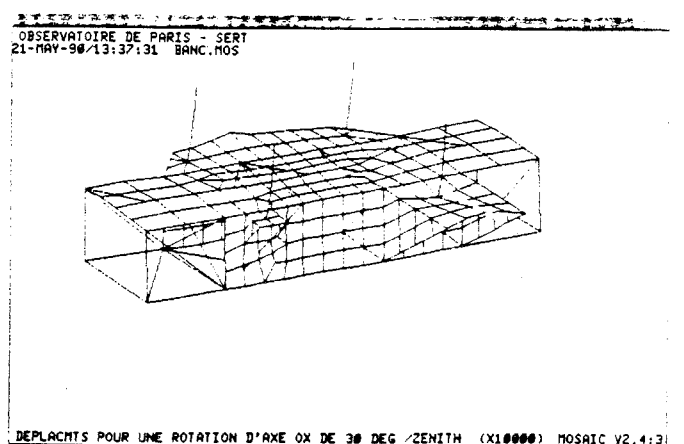
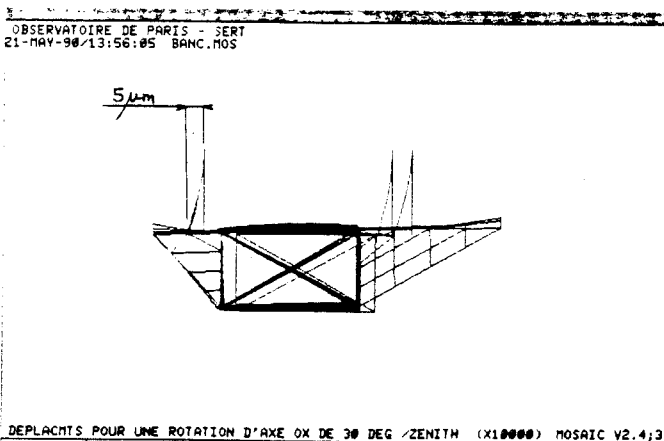
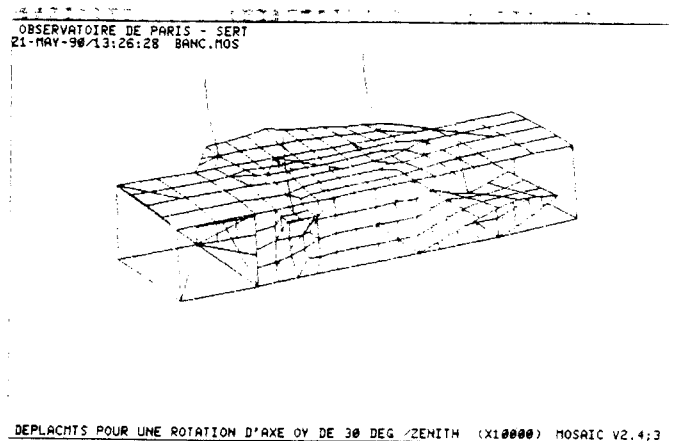
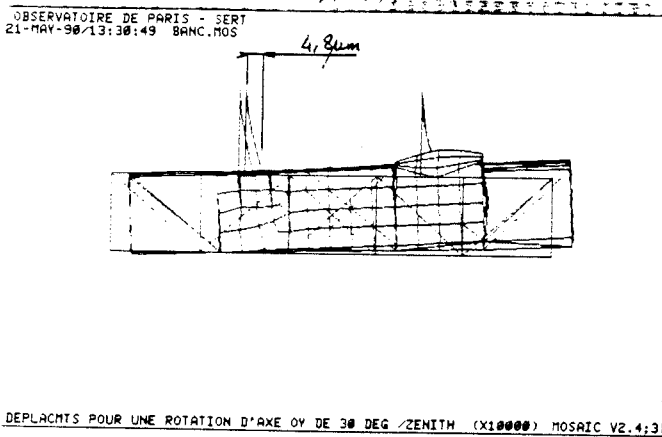
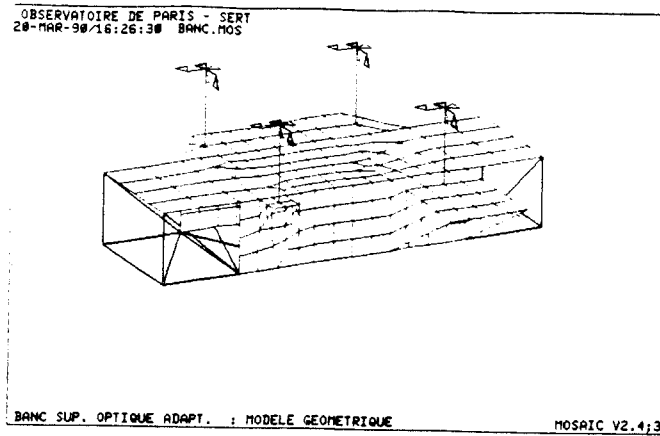


Figure 5.26 Déformations introduite sur le banc, monté au foyer Cassegrain du télescope, lorsque celui-ci pointe à 30°.

Eléments	θ_A	θ_R	φ	φ_R	α_A	α_R	X_A	X_R	Y_A	Y_R	Z_A	Z_R
M _{a1}	1°	10"	1°	10"			5	10	5	10	10	10
M _{a2}	1°	10"	1°	10"				100		100		100
M _{a3}		10"		10"				100		100		100
M ₁		1'		1'	1°	1'						
M ₂	1°	1"	1°	1"			5	10	5	10	5	10
M.D.							5	10	5	10	10	10
TILT	1°	10"	1°	10"								
M ₅												
Dichro	1°	10"	1°	10"								
M ₆	1°	10"	1°	10"	1°	1'	5	10	5	10	10	10
M ₇	1°	10"	1°	10"				100		100		100
M _{ws1}			5°									
M _{ws2}	5°	1"		1"			10	100			10	100
L _{ws1}		10"		10"			5	10	5	10	10	10

Tableau 5.9 Caractéristiques de réglage des éléments optiques.

Les trois éléments asphériques ont des montures qui permettent d'agir sur tous les degrés de liberté en translation et en rotation. Ces réglages sont indispensables pour leur mise en place. A l'usage il s'avère qu'une partie des mouvements de M₅ pourra être supprimée.

La position du miroir déformable est définie en translation dans les trois directions et sur deux rotations pour permettre la superposition correcte des actuateurs dans la pupille et par rapport aux micro-lentilles de l'analyseur de surface d'onde.

Les réglages de la caméra permettent de faire coïncider l'axe défini par le centre du détecteur et le centre du diaphragme froid dans le cryostat, et l'axe du faisceau incident sur la caméra. Pour réaliser ces réglages il faut disposer de deux rotations et de deux

translations. Un dernier mouvement permet la focalisation de la caméra. En effet la focalisation change avec la longueur d'onde sur le montage de COME-ON. L'étude de ce sous-ensemble a été réalisée au DESPA.

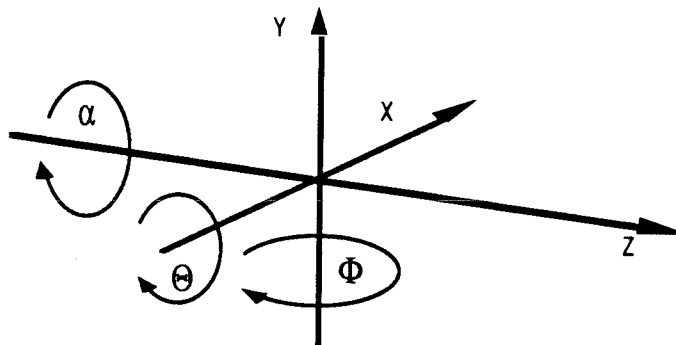


Figure 5.27 Dénomination des degrés de liberté.

L'ensemble de l'étude mécanique du banc a été commencé au service des prototypes du CNRS et achevé au DESPA. Une partie de la réalisation mécanique a été faite à l'Observatoire de Paris, une autre au service des prototypes et le reste a été sous-traité.

c. Les accessoires de réglage.

Quelques éléments ont été ajoutés pour permettre le réglage en début et en cours d'observation.

Trois sources de référence peuvent être utilisées aux différents foyers du montage. Les sources sont des diodes fibrées émettant soit à $0,80 \mu\text{m}$ pour les réglages de la voie analyse, soit à $1,3 \mu\text{m}$ pour le réglage de la caméra infrarouge. La surface émettrice est l'extrémité de la fibre. Les caractéristiques qui nous intéressent sont les suivantes :

longueur d'onde d'émission :	fibre visible	$0,85 \mu\text{m} \pm 40\text{nm}$
	fibre IR	$1,3 \mu\text{m} \pm 40\text{nm}$
puissance émise (suivant les composants):	fibre visible	de 40 à 60 mW
	fibre IR	75 mW
ouverture équivalente d'émission :		F/6
diamètre de la surface émettrice :		$50 \mu\text{m}$

Une première fibre est placée à l'entrée de l'analyseur de surface d'onde et permet de définir une onde de référence pour l'alignement de l'analyseur sur le banc. Cette source peut également constituer une référence pour l'asservissement.

Une seconde fibre est placée à l'entrée de la voie analyse juste après la lame dichroïque et le miroir M_{WS1} . Cette source fournit la surface d'onde de référence pour la correction par l'asservissement. Il est en effet important d'utiliser une source de référence qui permette de ne pas tenir compte des aberrations de la voie analyse. Si ces

aberrations n'étaient pas comprises dans l'onde de référence, elles seraient compensées par le miroir déformable et affecteraient la voie imagerie.

Une dernière fibre peut être placée sur l'un des foyers d'entrée (F/8 ou F/28 à l'OHP). Cette source permet de réaliser des expériences en local lorsque l'on n'est pas connecté au télescope. Le foyer F/28 permet d'avoir un objet à la limite de la résolution de l'expérience.

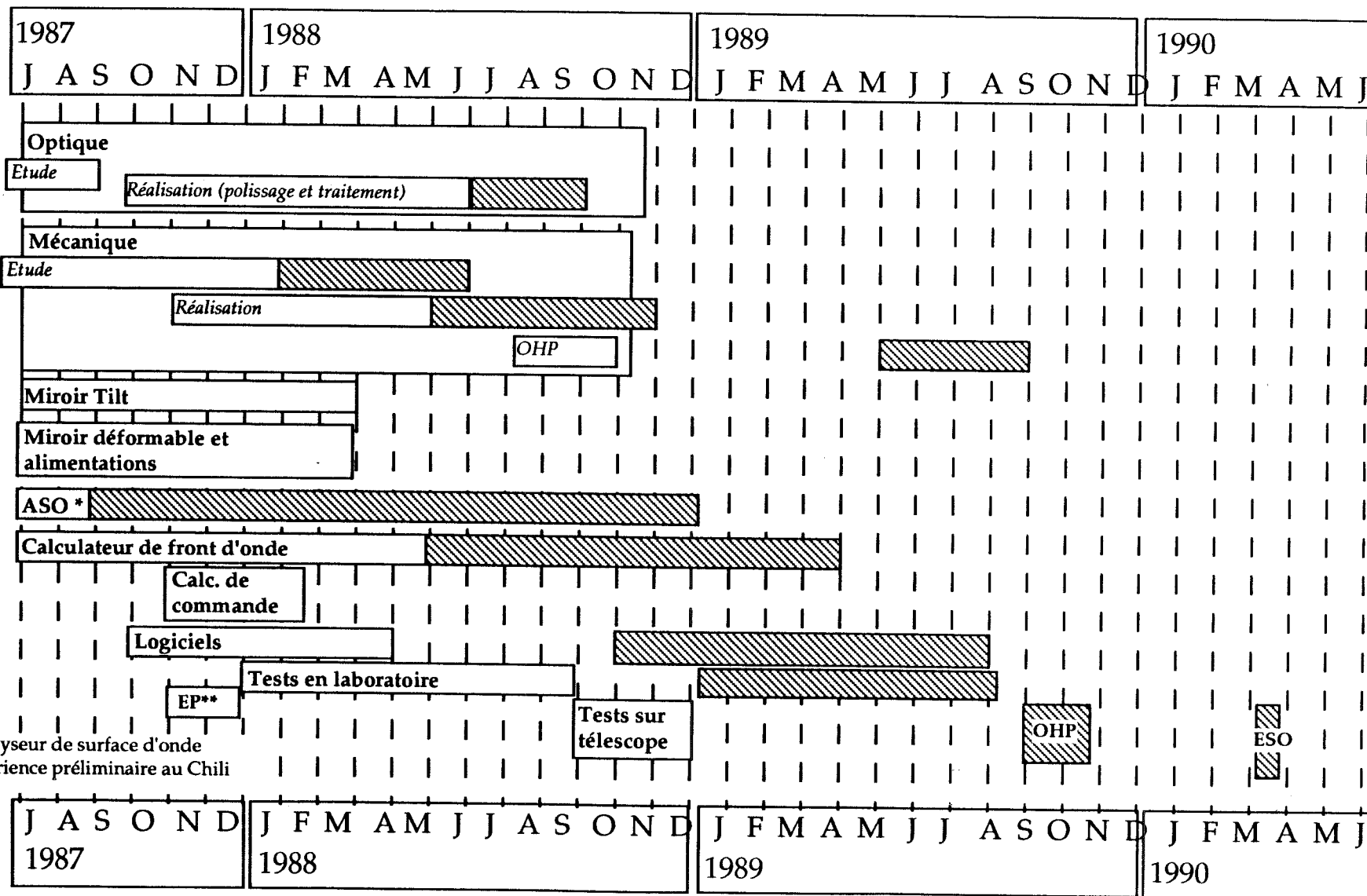
Enfin une caméra DTC sensible aux longueurs d'onde visibles, de faible encombrement, peut remplacer la caméra infrarouge ou le détecteur de l'analyseur de front d'onde pour une utilisation plus souple en phase de réglage. Cette caméra, au standard CCIR à 50 Hz, est utilisée en laboratoire ou sur le ciel pour visualiser des images corrigées aux longueurs d'onde visibles. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

nombre de pixels :	800x590
largeur des pixels :	11,5x11 μm^2

d. Intégration et calendrier.

La phase finale de l'intégration s'est faite au DESPA, principalement par l'équipe du DESPA, avec l'aide des équipes de LASERDOT et de l'ONERA. Un travail important a été fait à ce moment pour assurer le fonctionnement général de l'expérience : câblage, capotage du banc, réalisation et mise en place des alimentations de tensions des composants annexes, accessoires de support pour les ordinateurs et autres baies d'électronique.

Le tableau suivant donne le calendrier prévisionnel et le calendrier effectif du projet.



* : Analyseur de surface d'onde
 ** : expérience préliminaire au Chili

CHAPITRE 6 : RESULTATS.

1. LES RESULTATS DE LABORATOIRE.

Entre 1987 et 1989 plusieurs expériences ont été menées pour tester les différents composants et leur fonctionnement en vue de leur intégration sur le montage. Nous avons donné au chapitre précédent les résultats des tests de certains composants : miroir déformable, miroirs de pointage, détecteur de l'analyseur de front d'onde. Au début de ce chapitre nous allons donner une description des trois principales séries de tests qui ont été faites en vue de préparer les premiers essais en observatoire.

- ◇ Une expérience d'analyse de front d'onde et de déconvolution visait à tester le principe de l'analyse de front d'onde à des longueurs d'onde visibles en vue d'une correction a posteriori dans l'infrarouge.
- ◇ Le montage opto-mécanique de l'expérience a donné lieu à des mesures de qualité optique et de stabilité de réglage.
- ◇ Enfin des essais d'asservissement ont été réalisés en laboratoire à Meudon, après que le principe de cet asservissement ait été validé à l'ONERA sur cuve à turbulence à partir d'une expérience menée en parallèle par la DRET.

1.1. TESTS DE L'ANALYSE SUR CUVE A TURBULENCE.

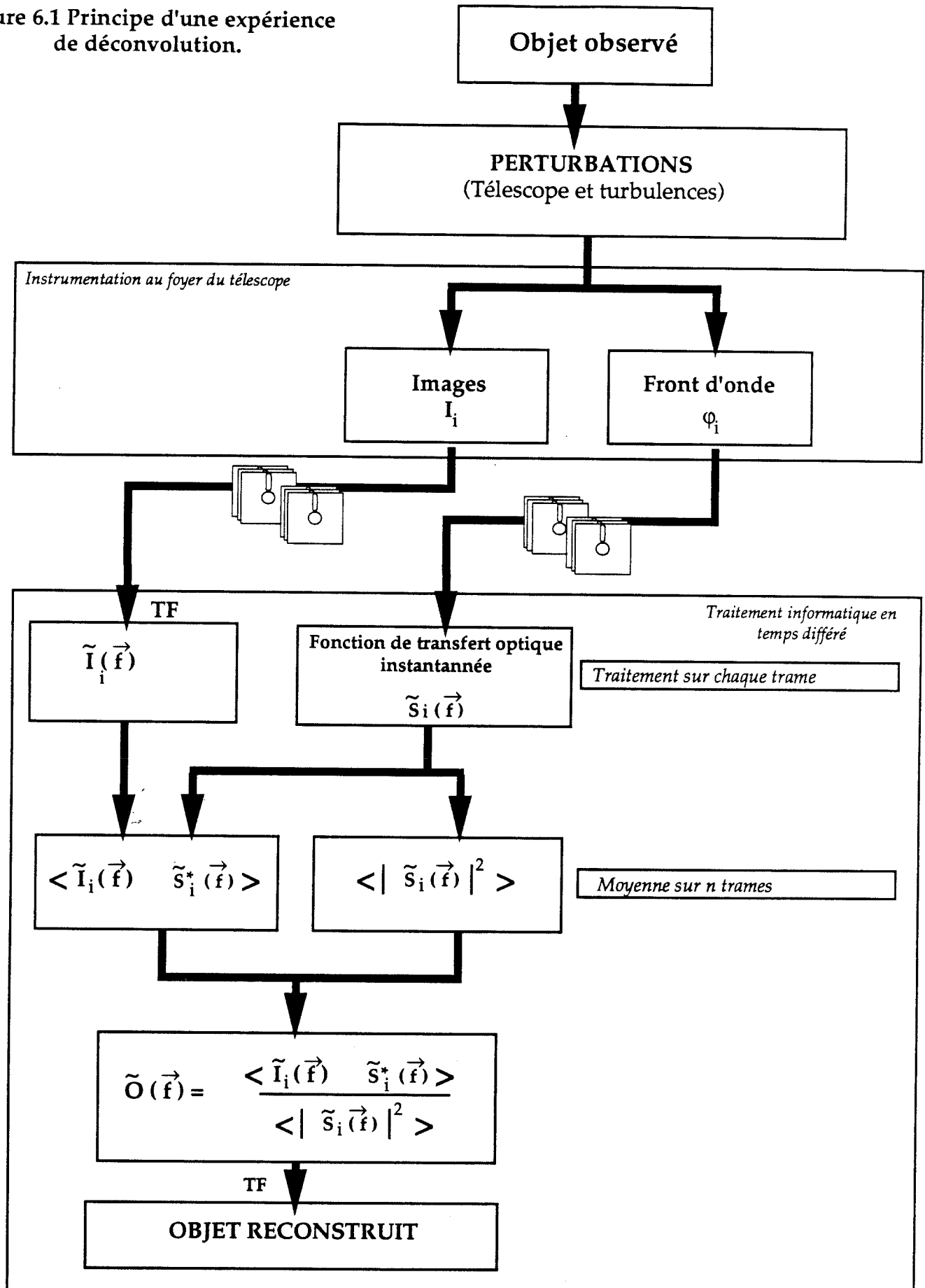
a. But à atteindre.

Une expérience d'analyse de front d'onde et de déconvolution a été prévue sur la cuve à turbulence de l'ONERA et ensuite sur le télescope de 3,6 mètres de l'ESO au Chili. Un accident survenu sur ce télescope a rendu indisponible sa configuration F/35 que nous devons utiliser pour cette expérience. Aussi cette série de tests n'a pu se prolonger au-delà des essais à l'ONERA.

Le but à atteindre était de réaliser une expérience de déconvolution à partir de l'instrumentation destinée au projet COME-ON [Léna 87]. Cette expérience permettait de tester certains composants sur le ciel tout en obtenant des résultats à la limite de diffraction en temps différé au foyer d'un télescope de 3,6 mètres.

Le principe de l'expérience menée ici a été décrit brièvement au chapitre 2. Une mesure de la Fonction de Transfert de Modulation spontanée de l'atmosphère et du télescope est enregistrée sur la voie analyse dans le visible. En parallèle une image infrarouge dont les perturbations sont caractérisées par cette FTM est enregistrée. Une reconstruction est faite par déconvolution d'un grand nombre d'images, pour augmenter le rapport signal sur bruit et éviter des instabilités liées à l'absence de certaines fréquences spatiales dans le spectre de chaque image. La figure 6.1 donne le déroulement d'une expérience complète jusqu'à son traitement pour l'obtention d'une image corrigée.

Figure 6.1 Principe d'une expérience de déconvolution.



Le dépouillement des résultats est fait au moyen des logiciels écrits par Jérôme Primot pour dépouiller les résultats d'une expérience analogue faite sur la cuve à turbulence de l'ONERA aux longueurs d'onde visibles, pour l'analyse comme pour l'imagerie. Pour une description plus détaillée de ce travail on peut se reporter à la thèse de Jérôme Primot [Primot 89a] et aux publications qui présentent les résultats qu'il a obtenus [Primot 88] [Primot 89b].

Cette expérience permettait de tester :

- ◇ l'analyseur de surface d'onde et son détecteur,
- ◇ le calculateur de front d'onde et ses logiciels associés,
- ◇ la caméra infrarouge destinée au montage de COME-ON.

b. Mise en oeuvre opto-mécanique.

La mise en oeuvre de cette expérience a eu lieu sous ma responsabilité en même temps que l'étude et le début de la réalisation mécanique de l'expérience COME-ON en 1987. Le but était de pouvoir réaliser une série d'observations en fin d'année 1987 ou au début de 1988 au Chili.

En outre un montage mécanique spécifique permettait de se placer au foyer F/35 du télescope de 3,6 mètres dans la configuration infrarouge sur la bonnette destinée à l'exploitation de l'instrumentation infrarouge.

La mise en place pratique de l'expérience au foyer du télescope était la suivante :

Une lame dichroïque sépare la voie visible pour l'analyse, de la voie infrarouge pour l'imagerie, à quelques centimètres en aval du foyer F/35 du bâti destiné à l'instrumentation infrarouge montée sur le télescope.

Sur la voie visible une adaptation d'ouverture permet de fournir un foyer F/8 à l'entrée de l'analyseur ESO. L'optique d'adaptation réalise également un transport de pupille sur la matrice de micro-lentilles de l'analyseur.

La voie infrarouge réalise une adaptation d'ouverture pour pouvoir effectuer un échantillonnage correct de la tache de diffraction du télescope aux longueurs d'onde choisies. Une configuration de base permet d'obtenir une image avec un rapport d'ouverture de F/40 pour échantillonner la tache de diffraction à $3 \mu\text{m}$, une lentille supplémentaire permet de doubler la distance focale pour obtenir un échantillonnage correct de la tache à $2,2 \mu\text{m}$. Cette optique permet en outre pour les longueurs d'onde thermiques ($3-5 \mu\text{m}$) un transport de la pupille sur le diaphragme froid à l'intérieur de la caméra pour limiter le rayonnement de l'environnement sur le détecteur. La figure 6.2 montre l'implantation de l'expérience sur la bonnette infrarouge du télescope. Ce montage mécanique a été testé lors d'une première série d'observations au moyen d'une caméra CID 8x8 en imagerie classique en juin 87 par F.Lacombe. Outre les

résultats astrophysiques obtenus, cette mission a permis de tester les moyens de réglage de la caméra (réglage de champ et de pupille).

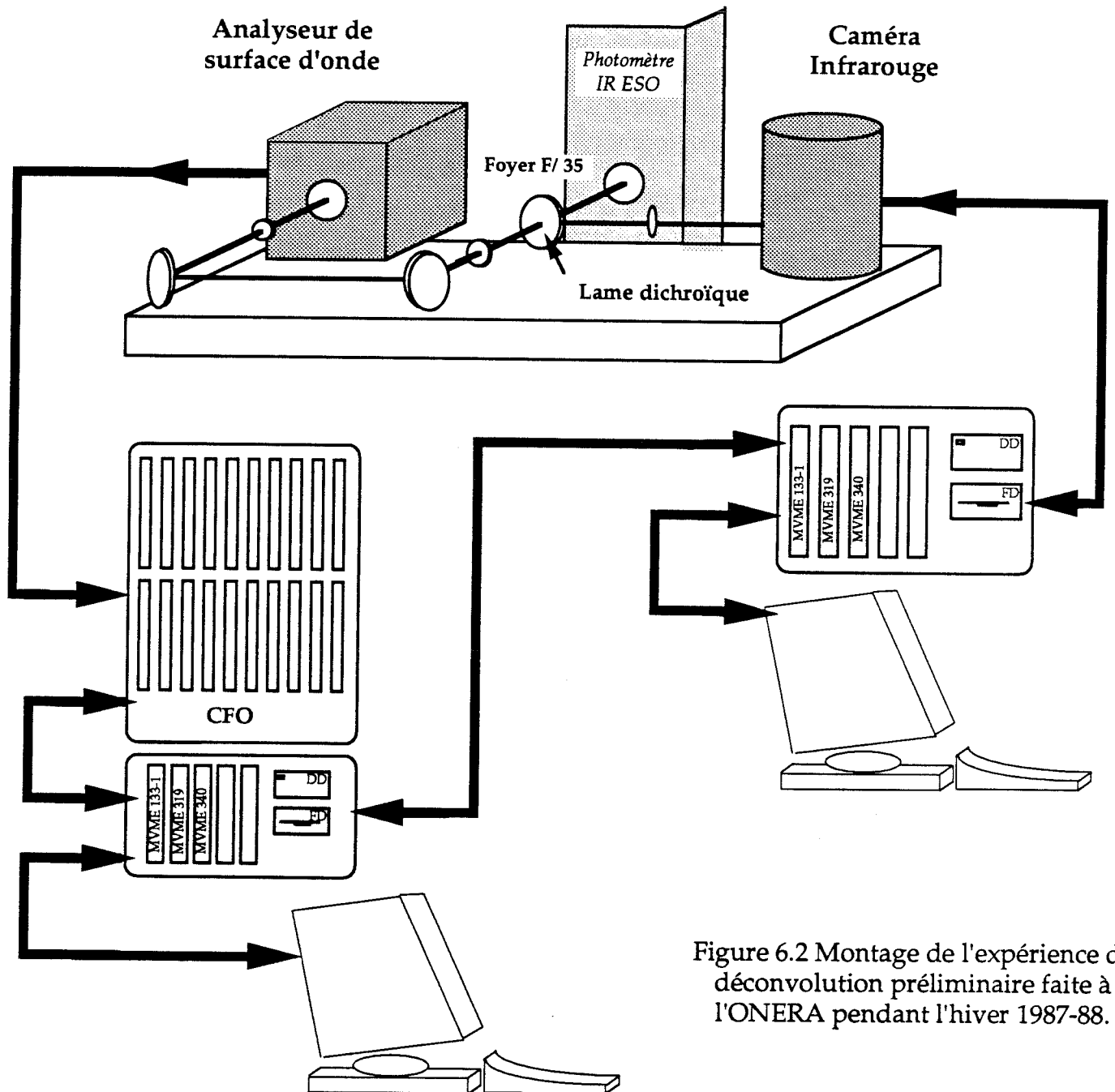


Figure 6.2 Montage de l'expérience de déconvolution préliminaire faite à l'ONERA pendant l'hiver 1987-88.

c. Contrôle de l'expérience.

Pour préparer les missions d'observations nous avons monté à l'ONERA un banc ayant les mêmes caractéristiques optiques que le montage décrit ci-dessus. L'équipe de l'ONERA mettait à la disposition de l'expérience un analyseur de front d'onde, puisque celui de l'ESO n'était pas disponible et une caméra infrarouge dont le récepteur avait les mêmes caractéristiques géométriques que celui de la caméra du DESPA. Cette caméra fonctionnant à la température de l'azote liquide, son emploi pour la mise au point de l'expérience en laboratoire était plus léger.

la figure 6.2 montre les interfaces de l'expérience. L'expérience est pilotée par la caméra infrarouge. Les ordinateurs de chaque voie dialoguent entre eux pour effectuer la synchronisation des enregistrements. Les deux voies peuvent aussi fonctionner indépendamment. Une séquence de mesures se déroule de la manière suivante :

- ◇ Le calculateur de la voie imagerie donne les paramètres de l'expérience qui va être réalisée : nombre d'images, nombre de paquets d'images, durée d'acquisition d'une image élémentaire, et tous les commentaires nécessaires à la documentation des fichiers. Il envoie ces caractéristiques au calculateur de contrôle de l'analyseur de surface d'onde et attend un accord de celui-ci pour lancer une acquisition.
- ◇ Le calculateur de la voie analyse est initialisé sur les directives de l'ordinateur de la voie imagerie. Lorsque tous les tests sont positifs il est prêt pour lancer une acquisition, il renvoie alors un accord au calculateur de la voie imagerie qui fera démarrer l'acquisition sur l'échange suivant.
- ◇ Les données sont acquises de façon synchrone sur les deux voies. Une image correspond à deux fronts d'onde.
- ◇ Un pré-dépouillement permet une visualisation des données et un traitement statistique simple. Chacun des logiciels gère l'enregistrement des données sur disquette ou sur disque dur pour le traitement ultérieur. Il est possible d'avoir un fonctionnement indépendant des deux voies.

d. Tests effectués.

L'expérience a été exploitée sur cuve à turbulence à l'ONERA. Cette cuve est calibrée pour pouvoir générer de manière répétitive des conditions de turbulence connues qui soient significatives de conditions réelles sur site [Primot 89]. Les tests sur cuve ont permis de réaliser la mise au point du calculateur de front d'onde et de ses logiciels de gestion. Ce calculateur était alors en fin de réalisation et nécessitait un important travail de mise au point. Pendant cette phase j'ai réalisé les logiciels de test et d'initialisation des différents étages du calculateur.

Au moment de ces tests, le calculateur n'était pas disponible dans sa version finale. Dans la version disponible à ce moment là, il permettait de délivrer, en temps réel les centres de gravité pour chaque tache au foyer de l'analyseur de surface d'onde. Il restait à réaliser l'étage effectuant le calcul des pentes locales sur la surface d'onde dans chaque sous-pupille. Cet étage a été mis au point dans l'année qui a suivi.

Une campagne d'essais en laboratoire, a permis de faire des mesures pour différentes conditions de turbulence sur des sources quasi ponctuelles, et sur des ensembles de sources quasi ponctuelles. Le trou source utilisé pour la plupart des tests était un trou de 100 μm résolu par l'optique du montage hors turbulence.

Au moment de ces expériences n'étaient disponibles pour dépouiller des données obtenues sur ce type de calculateurs que les logiciels permettant de reconstruire la réponse impulsionnelle du système correspondant au front d'onde enregistré.

Nous présentons figure 6.3 des couples Image IR/Réponse Impulsionnelle Spontanée (RIS) reconstruite. Les images enregistrées sont à comparer aux RIS qui ont été reconstruites, convoluées par la fonction décrivant l'objet utilisé, puisque cet objet était résolu par le système complet hors turbulence. Dans le cas des images de la figure 6.3 l'objet est un cercle de 100 μm de diamètre qui élargit l'image par rapport à la réponse impulsionnelle. Il convient de remarquer la similitude entre les figures de tavelures sur la voie imagerie et celles restituées sur la réponse impulsionnelle instantanée.

On montre ici deux couples image/réponse impulsionnelle à deux instants différents. Ces résultats mettent en évidence la concordance entre le front d'onde infrarouge et le front d'onde visible à un instant donné.

Les résultats obtenus pourront être dépouillés, avec les logiciels maintenant disponibles, pour en retirer davantage d'informations. En effet les logiciels de reconstruction d'image par déconvolution sont maintenant implantés sur un matériel informatique permettant de traiter les fichiers enregistrés au moment de l'expérience. Outre la reconstruction des images il pourrait être envisagé de réaliser des traitements statistiques des données pour étudier l'évolution temporelle de la turbulence sur la cuve à turbulence.

1.2. INTEGRATION OPTO-MECANIQUE.

L'intégration finale de l'expérience a été faite au DESPA à l'Observatoire de Meudon, sous ma responsabilité. Pour que cette intégration soit possible il fallait effectuer le montage et le contrôle du banc. Dans cette phase il fallait aussi vérifier la conformité des composants, les régler, tester la stabilité des réglages et définir une procédure de réglage.

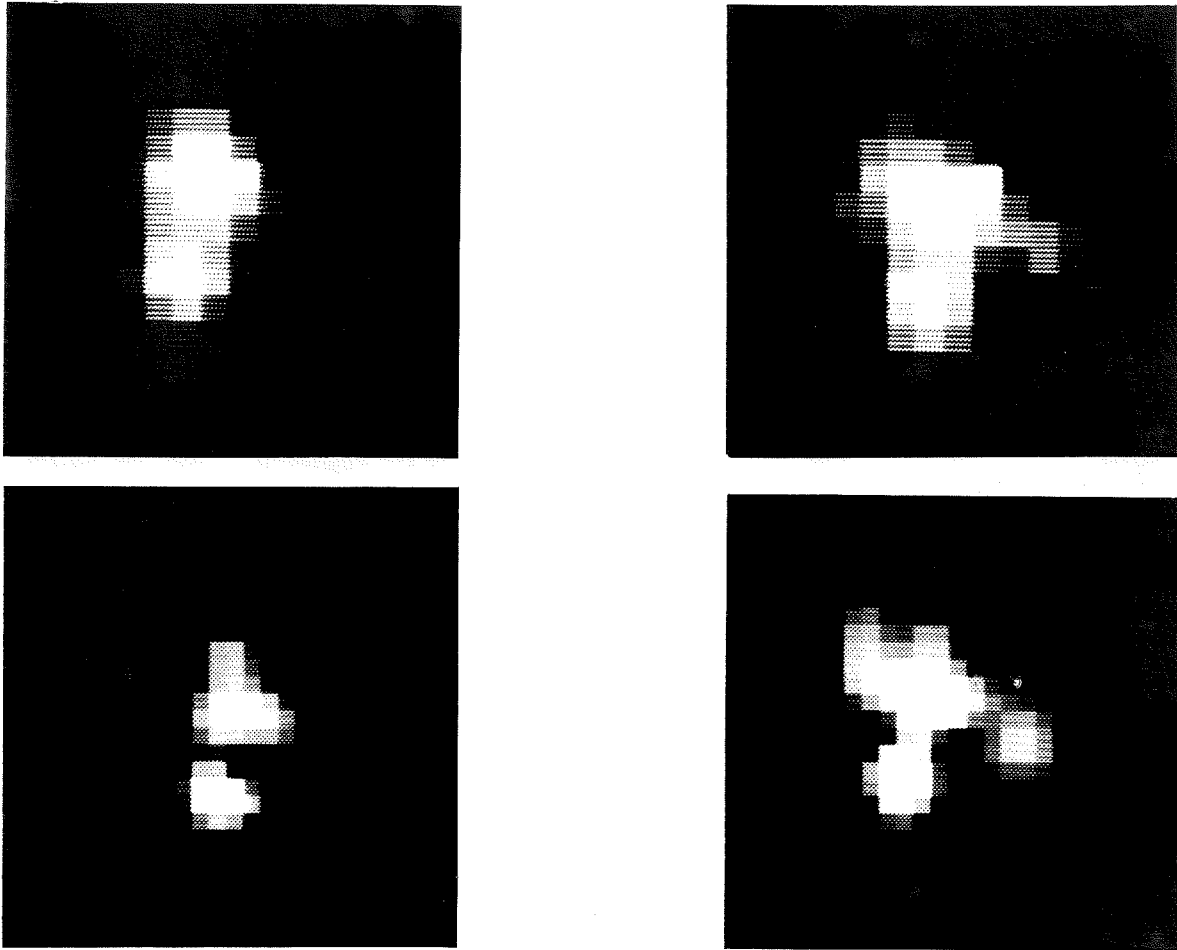


Figure 6.3 Comparaison de l'image d'un objet résolu, enregistrée à une longueur d'onde de $3,5 \mu\text{m}$, et de la réponse impulsionnelle spontanée associée, reconstruite à partir du front d'onde enregistrée au même instant, à une longueur d'onde de $0,55 \mu\text{m}$.

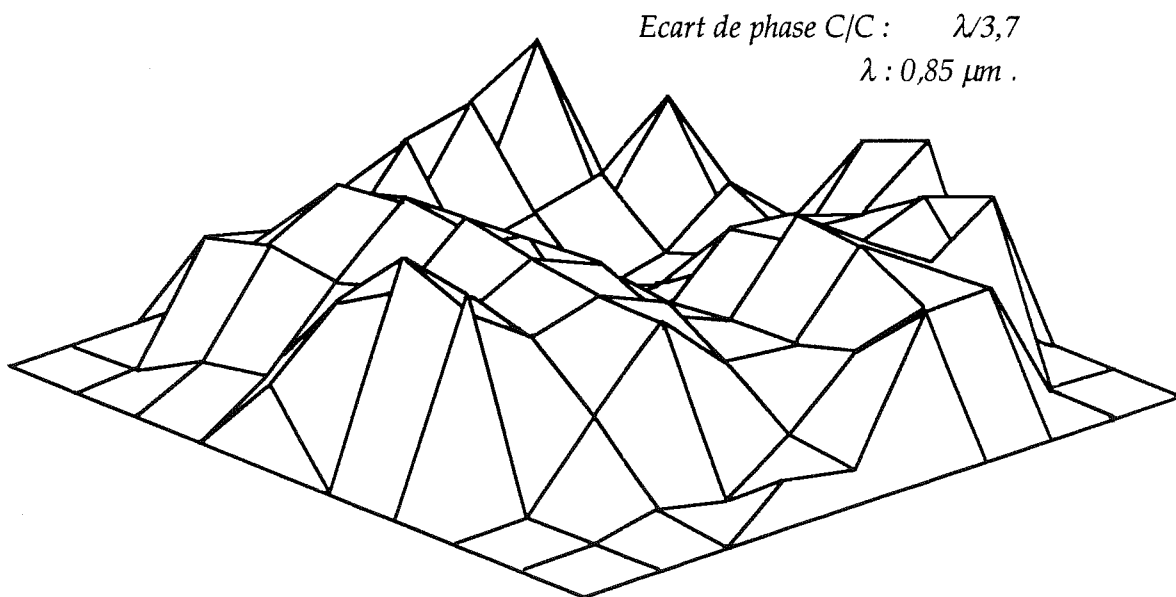


Figure 6.4 Défaut de phase introduit sur l'onde traversant le montage optique lorsque son alignement est réalisé, le miroir déformable étant remplacé par un miroir plan. La phase de l'onde est reconstruite à partir des mesures faites par l'analyseur de Shack-Hartmann avec 10×10 sous-pupilles.

Un premier montage avec un interféromètre à deux bras permettait la mise en place de la parabole d'entrée. Un faisceau de référence réfléchi sur un miroir plan est comparé par interférence au faisceau parcourant la partie du montage à contrôler. Dans ce second bras le faisceau est replié et parcourt une seconde fois le montage en sens inverse. De cette manière les aberrations d'astigmatisme et de courbure de la parabole sont compensées par raison de symétrie. Il n'y a pas d'aberration sphérique puisque l'on a une parabole. Il est donc ainsi possible de régler le tirage de la parabole en éliminant les anneaux correspondant à la défocalisation et son orientation, en supprimant les franges correspondant à l'effet de la coma d'excentrement, au fur et à mesure.

Après réglage, les franges résiduelles mettent en évidence un astigmatisme sur le montage. Cet astigmatisme est dû au mauvais montage du miroir plan qui sert à replier le faisceau. Dans le montage de contrôle on utilise le miroir de pointage Tilt que l'on déplace sur la platine, pour replier le faisceau. Le support du miroir dans sa monture n'était pas correct, entraînant l'astigmatisme observé. Il a nécessité une modification mécanique.

Le réglage de la fin du montage optique peut être approché par la même technique jusqu'à l'analyseur de surface d'onde. Seulement la souplesse de cette technique est insuffisante pour effectuer le réglage complet de manière fiable. Ce dernier est décrit dans la procédure de réglage, de la documentation fournie avec le reste de l'instrumentation à l'ESO.

Le premier réglage a été fait avec beaucoup de soin et terminé au moyen de l'analyseur de front d'onde et des logiciels mis à notre disposition par l'ONERA, fournissant des outils pour l'exploitation des fronts d'onde en mode statique.

L'étude des erreurs résiduelles a permis de vérifier la qualité effective de l'optique sur la voie analyse seule, de la lame dichroïque à l'analyseur, sur toute la chaîne du foyer d'entrée jusqu'à l'analyseur et sur la partie commune de la voie analyse et de la voie imagerie, du foyer d'entrée jusqu'à la lame dichroïque (voir figure 5.2). Ceci a été possible grâce aux trois sources de référence dont nous disposons sur le montage, l'une au foyer de l'expérience, la suivante au foyer intermédiaire entre la lame dichroïque et le miroir M_{ws1} , et la dernière à l'entrée de l'analyseur de surface d'onde. Ces mesures ont permis de vérifier que la planéité est de l'ordre de $\lambda/8$ à $0,85 \mu\text{m}$ en crête à crête sur les surfaces, conformément au bon de contrôle fourni par SESO, à la livraison des composants. Pour les meilleurs réglages, sur l'axe, l'astigmatisme disparaît complètement, et le résidu d'aberration est de $\lambda/3,7$ à $0,85 \mu\text{m}$ crête à crête en chemin optique (Figure 6.4). Le défaut qui apparaît est une portion annulaire, correspondant à un défaut de polissage circulaire sur la grande parabole d'où ont été taillées les deux paraboles hors d'axe.

La voie analyse peut être parfaitement réglée en lumière monochromatique, par contre l'effet du chromatisme est significatif. En effet les optiques de la voie analyse sont des optiques standards optimisées pour une longueur d'onde centrale de $0,55 \mu\text{m}$ et des longueurs d'ondes extrêmes de $0,4$ et $0,6 \mu\text{m}$. Dans le cas de l'expérience la photocathode utilisée à l'OHP avait une sensibilité maximum aux alentours de $0,65 \mu\text{m}$. Cette aberration produit une élongation des taches périphériques dirigées vers l'extérieur de la pupille. Ce défaut en élargissant les taches va dégrader la sensibilité de l'analyseur, en augmentant le bruit sur la mesure de centre de gravité.

Pendant cette série de tests, a été contrôlée l'évolution des réglages d'un jour sur l'autre et avec la température. Ce contrôle a permis de mettre en évidence les points faibles du banc et de les modifier ou d'en tenir compte par la suite. Durant ces tests le support de la lame dichroïque et le support des fibres servant de sources de référence ont été modifiés. Le premier avait un jeu très important dans la fixation de la lame, le second présentait une trop forte sensibilité à la température. Nous avons aussi mis en évidence les aberrations de la voie d'analyse. Ces aberrations imposent d'utiliser une source de référence à l'entrée de cette voie d'analyse, pour que la correction par le miroir déformable n'en tienne pas compte.

Enfin l'ensemble des tests a permis de définir la procédure de réglage, d'une part pour un remontage complet de l'expérience et, d'autre part, pour aligner le montage avec le télescope et la caméra infrarouge. La procédure définit les points de contrôle important sur les foyers et les pupilles, pour assurer le fonctionnement optimum de l'instrument.

1.3. INTEGRATION GLOBALE.

Parallèlement aux phases précédentes, une expérience d'optique adaptative équivalente a été développée dans le cadre d'études générales, effectuées conjointement par LASERDOT et l'ONERA, qui a permis la mise au point et le test sur cuve à turbulence du principe d'analyse par Shack-Hartmann et de correction par un miroir adaptatif.

Des mesures de fonctions de transfert ont été faites pendant la mise au point de l'asservissement. Cette étape a permis une première mesure de la bande passante.

Ensuite des tests ont été effectués à l'ONERA sur la cuve à turbulence. Les expériences menées à l'ONERA en collaboration avec l'équipe de LASERDOT ont permis de préparer l'intégration de l'expérience COME-ON à Meudon.

A Meudon, au cours du mois de juillet, avant que le calculateur de surface d'onde ne soit disponible, les commandes des actuateurs des deux miroirs ont été vérifiées. Des mesures de front d'onde en temps différé nous ont permis de contrôler la position des moteurs du miroir déformable, la réponse et la linéarité des déformations du front d'onde, telles qu'elles sont mesurées par l'analyseur.

La calibration du miroir de pointage "Tilt" a été faite au moyen de l'analyseur de surface d'onde. Ces tests ont permis de vérifier la linéarité des déplacements du miroir avec les commandes appliquées.

Sur chaque moteur du miroir de pointage, ont été appliquées des tensions successives par pas de 5 volts de manière à déplacer les taches dans les sous-pupilles d'un bord à l'autre. La mesure du basculement est faite pour chaque déplacement dans les deux directions, permettant de vérifier l'influence du déplacement selon une direction, sur l'autre direction. On note un déplacement qui peut être dû à un léger décalage angulaire entre l'analyseur de front d'onde et les axes du miroir de pointage. Les mesures sont reportées sur la figure 6.5. La figure du haut, donne les deux mesures pour l'excitation sur chaque axe, la première pour l'axe excité, la seconde sur l'autre axe. Les mesures sur l'axe non excité sont agrandies sur la figure du bas.

La calibration donne une rotation de 1" du miroir pour une tension de commande de 1 Volt. Ces mesures prouvent que l'asservissement local de ce miroir corrige parfaitement les effets d'hystérésis, et de dérive thermique sur les actionneurs. On rappelle que les actionneurs sont des bilames qui ont un effet d'hystérésis important.

Durant cette phase, de manière à avoir la sensibilité maximum, l'analyseur a été exclusivement utilisé dans la configuration 10x10 sous-pupilles. Ces mesures permettent en outre l'optimisation du positionnement du miroir déformable par rapport à l'analyseur de surface d'onde. Cette étape est essentielle pour optimiser la matrice d'interaction.

Jusqu'à ce moment là, le calculateur de front d'onde destiné à l'expérience COME-ON est en cours de tests, et n'est pas disponible pour l'intégration à l'observatoire. Début août, le calculateur de surface d'onde et son ordinateur de contrôle associé ont été amenés à l'Observatoire de Meudon pour réaliser l'intégration finale. Dans cette configuration, l'ensemble calculateur de surface d'onde/calculateur de commande ne peut traiter que les mesures provenant d'un analyseur de 5x5 sous-pupilles pour réaliser un asservissement. La première utilisation de l'analyseur dans cette configuration a révélé son inaptitude à effectuer les mesures pour la correction, même en statique. Les défauts statiques du banc de l'ordre de 1 μm sur le miroir déformable, faisaient sortir les taches de certaines sous-pupilles de leur zone d'analyse.

Nous avons alors reconstruit, dans le courant du mois d'août, un analyseur qui permette de changer simplement le nombre de sous-pupilles, et la distance focale des micro-lentilles (voir chapitre 5). En outre le montage utilisé a été choisi pour optimiser les procédures de réglage de l'analyseur en lui-même et sur le montage global de l'expérience. Une conception modulaire permet de changer facilement n'importe lequel des composants de l'analyseur : objectif d'entrée pour changer d'ouverture ou de longueurs d'onde, matrice de micro-lentilles, détecteur.

Parallèlement les logiciels de contrôle du miroir ont été modifiés pour pouvoir appliquer des tensions de commande capables de corriger les erreurs statiques du banc complet, ou les erreurs du banc et du télescope. Cette possibilité supplémentaire sera importante lors de l'évaluation de l'instrument pour effectuer des observations sans correction. Ces observations par comparaison avec les observations avec correction, permettent d'évaluer le gain apporté par l'optique adaptative corrigeant la turbulence atmosphérique.

Ces deux modifications faites, il a été possible de boucler l'asservissement immédiatement. Les logiciels de contrôle offrent en outre des outils précieux pour les procédures de réglage par les visualisations graphiques, en temps réel de la position des taches sur le Shack-Hartmann par rapport à une référence théorique ou par rapport à une source de référence sur le banc.

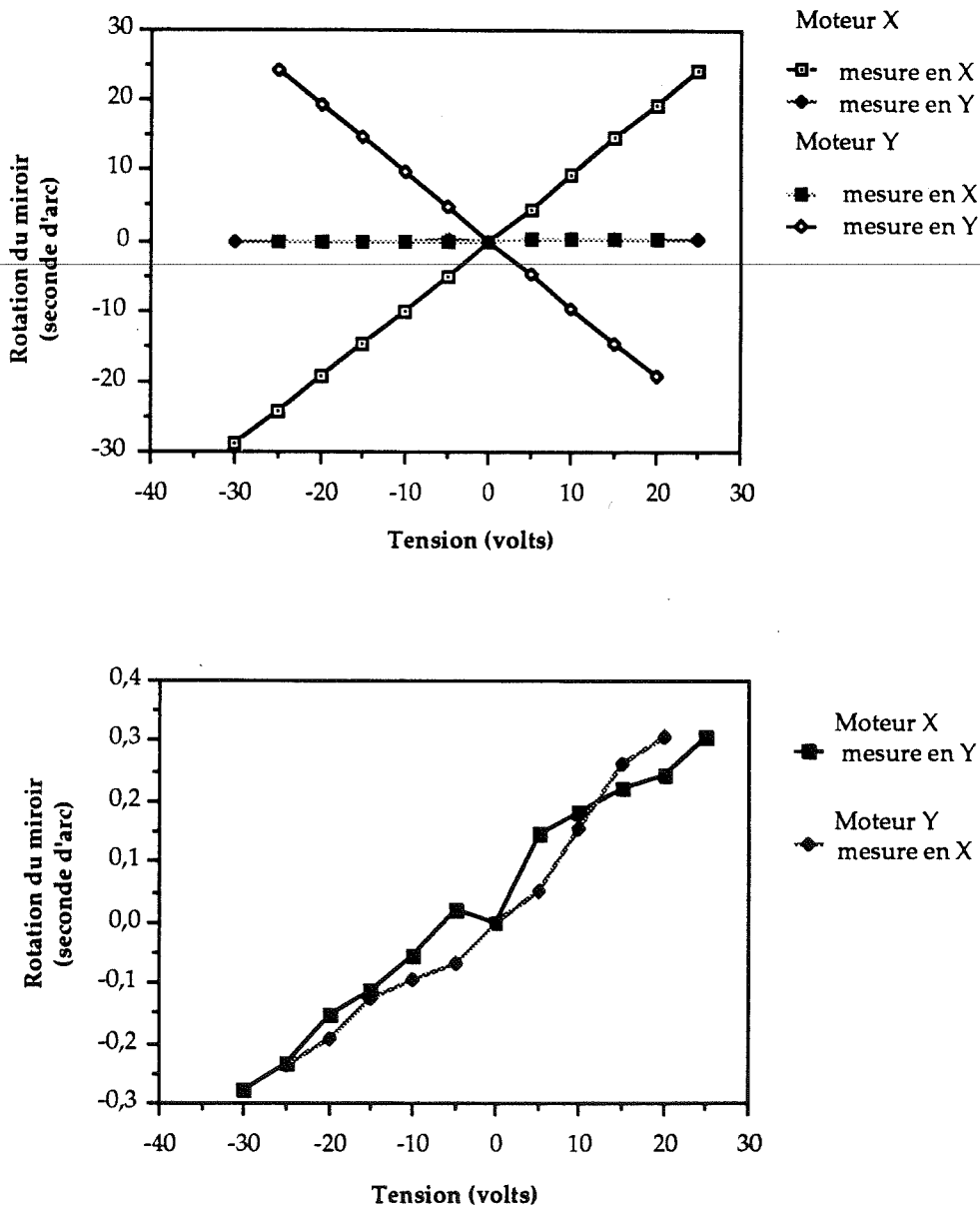


Figure 6.5 Mesures de linéarité des réponses des actionneurs du miroir de pointage Tilt.

1.4. FERMETURE DE LA BOUCLE D'ASSERVISSEMENT.

Dans ce paragraphe nous présentons les moyens de mesure de fonctions de transfert de l'asservissement et les résultats de ces mesures. Puis nous montrons quelques images enregistrées dans le visible, avant et après correction sur des perturbations faites au laboratoire.

Pour réaliser les mesures en de bonnes condition, une série de mesures de la matrice d'interaction a été réalisée. La figure 6.6 présente certains modes propres, de la matrice d'interaction, calculés et effectivement mesurés sur le banc.

Le principe de la mesure de la fonction de transfert est représenté sur la figure 6.7. A l'entrée des alimentations haute tension, un mélangeur permet d'ajouter au signal de commande un signal de perturbation pour l'un des actionneurs. La somme de ces signaux constituant la commande (signal d'entrée), est mesurée pour construire la fonction de transfert de la boucle complète à chaque fréquence. La fréquence du signal de perturbation injecté prend successivement toute les valeurs pour lesquelles on veut construire la fonction de transfert, ici entre 0,1 et 50 Hz. La période d'échantillonnage est de 10 ms. Chaque mesure permet pour une fréquence donnée d'obtenir le gain en décibels et la phase en degrés.

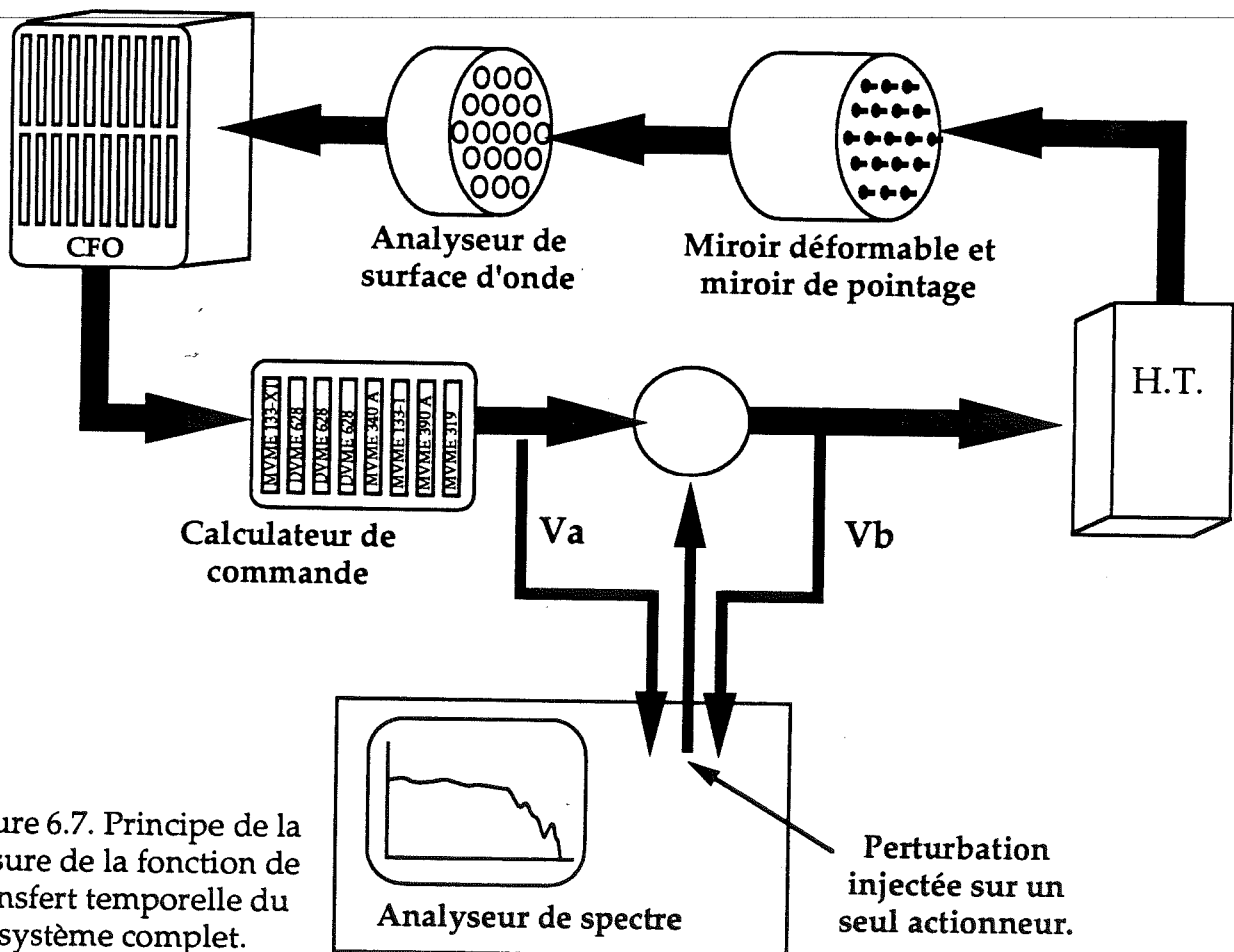
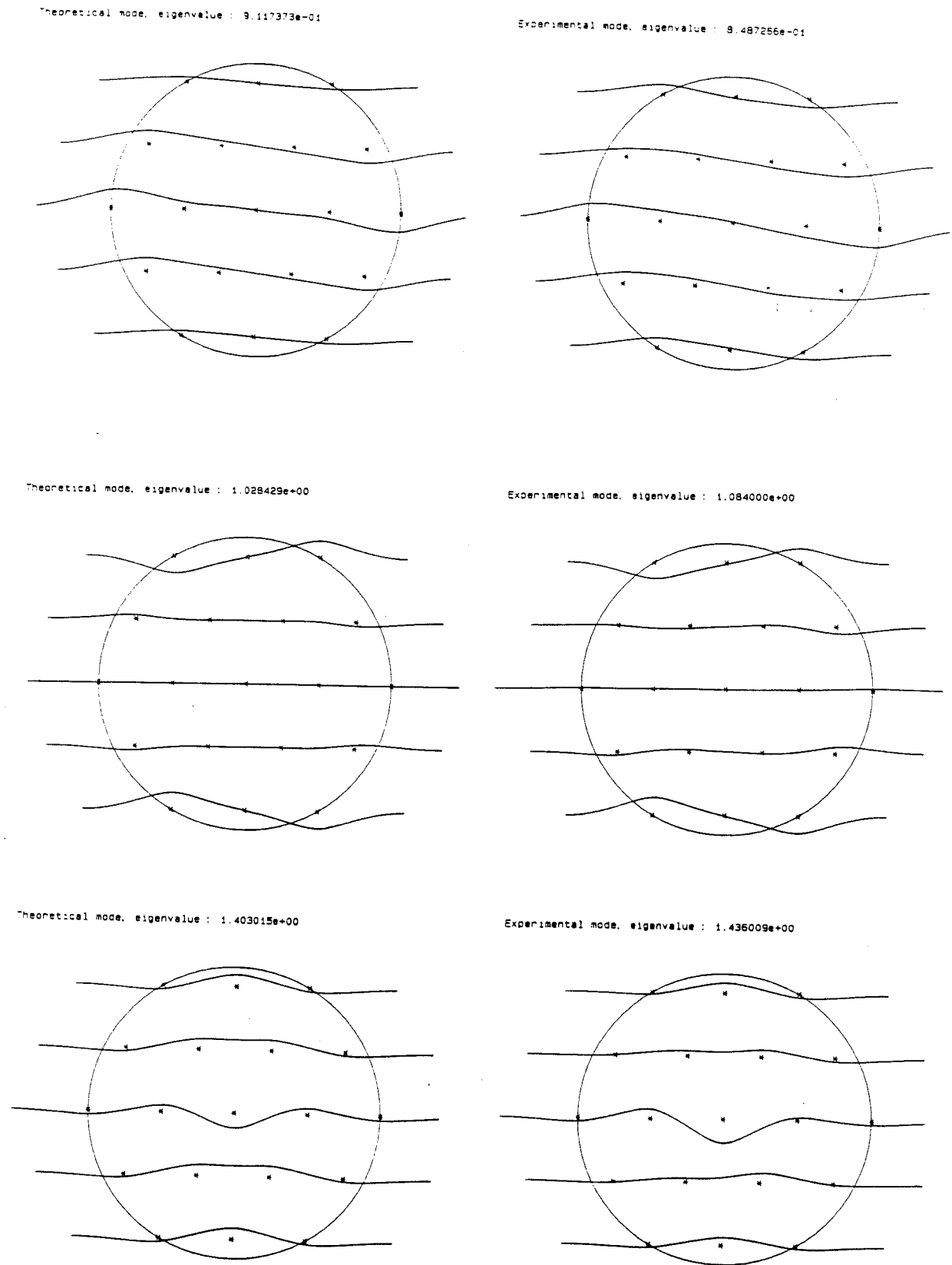


Figure 6.7. Principe de la mesure de la fonction de transfert temporelle du système complet.

Figure 6.6 Comparaison des modes propres, de la matrice d'interaction, théoriques et expérimentaux pour un mode de basculement et deux ordres supérieurs.



Les mesures effectuées sont reportées sur une abaque de Black (Nichols), qui permet de mettre en évidence la bande passante du système et ses instabilités. Les mesures sont significatives des caractéristiques en boucle ouverte de l'asservissement. Sur le diagramme (figure 6.8) le repère rectangulaire phase-gain donne les caractéristiques en boucle ouverte de l'asservissement, et l'autre repère les caractéristiques en boucle fermée. Les fréquences sont reportées le long de la courbe correspondant aux points de mesure. Pour que le système soit correctement amorti il ne faut pas que la courbe décrivant la fonction de transfert, entre à l'intérieur de la courbe de gain 2,3 dB en boucle fermée. La définition que nous prenons de la bande passante est la fréquence pour laquelle la courbe franchit la droite à 0 dB en boucle ouverte.

Une série complète de mesures a été faite pour ajuster le gain à appliquer sur les actionneurs du miroir déformable et du miroir de pointage. Les courbes reportées sur le diagramme de Black permettent d'ajuster le gain de la boucle d'asservissement. Celui-ci est optimum lorsque la courbe décrite par la fonction de transfert est tangente à la courbe de gain constant à 2,3 dB.

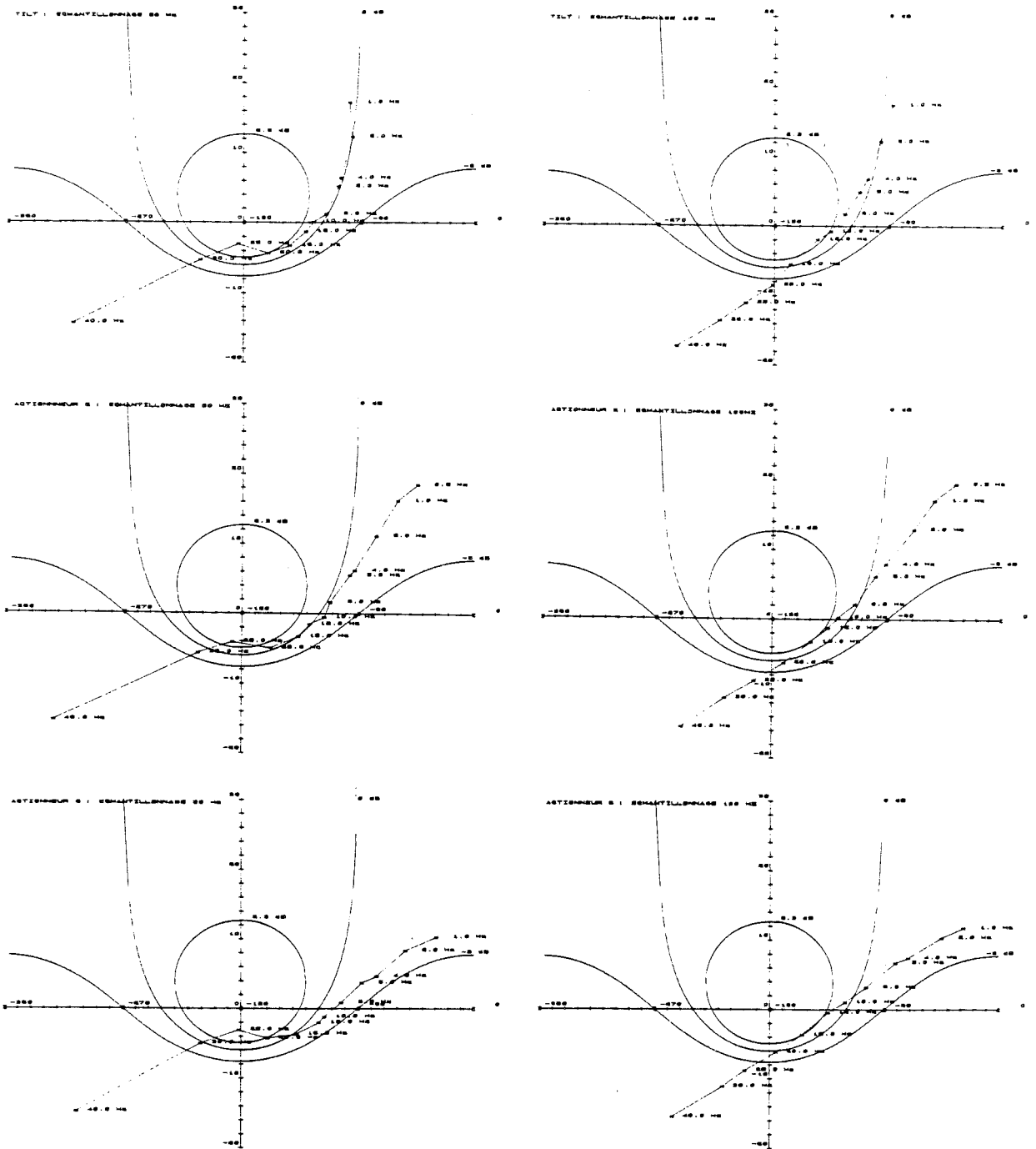
Des mesures ont été faites avec, comme détecteur sur l'analyseur, la matrice non intensifiée et la matrice intensifiée pour vérifier l'influence de l'amplificateur de brillance. On note dans le cas intensifié une perte de l'ordre de 0,5 Hz imputable au phosphore P20 dont le temps de réponse est proche du temps d'échantillonnage pour la mesure du front d'onde. La bande passante que l'on peut mesurer pour le système est comprise entre 9 et 10 Hz.

Une autre source de dégradation possible de la bande passante est due aux galettes de micro-canaux de l'intensificateur. Celles-ci ont un temps de récupération qui peut atteindre 20 ms lorsqu'elles sont utilisées avec un gain maximum. Cette remarque ne s'applique que dans le cas des observations faites à l'OHP avec les intensificateurs RTC.

Les courbes de la figure 6.8 donnent les fonctions de transfert dans les conditions optimum pour un actionneur du miroir de pointage et pour un actionneur de la première et de la seconde couronne du miroir déformable (actionneurs 2 et 8). Deux cas sont représentés : dans le premier toutes les trames sont prises en compte pour réaliser l'asservissement, dans le second une trame sur deux uniquement est utilisée. Dans ce cas il apparaît une instabilité aux fréquences supérieures à 20 Hz. Les résultats présentés, sont issues de mesures faites en laboratoire avec les intensificateurs.

La principale limitation de la bande passante est due à la fréquence d'échantillonnage du front d'onde. Les performances du système sont essentiellement déterminées par les retards existant dans la chaîne, environ deux trames du signal vidéo de l'analyseur de surface d'onde au total. Dans ces conditions, la fréquence de coupure en boucle ouverte est environ 10 fois supérieure à la fréquence d'échantillonnage [Gaffard & Boyer 90].

Figure 6.8 Fonctions de transfert temporelles de la boucle d'asservissement pour l'un des actuateurs du miroir de pointage et pour un actuateur de chaque couronne du miroir déformable (2 et 8). Sur les courbes de droite, une trame sur deux est utilisée pour l'asservissement, sur les courbes de gauche toutes les trames sont utilisées.



Par la suite on pourra envisager de tenir compte de la corrélation qu'il existe entre les fronts d'onde successifs pour augmenter la bande passante. Pour les observations sur le ciel les mesures sont toujours faites à raison de 100 trames par seconde, et en utilisant toutes les trames pour l'asservissement.

La comparaison de ces résultats avec ceux d'un modèle théorique de la boucle complète de COME-ON, a été faite par LASERDOT [Gaffard & Boyer 90]. Le comportement pour les faibles gains jusqu'à la bande passante est similaire pour le modèle et pour les mesures. Par contre pour les hauts gains sur les fonctions de transfert mesurées sur les actionneurs du miroir déformable, on note une disparité des retards de phase, qui peut être expliquée par l'intercorrélation des modes de correction. Sur la modélisation, la courbe calculée est tangente à la courbe de gain à 0 dB en boucle fermée, pour les hauts gains en boucle ouverte (correspondant aux basses fréquences). En effet la mesure ne tenant pas compte de l'interaction entre les actionneurs, elle n'est pas exacte. Il faudrait mesurer en même temps l'influence sur les actionneurs voisins. Cette erreur de mesure peut expliquer l'écart par rapport à la modélisation.

A la suite de ces mesures, des perturbations par sources de chaleur ont été apportées dans le faisceau en entrée du montage. Des séries d'images avec et sans correction ont été enregistrées sur bande magnétique, au moyen d'une caméra à transfert de charge travaillant dans le visible. Les photographies de la figure 6.9 présentent quelques images typiques tirées de ces enregistrements. La longueur d'onde d'émission de la source est $0,85 \mu\text{m}$, et la source est juste résolue par le montage. Il est difficile de chiffrer la perturbation et la correction. Ces images ne donnent qu'une information qualitative sur l'effet de la correction.

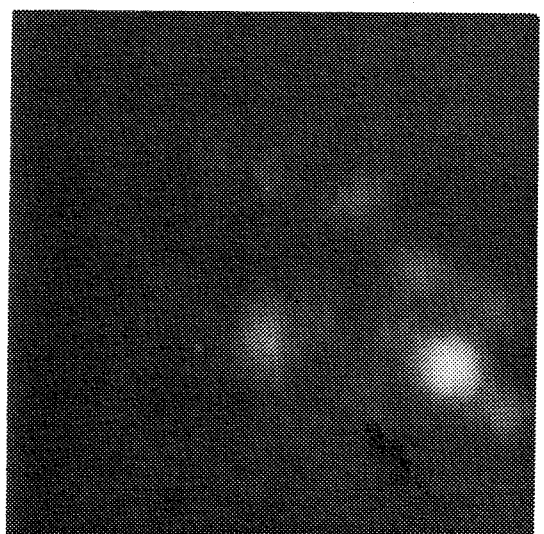
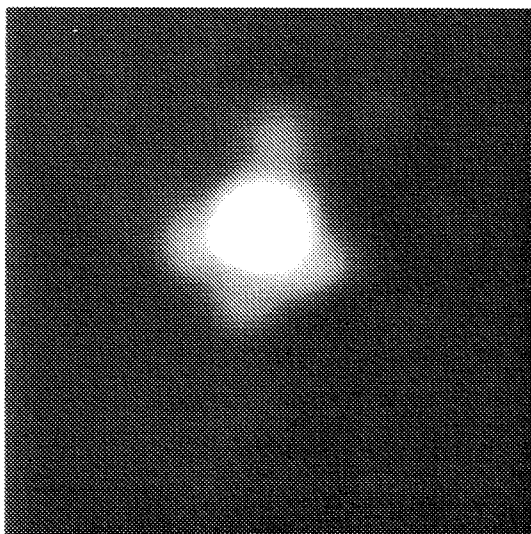
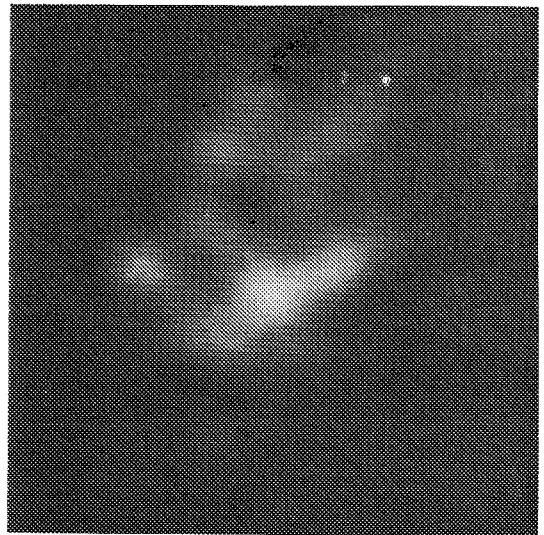
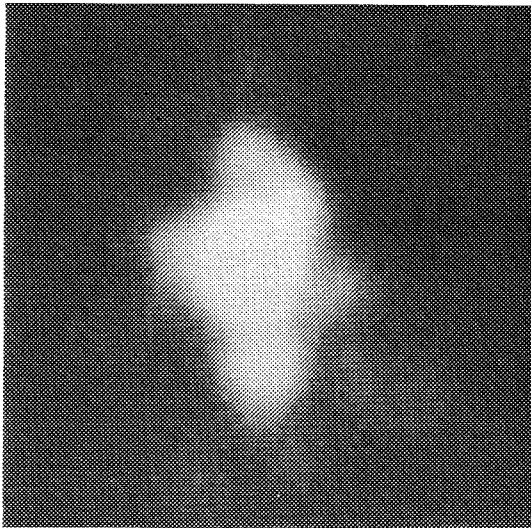
On y remarquera toutefois la structure hexagonale de l'anneau brillant autour de l'image. Cette structure est significative de l'arrangement des actionneurs du miroir déformable. Le diamètre de l'anneau est celui du premier anneau de diffraction dû à la pupille de l'instrument. Le bord extérieur de la pupille correspond avec la dernière couronne d'actionneurs du miroir déformable. Ces essais mettent surtout en évidence la grande stabilité de l'asservissement et son efficacité même en correction partielle. On note également l'absence après correction d'erreur de basculement par rapport à la référence prise pour l'asservissement.

Le même genre de tests a été fait avec la caméra infrarouge comme récepteur. Bien entendu, les résultats de ces tests montrent la même stabilité de l'asservissement pour les longueurs d'onde infrarouges avec une correction permettant de reconstruire l'image avec le premier anneau de diffraction. Ces résultats n'apportant aucune valeur quantitative, ils ne sont pas reportés ici.

Dans ces tests il a pu être vérifié que la caméra infrarouge pouvait se monter et se régler sur le banc. Il a été noté à ce moment une certaine difficulté pour réaliser son alignement. Il est en effet nécessaire d'aligner parfaitement l'axe de la caméra, défini

par le centre de la cible infrarouge et celui de la pupille froide, avec l'axe du montage de l'expérience. Le rayon du diaphragme froid dans le cryostat est de 0,25 mm.

Figure 6.9 Image de l'extrémité d'une fibre de $50\ \mu\text{m}$, à une longueur d'onde de $0,85\ \mu\text{m}$, avec et sans correction. Les perturbations sont dues principalement à des effets thermiques générés sur le banc et à un décalage de certains des actuateurs du miroir déformable à la position de repos.



2. OBSERVATIONS A L'OHP.

2.1. ADAPTATION MECANIQUE SPECIFIQUE A L'OHP.

L'expérience a été placée une première fois du 12 au 23 octobre 1989, puis une seconde fois du 13 au 24 novembre 1989, au foyer coudé (F/28) du télescope de 1,52 mètre de l'OHP. Outre l'adaptation optique présentée au chapitre précédent, une adaptation mécanique réalisée par l'Observatoire de Haute Provence, permet de fixer l'expérience sur le pilier du télescope (photographies 6.1). Le faisceau provenant du télescope arrive directement dans le plan de l'expérience qui, de ce fait, est orienté selon l'angle de latitude de l'observatoire. Une caméra supplémentaire permet d'amener l'étoile dans le champ de l'analyseur de surface d'onde, pour asservir le système. Le champ de l'analyseur est trop faible pour que l'on puisse directement s'en servir pour effectuer le pointage.

Une semaine de préparation a été nécessaire avant les premières nuits d'observation pour effectuer le montage, l'alignement de l'expérience, et pour refaire une partie des mesures de fonction de transfert faites à Meudon. Ces mesures ont permis de s'assurer que la fixation de l'expérience sur le support destiné au montage de l'ensemble sur le télescope, n'apportait pas de perturbations préjudiciables.

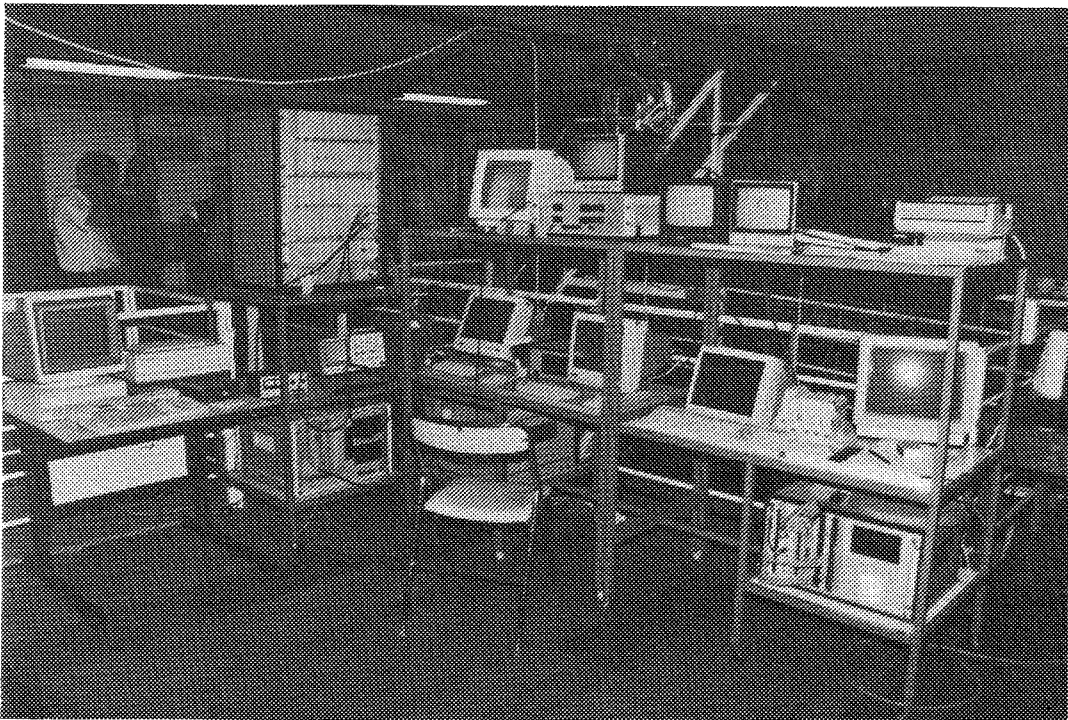
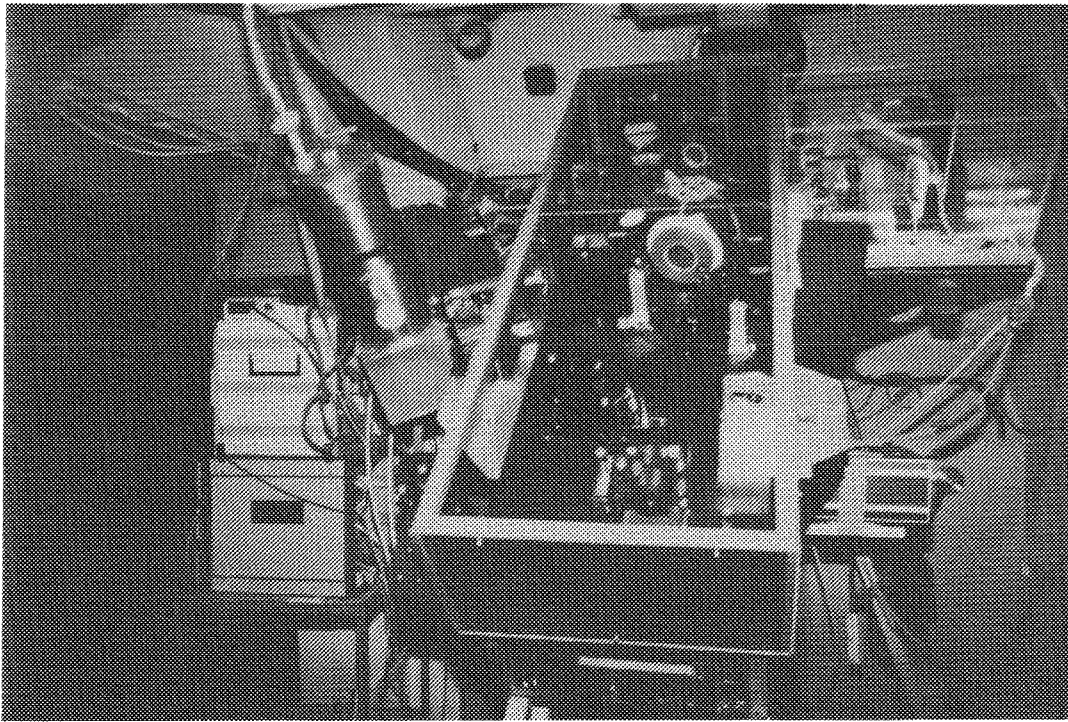
Il est à noter que le transport de l'expérience n'a pas apporté de modification importante sur les réglages du montage et que les procédures de réglage ont pu être appliquées simplement.

2.2. STRATEGIE D'OBSERVATION ET PREMIERE NUIT.

Un série d'observations se déroule de la manière suivante :

- ◇ une étoile est pointée et on s'assure que le flux est suffisant pour une analyse. Un premier essai bref d'asservissement est fait,
- ◇ des analyses de front d'onde sont faites pour caractériser l'état de la turbulence, diamètre de cohérence et temps d'évolution, avec acquisition temps réel de front d'onde,
- ◇ pendant le même temps des images non corrigées sont enregistrées en utilisant chaque filtre de la caméra infrarouge,
- ◇ la boucle d'asservissement est fermée, et des images corrigées sont enregistrées dans des conditions aussi proches que possible de celles des images non corrigées,
- ◇ régulièrement, l'asservissement est coupé, et des analyses de front d'onde sont faites pour évaluer l'évolution des conditions de turbulence.

Lorsque l'image observée n'est pas celle de l'objet qui sert de référence, une série de mesures corrigées/non corrigées est faite également sur la source de référence.



Photographies 6.1 Implantation du montage opto-mécanique de l'expérience COME-ON au foyer coudé du télescope de 1,5 m de l'OHP (en haut). En bas, consoles de contrôle de l'expérience. De gauche à droite : console et ordinateur de contrôle de l'analyseur de surface d'onde, calculateur de surface d'onde, console de contrôle de la commande de l'asservissement et console de contrôle du graphisme, ordinateur de commande, console et ordinateur de contrôle de la caméra infrarouge.

Ces différentes phases sont principalement justifiées par le besoin de qualifier l'instrument, l'enregistrement d'images non corrigées n'est pas indispensable pour des observations à caractère astrophysique.

Lors de la toute première observation l'analyse de surface d'onde donnait des résultats tout à fait insatisfaisants, le flux détecté par l'analyseur étant de loin inférieur aux prédictions faites à ce moment là. Le premier objet pointé, Deneb de magnitude 1 ne permettait pas de faire une analyse. En milieu de nuit nous avons pointé Capella ($m_v = 0$) sur lequel l'asservissement a pu se fermer correctement. Les premiers résultats présentés dans les communiqués de presse ESO/ONERA/CNRS sont issus de cette séquence.

Le lendemain, lors de test pour comprendre la faible sensibilité du montage, le premier étage de l'intensificateur est tombé en panne. Dès la première nuit un défaut d'asservissement nous a permis également de mettre en évidence une panne sur les alimentations haute tension du miroir déformable.

Ces pannes réparées, le système a pu fonctionner de manière répétitive et stable. Sur le fonctionnement général de l'instrument il faut noter les points suivants :

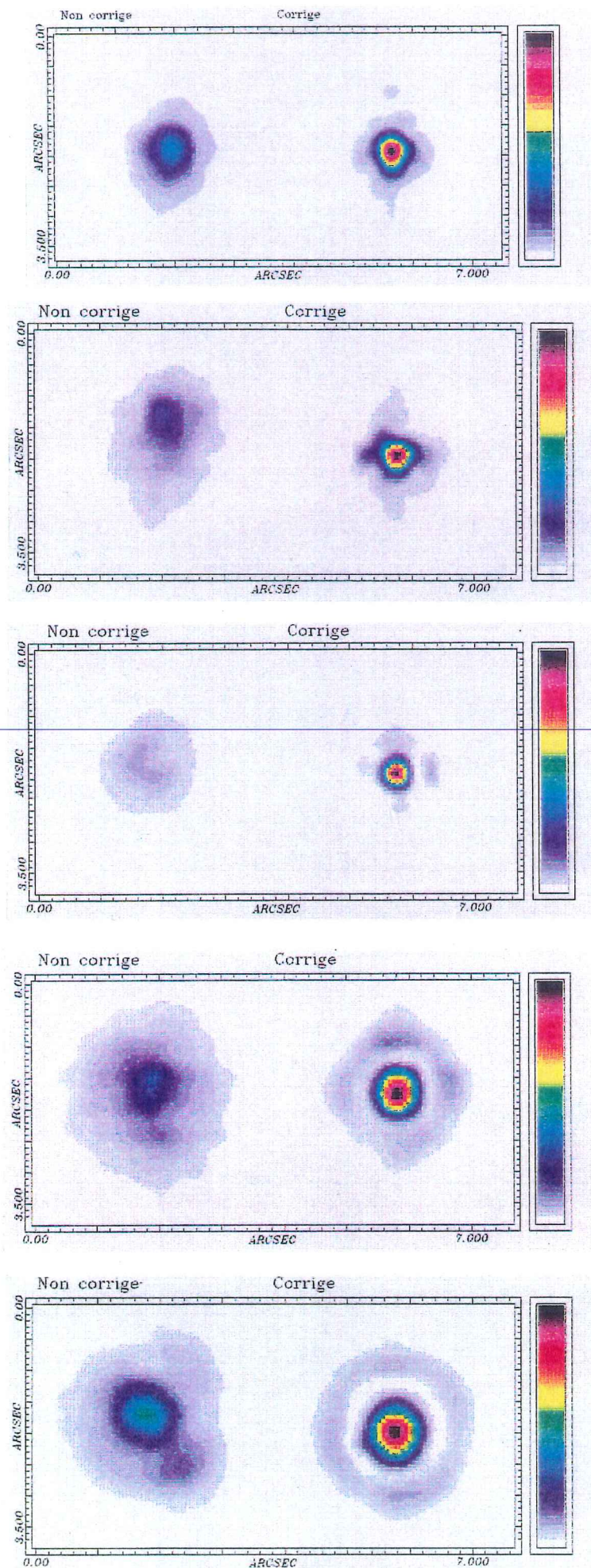
- ◇ l'asservissement ne décroche pratiquement jamais, quelle que soit la turbulence. Les cas notés sont des passages nuageux prolongés (plusieurs secondes).
- ◇ la correction du basculement est toujours parfaite, et sur les écrans de visualisation, les images sont toujours parfaitement fixes. Le déplacement de l'image n'est pas décelable, donc très inférieur à un pixel. On rappelle que le champ d'un pixel est de 0,24 seconde d'arc pour le télescope de 1,52 mètre de l'OHP.
- ◇ la mise en route chaque soir est fiable et peut se faire en 10 minutes, toutes initialisations comprises.

2.3. TESTS DU SYSTEME SUR DES OBJETS BRILLANTS.

Une grande série d'images a été faite pour diverses conditions, pour tenter de pousser aussi loin que possible la caractérisation de l'instrument. Pendant la première mission nous nous sommes efforcés de tester la bande passante, la qualité de la reconstruction en fonction de la turbulence, et de la longueur d'onde, la magnitude limite atteinte. Pendant la seconde mission nous souhaitons mener une étude de l'angle d'isoplanétisme. Cette dernière étude n'a été que partiellement possible à cause des très mauvaises conditions météorologiques que nous avons eues.

Nous donnons ici les plus beaux résultats obtenus. Les images présentées sont données pour les bandes JHKLM corrigées et non corrigées. Des résultats de ce type ont fait l'objet d'une publication dans *Astronomy and Astrophysics* [Rousset et al 90].

Figure 6.10 Images non corrigées et corrigées de l'étoile Polaire (bandes JHKL) et de Capella (bande M). Les conditions expérimentales sont reportées sur le tableau 6.1.



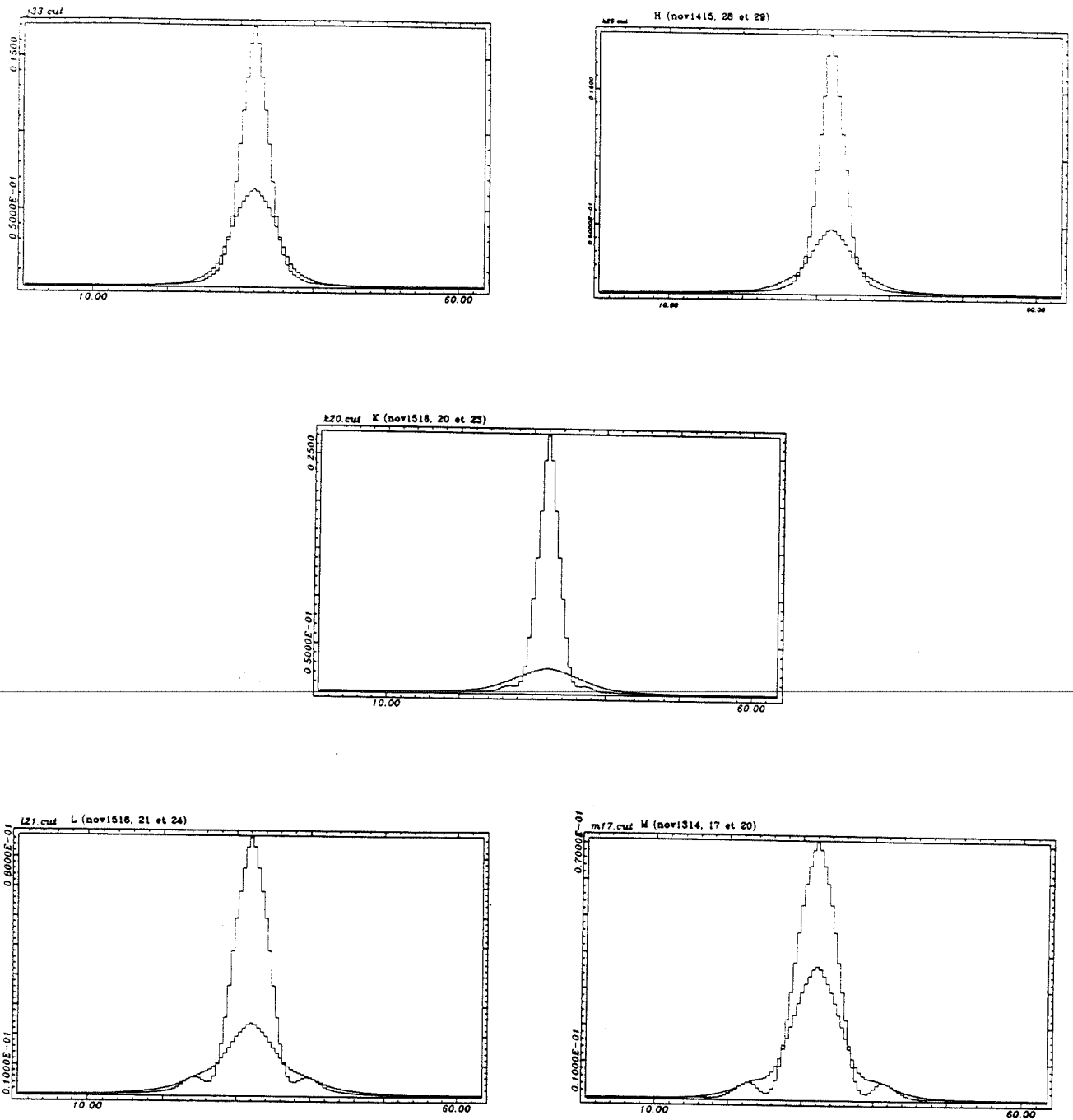


Figure 6.10 bis Coupes des images de la figure 6.10 avant et après correction.

α UMi (bande J) α UMi (bande H)
 α UMi (bande K)
 α UMi (bande L) α Aur (bande M)

Les objets présentés figure 6.10 sont α UMi (étoile polaire) ($m_v = 2$) pour les bandes JHKL et α Aur (Capella) ($m_v = 0$) pour la bande M. Les images correspondent à une moyenne faite sur N enregistrements de temps de pose élémentaire t_p (tableau 6.1).

La forme des images longue pose non-corrigées, est significative d'une aberration du télescope. Cette aberration est probablement due à un défaut de support du miroir primaire du télescope (elle apparaît plus clairement sur l'image de γ 2And (figure 6.22).

Dans le cas de la figure 6.10 les valeurs de r_o sont données dans le tableau 6.1. Il contient aussi le temps de pose d'un enregistrement élémentaire et le nombre d'enregistrements par image. On rappelle que le temps de pose pour l'acquisition des fronts d'onde est de 10 ms.

Bande.	$r_o(\lambda_{\text{corr}})$	Nb.im	t_p .	date.	heure T.U.
J_{ncorr} (α UMi)	0,35 m	800.	96 ms.	15/11/90.	3h05.
J_{corr} .	0,35 m	800.	96 ms.	15/11/90.	3h10.
H_{ncorr} (α UMi)	0,43 m	480.	192 ms.	15/11/90.	2h40.
H_{corr} .	0,43 m	480.	112 ms.	15/11/90.	2h42.
K_{ncorr} (α UMi)	0,48 m	400.	144 ms.	16/11/90.	2h20.
K_{corr} .	0,72 m	400.	400 ms.	16/11/90.	2h40.
L_{ncorr} (α UMi)	0,95 m	400.	256 ms.	16/11/90.	2h21.
L_{corr} .	1,40 m	400.	256 ms.	16/11/90.	2h41.
M_{ncorr} (α Aur)	1,46 m		80 ms.	13/11/90.	3h20.
M_{corr} .	1,46 m		80 ms.	13/11/90.	3h20.

Tableau 6.1 Caractéristiques pour les images de la figure 6.10.

Les valeurs de r_o ont été calculées à partir de séries d'enregistrements élémentaires du front d'onde de 10 ms de temps d'intégration. Les séries comportaient 1024 trames successives.

Les valeurs moyennes de $r_o(\lambda_{\text{analyse}})$ présentées ici ou dans les paragraphes suivants, sont calculées sur une période de 10 s. Il est généralement fait plusieurs séries de mesures successives de manière à vérifier les valeurs mesurées. De même les enregistrements d'images en mode corrigé sont entrecoupés de mesures de la valeur de $r_o(\lambda_{\text{analyse}})$ par des acquisitions faites en mode arrêt synchrone du calculateur de front d'onde (voir description du calculateur de front d'onde au chapitre 5). Dans ce mode, les enregistrements ne sont pas faits sur des trames

successives, et la moyenne pour calculer la valeur de $r_o(\lambda_{analyse})$ est faite sur un temps plus long. Par contre, le lien temporel entre les trames enregistrées n'étant pas connu il n'est pas possible, dans ce cas là, d'utiliser ces mesures pour un calcul de la valeur de $\tau_o(\lambda_{analyse})$.

3. CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES ET LIMITATIONS DE L'INSTRUMENT.

Nous allons dans cette partie analyser de manière quantitative les résultats obtenus au cours des deux premières campagnes d'observations à l'Observatoire de Haute Provence au cours de l'automne 1989.

Nous allons en premier lieu examiner les effets de la correction sur la résolution de l'image, en termes de Fonctions de Transfert de Modulation et en termes de largeur de tache. Nous regarderons également le gain obtenu sur le rapport de Strehl dans l'image. Les mesures de FTM et de largeurs de tache sont faites au moyen des logiciels de dépouillement des images infrarouges développés pour la caméra CIRCUS du DESPA. CIRCUS est la caméra infrarouge courtes longueurs d'onde du CFHT développée en parallèle de la caméra ISO avec un détecteur identique [Lacombe 89].

Dans un second paragraphe, nous regarderons l'aspect temporel des perturbations effectivement rencontrées, en comparant la bande passante du système, et le spectre temporel de la turbulence non corrigée, au spectre temporel des défauts résiduels après correction.

Dans un troisième paragraphe nous citerons quelles sont les magnitudes que nous avons pu atteindre.

Nous examinerons les quelques mesures de l'isoplanétisme que nous avons pu faire dans un quatrième paragraphe.

3.1 ETUDE DE LA FTM RESIDUELLE ET RESOLUTION EFFECTIVE DE L'INSTRUMENT.

Il existe trois manières de caractériser la qualité d'un instrument :

- ◇ la FTM de l'instrument qui correspond à la transformée de Fourier de sa réponse impulsionnelle en longue pose $\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle$,
- ◇ la limite de résolution définie comme l'intégrale, sur les fréquences spatiales, de la FTM :

$$\mathcal{R} = \iint \langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle d\vec{f}$$

6.1

- ◇ le critère de Strehl, défini comme le rapport de l'éclairement au centre de l'image aberrante et de l'éclairement au centre de l'image affectée par la seule diffraction (expression 4.19) :

$$S = \frac{I(0)}{I_{diff.}(0)} = \frac{\int \tilde{I}(\vec{f}) d\vec{f}}{\int \tilde{I}_{diff.}(\vec{f}) d\vec{f}} \quad 4.19$$

a. FTM des images corrigées/non corrigées.

L'approche la plus satisfaisante est de comparer les FTM mesurées, avant correction, et après correction. Cette manière de présenter les résultats permet de chiffrer le gain à chaque fréquence spatiale. La figure 6.11 présente les FTM pour les conditions décrites dans le tableau ci-dessous. Nous avons choisi des enregistrements faits à la même longueur d'onde (bande L) et pour des valeurs de r_0 différentes.

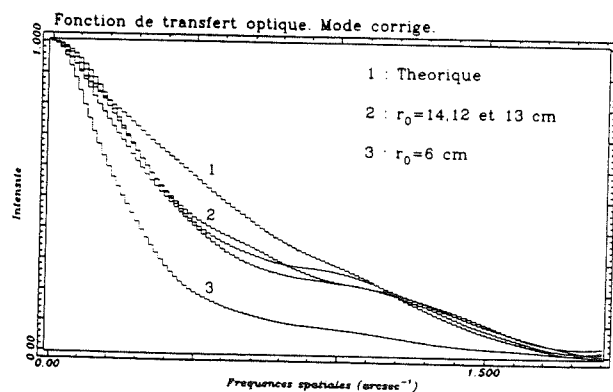
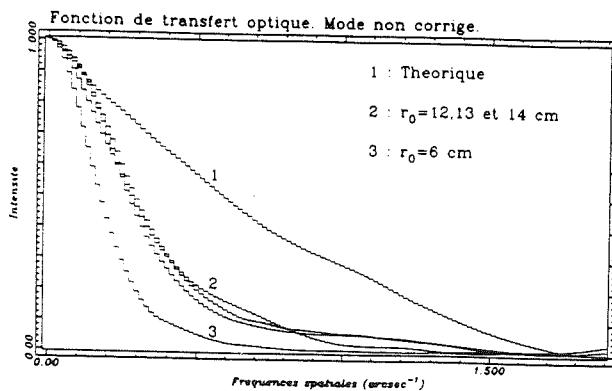
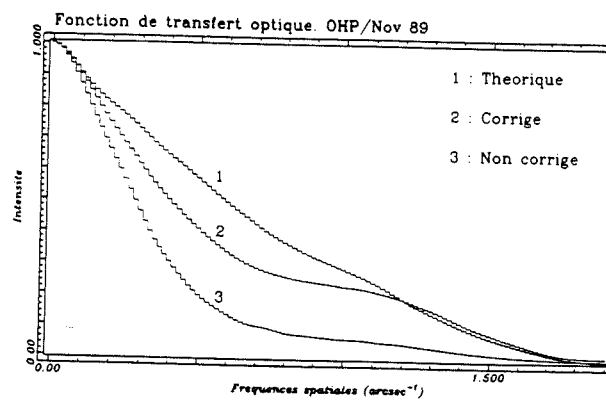
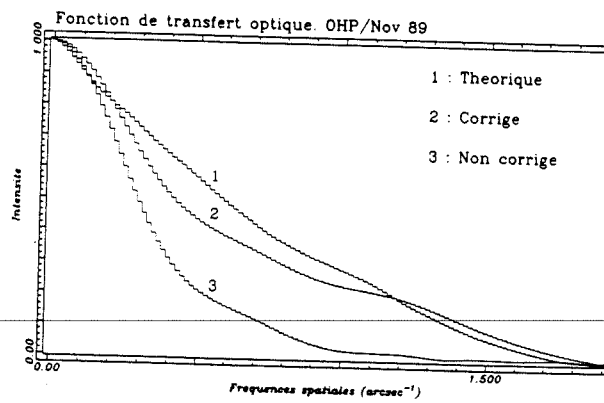
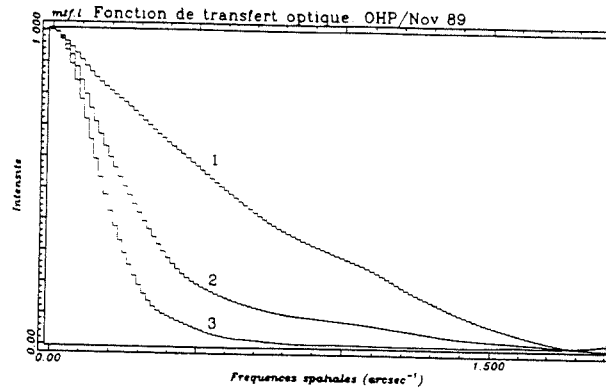
Objet.	$r_0(\lambda_{anal.})$	$\tau(\lambda_{corr.})$	Nb.im	t_p .	date.	heure T.U.
α UMi	14 cm.	.	800.	256 ms.	15/11/90.	3h30.
	14 cm.	.	800.	256 ms.	15/11/90.	3h30.
ξ Cyg	13 cm.	104 ms.	200.	256 ms.	22/10/90.	7h45.
	13 cm.	104 ms.	200.	256 ms.	22/10/90.	7h47.
γ_1 And	6,7 cm	28,3 ms.	800.	160 ms.	22/11/90.	20h20.
	6,7 cm	28,3 ms.	800.	160 ms.	22/11/90.	20h25.

Tableau 6.2 Caractéristiques expérimentales pour la figure 6.11.

Les trois figures du haut montrent pour les trois conditions les FTM théoriques, pour une image corrigée et pour une image non corrigée. En bas sur une même figure sont représentées les FTM pour les trois conditions de r_0 à droite pour les images corrigées et à gauche pour les images non corrigées. On notera que conformément aux prédictions de la modélisation faite à Marcoussis [Gaffard & Boyer 87], même lorsque la correction est partielle, les fréquences élevées sont rehaussées sur la FTM.

Les valeurs de τ qui sont reportées ne peuvent pas être utilisées directement pour calculer la valeur de \overline{v} , le critère à $\lambda/10$ qui a été pris étant sans doute un peu trop strict. Ce calcul donnerait respectivement $\overline{v} = 12,8$ et 24 m/s pour ξ Cyg et γ_1 And.

Figure 6.11 FTM des images dont les caractéristiques sont données au tableau 6.2.
 Les 3 figures en haut sont respectivement α UMi, ξ Cyg et γ_1 And,
 Les 2 figures en bas sont pour des images respectivement non corrigées et corrigées.



La valeur de la bande passante (à -3dB) qu'il faut atteindre, si la vitesse moyenne des perturbations dans les couches turbulentes est de 25 m/s, est de l'ordre de 50 Hz pour atteindre un rapport de Strehl de 0,75 avec un télescope de 1,5 mètre et des valeurs de $r_0(\lambda_{corr.}) \approx 0,6$ m. Ceci explique le défaut de correction pour γ_1 And.

On voit sur la figure 6.11 que lorsque la valeur de r_0 croît, la fonction de transfert se rapproche de plus en plus de la forme théorique imposée par la diffraction. Etant donné l'échantillonnage spatial réalisé par le miroir déformable qui est suffisant dès que $r_0 > 0,5$ m, l'erreur résiduelle est essentiellement due, comme nous l'avons vu au chapitre 4, à la valeur trop basse de la bande passante temporelle. Cette remarque sera d'autant plus justifiée que l'on cherchera à corriger pour les plus courtes longueurs d'onde.

Pour permettre une analyse plus poussée, nous avons considéré deux facteurs pour caractériser la qualité de la reconstruction :

- ◇ le gain sur le rapport de Strehl, exprimé comme le rapport du rapport de Strehl après correction et du rapport de Strehl avant correction, que nous appellerons *efficacité de l'optique adaptative* η_{OA} .
- ◇ la largeur à mi-hauteur de la tache,

b. Efficacité de l'optique adaptative

Nous avons défini comme critère d'efficacité, pour caractériser des conditions expérimentales fixées, le rapport entre l'intensité au centre de l'image après correction et l'intensité au centre de l'image avant correction que l'on appellera η_{OA} . Cette valeur est le rapport des rapports de Strehl après et avant correction. Soit :

$$\eta_{OA} = \frac{S_{corr.}(0)}{S_{non-corr.}(0)} = \frac{\int \tilde{I}_{corr.}(\vec{f}) d\vec{f}}{\int \tilde{I}_{diff.}(\vec{f}) d\vec{f}} \frac{\int \tilde{I}_{diff.}(\vec{f}) d\vec{f}}{\int \tilde{I}_{non-corr.}(\vec{f}) d\vec{f}} \quad 6.2$$

Que l'on peut écrire :

$$\eta_{OA} = \frac{I_{corr.}(0)}{I_{non-corr.}(0)} = \frac{\int \tilde{I}_{corr.}(\vec{f}) d\vec{f}}{\int \tilde{I}_{non-corr.}(\vec{f}) d\vec{f}} \quad 6.3$$

Cette grandeur est une caractéristique de l'ensemble des conditions expérimentales. Elle est définie pour la chaîne *TURBULENCE/TELESCOPE/OPTIQUE-ADAPTATIVE*. Cette grandeur varie en fonction de tous ces paramètres :

$$\eta_{OA} = f(r_0, \tau_0, D, N, f_c, \lambda_{analyse}, \lambda_{corr.}, \overline{v}) \quad 6.5$$

D est le diamètre du télescope et N le nombre d'actuateurs sur ce diamètre. f_c est la bande passante du système. Pour des conditions expérimentales fixées, cette fonction de la longueur d'onde présente un maximum, qui permet de fixer les conditions optimales d'utilisation de l'instrument sur un site et sur un télescope donné. Nous appelons λ_{OA} la longueur d'onde pour laquelle η_{OA} est maximum. Cette longueur d'onde est celle pour laquelle la chaîne de mesure donnera le meilleur gain. Idéalement, le détecteur dédié à l'expérience devrait être optimisé pour échantillonner correctement l'image à cette longueur d'onde. Il n'en reste pas moins vrai que tant que l'on reste dans la proximité de ce maximum, les gains obtenus sont significatifs. Particulièrement, pour un grand nombre d'applications corriger le front d'onde pour obtenir un rapport de Strehl de 0,3 représente un gain considérable.

Le temps de pose utilisé pour réaliser un enregistrement d'image est à choisir en fonction des sources de bruit. Dans le cas de COME-ON, le temps de pose est limité pour la bande L et M, avec la caméra utilisée, à 96 ms pour rester en-dessous du bruit thermique du fond de ciel. Pour les longueurs d'onde plus courtes, la limitation de la détectivité n'est plus imposée par le bruit de fond, mais par le bruit de lecture de la caméra qui est de l'ordre de 10.000 e⁻ par pixel. Le temps de pose peut alors être beaucoup plus long (jusqu'à 7 secondes pendant les observations à l'OHP). Dans tous les cas, le temps de pose est choisi pour utiliser au mieux la dynamique du détecteur. Nous avons vu au chapitre 4 que cette dynamique est améliorée par l'utilisation d'une optique adaptative, qui permet d'intégrer un même nombre de charges significatives du signal sur une surface plus réduite du détecteur. Le gain en rapport signal à bruit sera le même que le gain en intensité si la détection est limitée par le bruit du détecteur :

$$G_{S/B} = \eta_{OA} \quad 6.5$$

lorsque la limitation est imposée par la fluctuation du fond thermique il devient :

$$G_{S/B} = \sqrt{\eta_{OA}} \quad 6.5 \text{ bis}$$

Dans les séries de courbes qui suivent nous n'avons pas reporté les barres d'erreur pour alléger la lecture. L'estimation du $r_0(\lambda_{analyse})$ est faite à 5% près, compte-tenu du fait que sa mesure n'est pas réalisée pendant l'acquisition de l'image mais entre les enregistrements. D'autre part la précision de la mesure au moyen du calculateur et de l'analyseur de surface d'onde, est de l'ordre du pour-cent. Deux mesures simultanées peuvent donner des écarts de l'ordre de 5% que nous considérons comme valeur de l'erreur. Il est à noter que la fluctuation de cette valeur peut exceptionnellement être beaucoup plus forte sur un écart de quelques minutes.

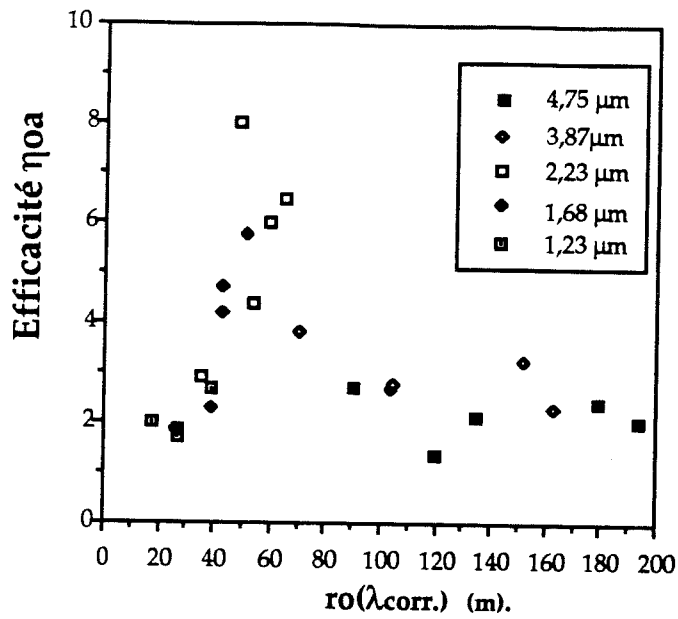


Figure 6.12 Efficacité de la correction en fonction de $r_0(\lambda_{corr.})$.

Les données utilisées pour ces deux figures sont les mêmes.

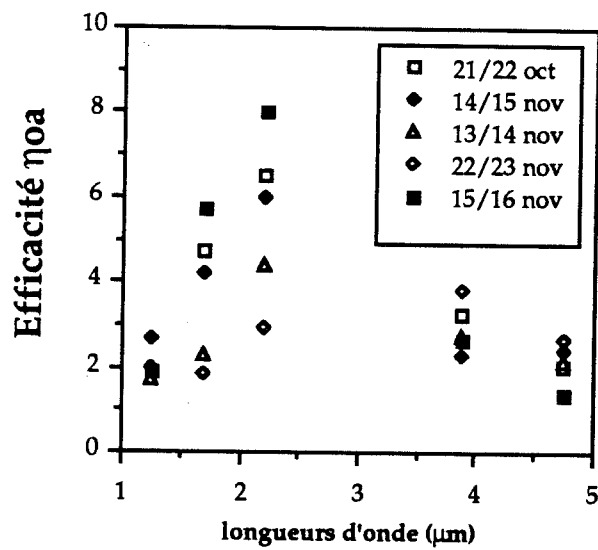


Figure 6.12 bis Efficacité de la correction en fonction de $\lambda_{corr.}$.

Bien qu'il ne soit pas possible, avec les moyens instrumentaux mis en place d'en contrôler constamment la valeur exacte, nous nous efforçons de faire des mesures aussi souvent que possible en interrompant l'asservissement. Ceci nous permet de contrôler les variations brutales du diamètre de cohérence. Pour cette raison les images dont la largeur à mi hauteur est en désaccord avec les valeurs de $r_0(\lambda_{\text{corr.}})$ ne sont pas considérées.

Nous présentons dans les figures suivantes l'efficacité η_{OA} en fonction de $r_0(\lambda_{\text{corr.}})$ (figure 6.12), et en fonction de $\lambda_{\text{corr.}}$ (figure 6.12 bis). On note que dans le cas des observations faites à l'OHP on obtient un maximum :

$$5 < \eta_{OA} < 8 \quad \text{pour} \quad \lambda_{OA} = 2,2 \mu\text{m}$$

A plus grande longueur d'onde le télescope étant plus proche de sa limite de diffraction, le dispositif apporte un gain moins important. Pour les longueurs d'onde plus courtes, l'optique adaptative ne peut apporter qu'une correction partielle.

Deux causes permettent de justifier la limitation. En effet, avec 19 actuateurs sur un télescope de 1,52 m il doit être possible de corriger à la limite de diffraction jusqu'à $1 \mu\text{m}$ soit $r_0(\lambda_{\text{corr.}}) \approx 0,3 \text{ m}$. La première est la bande passante du système : pour obtenir la correction souhaitée ($S > 0,75$) il faut une bande passante supérieure à 40 Hz à -3 dB, si la vitesse moyenne $\bar{v} \approx 10 \text{ m/s}$. La seconde cause est le mauvais échantillonnage de la caméra pour $\lambda < 2,5 \mu\text{m}$. Par un pixel trop grand, la valeur du maximum d'énergie de la tache est sous-évaluée.

Il est possible de comparer ces valeurs avec les résultats de l'analyse faite au chapitre 4. Nous avons reporté figure 6.13 le gain η_{OA} théorique avec une optique adaptative au foyer d'un télescope de 1,5 mètre. La valeur utilisée pour le rapport de Strehl de l'image non-corrigée est celle qui a été calculée par Fried [Fried 66].

Le calcul exact du gain obtenu, en fonction du nombre de modes de Zernike corrigés pour une bande passante infinie a été fait par Wang et Markey [Wang & Markey 78]. Plus récemment Nicolas Roddier a fait une modélisation qui permet de compléter cette analyse [Roddier N 90]. Sur la figure 6.13 nous avons reporté le gain théorique, en considérant que la vitesse des couches turbulentes était de 10 ou 6,5 m/s et en considérant que l'on corrige 19, 5 ou 2 modes. La notion de bande passante intervient par le biais des vitesses de couches turbulentes.

Sur cette courbe sont reportés aussi les points expérimentaux de la figure 6.12. La comparaison des courbes théoriques et de la courbe expérimentale met en évidence que pour $\lambda_{\text{corr.}} = 2,2 \mu\text{m}$ les valeurs expérimentales sont proches des valeurs des courbes B (25 modes et $v=10 \text{ m/s}$) C (5 modes et $v=6,5 \text{ m/s}$) ou D (5 modes et $v=10 \text{ m/s}$).

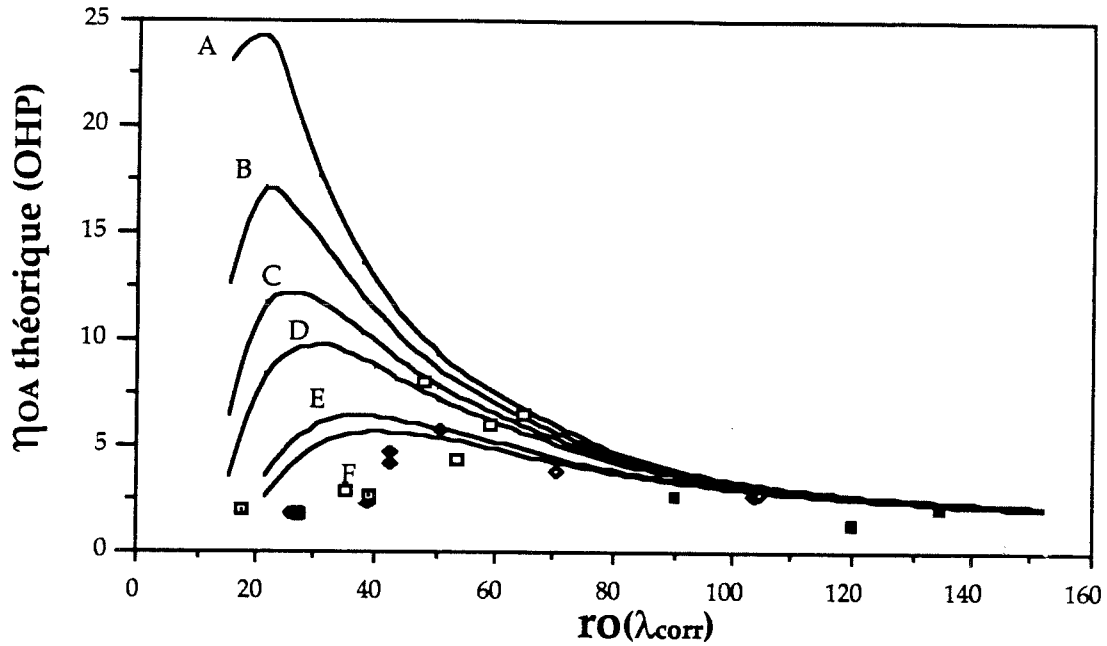


Figure 6.13 Efficacité théorique pour une optique adaptative sur un télescope de 1,52 m pour une bande passante de 10 Hz à 0dB (25 Hz à -3dB).
 A: 19 actuateurs $v=6,5$ m/s, B: 19 actuateurs $v=10$ m/s
 C: 5 actuateurs $v=6,5$ m/s D: 5 actuateurs $v=10$ m/s
 E: 2 actuateurs $v=6,5$ m/s F: 2 actuateurs $v=10$ m/s
 Les points expérimentaux de la figure 6.12 sont reportés avec les même labels.

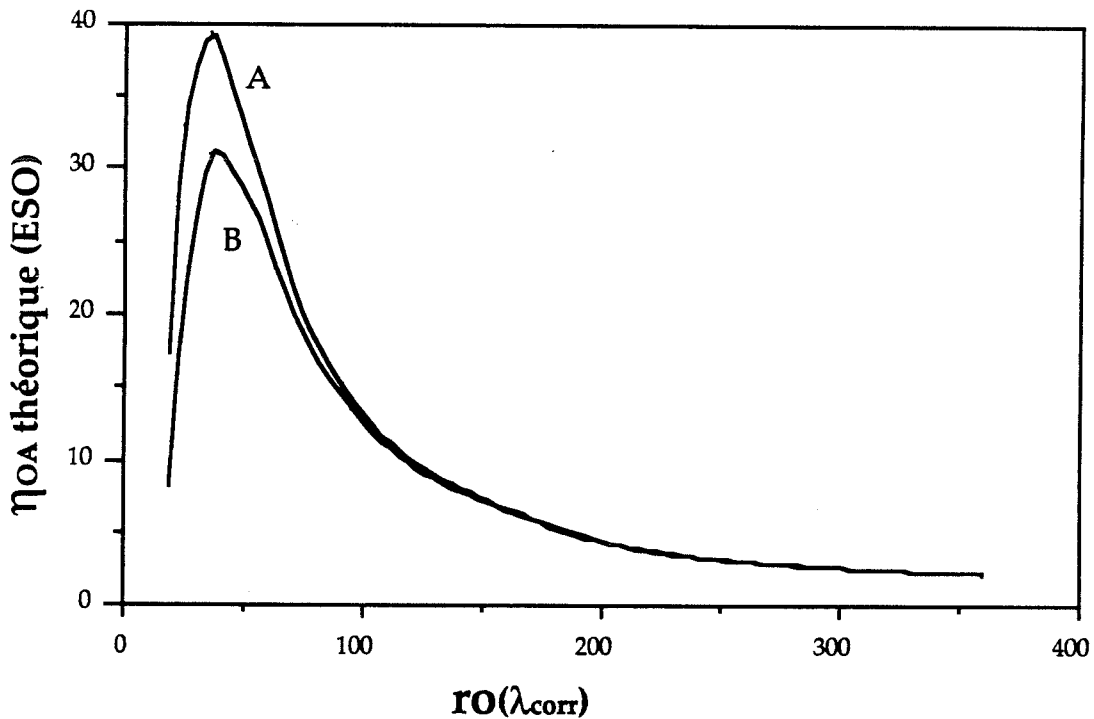


Figure 6.14 Efficacité théorique pour une optique adaptative avec 19 actuateurs sur un télescope de 3,6 m avec une vitesse de la couche turbulente de 10 m/s.
 A: $f=75$ Hz (≈ 25 Hz à 0dB) B: $f=25$ Hz (≈ 10 Hz à 0dB).

A titre indicatif, en utilisant le même processus nous avons tracé le gain pour un télescope de 3,6 m, avec une bande passante de 10 et de 25 Hz (figure 6.14).

Ces courbes montrent encore l'importance capitale de la bande passante, mise en évidence par l'influence de la vitesse des couches turbulentes. Ceci souligne clairement à nouveau, que le défaut de correction pour $\lambda_{corr.} < 2,2 \mu m$, est dû à la bande passante. Cet aspect est parfaitement illustré sur les courbes de la figure 6.15 donnant l'efficacité en fonction de $r_0(\lambda=0,55 \mu m)$ pour chaque bande pour lesquelles des images ont été enregistrées. Aux courtes longueurs d'onde, la valeur du maximum de la tache après correction, est sous-estimée, puisque toute l'énergie est pratiquement concentrée sur un seul pixel.

On notera enfin que lorsque l'on atteint la valeur $D/r_0 = 1$ on continue à avoir un gain significatif sur la qualité de l'image. Ceci est dû au fait que pour cette valeur les images en longue pose ne sont pas encore limitées par la diffraction et que l'on continue à avoir des fluctuations de l'angle d'arrivée sur la pupille du télescope. D'autre part le système prend aussi en charge les aberrations propres du télescope. Le gain, pour $D/r_0 = 1$, est de l'ordre de 2. Ce gain est celui que l'on obtiendrait en corrigeant les erreurs fixes du télescope et en ne fermant la boucle d'asservissement que pour le miroir de pointage.

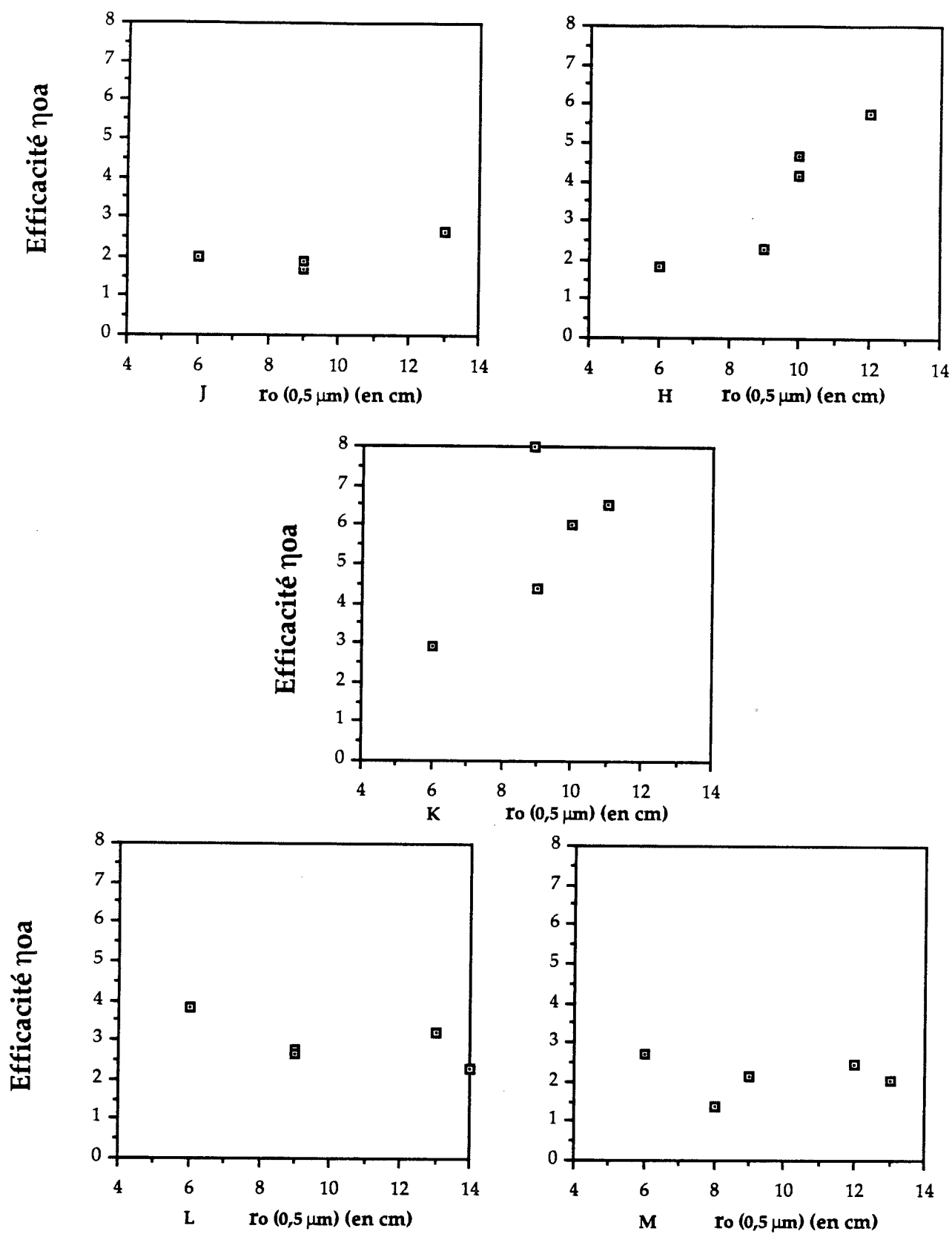


Figure 6.15 Efficacité de la correction en fonction de r_0 (analyse).

c. Profil de l'image corrigée.

Une autre analyse possible consiste à mesurer la largeur à mi-hauteur de la tache longue pose et la stabilité temporelle de la tache sur le détecteur en courte pose. Les figures 6.16 & 6.17 donnent le gain obtenu en résolution en fonction de $\lambda_{corr.}$ et de $r_o(\lambda_{corr.})$. Les différents points de la figure 6.16 pour chaque longueur d'onde correspondent à des valeurs de $r_o(\lambda_{corr.})$ différentes. On retrouve ici une valeur de gain qui est de l'ordre de $\sqrt{\eta_{OA}}$. Ce gain G_R est défini comme le rapport de la largeur à mi hauteur, de l'image non-corrigée et de l'image corrigée. Les valeurs du gain sur la largeur à mi-hauteur est approximativement :

$$\eta_{OA} \approx G_R^2 \quad 6.6$$

On retrouve une valeur optimum de $\lambda_{corr.}$, ou de $r_o(\lambda_{corr.})$, où la correction apporte un gain maximum. Ce maximum est situé au même endroit que pour η_{OA} à $\lambda_{OA} = 2,2 \mu m$.

On vérifie effectivement cette estimation en comparant les figures 6.16 et 6.14. Dans les images obtenues il serait intéressant de continuer le dépouillement des données pour estimer l'importance du signal résiduel dans les ailes des images corrigées et partiellement corrigées. Cette analyse est possible avec les données enregistrées à l'ESO, où le rapport focal a été augmenté pour obtenir un meilleur échantillonnage aux courtes longueurs d'onde. Les images enregistrées aux courtes longueurs d'onde qui sont partiellement corrigées sont mieux échantillonnées et il est possible d'analyser le signal présent dans les pieds.

Nous donnons dans le tableau 6.3 pour chaque longueur d'onde la taille de diffraction à $\alpha_{diff.} = \lambda/D$ au foyer F/40 et sur le ciel pour un télescope de 1,52 m (OHP). Puis nous donnons les largeurs obtenues sur les images présentées $\alpha_{corr.}$. La dernière ligne donne l'ouverture N.O. nécessaire pour échantillonner correctement l'image obtenue avec un pixel de 70 μm de côté. On rappelle que le faisceau sur le détecteur est ouvert à F/40, et que la taille du pixel est de 70 μm qui correspond à 0,23" sur le ciel.

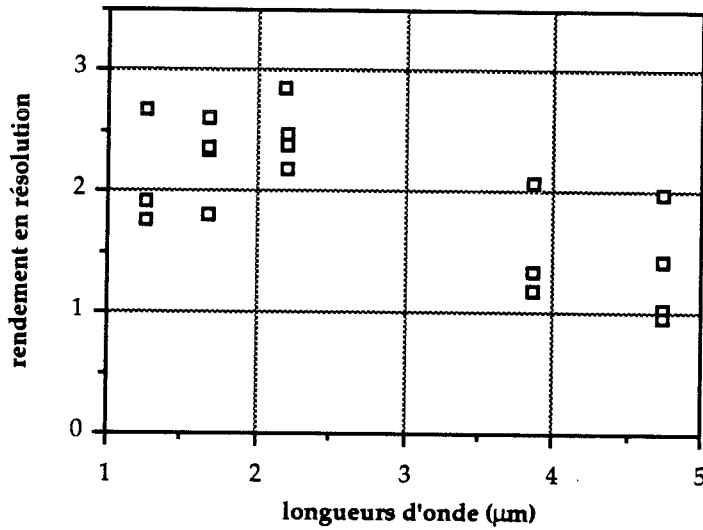


Figure 6.16 Rapport des diamètres de la tache image avant et après correction en fonction de λ_{corr} . Les différentes valeurs pour chaque longueur d'onde correspondent à différentes valeurs de r_0 .

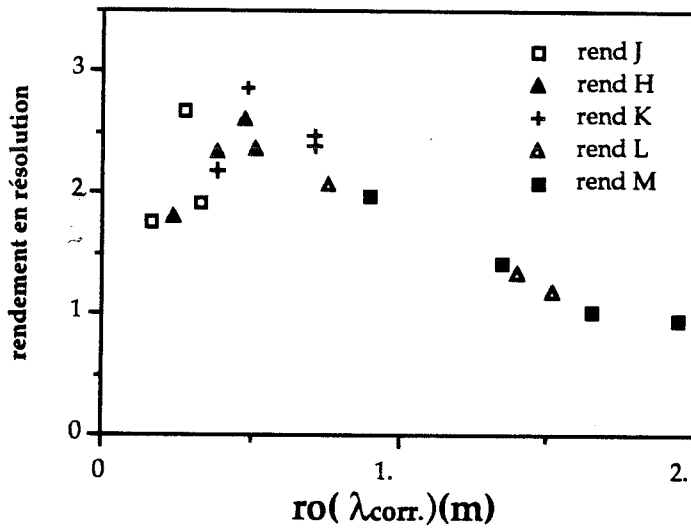


Figure 6.17 Rapport des diamètres de la tache image avant et après correction en fonction de $r_0(\lambda_{\text{corr}})$.

Bandes	J	H	K	L	M
$\lambda_{\text{pix.}}$	50 μm	67 μm	88 μm	155 μm	190 μm
α_{diff}	0,17"	0,23"	0,3"	0,52"	0,64"
$\alpha_{\text{corr.}}$		0,4"	0,32"	0,56"	0,67"
N.O.	112	83	63	36	30

Tableau 6.3 Résolution d'un télescope de 1,52 m pour les bandes JHKLM.

d. Conclusion.

Il a été mis en évidence dans les paragraphes qui précèdent, les performances de l'instrument installé au foyer coudé du télescope de 1,52 m de l'OHP. Les limitations rencontrées sont dues principalement à la bande passante relativement réduite de l'instrument, et d'autre part au mauvais échantillonnage de la caméra pour les longueurs d'onde où cette optique adaptative aurait pu apporter le meilleur gain lorsque le rapport $D/r_0 \approx 5$, c'est à dire pour $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$.

Cette analyse montre que le dispositif a permis d'obtenir une correction sur un nombre de modes supérieurs à 5 pour des valeurs de $r_0(\lambda_{\text{corr.}}) \approx 0,5 \text{ m}$. Pour permettre une analyse plus rigoureuse, il sera indispensable par la suite d'avoir une mesure de τ_0 correspondant aux images corrigées et non corrigées. Parce que ces conditions expérimentales ne sont pas bien connues, il n'est pas possible donner le nombre de modes effectivement corrigés. La question est de savoir si, sur la figure 6.13 il faut considérer la courbe A ou B correspondant à deux vitesses de vent différentes.

3.2. ANALYSE TEMPORELLE DES DONNEES.

Deux sortes de données permettent une analyse temporelle de l'expérience :

- ◇ les fichiers contenant les séquences de mesures des pentes du Shack-Hartmann, enregistrés au moyen de l'ordinateur de gestion du calculateur de front d'onde. Ces données permettent une analyse des caractéristiques spatiales et temporelles du front d'onde avant correction.
- ◇ les enregistrements, par le calculateur de commande, de séquences de mesures du front d'onde et de commandes pendant la correction. Les fichiers contiennent les mille derniers vecteurs de mesures et de commandes utilisés par le calculateur, jusqu'au moment où l'asservissement est arrêté. Ces données permettent de retrouver les caractéristiques du front d'onde pendant la correction. Le calculateur de commande permet aussi d'enregistrer, lorsque la boucle d'asservissement n'est pas fermée, les vecteurs de mesures des pentes et les vecteurs de commande qu'il faudrait appliquer pour réaliser la correction. Ces données peuvent être utilisées pour réaliser un traitement a posteriori, par déconvolution des images partiellement corrigées. Cette possibilité de traitement n'a pas été utilisée jusqu'à présent.

Le dépouillement de ces enregistrements, est actuellement en cours à l'ONERA. A partir de ces données, il est possible de faire un début d'analyse des caractéristiques temporelles de l'expérience. Il a été fait deux types d'analyses :

- ◇ d'une part sur la statistique de la turbulence avant correction
- ◇ d'autre part en comparant le spectre temporel de la turbulence avant et après correction.

Les dépouillements faits jusqu'à présent utilisent les fichiers issus du calculateur de front d'onde pour caractériser le front d'onde avant correction, et les fichiers issus du calculateur de commande pour caractériser le front d'onde après correction.

a. Outils d'analyse des fronts d'onde non-corrigés et corrigés.

L'analyse des pentes locales de la surface d'onde avant correction permet, nous l'avons dit au chapitre 5, une mesure de r_0 à partir du calcul de la fluctuation de l'angle d'arrivée, sur l'ensemble des sous-pupilles, $\langle \alpha(t)^2 \rangle$ (voir chapitre 2).

La connaissance de $\alpha(t)$ permet de calculer la densité spectrale de puissance temporelle du front d'onde :

$$TF(\alpha(t) \otimes \alpha(t)) = |TF[\alpha(t)]|^2 \quad 6.7$$

et la fonction d'autocorrélation du front d'onde :

$$\alpha(t) \otimes \alpha(t) = TF^{-1} [|TF[\alpha(t)]|^2] \quad 6.8$$

La largeur à mi-hauteur de cette fonction donne une évaluation du temps d'évolution du front d'onde.

Il est possible au moyen des logiciels disponibles de faire une décomposition sur les polynômes de Zernike du front d'onde mesuré, avant ou après correction. La valeurs des coefficients $\langle a_i^2 \rangle$ permet de calculer la valeur de r_0 (cf chapitre 2). Ce calcul nous permet de vérifier les valeurs obtenues par la méthode citée ci-dessus.

La décomposition ci-dessus permet d'accéder aux valeurs $a_i(t)$ pour obtenir la densité spectrale de puissance pour chacun des modes de Zernike et leur fonction d'autocorrélation.

La décomposition étant possible sur les fronts d'onde corrigés et non-corrigés, il sera possible de comparer le gain obtenu pour chaque mode sur la densité spectrale de puissance.

Enfin pour calculer le temps de cohérence à λ_{corr} , on calcule la fonction de structure de la phase de l'onde :

$$\mathcal{D}_\phi(\tau) = \int_{\text{pupille}} \langle | \phi(t) - \phi(t+\tau) |^2 \rangle r dr d\theta \quad 6.8$$

soit, compte tenu de la décomposition sur les polynômes de Zernike :

$$\mathcal{D}_\phi(\tau) = \int_{\text{pupille}} \langle \left| \sum_i (a_i(t) Z_i) - \sum_i (a_i(t+\tau) Z_i) \right|^2 \rangle r dr d\theta \quad 6.9$$

$$\mathcal{D}_\phi(\tau) = \sum_{ij} \langle (a_i(t) - a_i(t+\tau)) (a_j(t) - a_j(t+\tau)) \rangle \int_{\text{pupille}} Z_i Z_j r dr d\theta$$

$$\mathcal{D}_\phi(\tau) = \sum_{ij} \langle (a_i(t) - a_i(t+\tau)) (a_j(t) - a_j(t+\tau)) \rangle \delta_{ij}$$

$$\mathcal{D}_\phi(\tau) = \sum_i \langle (a_i(t) - a_i(t+\tau))^2 \rangle$$

$$\mathcal{D}_\phi(\tau) = 2 \sum_i \langle a_i^2 \rangle - 2 \sum_i \langle a_i(t) \cdot a_i(t+\tau) \rangle \quad 6.10$$

La mesure du temps de cohérence a été choisie ici comme étant la valeur $\tau_0(\lambda)$ pour laquelle la fonction de structure de la phase a la valeur :

$$D_\phi(\tau_0) = (\lambda/10)^2 \quad 6.11$$

La valeur de τ_0 dépend de la longueur d'onde pour laquelle on considère la surface d'onde.

b. Caractéristiques mesurées des front d'onde.

Parmi les outils décrits ci-dessus, nous utilisons pour analyser les résultats obtenus, la densité spectrale de puissance avant et après correction pour certains modes typiques de Zernike, et la fonction de structure de la phase. Il convient de rappeler que les séquences de fronts d'onde analysés ici sont enregistrés avec une fréquence de 100 Hz, ne permettant pas de prendre en considération des temps de cohérence, de l'ordre de 10 ms. Les résultats de temps de cohérence pour les longueurs d'onde visibles sont donc faux et ne doivent pas être retenus. D'autre part, chaque séquence contient 1000 enregistrements consécutifs et le temps de pose élémentaire pour chaque trame sur l'analyseur de surface d'onde est de 10 ms. Les moyennes sont ainsi calculées sur une durée de 10 secondes.

Trois fichiers de pentes sans correction ont été dépouillés pour obtenir les résultats qui suivent. Celui que nous utilisons pour calculer la densité spectrale a été fait sur ξ Cyg juste avant les enregistrements de l'une des images de la figure 6.11 à 7^h15 T.U. dans la nuit du 21 au 22 octobre 1989. La valeur de $r_0(\lambda_0)$ calculée pour ce fichier, est de 0,13 m. Le fichier contenant les caractéristiques du front d'onde après correction a été enregistré à 8^h05 T.U. sur le même objet. La valeur mesurée de r_0 à ce moment est de 8,3 cm. La seconde série a été faite sur le même objet dans les mêmes conditions quelques minutes après le premier. La troisième série a été faite sur γ Andromède avant et pendant les enregistrements des images présentées au paragraphe suivant à 0^h10 T.U. , la valeur mesurée du $r_0(\lambda_0)$ pour ce fichier est de 0,125 m.

1. ANALYSE DE LA DENSITE SPECTRALE.

En reportant sur les densités spectrales temporelle sans correction, les droites de pentes respectivement -5/3 et -8/3, il apparaît que le comportement temporel est identique à celui du modèle proposé par Greenwood [Greenwood 77] (chapitre 2). L'analyse mode à mode de la correction nécessite sans doute une étude plus approfondie, notamment pour analyser le taux de correction effectivement atteint pour les modes élevés et pour analyser l'influence de la valeur mesurée de $r_0(\lambda_{\text{corr}})$ ainsi que l'influence des conditions météorologiques : vitesse et direction du vent, altitude des couches turbulentes.

Figure 6.18 Densité spectrale de deux modes de Zernike avant et après correction en échelle logarithmique ($r_0(\lambda_{anal}) = 10 \text{ cm}$).

basculements $2r\cos\theta$,

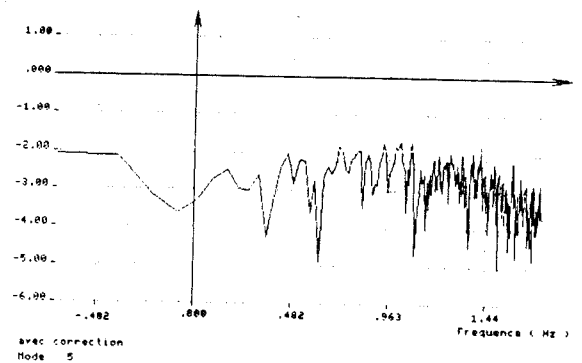
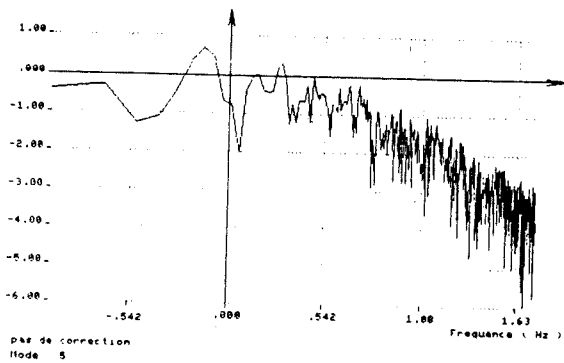
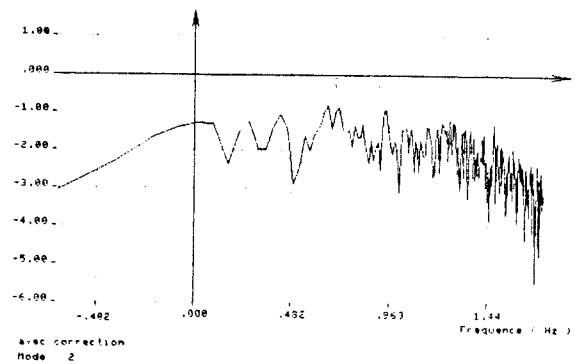
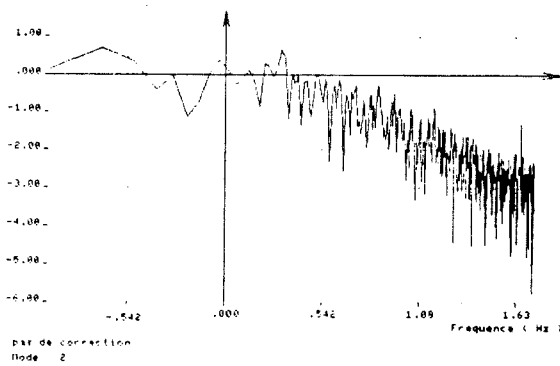
astigmatisme du 3^e ordre, $\sqrt{6} r^2 \sin 2\theta$,

avant correction

basculements $2r\cos\theta$,

astigmatisme du 3^e ordre, $\sqrt{6} r^2 \sin 2\theta$,

après correction



En premier nous comparons les densités spectrales temporelle de deux modes de Zernike typiques [Boyer et al 90] [Kern et al 90] avec et sans correction (figure 6.18). Les modes présentés sont :

- un des modes de basculements de la forme $2rcos\theta$,
- un mode d'astigmatisme du 3° ordre, de la forme $\sqrt{6} r^2 sin2\theta$,

r et θ représentent les coordonnées polaires dans le plan de la pupille. Sur les densités spectrales après correction, il apparaît clairement un plateau pour la partie basse fréquence, jusqu'à une fréquence de l'ordre de 10 Hz, confirmant la valeur de la bande passante mesurée en laboratoire. Il apparaît que les erreurs résiduelles après correction ont une évolution très rapide qui correspond aux fréquences d'évolution des modes d'ordre élevé avant correction. Toutefois à ces fréquences l'amplitude est faible.

On note, pour les fréquences en-dessous de la fréquence de coupure, une atténuation de la densité spectrale de puissance (exprimé en rad^2/Hz) entre le cas non-corrigé et le cas corrigé, d'un facteur de l'ordre de 20 pour la correction du basculement et d'un facteur 100 pour l'autre mode présenté.

Il convient de remarquer que les erreurs résiduelles après correction ne pourront être compensées a posteriori qu'à condition d'effectuer une acquisition avec une fréquence trame qui permette d'échantillonner cette erreur résiduelle, qui est identique à la fréquence qu'il aurait fallu utiliser pour corriger cet ordre sans optique adaptative.

C. Boyer et V. Michau présentent [Boyer et al 90] aussi le rapport des deux densités spectrales de puissance avec et sans correction $H_c(f) / H_{nc}(f)$, pour la valeur moyenne de la fluctuation de l'angle d'arrivée sur la pupille. Si $G(f)$ est le gain pour ce mode (gain en boucle ouverte du miroir de pointage sur l'axe considéré), on peut écrire la fonction régulateur du système, en boucle fermée, comme étant :

$$\frac{H_c(f)}{H_{nc}(f)} = \left| \frac{1}{1+G(f)} \right|^2 \quad 6.12$$

Ils tracent dans cet article sur le même graphe le rapport des densités spectrales et la fonction de transfert en boucle fermée, calculée à partir des fonctions de transfert de la figure 6.8. Nous reportons ici cette courbe (figure 6.19). Ces résultats montrent l'accord entre les mesures faites en laboratoire et les mesures faites sur le ciel.

Cette courbe a également été tracée en laboratoire directement au moyen d'un analyseur analogique de spectre, en utilisant comme signal d'entrée le signal de commande d'un actuateur du miroir de pointage et l'erreur mesurée sur le capteur qui lui correspond. La courbe mesurée est donnée figure 6.20, avec ici les fréquences exprimées en unités linéaires.

Figure 6.19 Densité spectrale de puissance en échelle logarithmique de la pente moyenne du front d'onde avant et après correction (au-dessus); rapport des ces deux densités spectrales (en dessous).

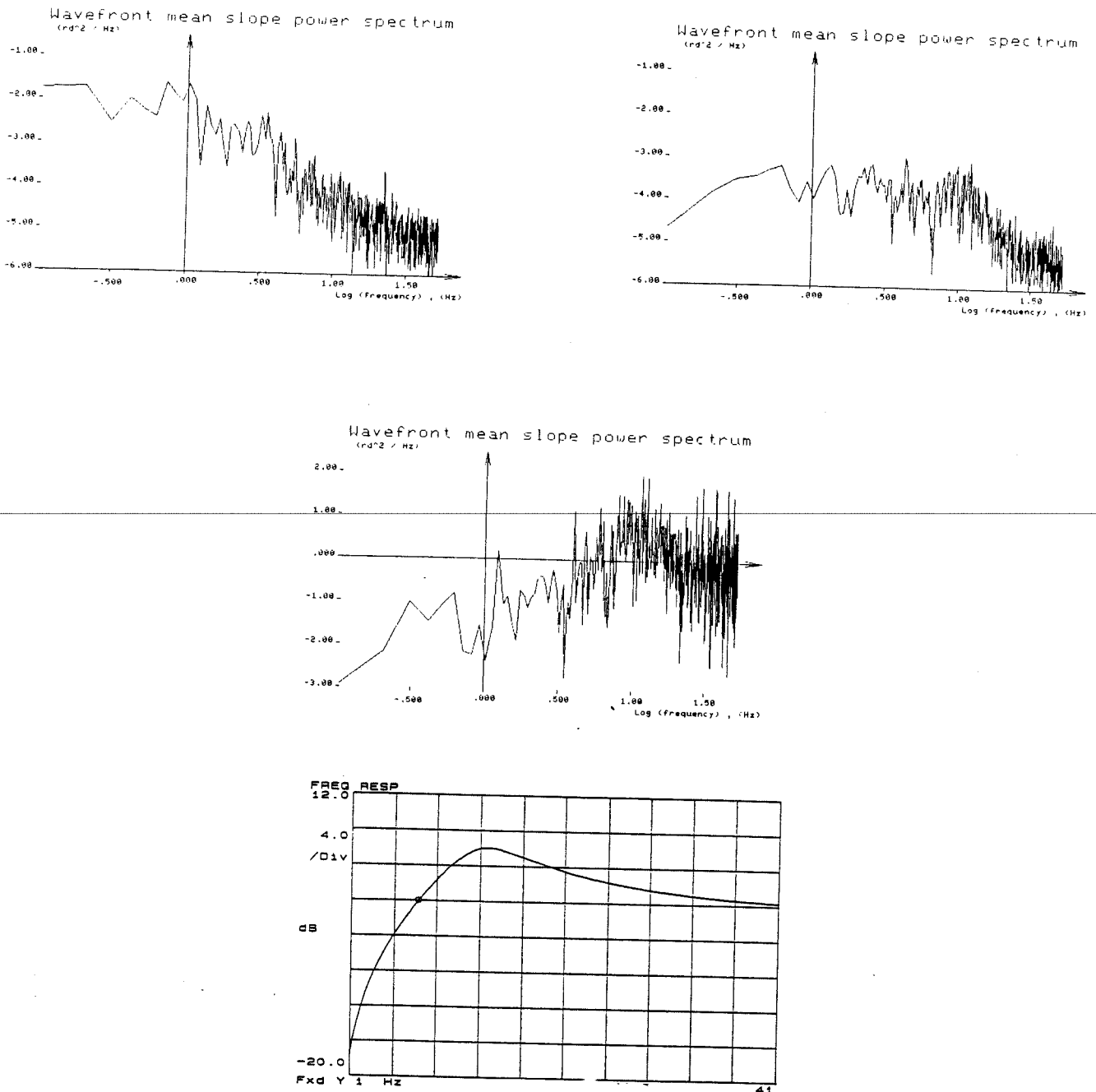


Figure 6.20 Fonction de transfert du miroir de pointage fonctionnant en système régulateur, mesurée en laboratoire.

Ce type de courbe met en évidence le danger d'un gain trop fort qui risque d'amplifier les erreurs sur la plage de fréquence proche de la fréquence de coupure. Le spectre présenté montre que l'erreur est corrigée jusqu'à 10 Hz et que l'on arrive ensuite à une saturation. Avant d'arriver en régime de saturation il peut y avoir une plage de fréquence où les erreurs sont amplifiées.

2. ANALYSE DU TEMPS DE COHERENCE.

Sur la figure 6.21 a été reporté le temps de cohérence du front d'onde obtenu en calculant les corrélations entre les fronts d'ondes successifs. Le critère pour définir la cohérence est d'accepter un écart maximum de $\lambda/10$ entre les deux fronts d'onde. Il faut remarquer que le point pour la longueur d'onde visible n'a pas de sens puisqu'il est environ à 15 ms et que la période d'échantillonnage est de 10 ms; l'incertitude de la mesure à ce point est grande. Sur la figure est reportée la courbe théorique du temps de cohérence à partir d'une valeur arbitraire de τ_0 . On note une disparité pour les valeurs extrêmes par rapport à cette valeur théorique.

De cette figure on peut déduire, d'après la formulation du temps d'évolution de la turbulence proposée au chapitre 2, une vitesse des couches turbulentes en altitude de l'ordre de 10 m/s (calculé à partir de la valeur à $\lambda=4,75\mu\text{m}$). Le critère qui a été appliqué est plus strict que le critère normalement utilisé pour la détermination de la valeur de τ_0 .

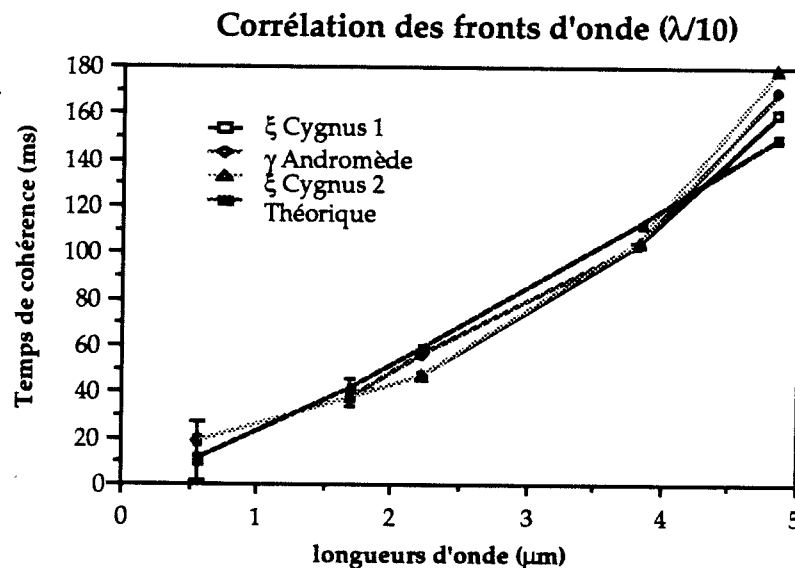


Figure 6.21 Temps de cohérence du front d'onde en fonction de la longueur d'onde. Le critère choisi pour calculer ces temps de cohérence consiste à imposer un écart entre les fronts d'onde inférieur à $\lambda/10$.

c. Conclusion.

L'analyse ci-dessus permet de confirmer la valeur effective de la bande passante, de 10 Hz à 0 dB en boucle ouverte, telle qu'elle avait été mesurée en laboratoire. Il apparaît jusqu'à cette fréquence une atténuation de la densité spectrale de puissance des fluctuations de phase pour des modes d'ordre élevés (5^o mode d'ordre 2 présenté ici, 14^o mode d'ordre 4 dans [Kern et al 90]). Le dépouillement de ces premiers résultats montre l'importance des données temporelles, pour permettre une analyse complète. Par la suite, il sera important d'apporter le soin nécessaire à ces mesures.

3.3. MAGNITUDE LIMITE.

La limite actuelle est essentiellement due au détecteur de l'analyseur de surface d'onde. La transmission de l'ensemble télescope/instrument est une seconde limitation. Des mesures de transmission du montage optique ont permis de chiffrer à deux magnitudes, la perte qu'elle entraîne. La mesure a été faite en plaçant la même source à l'entrée et à la sortie du montage. Le rapport des niveaux de flux obtenus en tenant compte des différences d'ouverture des faisceaux utilisés, permet d'évaluer les pertes en transmission.

Dans l'état actuel des choses, la magnitude limite de l'étoile de référence, atteinte par l'instrument est $m_v = 5,3$. La valeur mesurée ici est en accord avec le résultat prévu par l'analyse faite au chapitre 5 de l'analyseur de surface d'onde. Nous trouvons à la fin du paragraphe 4.6 du chapitre 5, une magnitude limite $m_v = 8$ en ne tenant compte que de la transmission optique de la lame dichroïque et pas du montage optique. L'influence du rapport d/r_o dans la sous-pupille induit une perte :

$$2,5 \log (d/r_o (\lambda_{corr}))^2$$

Ce terme n'était pas pris en considération. La perte induite par le montage, si on ne tient pas compte de la lame dichroïque est de 1,6 magnitude (transmission de la lame de l'ordre de 70%). Celle induite par un rapport $D/r_o = 2$ d'environ 1,5 magnitude. Ce qui conduit à une magnitude de 5 pour l'étoile permettant de réaliser une mesure avec une précision de $\pi/7$.

L'interprétation de la figure 4.23, au chapitre 4 conduit à une valeur plus faible. Si on se place dans le cas où le système n'est limité que par le bruit de mesure, (pour $r_o(\lambda_{corr.})$ suffisamment grand pour négliger les effets de la bande passante et du nombre d'actuateurs), un rapport de Strehl de 0,8 ($\sigma = \pi/7$) est atteint en utilisant comme référence une étoile de magnitude $m_v \approx 6,5$. La seule contribution qui n'est pas prise en compte dans cette analyse est celle due à la transmission du montage (2 magnitudes). Avec une magnitude aussi faible, il n'est pas concevable de parler de

couverture de ciel par ce dispositif, puisqu'il ne peut fonctionner que sur quelques objets brillants.

Ces valeurs mettent en évidence le point faible du montage actuel. Ce sera évidemment dans cette direction que sera concentrées une grande partie des efforts dans les prochains mois pour améliorer le système. La perte que le système de détection entraîne peut être réduite en améliorant le rendement quantique de la photocathode d'entrée et le bruit de lecture de la matrice de détecteurs (voir au chapitre 4 les paragraphes 2 et 3). Nous reviendrons sur ce point au chapitre suivant.

3.4 APPROCHE DE L'ISOPLANÉTISME.

L'une des plus belles images que nous avons obtenues nous fournit le premier point de mesure de cette étude est celle de la figure 6.22. Elle représente un objet double, γ_2 And dont le flux est insuffisant pour réaliser la correction du front d'onde ($m_v = 5,3$ et $6,1$). La correction a été réalisée à partir de l'analyse faite sur γ_1 And ($m_v = 2,3$) qui est éloigné de $9,6''$ de γ_2 And. Le rapport de Strehl sur l'objet principal de γ_2 And est identique au rapport de Strehl sur l'objet de référence γ_1 And.

La correction permet de résoudre l'objet double pour les quatre plus grandes longueurs d'onde. La séparation des deux composantes est de $0,5'' \pm 0,06$ (on considère que l'incertitude est donnée par la demi largeur du pixel de la caméra IR qui est de $0,23''$ sur le ciel à $F/40$ sur le télescope de $1,5$ m). La limite de diffraction du télescope permet de résoudre des détails de $0,3''$ à $2,2 \mu\text{m}$. La différence de magnitude mesurée entre les deux objets est de $m_v = 0,66$ [Rousset et al 90].

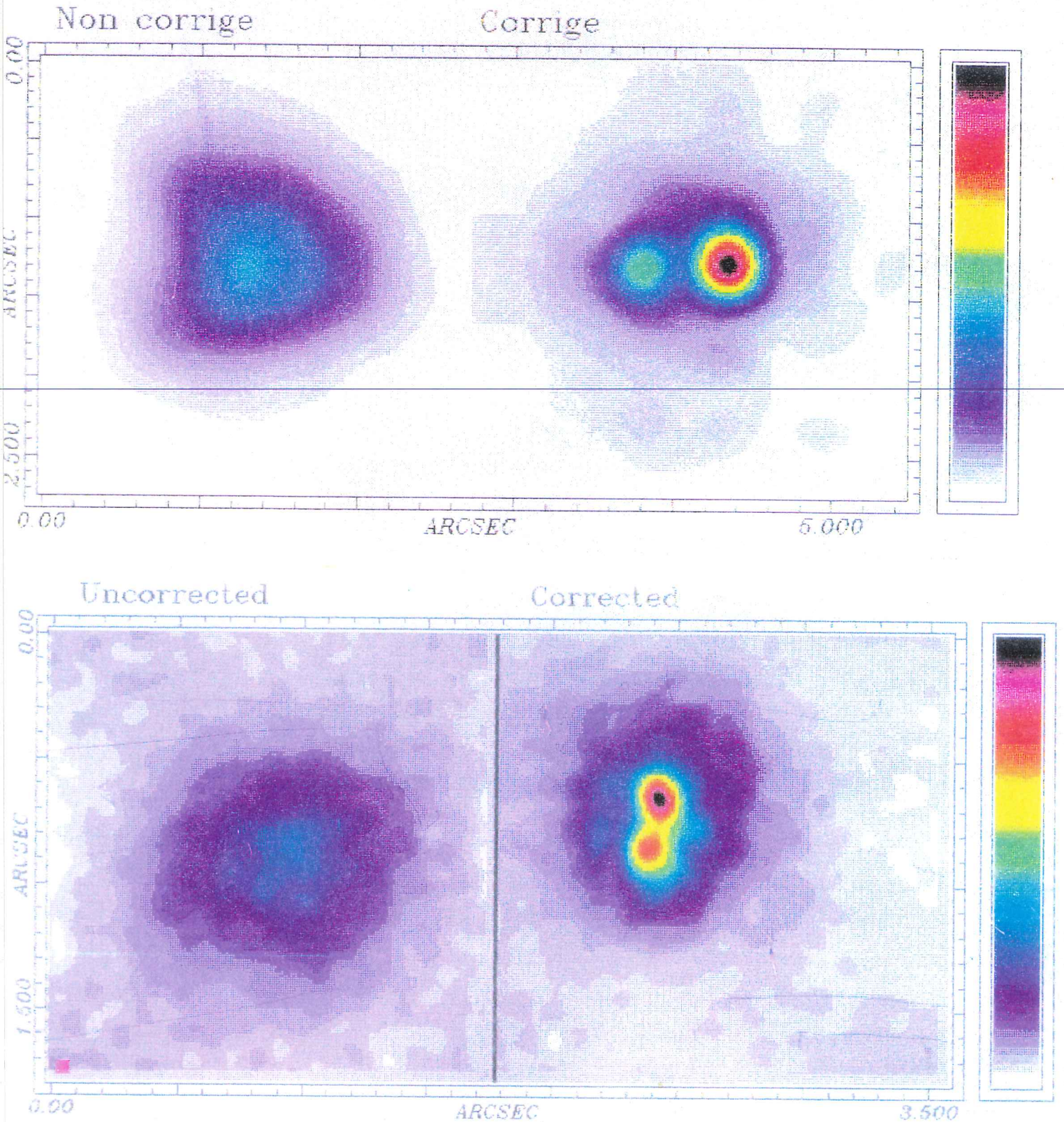
Au cours de la seconde mission plusieurs séries d'observations du compagnon de l'étoile polaire ont été faites en prenant l'étoile polaire (α UMi) comme référence. La séparation des deux objets est de $18''$. La magnitude du compagnon est $m_v = 9$. La correction est encore satisfaisante à cette séparation et les enregistrements ne révèlent aucune dégradation significative.

On déduit une valeur de l'angle d'isoplanétisme supérieure à $10''$ pour la bande K le soir de l'enregistrement de γ_2 And et de $18''$ pour la bande L sur la polaire. Ceci permet de donner une valeur approximative de $20''$ pour l'angle d'isoplanétisme, soit une hauteur de la principale couche turbulente de l'ordre de $1,2$ km. Cette valeur ne constitue qu'un ordre de grandeur. Une analyse systématique doit être engagée sur les sites où une optique adaptative doit être utilisée, pour en analyser les possibilités compte tenu des magnitudes que l'instrument saura atteindre.

Figure 6.22 γ_2 And non corrigé et corrigé dans la bande K le 22/10/89 à 1h40.

L'analyseur de surface d'onde utilise γ_1 And comme source de référence pour l'asservissement qui est situé à $9''6$ de γ_1 . La largeur mesurée à mi-hauteur est de $0,35''$ sachant que la diffraction à cette longueur d'onde est de $0,3''$. La valeur de $r_0(\lambda_{\text{corr.}})$ était $0,72$ m. Il a été fait 32 enregistrements de $0,125$ s pour réaliser cette image.

Pour avoir les informations sur l'image en-dessous, enregistrée au foyer F/8 du $3,6$ m de l'ESO se reporter à la thèse de François Rigaut qui ne devrait plus tarder.



CHAPITRE 7 : PROSPECTIVE D'AVENIR.

1. INTRODUCTION.

L'instrument qui a été réalisé procure un outil de choix pour l'analyse des besoins futurs de l'optique adaptative en astronomie. Les premiers résultats permettent de confronter les approches théoriques à la réalité des conditions expérimentales. Une analyse globale du travail qui a été fait autour de COME-ON, peut conduire à une stratégie pour la suite des développements en trois volets :

- ◇ une amélioration immédiate de COME-ON en modifiant le détecteur de l'analyseur de surface d'onde, qui constitue le point le plus limitatif de l'instrument. Nous avons discuté en détail ce point au chapitre 4. Pour les prochaines missions de COME-ON il est envisagé pour l'analyse de surface d'onde, de tester d'une part un détecteur infrarouge 64x64 du CENG/LETI/LIR mis en oeuvre par l'observatoire de Grenoble, et d'autre part un EB-CCD développé par le LEP tel qu'il a été décrit au chapitre 4.
- ◇ une transformation de l'instrument pour s'approcher d'avantage des besoins de l'optique adaptative pour les grands télescopes. Dans un projet appelé COME-ON+ il sera réalisé un miroir déformable suivant une architecture nouvelle permettant d'augmenter plus facilement le nombre d'actionneurs. Un miroir avec une disposition sur une maille carrée des actionneurs sera réalisée, il comportera 64 actionneurs. Les logiciels de commande et l'analyseur de surface d'onde seront adaptés pour piloter ce nouveau dispositif.
- ◇ une étude à plus long terme doit permettre d'envisager les systèmes futurs pour équiper des très grands télescopes, ou pour équiper de façon standard les télescopes existants, à des coûts plus réduits. Dans cette analyse doivent aussi être envisagés des problèmes plus fondamentaux encore : source de référence, domaine d'isoplanétisme, stratégie modale analyse/commande/correction.

Dans ce chapitre nous allons regarder les points nécessitant une attention dans le futur et qui n'ont pas forcément été abordés dans les chapitres précédents. Ces points marquent les domaines de recherche auxquelles certaines équipes se sont attaché à travailler.

2. SCHEMAS POSSIBLES.

L'intégration d'une optique adaptative dans un instrument destinée à un télescope ne constitue à proprement parler ni un domaine de travail original, ni une difficulté technologique. Par contre il convient de faire à ce propos quelques remarques. Pour avoir tout son sens une optique adaptative doit éliminer globalement plus de

contraintes qu'elle n'en apporte. Un dispositif tel que COME-ON utilisé à l'OHP, de par son nombre de miroirs, conduit à une faible transmission. Pour les instruments destinés à une exploitation astrophysique, la perte induite par la transmission du montage optique doit être négligeable par rapport au gain en énergie apportée par la correction.

Avec 10 miroirs, qui, dans le cas de COME-ON, devait avoir un coefficient de réflexion de l'ordre de 90%, et la lame dichroïque qui a une transmission mesurée de 70%, on peut évaluer la transmission globale du montage à 25%. La perte induite ici n'est pas un bon exemple puisque cet instrument n'a pas été optimisé pour sa transmission, mais pour permettre des conditions de manipulation adaptées aux différentes phases de mise au point. En particulier l'emploi d'un foyer coudé F/28, pour un instrument conçu pour un foyer Cassegrain F/8 nécessite l'emploi de miroirs supplémentaires. Nous nous sommes imposé cette manière de faire pour des impératifs techniques de mise au point. Des montages futurs pour une exploitation scientifique de l'instrument, par opposition à l'exploitation technique faite jusqu'ici, devront s'attacher à optimiser l'instrument de ce point de vue en utilisant des traitements réfléchissants adaptés à la longueur d'onde de fonctionnement bien sûr, et protégés pour éviter un vieillissement prématuré, mais aussi en réduisant le nombre des éléments utilisés.

Un autre aspect sera la simplicité d'emploi d'un tel dispositif. Si son utilisation à long terme nécessite la présence d'un personnel qualifié, son coût d'exploitation en augmentera d'autant. L'interface avec l'utilisateur devra être considérablement simplifiée. L'idéal sera de fournir un instrument dont l'un des modes de fonctionnement soit automatique, pour être parfaitement transparent pour l'utilisateur. Des modes plus évolués permettront des analyses des conditions de turbulence ou des traitements à posteriori des données acquises (déconvolution).

3. AMELIORATION DE L'ANALYSE.

Cet aspect a été largement développé au chapitre 4 dans le cas d'un dispositif de Shack Hartmann. Nous ne reviendront pas ici sur les points déjà développés. Par contre il faut souligner qu'il est possible d'envisager des procédés pour l'analyse de surface d'onde très différents.

Deux aspects nécessitent une réflexion plus large. Il serait plus opportun de mesurer la grandeur que l'on veut corriger, selon le dispositif de correction dont on dispose, ou, autrement dit, de corriger la grandeur que l'on sait mesurer. Cette approche est celle utilisée dans le cas des dispositifs à correction de courbure. D'un autre côté, il a été souligné par F.Roddiier dernièrement qu'il pourrait être mis davantage à profit les progrès de l'optique moderne pour l'analyse de surface d'onde [Roddiier 90]. Dans un schéma de Shack Hartmann à la place de la matrice de micro-lentilles pourraient être utilisé un réseau de phase dont les caractéristiques pourraient changer en fonction des perturbations mesurées. Le signal détecté pourrait subir une analyse plus évoluée, par exemple par décomposition en terme de Fourier. La mise en oeuvre de ce type de traitement en temps réel reste actuellement une limitation.

4. PROBLEMES DE TEMPS DE CALCUL.

Le problème du temps de calcul se pose dans tous les cas où la commande se fait de manière numérique. Les limitations de bande passante rencontrées sont d'une part dues à la fréquence maximum d'échantillonnage du front d'onde, pour obtenir suffisamment de flux pour réaliser une analyse, avec la précision requise. D'autre part ces limitations sont dues à la conversion analogique/digitale du signal vidéo, et au temps de calcul nécessaire pour accéder effectivement à la grandeur recherchée (les pentes locales dans le cas du Shack-Hartmann utilisé pour COME-ON) et enfin pour restituer la valeur des commandes à affecter aux éléments de correction.

A l'analyse, le temps de pose nécessaire est fixé par la constante de temps d'évolution de la perturbation que l'on veut mesurer ($\tau_0(\lambda_{corr})$). Lorsque le flux disponible pour l'analyse est réduit, il est possible de réduire la précision de la mesure spatiale, ou d'augmenter le temps de pose au détriment de la bande passante à la correction (réduction de la précision de la mesure temporelle). Réduire le temps de pose revient à réduire la quantité de lumière disponible pour une analyse. Le temps de lecture dépend du détecteur utilisé.

L'analyse de surface d'onde en temps réel nécessite de disposer de détecteurs à lecture rapide. Différents modes de lecture sont à envisager dans le cas des matrices de détecteurs : lecture en parallèle des lignes (solution TEKTRONIX) ou par accès aléatoire en lecture DVR ou MOS. La solution utilisant une matrice de détecteurs dont les sorties sont indépendantes, est une solution attrayante dans le cas de commande en fil à fil (solution de l'analyse et de la correction de courbure par exemple) ou si une électronique adaptée peut utiliser les sorties parallèles pour réaliser une commande.

Le problème actuellement le plus difficile pour les systèmes envisagés dans le proche futur, est le temps de calcul du front d'onde et des commandes. Pour le projet COME-ON nous avons été amenés à utiliser un processeur câblé pour le calcul du front d'onde, traitant les sous-pupilles ligne à ligne au fur et à mesure de l'acquisition du signal vidéo. Pour la commande, il a été utilisé l'un des microprocesseurs les plus rapides parmi ceux qui pouvaient être mis en oeuvre au moment du projet. On rappelle qu'il réalise un produit matriciel à partir du vecteur des mesures pour atteindre le vecteur des commandes.

Maintenant de nouveaux processeurs basés sur des technologies RISK™ ou des TRANSPUTER™ ou des processeurs spécialisés (ASIC: Application Specific Integrated Circuit) peuvent permettre de résoudre une partie des problèmes posés par la nécessité de réaliser un calcul rapide pour commander les degrés de liberté de l'instrument à partir de la mesure des perturbations. Il est indispensable que la solution retenue offre toute la souplesse nécessaire au contrôle d'un instrument complexe.

Dernièrement il a été proposé de réaliser le calcul de la commande par un processeur optique [Downie & Goodman 89]. Le signal correspondant aux mesures est conservé en analogique (gain de temps sur la conversion Analogique/Digitale) pour

piloter un barrette de diodes électroluminescentes ou de diodes laser. Ces diodes éclairent avec une intensité proportionnelle au signal d'erreur une matrice dont la transmission sera significative de la matrice d'interaction entre les mesures et les commandes à appliquer sur les actionneurs. Chaque diode éclaire une colonne de la matrice. Le signal est focalisé de l'autre coté sur une barrette de détecteurs, chaque diode recevant le signal provenant d'une ligne de la matrice. Le signal de sortie est toujours analogique et ne nécessite pas de conversion Digitale/Analogique comme dans le cas des processeurs numériques. Un tel processeur est appelé OLAP pour Optical Linear Algebra Processor. L'article cité ci-dessus évalue les erreurs introduites par un tel dispositif en comparaison d'un système conventionnel.

5. SYSTEMES HYBRIDES DETECTEUR-PROCESSEUR.

Dans le cas de dispositif délivrant une mesure indirecte, c'est à dire nécessitant de réaliser des traitements spécifiques pour accéder à la mesure souhaitée, ce traitement constituera une des limites de la correction.

Il faut certainement envisager, pour réaliser ces fonctions, l'utilisation de composants hybrides permettant un traitement de proximité. L'oeil réalise des traitements locaux et ne transmet que les informations indispensables pour les traitements de haut niveau (l'utilisation de notion de réseaux neuronaux est peut être à considérer à long terme). Dans l'immédiat un circuit hybride peut permettre une correction du bruit spatial fixe du détecteur, et d'extraire des caractéristiques statistiques rudimentaires : moyennes, variances, centres de gravité géométriques ou pondérés des taches élémentaires, localisation des maximum d'intensité, ou des caractéristiques cinétiques : vitesses et accélérations, ou des reconnaissances de formes rudimentaires. Il faut considérer l'opportunité l'utiliser des réseaux neuronaux pour réaliser ce type de fonction.

Ce dernier point nous amène à souligner qu'il est possible dans le cas d'un analyseur de Shack-Hartmann d'exploiter l'information contenue dans la forme de la tache au foyer de chaque sous-pupille. L'élargissement de la tache est significatif d'une défocalisation locale (courbure locale), son élongation, en absence d'aberration chromatique, est significative d'un astigmatisme local.

6. AMELIORATION DES MIROIRS DEFORMABLES.

On peut envisager deux stratégie pour corriger une phase détériorée. Dans la premières la correction est réalisée sur un nombre limité de modes, mais ont leur conception leur permet d'être adapté directement, en fil à fil, au dispositif de mesure du front d'onde. Ce dispositif permet d'envisager d'excellentes bandes passantes à un coût relativement réduit. La faisabilité de ce type de technique devrait être démontrée dans les prochaines années [Roddier 90 b].

La seconde stratégie consiste à échantillonner le mieux possible les défauts mesurés par l'analyseur. Dans cette manière de voir les choses on cherche à augmenter le nombre d'actionneurs. Il est alors indispensable de disposer de puissant moyen de

calcul pour obtenir les tensions de commandes à appliquer sur chaque actionneur. Pour la conception de ces dispositifs entrent en ligne de compte un certain nombre d'impératifs. On veut

- ◇ Augmenter du nombre d'actionneurs,
- ◇ Simplifier la technologie, pour faciliter le montage et
- ◇ Réduire les prix,
- ◇ Sans doute modifier le principe d'adressage pour éviter une connectique trop lourde
- ◇ Réduire les tensions d'alimentations, pour permettre l'usage d'électronique plus standard pour la commande des actionneurs.

Toutefois, l'analyse faite au chapitre 4 ainsi que d'autres travaux [Roddier N 90], tend à prouver que la correction d'un nombre réduit de modes avec une bande passante temporelle suffisante permet d'obtenir des résultats remarquable en augmentant de manière significative le rapport de Strehl de l'image.

En outre la maintenance des futurs systèmes, utilisés comme instrumentation standard, impose de pouvoir disposer de composant facile à remplacer ou à réparer. Il est certain que le prix de la maintenance des systèmes d'optique adaptative doit rentrer en considération lors de l'évaluation des budgets dédiés à l'instrument.

Enfin en ce qui concerne les miroirs déformables il peut aussi être évalué l'intérêt de corriger, par des dispositifs différents, des aberrations d'ordres différents. En effet les modes d'ordres faibles nécessitent des amplitudes de correction importantes, et de faibles bandes passantes. Par opposition les modes d'ordres élevés ont de faibles amplitudes et de fortes bandes passantes. On peut penser utiliser des dispositifs de natures différentes pour répondre à des besoins spécifiques. On pourrait imaginer d'utiliser plusieurs dispositifs en cascade corrigeant les différents niveaux d'aberration. Cela est déjà fait pour la correction des basculement, cela doit sans doute être étendu à la focalisation, pourquoi pas aux quelques modes élémentaires suivants.

Il convient de modéliser ce type de fonctionnement pour en évaluer les avantages et les inconvénients. Il est certain qu'une solution élégante consisterait à réaliser des dispositifs à double technologie. On peut imaginer de déformer par des actionneurs à grande amplitude une structure multicouches dont la forme locale serait contrôlée par des électrodes déposées dans cette structure multicouches.

7. CREATION D'ETOILE ARTIFICIELLE POUR PILOTER UNE OPTIQUE ADAPTATIVE.

Un des problèmes les plus importants à résoudre pour que l'optique adaptative puisse être pleinement utilisable en astronomie, est celui posé par la source de référence utilisée pour l'analyse de surface d'onde. Nous avons vu au chapitre 4 que dans l'état actuel des choses, il n'est possible de couvrir avec un système réalisant une correction à la limite diffraction, la totalité du ciel que pour les longueurs d'onde supérieures à 5 μm dans les meilleures conditions. Aux longueurs d'onde du visible,

à $0,55 \mu\text{m}$ la probabilité de trouver une étoile de référence dans le voisinage d'un objet d'intérêt devient extrêmement faible ($\approx 0,1\%$). Dans ces conditions l'optique adaptative perd une partie de son intérêt à ces longueurs d'onde. Le problème se pose en des termes différents pour une grande partie des cas où une correction partielle peut apporter une solution satisfaisante.

Pour cette raison plusieurs auteurs [McCall & Passner 78] [Foy & Labeyrie 85] ont proposé d'utiliser un laser pour créer une source de référence artificielle dans les hautes couches de l'atmosphère. Trois types de diffusions peuvent être utilisées pour obtenir un signal de retour :

- ◇ diffusion de Mie due aux poussières et aérosols en basse altitude,
- ◇ diffusion Rayleigh, avec un maximum de flux rétrodiffusée en-dessous de 50 km,
- ◇ diffusion due à la résonance atomique de l'un des composants de l'atmosphère, le sodium étant un excellent candidat [Foy et al 89].

Dans ce dernier cas la rétrodiffusion est maximum à $0,5891 \mu\text{m}$ pour des altitudes comprises entre 80 et 100 km.

Plusieurs équipes considèrent les solutions à mettre en oeuvre. L'une est constituée de chercheurs de l'ONERA et de l'observatoire de Paris et de l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA). Une instrumentation a été réalisée et doit être testée dans les prochains mois. Cette instrumentation utilise le matériel de la station *Laser Lune* du CERGA comportant un laser YagNd doublé et un télescope de 1,5 m [Foy et al 89].

Un autre programme a été lancé à l'université de Illinois. Les solutions envisagées utilisent la rétrodiffusion sur la couche de sodium, au moyen de laser excimer ou de laser YagNd [Thompson et al 89], ou la diffusion Rayleigh au moyen de laser excimer [Gardner et al 89].

8. MIROIRS ADAPTES AUX DIFFERENTES COUCHES DE L'ATMOSPHERE.

Nous avons vu que la correction réalisée par un dispositif d'optique adaptative est limitée à un champ de taille réduite autour de l'objet de référence choisi. Pour un grand nombre d'applications en astronomie infrarouge, on peut se contenter de ce champ. Cependant pour étendre le domaine d'utilisation de l'optique adaptative, surtout dans le visible, il serait intéressant d'étendre le domaine d'isoplanétisme à un champ plus grand. La solution proposée pour étendre ce domaine consiste à corriger le front d'onde au moyen de plusieurs miroirs déformables conjugués à plusieurs couches de turbulences [McCall & Passner 78] [Foy & Labeyrie 85] [Beckers 88]. En effet la réduction du domaine d'isoplanétisme est due à la répartition des perturbations sur trois dimensions.

Pour analyser les perturbations au niveau de plusieurs couches il a été proposé d'utiliser plusieurs sources de référence, c'est à dire un réseau de spots laser [Foy & Labeyrie 85] [Beckers 88] [Foy et al 90]. De cette manière il sera possible de réaliser une cartographie en trois dimensions des perturbations de phase.

Les analyses faites [Beckers 88] montrent que le nombre de degrés de liberté nécessaires pour effectuer une telle correction n'exède pas celui nécessaire pour une correction conventionnelle au centre du champs.

9. LE VLT QUELS BESOINS ?

Les mois qui viennent, vont voir la définition du VLT et de son instrumentation se préciser. Le travail auquel j'ai participé, montre de manière indiscutable que l'optique adaptative est une technique avec laquelle il faut compter maintenant, pour la réalisation de télescopes au sol. Ceci est d'autant plus vrai que le VLT est plutôt destiné à travailler aux longueurs d'onde infrarouges. Nous ne faisons qu'entrevoir les immenses possibilités d'une telle instrumentation en astronomie. Même si ces résultats semblent limités à certains, il n'en demeure pas moins vrai que chaque semaine qui vient voit de nouveaux utilisateurs proposer leurs programmes.

Des équipes sont déjà au travail pour proposer le meilleur compromis souhaitable pour la réalisation de l'optique adaptative qui sera installée sur le VLT. L'étude expérimentale que nous avons réalisée avec toute l'équipe de COME-ON, nous donne des éléments nouveaux pour le choix des composants.

La préoccupation, que nous avons dans les mois passés, était surtout de savoir comment augmenter le nombre de degrés de liberté. Je pense aujourd'hui que nous devons surtout nous attacher à trouver le moyen d'augmenter sensiblement la bande passante, sans perdre de photons par une réduction du temps d'exposition des détecteurs de l'analyseur de front d'onde.

Il est souhaitable, pour bâtir le cahier des charges, de tenir compte de la nature de la turbulence spécifique au site qui sera choisi. L'un des paramètres, qu'il est important de connaître, est le profil de turbulence au-dessus du site. Il sera possible au moyen de ce paramètre de mieux modéliser les effets de l'isoplanétisme et les effets temporels. Ce dernier effet est d'une grande importance pour justifier le choix d'une bande passante.

10. APPLICATIONS SPATIALES.

L'utilisation de l'optique adaptative doit être envisagée également dans le cadre d'applications spatiales pour l'observation ou pour les systèmes de communication. Pour obtenir une image à haute résolution avec un télescope spatial il faut compenser les défauts de stabilisation du satellite. Les instruments de grand diamètre, aujourd'hui à l'étude sont des télescopes dont la structure allégée sera déployée dans l'espace. Par conséquent, il sera indispensable de pouvoir agir sur le trajet optique, pour compenser les défauts dus à ce type de structure. Il faut envisager un dispositif d'auto-maintenance du télescope qui ne pourra pas être entretenu et ré-aligné manuellement de façon régulière comme peut l'être un télescope au sol. L'usage d'une optique active ou adaptative offre pour cela une solution intéressante.

CHAPITRE 8 : CONCLUSION GENERALE.

Nous avons montré dans les chapitres qui précèdent, que les objectifs que nous nous étions fixés ont pu être atteints : mettre en oeuvre un instrument d'optique adaptative, permettant d'obtenir des images limitées par la diffraction pour des longueurs d'onde supérieures à $2,2 \mu\text{m}$.

Nous avons pu caractériser l'instrument et valider les principes de base de l'optique adaptative pour son emploi en astronomie. Des objets simples et complexes ont été enregistrés avec une correction à la limite de diffraction, ou avec une correction partielle. L'analyse de surface d'onde a pu être réalisée sur des objets brillants, jusqu'à une magnitude $m_v = 5$, et sur objet étendu : des images de Ganymède ont pu être enregistrées en utilisant le satellite de Jupiter lui-même comme source de référence ($m_v = 4,6$).

Deux principales limitations sont mises en évidence. L'une sur la correction que l'on peut atteindre : cette limitation est imposée par la bande passante du système asservi, de 9 Hz à 0 dB en boucle ouverte (soit de l'ordre de 25 Hz à -3 dB), le nombre d'actuateurs pour effectuer la correction étant dans ce cas suffisant.

La seconde limitation concerne le flux utile pour réaliser l'analyse de front d'onde. Cette limitation, de 5 magnitudes dans le visible, est liée à l'emploi d'un détecteur intensifié mal adapté à la détection de faibles flux. Ceci est essentiellement dû au fort bruit de lecture de la matrice de détecteurs utilisée, et aux performances limitées de l'intensificateur. Il apparaît également que le fait de réaliser l'analyse de surface d'onde dans le visible, pour obtenir une correction à la limite de diffraction dans l'infrarouge, réduit le rapport signal sur bruit à l'analyse d'un facteur $(d/r_o(\lambda_{anal}))^2$ dans chaque sous-pupille de diamètre d .

Avec cet instrument s'ouvre un nouveau domaine expérimental en astronomie au sol. Des analyses faites, apparaissent clairement les travaux à engager : étude approfondie de la correction partielle, qualification de l'instrument associé à un site d'observation. Seule une analyse conjointe des images, des fronts d'onde et des conditions atmosphériques, permettra d'analyser le comportement temporel de l'instrument, et d'en optimiser l'efficacité.

Depuis les observations décrites ici, nous avons réalisé d'autres observations à l'ESO au foyer Cassegrain du télescope de 3,6 m. Les enregistrements obtenus sont en cours de dépouillement. Réalisés avec plus de rigueur, ils vont permettre une analyse plus précise que celle réalisée ici. Il reste à nous donner rendez-vous pour la thèse de François Rigaut, pour apprécier cette analyse.

L'expérience COME-ON constitue un pas décisif pour l'utilisation de l'optique adaptative en astronomie. Les premiers résultats présentés ici, prouvent la faisabilité de tels instruments pour améliorer la résolution des télescopes au sol. Nous disposons de tous les outils nécessaires, pour réaliser les dispositifs permettant une correction à la limite de diffraction des images obtenues sur les télescopes existants à ce jour, pour

des longueurs d'onde supérieures à $2,2 \mu\text{m}$. De tels dispositifs permettront déjà d'obtenir une amélioration significative dans le visible, et l'effort à réaliser pour obtenir la limite de diffraction n'est pas considérable. Les deux principales difficultés qu'il faut lever sont celles posées par la bande passante de l'asservissement à réaliser, et par le nombre de sources de références disponibles dans le ciel. Les résultats qui seront obtenus prochainement par les expériences sur les sources artificielles constituent sans doute l'une des étapes suivantes.

La résolution que l'on peut obtenir avec un télescope au sol n'est plus vraiment fixée par la turbulence atmosphérique mais par sa limite de diffraction. Il est probable que l'apparition de l'optique adaptative va permettre de réaliser l'un des grands pas de l'astronomie au sol, comme l'avait permis il y a quelques années l'apparition des détecteurs modernes.

Cette étape nous permettra de patienter en attendant la réalisation de grands télescopes spatiaux, ou d'un interféromètre installé sur la lune.

TABLE DES NOTATIONS

Les principales notations utilisées sont données dans cette table avec leur signification, les unités des grandeurs, et le numéro de l'expression où elles sont définies. Les grandeurs qui ne sont utilisées que localement ne sont pas toujours reportées dans cette table.

COORDONNEES

x, y	dans le plan image	m
$\vec{\alpha}$	dans l'espace image dans le cas d'un instrument observant à l'infini	
\vec{z}	dans la direction de propagation	m
\vec{r}	dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation	m
\vec{f}	fréquence spatiale	radian^{-1}
\vec{k}	vecteur d'onde	μm^{-1}
n_x, n_y	coordonnées d'un pixel	pixel

GENERALITES

c	vitesse de la lumière :	$2,997\ 925\ 10^8$	m/s
h	constante de Planck :	$6,626\ 196\ 10^{-34}$	$J.s$
k	constante de Boltzmann :	$1,380\ 622\ 10^{-23}$	J/Kelvin
t	temps		s
λ	longueur d'onde		μm
D	diamètre du télescope		m
f	longueur focale du télescope ou de l'instrument		m
λ	longueur d'onde		μm
$\Delta\lambda$	intervalle spectral		μm
k	nombre d'onde $2\pi/\lambda$		
γ	angle zénithal		degré
Ω	angle solide		st

ONDES, CHEMINS OPTIQUES ET PHASES

n	indice de réfraction		
C_N	constante de structure de l'indice de réfraction		2.11
$W_N(\vec{\kappa})$	densité spectrale de puissance des variations de l'indice de réfraction		2.12
δ	chemin optique	m	2.6
$\Delta\delta$	écart de chemin optique	m	2.5
$\Psi(\vec{r})$	champ électrique émis par une source ponctuelle		2.1
$\Phi(\vec{r})$	amplitude complexe du champ électrique		2.1
$\phi(\vec{r})$	terme de phase de l'amplitude complexe du champ		2.2
$\chi(\vec{r})$	terme d'amplitude de l'amplitude complexe du champ		2.2
$\Delta\phi$	déphasage introduit sur une onde		2.5
$W_{\Delta\phi}$	densité spectrale de puissance des variations de l'erreur de la phase		
$D_\phi(\vec{\rho})$	fonction de structure de $\phi(\vec{r})$ entre deux points distants de $\vec{\rho}$		2.3
$D_\chi(\vec{\rho})$	fonction de structure de $\chi(\vec{r})$ entre deux points distants de $\vec{\rho}$		2.4
$B_o(\vec{\rho})$	fonction de cohérence ou de corrélation de l'onde		2.24
Z_j	j ^{ème} polynôme de Zernike		2.49
a_j	coefficient de pondération du j ^{ème} polynôme de Zernike		2.48

ATMOSPHERE

T	température	<i>Kelvin</i>	
Θ	fluctuation de température	<i>Kelvin</i>	
C_T	constante de structure de la variation de température		2.8
P	pression atmosphérique		
$W_T(\vec{\kappa})$	densité spectrale de puissance des variations de température		2.9
v	vitesse moyenne des couches turbulentes	m/s	2.46
h	altitude des couches turbulentes	m	
$\frac{\delta h}{h}$	épaisseur d'une couche turbulente élémentaire	m	
\bar{h}	altitude moyenne des couches turbulentes	m	2.55

PROPAGATION ET TURBULENCE

l_0	échelle interne de la turbulence	<i>m</i>	2.10
L_0	échelle externe de la turbulence	<i>m</i>	2.10
$r_0(\lambda)$	diamètre de cohérence (de Fried) caractérisant la turbulence	<i>m</i>	2.37
τ_0	constante de temps d'évolution de la turbulence	<i>s</i>	2.46
θ_0	angle d'isoplanétisme	<i>degré</i>	2.54
$\varphi(\lambda)$	"volume" de cohérence de l'onde		2.57
N_D	nombre d'actionneurs utiles pour corriger la phase de l'onde sur un diamètre D		2.58

RELATION IMAGE-OBJET

TF ou \sim transformée de Fourier

$I(x, y)$	éclairage dans le plan image	<i>Watt/m²</i>	
$I(\vec{\alpha})$	éclairage dans la plan image d'un instrument		2.18
$O(\vec{\alpha})$	éclairage dans la plan objet d'un instrument		2.18
$S(\vec{\alpha})$	réponse impulsionnelle d'un instrument		2.18
$T(\vec{f})$	fonction de transfert de modulation (FTM) d'un système optique		2.33
$\tilde{S}(\vec{f})$	fonction de transfert optique longue pose d'un système optique		2.21
$P(\vec{r}/\lambda)$	transmission de la pupille de l'instrument		2.32

CARACTERISTIQUE DE L'IMAGE

$\langle \alpha^2 \rangle$	écart type de la fluctuation d'angle d'arrivée	<i>radians</i>	2.44
ω	largeur angulaire de l'image	<i>radians</i>	2.45
\mathcal{R}	pouvoir de résolution d'un instrument résolution de Strehl d'un instrument		2.41
\mathcal{S}	Rapport de Strehl de l'image		4.49

ANALYSEUR DE SURFACE D'ONDE

δx	déplacement de la tache au foyer des micro-lentilles	<i>m m</i>	3.14
δ_n	position du centre de gravité	<i>pixel</i>	4.2
α_{max}	excursion angulaire maximum au foyer des micro-lentilles	<i>radians</i>	4.20
$d\alpha$	variance de l'angle d'arrivée au foyer des micro-lentilles	<i>radians</i>	4.19
$f_{\mu l}$	longueur focale des micro-lentilles	<i>m m</i>	
d	diamètre des micro-lentilles		
	distance entre chaque sous-pupille	<i>m m</i>	
r'_o	diamètre de cohérence ramené dans le plan des micro-lentilles	<i>m m</i>	
N	nombre de sous-pupilles sur un diamètre		
n_t	largeur d'une tache au foyer d'une sous-pupille	<i>pixel</i>	
n_s	largeur de la zone du détecteur affectée à une sous-pupille	<i>pixels</i>	
β_0	facteur d'élargissement de la tache de diffraction par la turbulence		4.7
ω	facteur correctif de β_0		4.7
P_s	transmission de la sous-pupille de l'analyseur		
A	surface réceptrice d'une sous-pupille	<i>m²</i>	4.23

BRUIT DE MESURE

Δ^2	variance de l'erreur de phase	<i>radians²</i>	2.51
$\sigma_{\delta n}$	erreur sur la détermination du centre de gravité	<i>pixel</i>	4.5
σ_m	erreur sur la mesure de la phase	<i>radian</i>	4.4

DETECTEURS

l_p	taille d'un pixel	<i>m</i>	
S	signal fourni par un pixel	<i>photo e⁻</i>	4.28
η_{pk}	rendement de la photocathode	<i>%</i>	
G	gain de l'amplificateur de brillance		
σ_G	dispersion du gain de l'intensificateur		4.36
F	facteur multiplicatif du bruit dû aux intensificateurs		4.36
η_{dte}	rendement du détecteur à transfert de charge	<i>%</i>	
σ_e	bruit de lecture du détecteur	<i>ph</i>	
τ	temps de pose du détecteur de l'analyseur	<i>s</i>	

GRANDEURS PHOTOMETRIQUES

A	surface réceptrice	m^2	4.23
$E(\lambda)$	éclairage monochromatique	$Watt/m^2$	4.24
E_0	éclairage standard de référence sur l'intervalle spectral $\Delta\lambda$	$Watt/m^2$	
m^*	éclairage	Magnitude	4.24
L	luminance	$Watt/m^2st$	4.64
G	étendue géométrique	m^2/st	4.63
Ω	angle solide	st	
ε	emissivité		
τ	temps d'intégration	s	
ϕ	flux	$Watt$	4.26
N_{ph}	quantité de lumière destinée à l'analyse de surface d'onde à l'entrée du télescope	ph	4.43
σ_s	bruit de photon du signal incident	ph	4.30
$\eta_{dich}(\lambda)$	transmission de la dichroïque	%	
$t(\lambda)$	transmission du milieu de propagation	%	
V	visibilité de frange		4.81
γ_{12}	degré de cohérence de la source		4.82

OPTIQUE ADAPTATIVE

INT	matrice d'interaction		3.26
M	vecteur de mesure		3.26
C	vecteur de commande		3.26
$CONT$	matrice de contrôle		3.29
σ_b	erreur de reconstruction due à la bande passante	<i>radians</i>	4.52
σ_c	erreur de reconstruction due au nombre fini d'actuateurs	<i>radians</i>	4.56
$\sigma_{c\theta}$	erreur de reconstruction due à l'angle d'isoplanétisme	<i>radians</i>	4.57
σ_m	erreur de reconstruction due à l'erreur de mesure du front d'onde	<i>radians</i>	4.4
f_c	bande passante de la boucle d'asservissement à -3 dB	Hz	4.53
$H(f)$	filtre imposé par le système d'asservissement		4.53
$F(\theta)$	facteur de détérioration dû à l'anisoplanétisme		4.57
K	constante liée à la structure du miroir déformable	<i>radians</i> ²	4.56
η_{OA}	efficacité de l'optique adaptative		6.2
$G_{S/B}$	gain en rapport signal sur bruit		6.5
$G_{\mathcal{R}}$	gain en résolution		6.6
			6.5

ANNEXE I

**Etude du rapport signal sur bruit à l'analyse
de surface d'onde en fonction des paramètres
d'une optique adaptative.**

Figures 4.10 à 4.16 du chapitre 4.

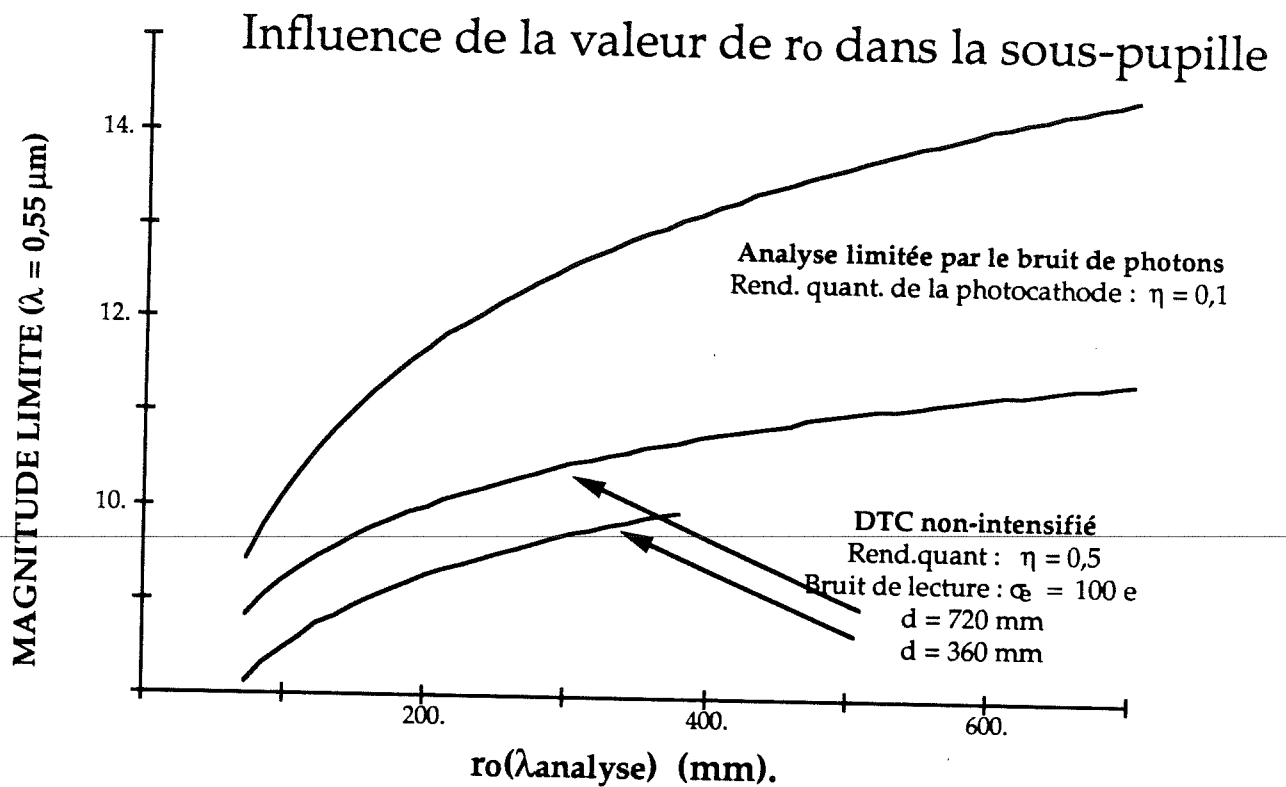


Figure 4.10 Influence de la valeur de r_0 à la longueur d'onde d'analyse.

Qualité de reconstruction requise :	$\sigma_m = \pi/7$
Largeur spectrale :	$\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$
Temps de pose :	$\tau = 10 \text{ ms}$

$$\omega = 1$$

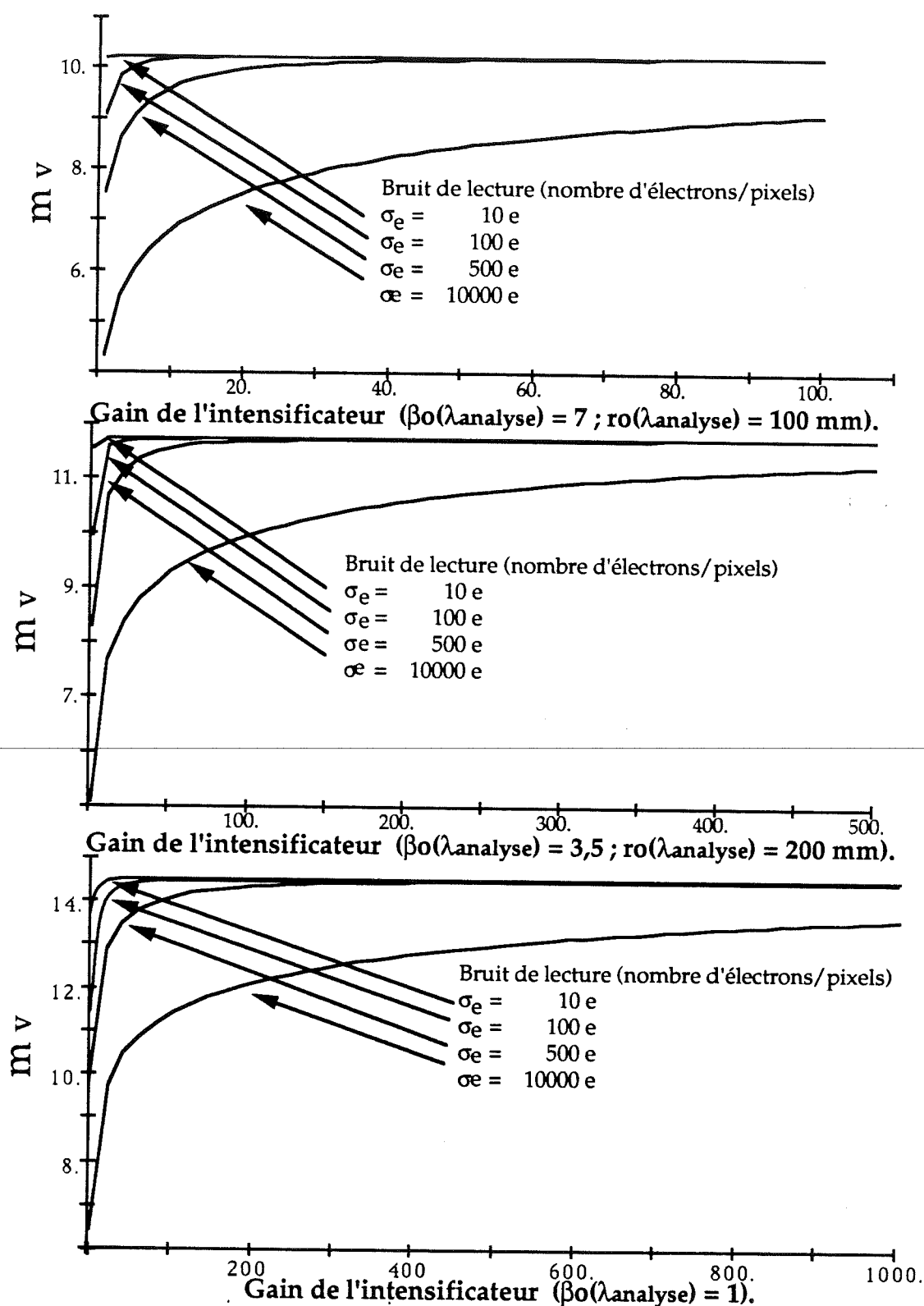


Figure 4.11. Magnitude atteinte en fonction du gain de l'intensificateur utilisé.

Côté de la tache :	$nt = 5 \text{ pixels}$
Largeur de la sous-pupille :	$d = 720 \text{ mm}$
Rendement quantique de la matrice :	$\eta = 0,5$
Rendement quantique de la photocathode :	$\eta = 0,1$
Qualité de reconstruction requise :	$\sigma = p/7$
Largeur spectrale :	$\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$
Temps de pose :	$\tau = 10 \text{ ms}$

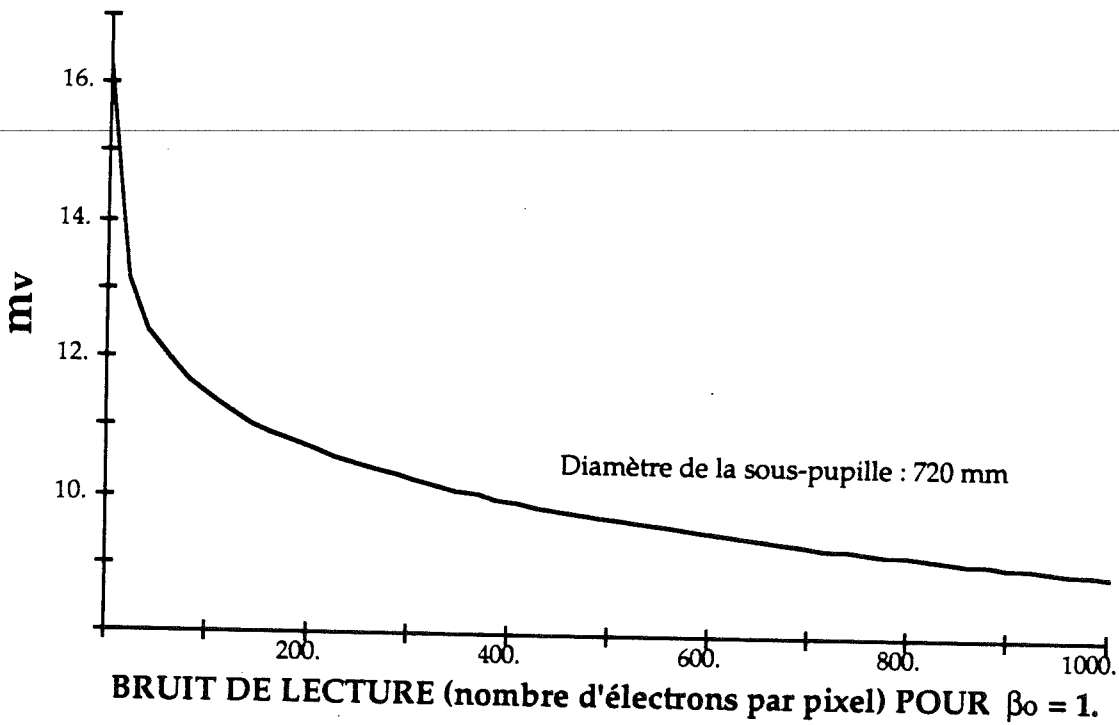
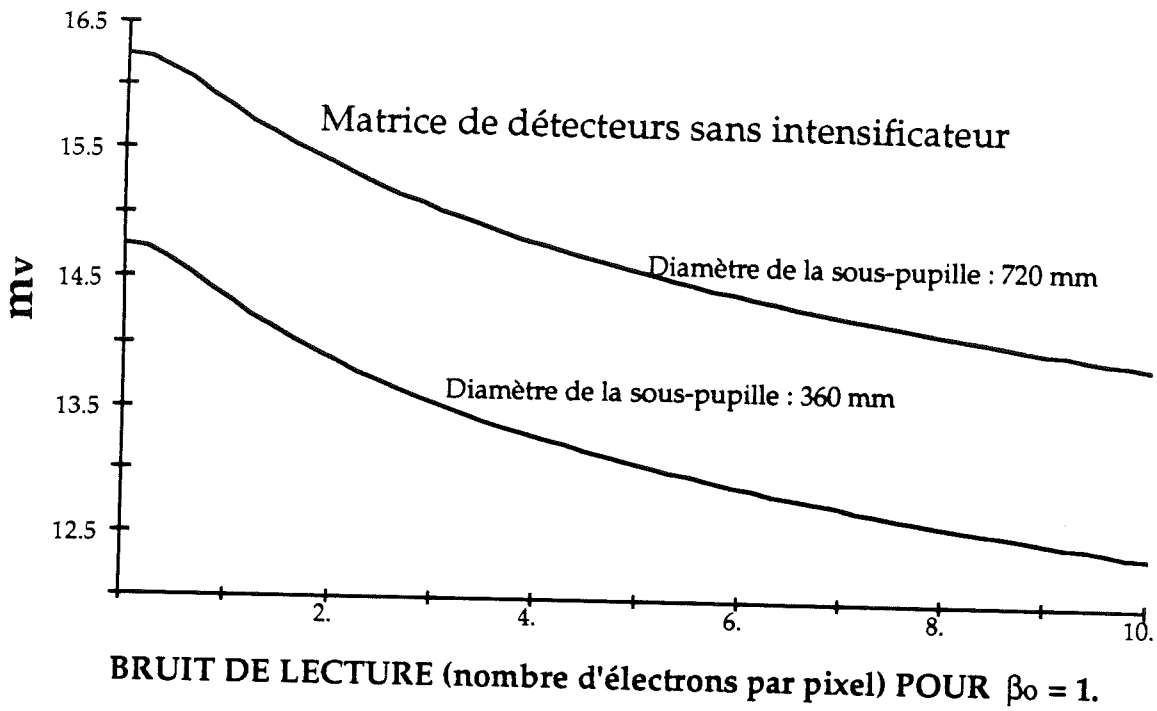


Figure 4.12 Influence du bruit de lecture lorsque la matrice de détecteurs n'est pas intensifiée.

Taille de la tache :	$nt = 5$ pixels
Rendement quantique de la matrice :	$\eta_{dtc} = 0,5$
Qualité de reconstruction requise :	$\sigma_m = \pi/7$
Largeur spectrale :	$\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$
Temps de pose :	$\tau = 10$ ms

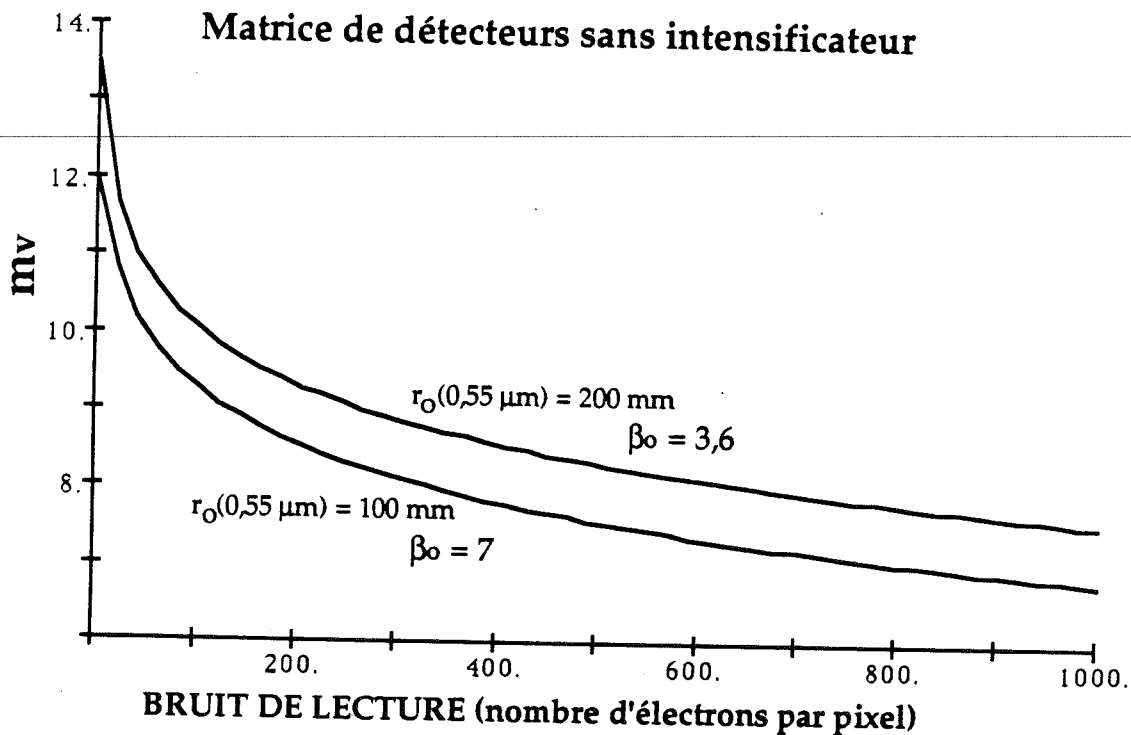
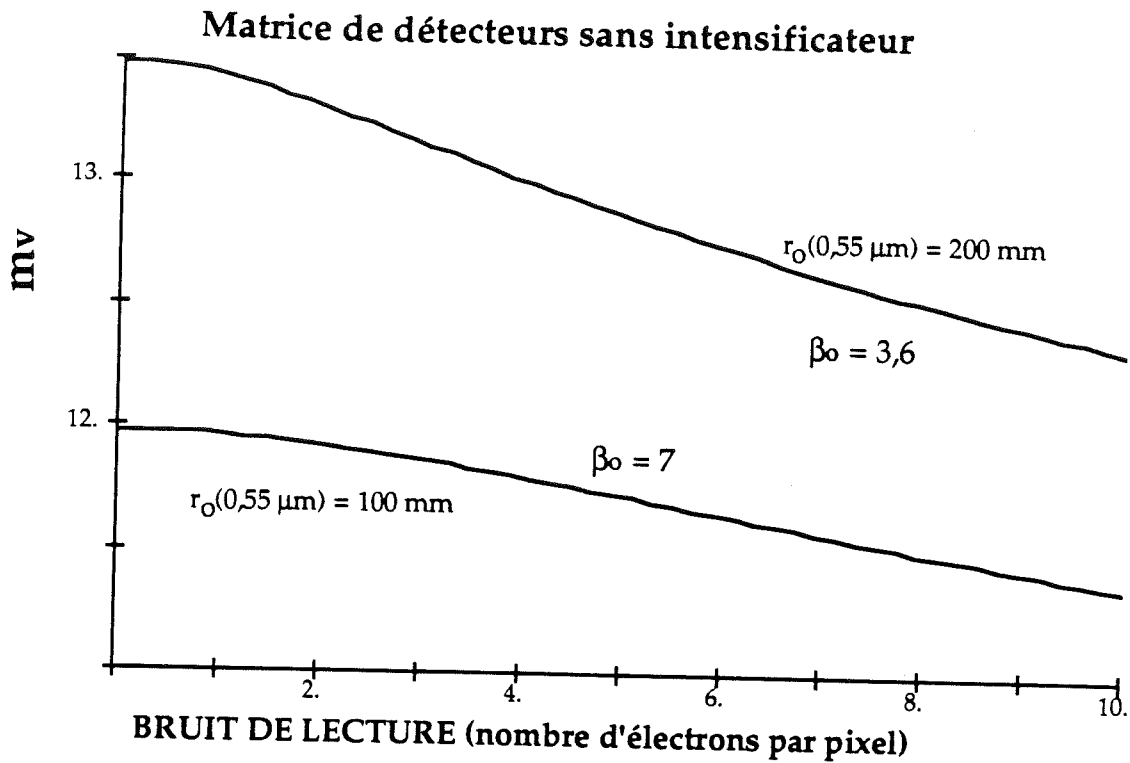


Figure 4.12 bis. Influence du bruit de lecture lorsque la matrice de détecteurs n'est pas intensifiée, pour une sous-pupille de 720 mm de diamètre.

Taille de la tache :	$nt = 5$ pixels
Rendement quantique de la matrice :	$\eta_{dte} = 0,5$
Qualité de reconstruction requise :	$\sigma_m = \pi/7$
Largeur spectrale :	$\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$
Temps de pose :	$\tau = 10$ ms
Diamètre de la sous-pupille :	$d = 720$ mm

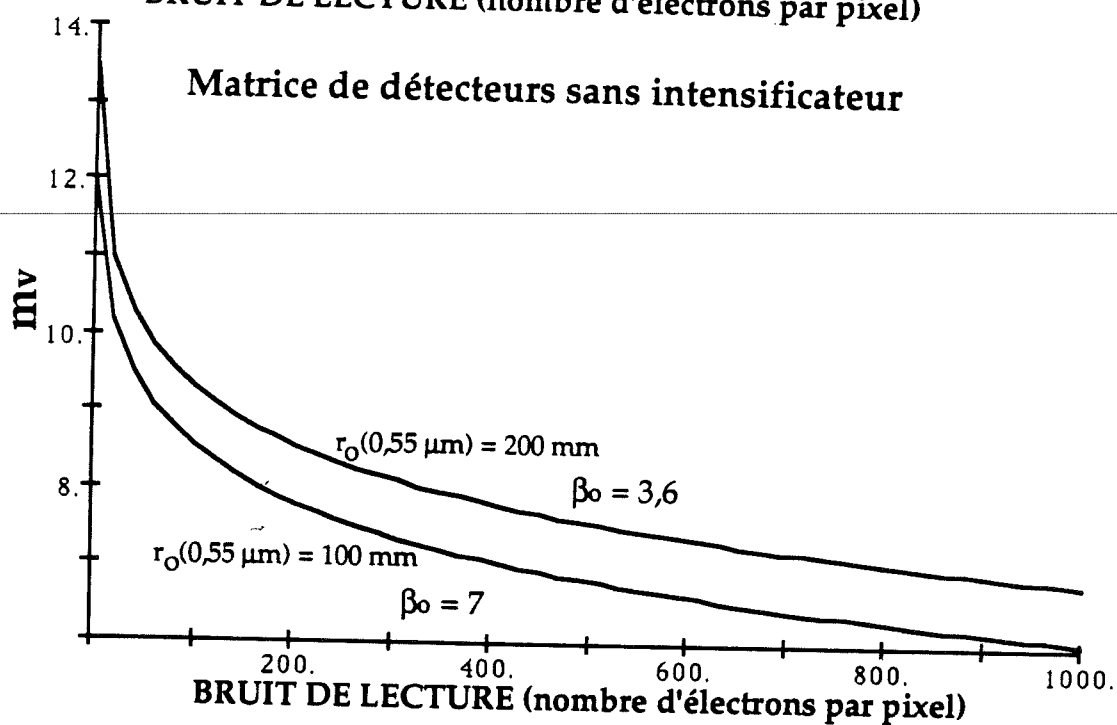
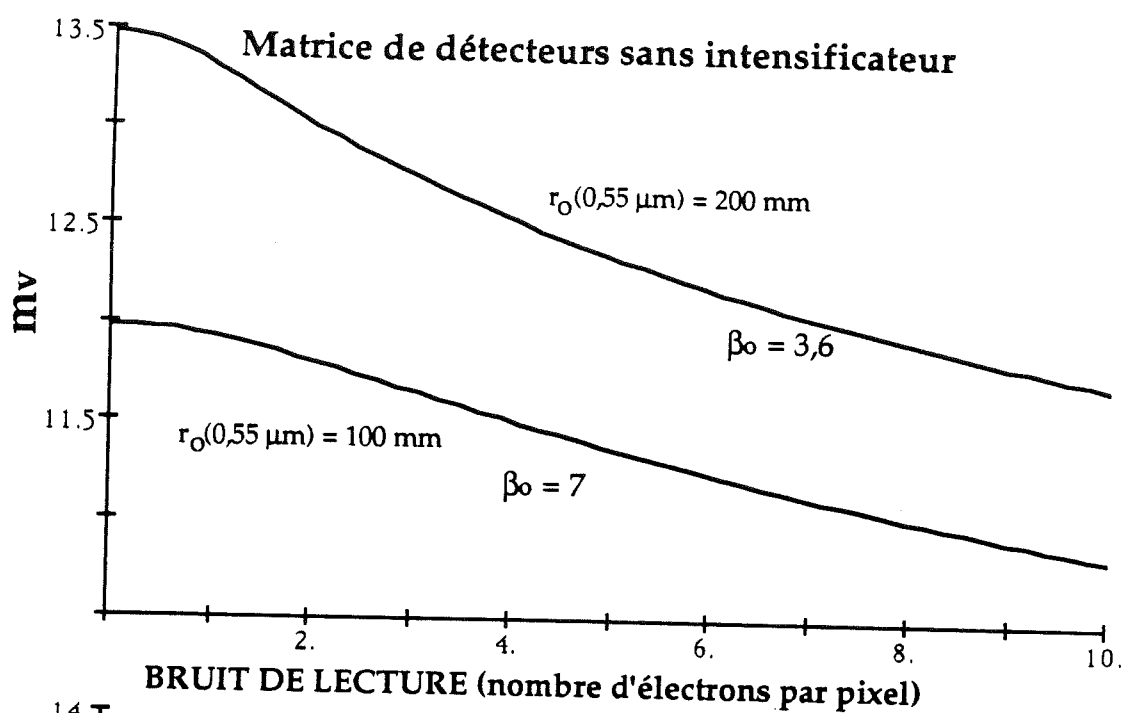


Figure 4.12 ter. Influence du bruit de lecture lorsque la matrice de détecteurs n'est pas intensifiée, pour une sous-pupille de 360 mm de diamètre.

Taille de la tache :	$d = 5 \text{ pixels}$
Rendement quantique de la matrice :	$\eta_{dtc} = 0,5$
Qualité de reconstruction requise :	$\sigma_m = \pi/7$
Largeur spectrale :	$\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$
Temps de pose :	$\tau = 10 \text{ ms}$
Diamètre de la sous-pupille :	$d = 360 \text{ mm}$

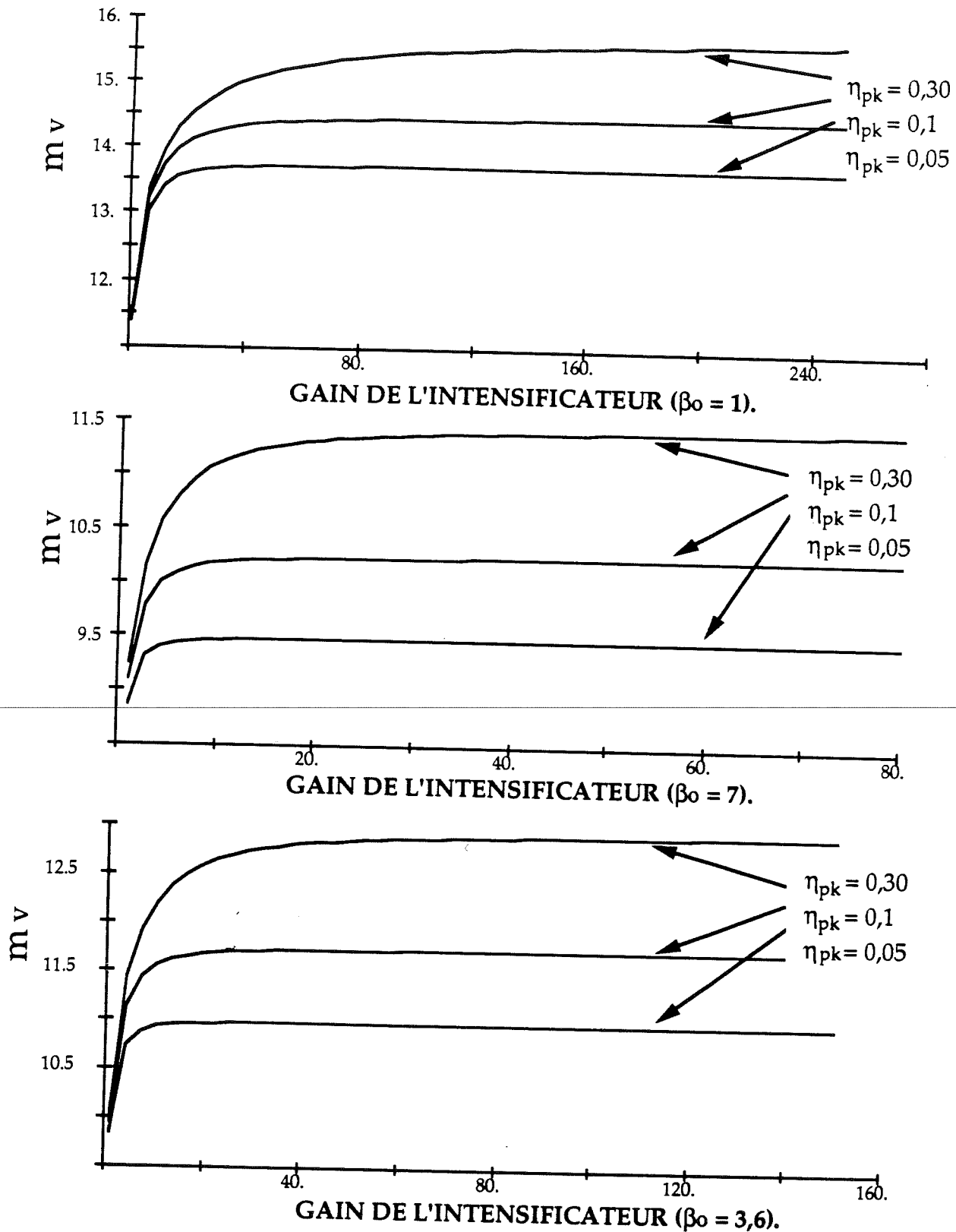


Figure 4.13. Influence du rendement quantique de la photocathode

Diamètre des taches :	$n_t = 5$ pixels
Largeur de la sous-pupille :	$d = 720$ mm
Rendement quantique de la matrice :	$\eta_{dte} = 0,5$
Bruit de lecture de la matrice :	$\sigma_e = 100$ e
Qualité de reconstruction requise :	$\sigma_m = \pi/7$
Largeur spectrale :	$\Delta\lambda = 0,3$ μm
Temps de pose :	$\tau = 10$ ms

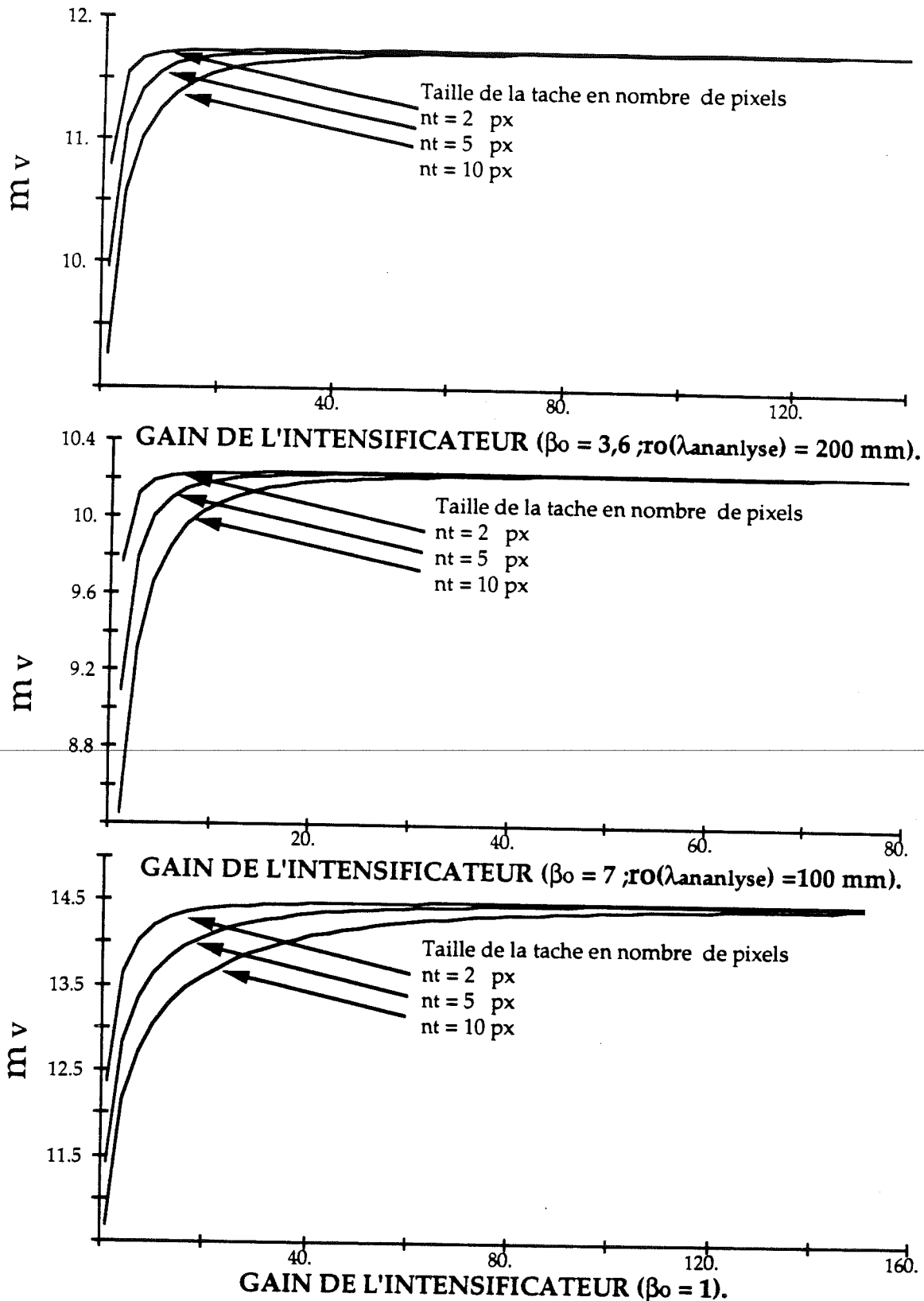


Figure 4.14. Influence du nombre de pixels utilisés pour échantillonner la tache au foyer des sous-pupilles.

Largeur des taches :	$nt = 5 \text{ pixels}$
largeur des sous-pupille :	$d = 720 \text{ mm}$
Rendement quantique de la matrice :	$\eta_{dtc} = 0,5$
Rendement quantique de la photocathode :	$\eta_{pk} = 0,1$
Bruit de lecture de la matrice :	$\sigma_e = 100 \text{ e}$
Qualité de reconstruction requise :	$\sigma_m = \pi/7$
Largeur spectrale :	$\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$
Temps de pose :	$\tau = 10 \text{ ms}$

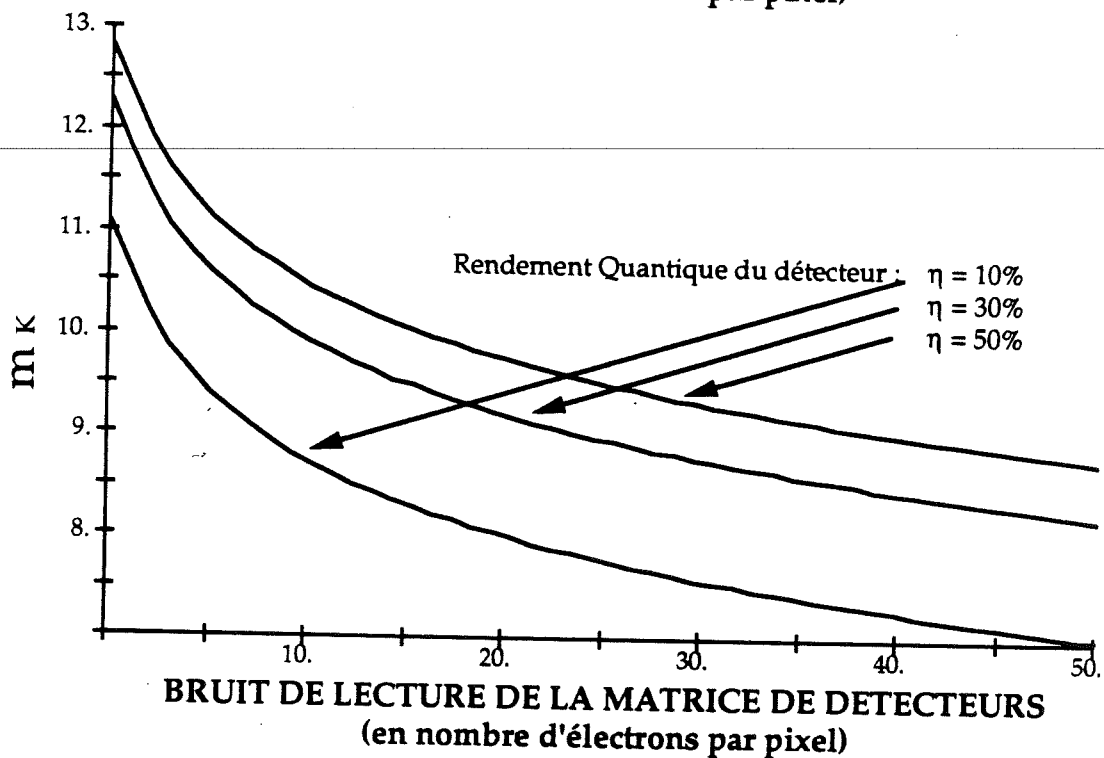
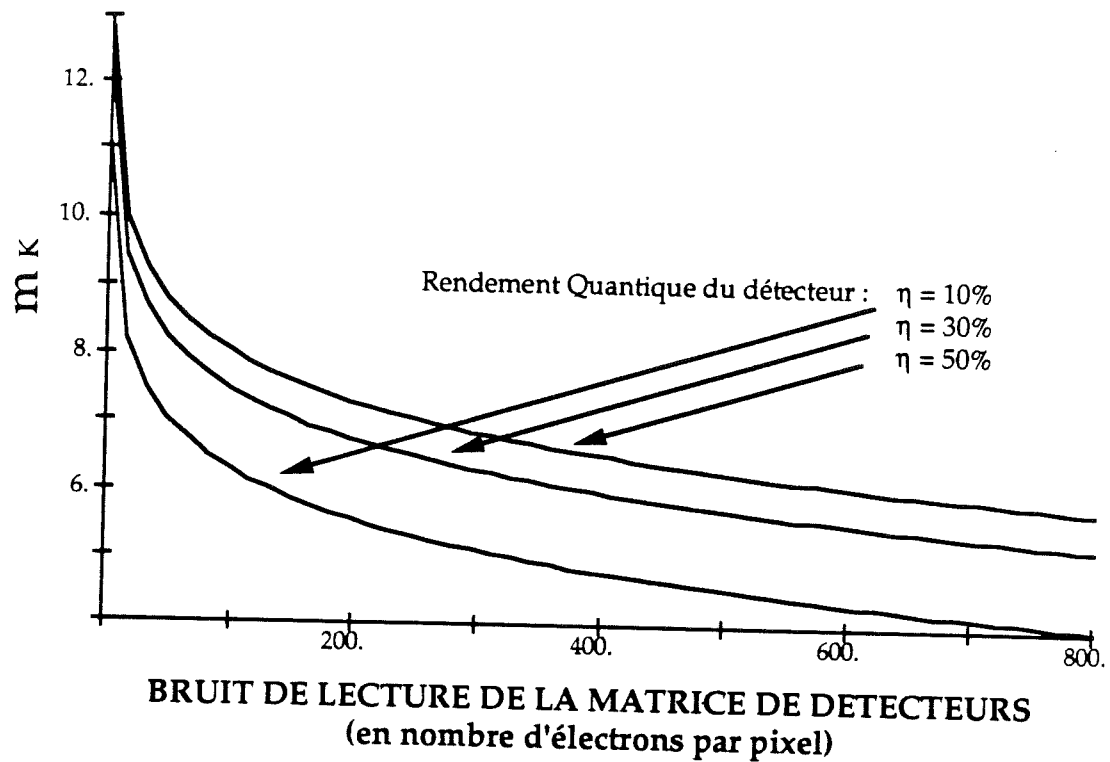


Figure 4.15 Influence du rendement quantique de la matrice de détecteurs sur la magnitude atteinte pour une analyse faite à $2,2 \mu\text{m}$.

Largeur de la sous-pupille :	$d = 720 \text{ mm}$
Largeur de la tache :	$nt = 5 \text{ pixels}$
Qualité de reconstruction requise :	$\sigma_m = \pi/7$
Largeur spectrale :	$\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$
Temps de pose :	$\tau = 10 \text{ ms}$

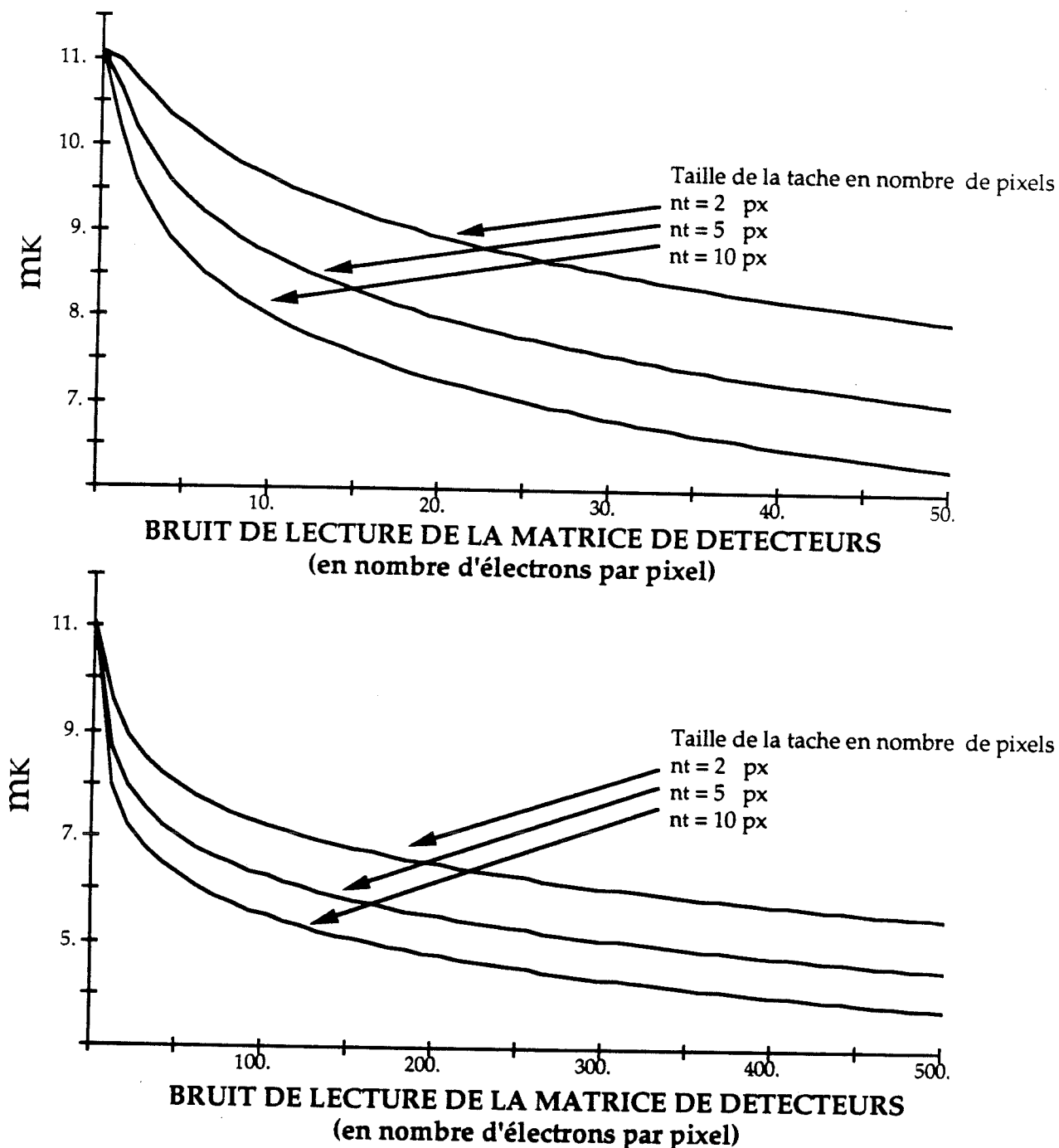


Figure 4.16. Influence du nombre de pixels pour échantillonner la tache sur la magnitude limite atteinte pour une analyse faite à $2,2 \mu\text{m}$.

diamètre de la sous-pupille : $d = 720 \text{ mm}$

Qualité de reconstruction requise : $\sigma_m = \pi/7$

Largeur spectrale : $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$

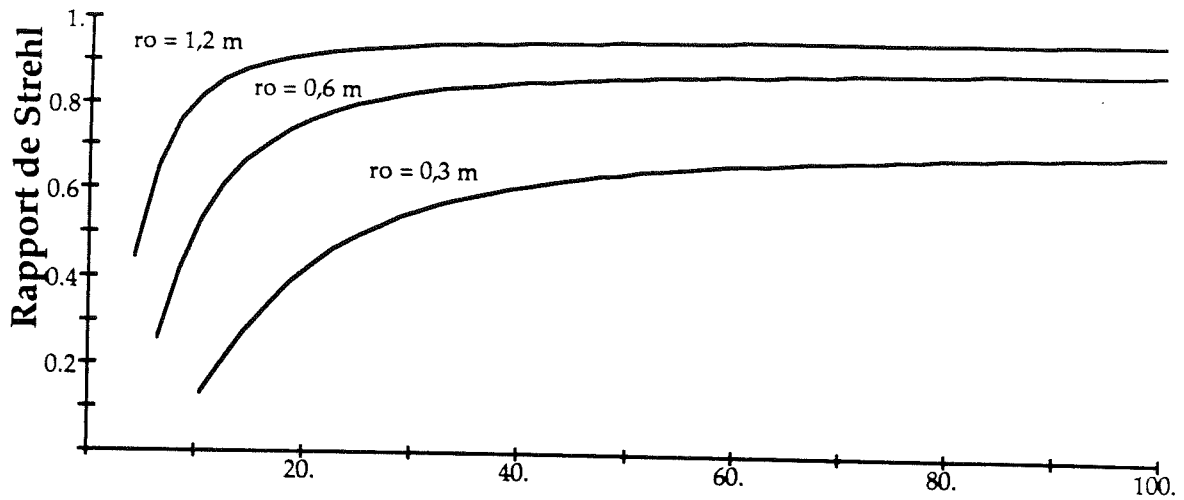
Rendement Quantique : $\eta = 10\%$

Temps de pose : $\tau = 10 \text{ ms}$

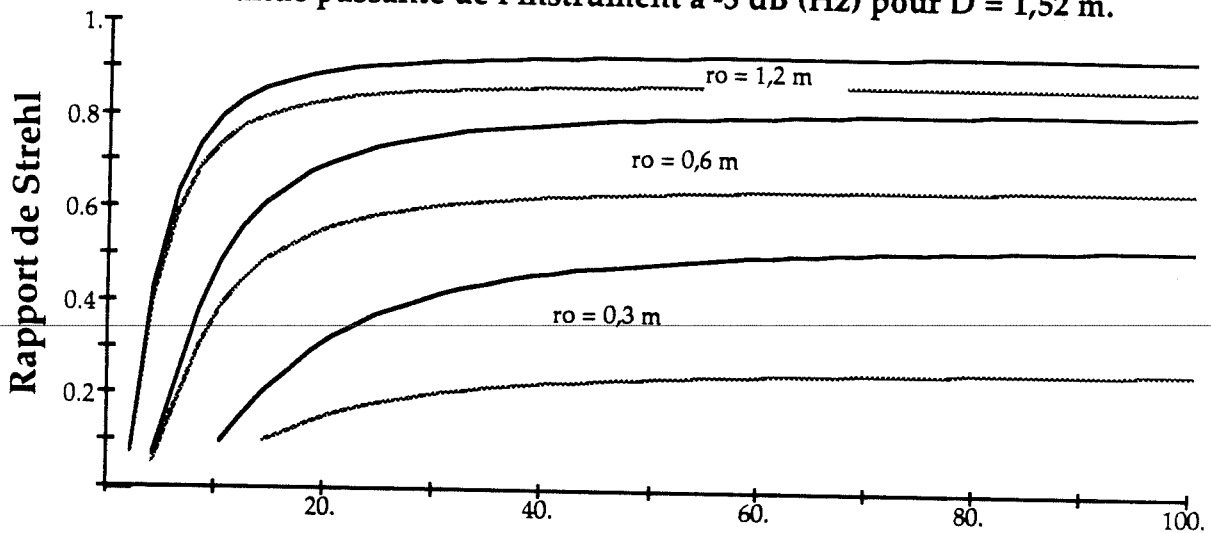
ANNEXE II

**Evolution du rapport de Strehl avec les
paramètres d'une optique adaptative.**

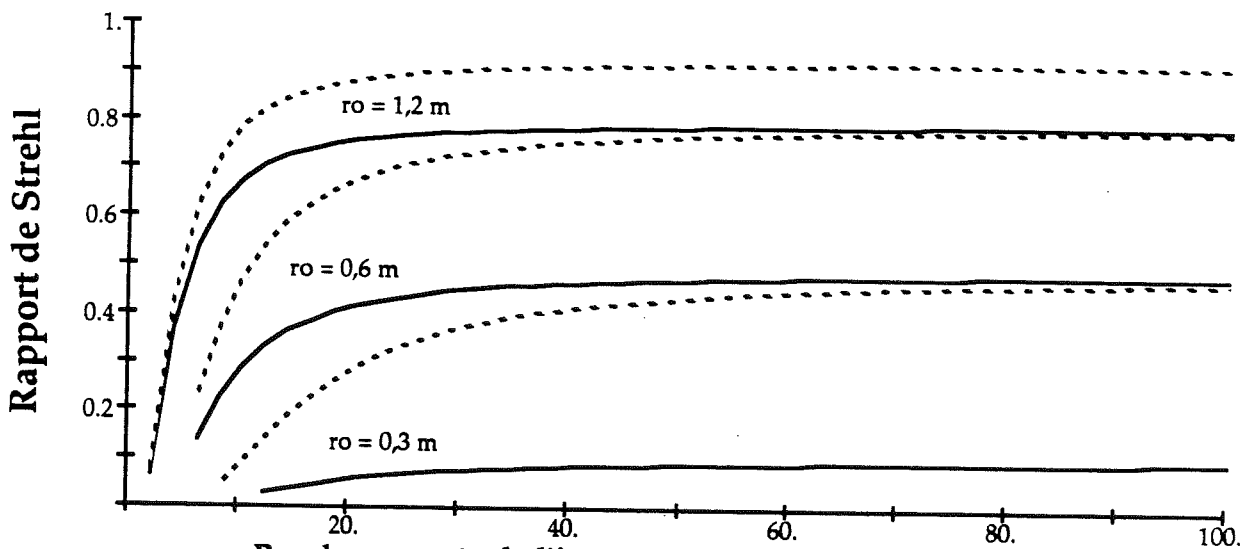
Figures 4.21 à 4.28 du chapitre 4.



Bande passante de l'instrument à -3 dB (Hz) pour $D = 1,52$ m.



Bande passante de l'instrument à -3 dB (Hz) pour $D = 3,6$ m.



Bande passante de l'instrument à -3 dB (Hz) pour $D = 8$ m.

Figure 4.21 Influence de la bande passante du système sur la correction.

$N = 16$ - - - - -
 $N = 8$ ————
 $N = 5$ ······

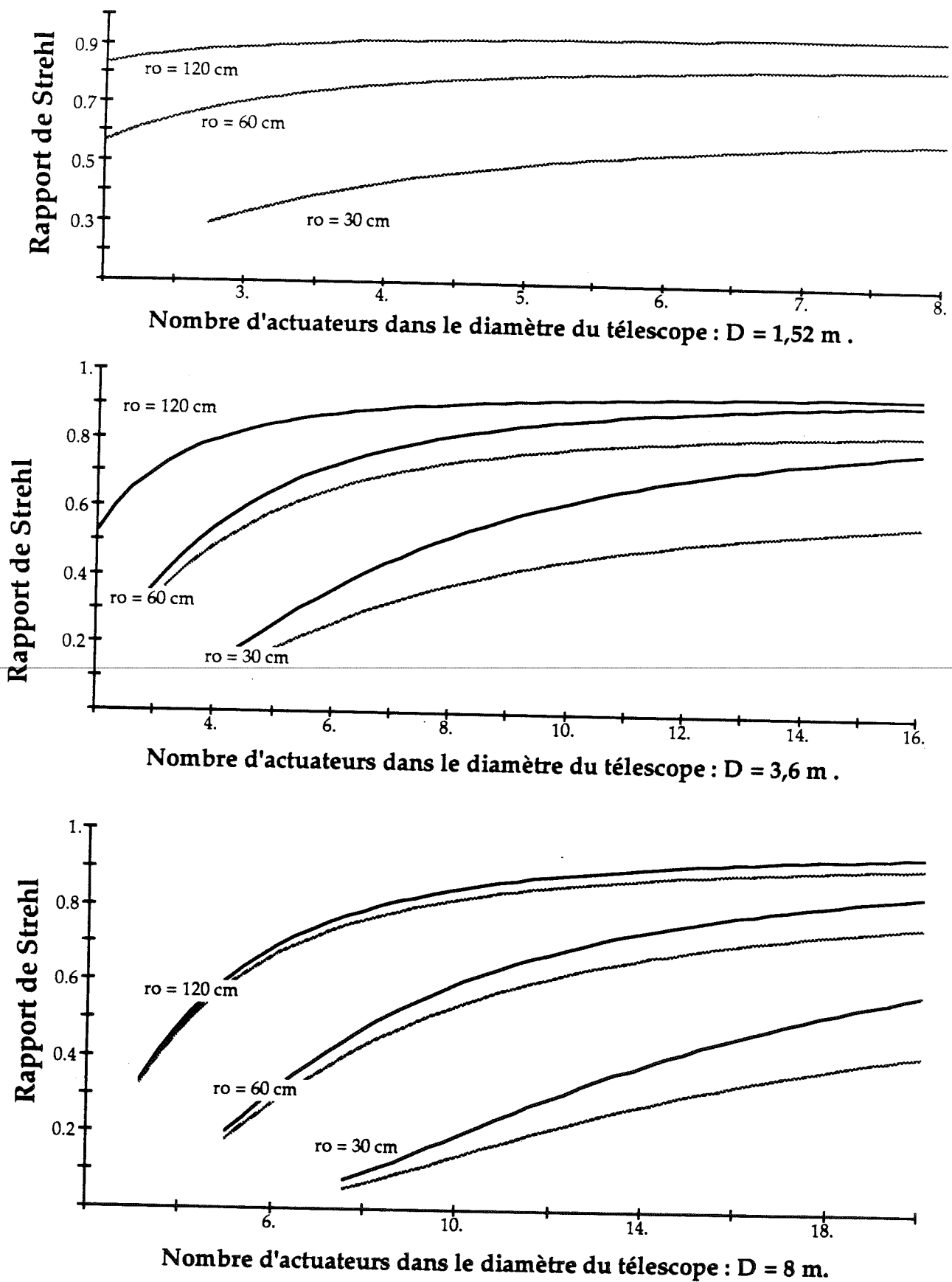
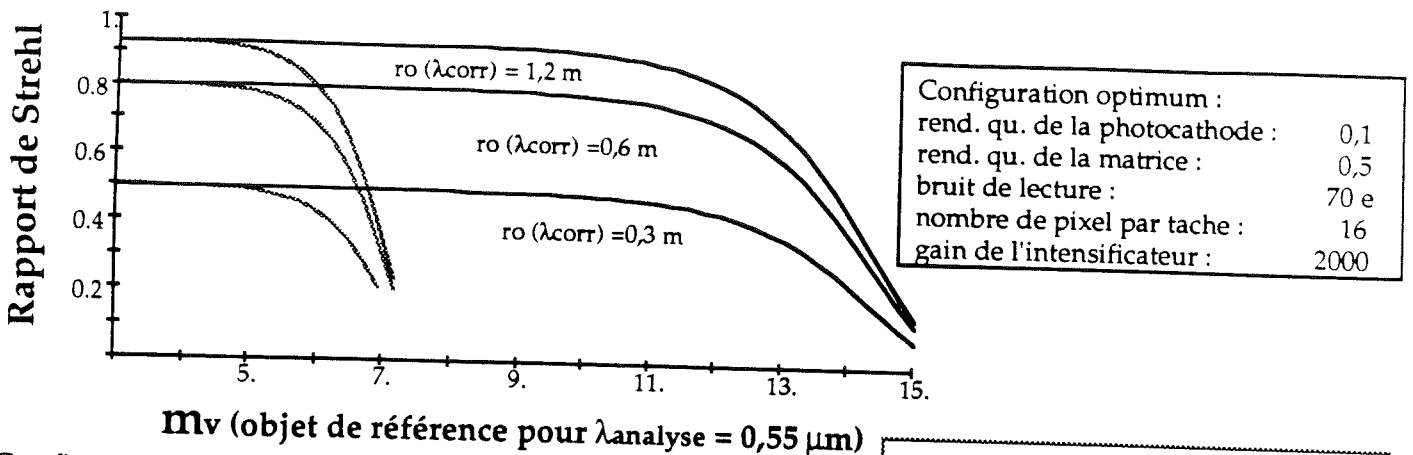


Figure 4.22 Influence du nombre d'actionneurs sur l'erreur résiduelle après correction.

 $F = 25 \text{ Hz à } -3 \text{ dB}$
 $F = 75 \text{ Hz à } -3 \text{ dB}$



Configuration optimum :	
rend. qu. de la photocathode :	0,1
rend. qu. de la matrice :	0,5
bruit de lecture :	70 e
nombre de pixel par tache :	16
gain de l'intensificateur :	2000

Configuration OHP :

Diamètre du télescope : $D = 1,52 \text{ m}$

sous-pupilles de côté $d = 0,3 \text{ m}$

Nombre d'actuateurs sur un diamètre : 5

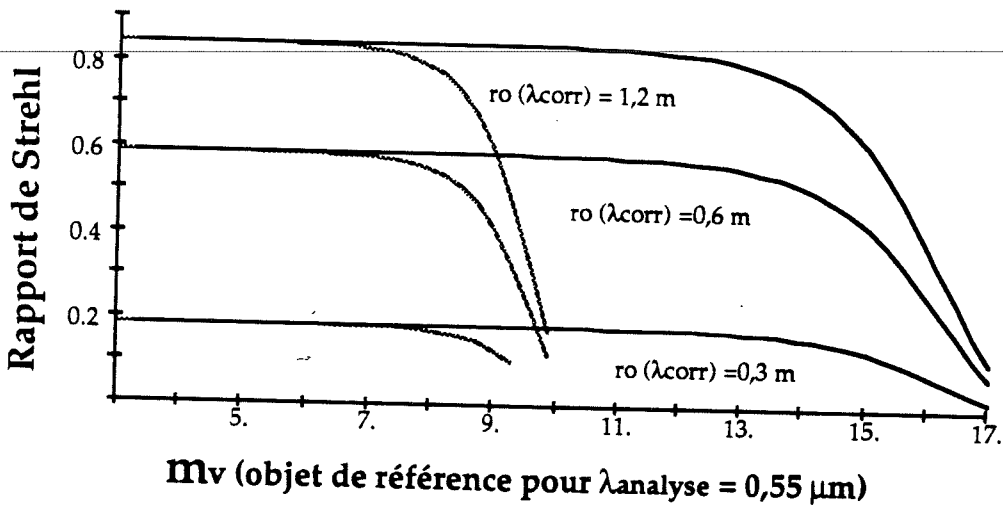
largeur spectrale : $\Delta\lambda = 0,3 \mu\text{m}$

bande passante : $f_c = 10 \text{ Hz}$ (25 Hz à -3 dB)

vitesse de la couche turbulente : $v = 10 \text{ m/s}$

Configuration effective :	
rend. qu. de la photocathode :	0,05
rend. qu. de la matrice :	0,3
bruit de lecture :	100 000
nombre de pixel par tache :	49
gain de l'intensificateur :	300

Figure 4. 23 Influence de la magnitude de l'étoile de référence sur la qualité de reconstruction pour un télescope de 1,5 m (OPH).



Rendement quantique de la photocathode : $\eta = 0,1$

Bande passante : $f_c = 10\text{Hz}$ (25 Hz à -3dB)

Télescope de diamètre : $D = 3,6 \text{ m}$

5 actuateurs sur un diamètre

5x5 sous-pupilles

Conditions effectives :	
Bruit de lecture	100 000
Gain :	1000
Rendement quantique de la matrice :	0,3
Nombre de pixels par tache :	25

Conditions idéales :	
Bruit de lecture	70
Gain :	2000
Rendement quantique de la matrice :	0,5
Nombre de pixels par tache :	16

Figure 4. 24 Influence de la magnitude de l'étoile de référence sur la qualité de reconstruction pour un télescope de 3.6 m (ESO).

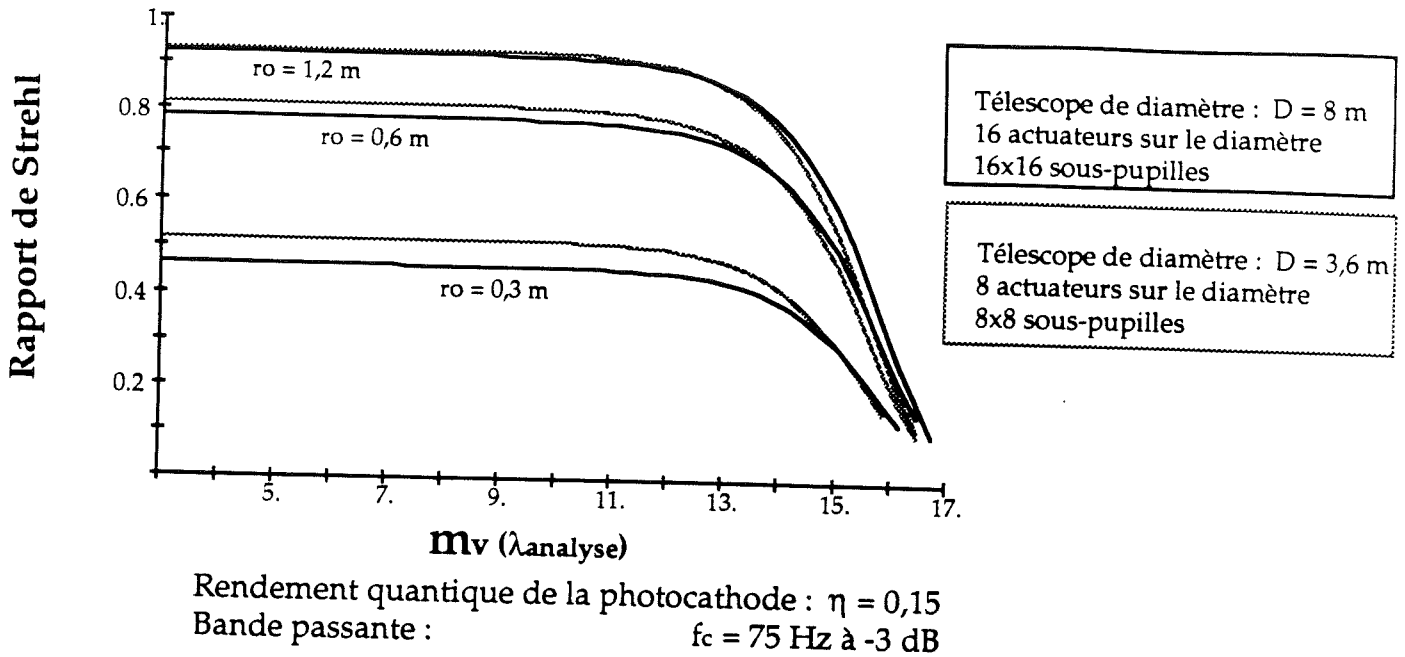


Figure 4. 25 Influence de la magnitude de l'étoile de référence sur la qualité de reconstruction pour un télescope de 8 m (VLT) avec 256 actionneurs et pour un télescope de 3.6 m (ESO) avec 64 actionneurs.

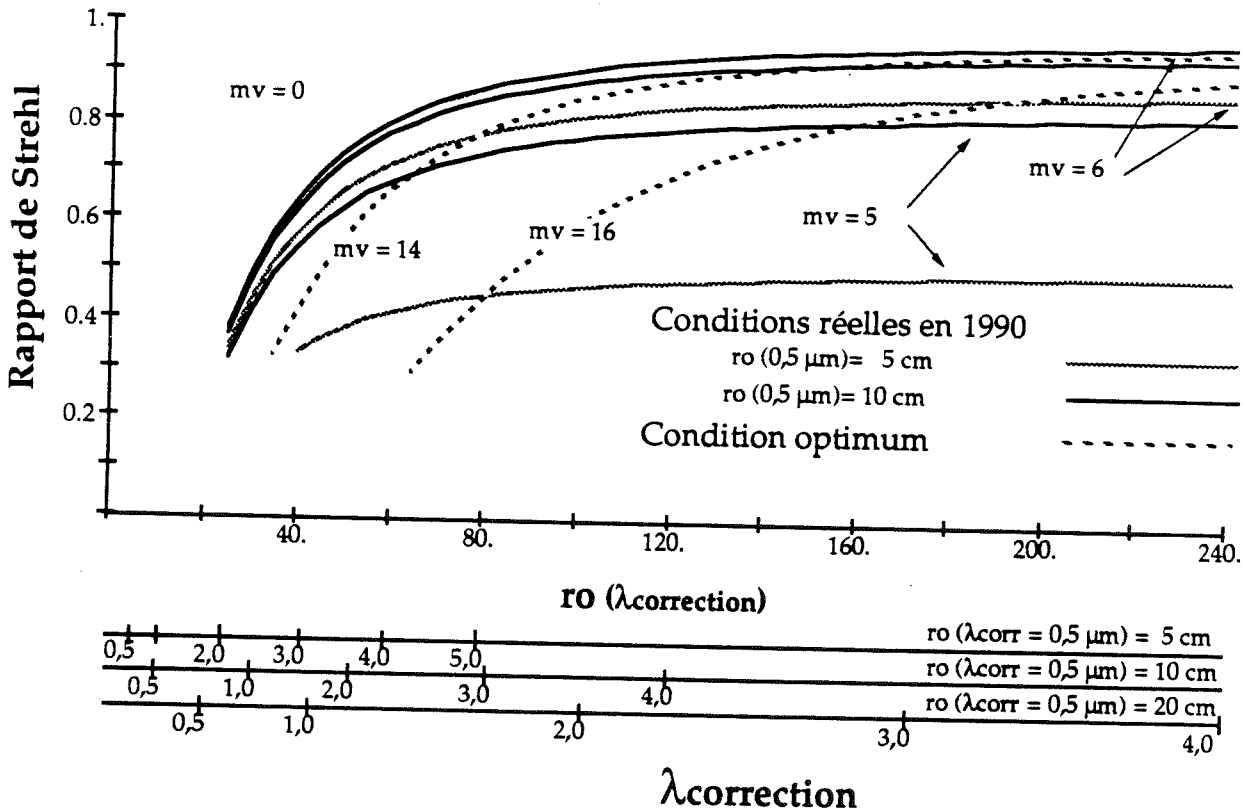


Figure 4.26 Influence du diamètre de Fried sur la qualité de la reconstruction, pour un télescope de 1,52 m (OHP) avec 5 actionneurs sur un diamètre

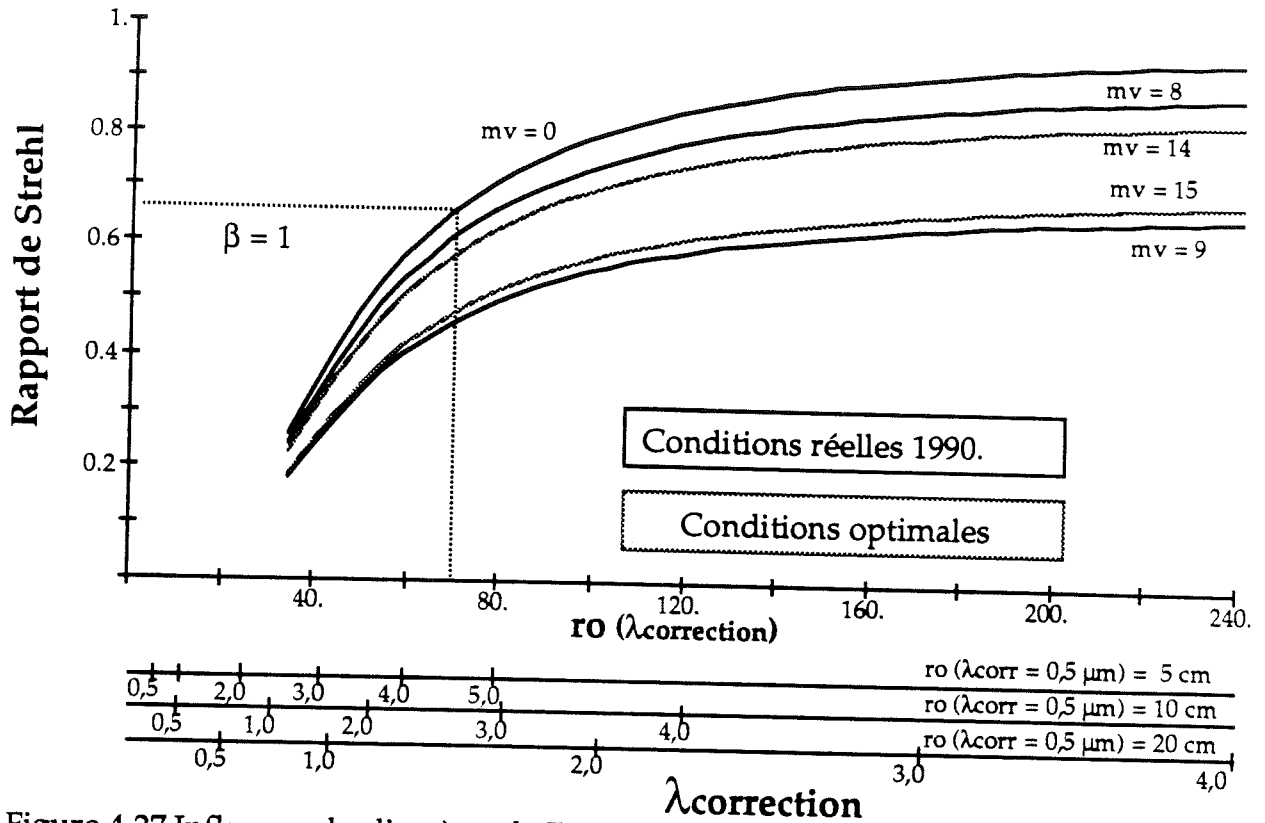


Figure 4.27 Influence du diamètre de Fried sur la qualité de la reconstruction du front d'onde dans le cas du télescope de 3,6 m avec 5 actionneurs dans le diamètre. Les sous-pupilles ont 72 cm de diamètre.

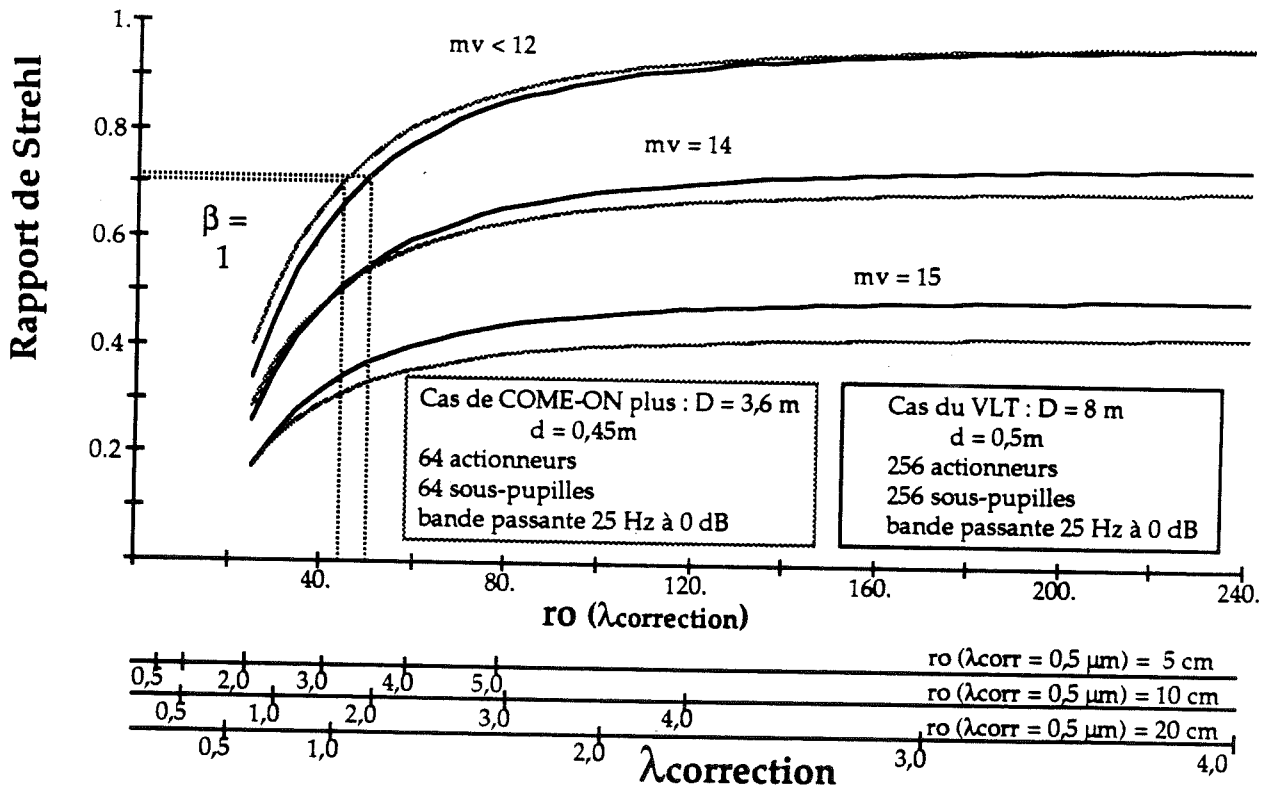


Figure 4.28 Influence du diamètre de Fried sur la correction pour un télescope de 8 m avec 256 actionneurs et pour un télescope de 3,6 m et 64 actionneurs.

- Ables, J.G., *Maximum Entropy spectral Analysis*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. vol. 15 PP383-393 (1974).
- Allen, C.W., *Astrophysical Quantities*, the Athlones Press, London, pp 243 (1973).
- Azouit, M., Vernin, J., *Remote investigation of tropospheric turbulence by two dimensional analysis of stellar scintillation*, J. Atm. Sc. 37 pp1550-1557 (1980).
- Azouit, M., Cowie, L., Erasmus, A., Lugen, J., Roddier, C., Roddier, F., Songaila, A., Vernin, J., *A description of results from the november 1987 Mana Kea campaign*, Univ. of Hawwäi and NOAO, sept. 1988.
- Babcock, H.W., Publ. Astron. Soc. Pac. vol. 65, pp 229-236 (1953).
- Barletti, R., Ceppatelli, G., Paterno, L., Righini, A., Speroni, N., *Mean vertical profile of atmospheric turbulence relevant for astronomical seeing*, J.O.S.A. vol.66 n°12 pp1380-1383 (1976).
- Barletti, R., Ceppatelli, G., Paterno, L., Righini, A., Speroni, N., *Astronomical site testing with balloon born radiosondes*, Astron. Astrophys. 54, pp649-659 (1977).
- Bates, R.H.T., Gough, P.T., Napier, P.J., *Speckle interferometry gives holograms of multiple star systems*, Astron. Astrophys. vol.22 pp319-320 (1973).
- Bates, R.H.T., Cady, F.M., *Towards True Imaging by Wideband Speckle Interferometry*, Opt. Comm. vol.32 pp365-369 (1980).
- Beckers, J.M., Roddier, F.J., Eisenhardt, P.T., Goad, L.E., Shu, K.-L., *NOAO Infrared Adaptive Program I: General description*. proc. SPIE conf. 628 *Advanced Technology Optical Telescopes III* pp290-297 Tucson (1986).
- Beckers, J.M., *The NOAO/ADP Adaptive Optics Program and its application to Solar Physics*, proc. LEST techn. rep. on *Adaptive optics in solar observation*, pp55-86 Freiburg 1987.
- Beckers, J.M., in *Instrumentation for Ground Based Optical Astronomy* L.B. Robinson ed. Springer Verlag, p 315, 1987.
- Beckers, J.M., *Detailed compensation of atmospheric seeing using multiconjugate adaptive optics*, proc. SPIE conf. 1114 *Active telescope Systems* Orlando pp215-219 (1989).
- Benedetto, G.P. Di, Conti, G., *Stellar diameter measurements by two-aperture interferometry in the infrared*, Astrophys. J., 268 pp169-175 (1983).
- Biraud, Y., Astron. Astrophys. vol.124 pp27- (1969).
- Bourdet, G.L., Clairon, A.M., Mullet, G.M., Orzag, A.G., *Optical adaptive mirrors*, pp445-453 proc. ESO conf. 1981.
- Boutot, J.P., Lavoute, P., Eschard, G., *Multinodé Photomultiplier for detection and localisation of low light level events*, proc. of Nuclear Science Symposium, Washington october 1986.
- Boyer, C., *Détermination de la fonction de transfert d'un système d'optique adaptative pour l'astronomie*, Rapport de stage du DEA instrumentation et commande (ENSI Caen) (septembre 1986).
- Boyer, C., Michau, V., Rousset, G., *Adaptive Optics: Interaction matrix measurements and real time algorithms for the COME-ON project*, proc. ECO/SPIE conf. 1271, *Adaptive Optics and Optical Structures* pp00-00 The Hague (1990).
- Brinkley, P.F., Kowel, S.T., Chu, C., *Liquid crystal adaptive lens: beam translation and field meshing*, A.O. vol.27 n°21 pp4578-4586 (1988).

- Bufton, J.L., *Comparison of vertical Profile Turbulence Structure with Stellar Observations*, A.O. vol.12 n°8 pp1785-1793 (1973).
- Colavita, M., Shao, M., Staelin, D.H., *Atmospheric phase measurement with Mark III stellar interferometer*, A.O. vol.26 pp 4016 (1987).
- Connes, P., Roddier, F., Shaklan, S., Ribak, E., *Fiber-linked telescope arrays on the ground and in space*. ??? Conférence au service d'aéronomie à Verrière-le-buisson, 1988.
- Cornwell, T.J., *Image restoration*, NATO Gargèse sum. school, *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, pp273-292 (1988).
- Coudé du Foresto, V., *proc.SPIE conf. 1237, Advanced Technology Optical Telescopes IV* pp Tucson (1990).
- Chassat, F., *Etude du domaine d'isoplanétisme d'un système d'optique adaptative fonctionnant à travers la turbulence atmosphérique*, J.Optics (Paris) vol.19 n°6 pp00-00 (1989).
- Chassat, F., Rousset, G., Primot, J., *Theoretical and experimental evaluation of isoplanatic patch size for adaptive optics*, *proc. SPIE conf. 1114 Active telescope Systems Orlando* pp14-22 (1989).
- Churnside, J.H., Clifford, S.F., *Refractive turbulence profiling using stellar scintillation and radar wind profiles*, A.O. vol.27 n°23 pp 4884-4890 (1988).
- Coulman, C.E., *Astronomical "Seeing" - A review of fundamental and applied aspects*, *Ann. Rev. Astron. Astrophysics* 23 pp19-172 (1985).
- Cuby, J.G., Richard, J.C., Lemonier, M., *Electron Bombarded CCD, First results with a prototype tube*, *proc. SPIE conf. 1237 Advanced Technology Optical Telescope IV*, pp00-00 (1990).
- Downie, J.D., Goodman, J.W., *Optimal wavefront control for adaptive segmented mirrors*, A.O. vol.28, n°24 pp5326-5332 (1989).
- Downie, J.D., Goodman, J.W., A.O. vol.29, n°24 pp00-00 (1989).
- Dubosclard, G., Hecquet, H., Coupinot, G., Sauvageot, H., *Forecasting and optimizing astronomic image quality using acoustic sounding*, *Astron. Astrophys.* 140, pp273-276 (1984).
- Dyson, F.J., *Photon noise and atmospheric noise in active optical systems*, *J.O.S.A.* vol.65 n°5 pp551-558 (1975).
- Ealey, M.A., Wheeler, C.E., *Standardized Electrodisplacive Transducer "SELECT"*, *proc. SPIE conf. 1114* pp122-133, Orlando (1989).
- Ealey, M.A., Wheeler, C.E., *Modular Adaptive Optics*, *proc. SPIE conf. 1114* pp134-144, Orlando (1989).
- Ealey, M.A., Wheeler, C.E., *Integrated wavefront corrector*, *proc. ECO/SPIE conf. 1271* pp00-00, The Hague (1990).
- Everson, J.H., Aldrich, R.E., Albertini, N.P., *Discrete actuator deformable mirror*, *Opt. Eng.* vol.20 n°2 pp316-319 (1981).
- Feinlieb, J.M., *U.S. Patent, n°4,141,652* (1979).
- Feinlieb, J.M., Lipson, S.G., Cone, P.F., *Monolithic piezoelectric mirror for wavefront correctio*, *Ap. Phys. lett.*, vol. 25 pp311-313 (1974).
- Fontanella, J.C., *Analyse de surface d'onde, déconvolution et optique adaptative*, *J. of Optics (Paris)* vol.16 n°6 pp257-268 (1985).
- Fontanella, J.C., et al *Etude d'un système d'optique adaptative pour grands télescopes astronomiques*, *Rapport final n°1/3693 PY*, 1987.

- Forbes,F.F., Morse,D.A., Poczulp,G., *Planning the National New Technology Telescope (NNTT)/ VI. site survey instrumentation*, proc. SPIE conf. 628 *Advanced Technology Optical Telescope*, pp118-124 (1986).
- Forbes,F.F., Barker,E.S., Peterman,K.R., Cudaback,D.D., Morse,D.A., *High altitude acoustic sounding* proc. SPIE conf. 551 *Adaptive Optics* pp60-71 (1985).
- Fouassier,M., Piaget,C., Richard,J.C., Roaux,E., *Tubes intensificateurs d'image de 3^o génération*, Acta electronica vol. 27 n°3/4 pp159-163 (1987).
- Foy,R., Labeyrie,A., *Feasibility of adaptive telescope with laser probe*, Astron. Astrophys. p152 L29 (1985).
- Foy,R, Tallon,M., Séchaud,M. Hubin,N., Brixon,L., Jalin,R., *ATLAS experiment to test laser-probe technique for wavefront measurements*. proc. SPIE conf. 1114 *Active Telescope system*, pp174-183 Orlando (1989).
- Freeman,R.H, Pearson,J.E., *Deformable mirrors for all seasons and reasons*, A.O. vol. 21 n°4 pp580-581 (1982).
- Fried,D.L., *Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures*, J.O.S.A. vol.56 pp1372-1379 (1966).
- Fried,D.L., *Angular dependence of the atmospheric turbulence effect in speckle interferometry*, Opt.Acta vol.26 pp597 (1979).
- Frieden,B.R., *Restoring with Maximum Likelihood and Maximum Entropy*, J.O.S.A. vol.62 pp219-230 (1972).
- Gaffard,J.P., Davila,C., De Miscault,J.C., Roger,G., *Adaptive optics with segmented mirror or deformable mirror*, J. de Phys. suppl. au n°11, tome 41, colloque 9 pp269-273 (1980).
- Gaffard,J.P., *First test on the 19 actuators deformable mirror for the COME-ON project*, proc. ESO conf. on *Very Large Telescopes and their Instrumentation*, pp729-734 Garching (1988).
- Gaffard,J.P., Boyer,C., *Simplified wavefront sensor for adaptive mirror control*, proc. SPIE 1114 pp105-119 (1989).
- Gaffard,J.P., Boyer,C., *Adaptive Optics : Effect of sampling rate and time lags on the closed loop bandwidth*, proc. SPIE conf. 1237 *Advanced Technology Optical Telescopes IV*. pp00-00 Tucson (1990).
- Gage,K.S., Balsley,B.B., *Doppler Radar Probing of the clear atmosphere*, Bull. of the Am. Meteor. Soc. 59, 1074 (1978).
- Gage,K.S., Gréen,J.L., Vanzandt,T.E, *Use of Doppler Radar for the measurement of atmospheric parameters from the intensity of clear-air echoes*, Radio Science, 15, pp407-416 (1980).
- Gardner,C.S., Welsh,B.M., Thompson,L.A., *Sodium laser guide star technique for adaptive imaging in astronomy*, proc. SPIE conf. 1114 *Active telescope Systems* Orlando pp191-202 (1989).
- Gonsiorowski,T., Feinlieb,J., Cone,P.F., Jankevics,A.J., Nikerson,K.S., Schmutz,L.E., Vidmar,A., Wirth,A., *Integrated adaptive optical wavefront sensing and compensating system*, U.S. Patent n°4.737.621 Apr.12,1988.
- Greenwood,D.P., Fried,D.L., *Power spectra requirements for wave-front-compensative systems*, J.O.S.A. vol.66, n°3 pp193-206 (1976).
- Greenwood,D.P., *Bandwidth specification for adaptive optics systems*, J.O.S.A. vol.67 n°3 pp390-393 (1977).

- Greenwood, D.P., Primmerman, C.A., Murphy, D.V., *Measurements of atmospheric phase and tilt, and comparison with theory*, proc. ESO conf. on *Very Large Telescopes and their Instrumentation* pp 675-682 Garching (1988).
- Grosso, R.P., Yellin, M., *The membrane mirror as an adaptive optical element*, J.O.S.A. vol.67 n°3 p399 (1977).
- Gull, S.F., Daniell, G.J., *Image reconstruction from noisy and incomplete data*, Nature 272, pp686-690 (1978).
- Hardy, J.W., Lefebvre, J.E., Koliopoulos, C.L., *Real-time atmospheric compensation*, J.O.S.A. vol.67 n°3 pp360-369 (1977).
- Hardy, J.W., *Active Optics : A New Technology for the Control of Light*, proc. of the IEEE, vol.66, n°6 pp651-697 (1978).
- Hardy, J.W., *Active Optics in astronomy*, proc. ESO Conference on *Scientific importance of high angular resolution at infrared and optical wavelengths*, Garching pp25-39 (1981).
- Hardy, J.W., *Active optics : don't build a telescope without it!*, proc. SPIE conf. 332 *Advanced technology Optical Telescopes*, pp252-259 (1982).
- Hardy, J.W., *Instrumental Limitations in Adaptive Optics for Astronomy*, proc. SPIE 1114 *Active Telescope Systems*, Orlando, pp2-13 (1989).
- Haveli, P., *Bimorph piezoelectric flexible mirror : graphical solution and comparison with experiment*, J.O.S.A. vol.73 n°1 pp110-113 (1983).
- Hogg, C.B., Butts, B., *Effects of using different wavelengths in Wavefront sensing and correction*, JOSA 72, 606 (1982).
- Hufnagel, R.E., *Variations of atmospheric turbulence*, Digest of technical papers, proc. O.S.A. topical meeting on *Optical Propagation through Turbulence*, Boulder pp WA1/1-WA1/4 (1974).
- Huignard, J.P., *Opto-électronique*, cours de l'Ecole Supérieure d'Optique.
- Hulburd, B., *Segmented adaptive optics for atmospheric compensation*, proc. SPIE conf. 1130 Paris (1989).
- Jagourel, P., Séchaud, M., Madec, P.Y., *Bimorph mirror for wavefront correction*, proc. SPIE conf. 1237 *Advanced Technology telescope IV* pp00-00, Tucson (1990).
- Kane, T.J., Welsh, B.M., Gardner, C.S., Thompson, L.A., *Wavefront detector optimization for laser guided adaptive telescopes*, proc. SPIE conf. 1114 *Active Telescope system*, pp160-173 Orlando (1989).
- Kern, P., *Thermal studies of the CFHT dome*, Rapport interne CFHT Kamuela Hawaï (1985).
- Kern, P., Merkle, F., Gaffard, J.P., Rousset, G., Fontanella, J.C., Léna, P., *Prototype of an adaptive optical system for astronomical observations*, proc. SPIE conf. 860 on *Real time Image Processing : Concepts and Technologies*, pp9-16 Cannes (1987).
- Kern, P., Léna, P., Rousset, G., Fontanella, J.C., Merkle, F., Gaffard, J.P., *Prototype of an adaptive optical system for infrared astronomy*, proc. ESO conf. n°30 on *Very Large Telescope and their Instrumentation*, pp657-667 Garching (1988).
- Kern, P., Léna, P., Gigan, P., Fontanella, J.C., Rousset, G., Merkle, F., Gaffard, J.P., *COME-ON : an adaptive optics prototype dedicated to infrared astronomy*, proc. SPIE conf. 1114 *Active Telescope system*, pp54-64 Orlando (1989) & 1130 pp00-00 Paris (1989).
- Kern, P., Léna, P., Gigan, P., Rigaut, F., Fontanella, J.C., Rousset, G., Merkle, F., Gaffard, J.P., Boyer, C., Jagourel, P., *Adaptive Optics prototype system for IR astronomy : first*

- observing results, proc. SPIE conf. 1237 *Advanced Technology Optical Telescopes IV*. pp00-00 Tucson (1990).
- Kokorowski, S.A., *An analysis of adaptive optical elements made from piezoelectric bimorphs*, J.O.S.A. vol. 69 n°1 pp181-187 (1979).
- Koliopoulos, C.L., *Radial grating lateral shear heterodyne interferometer*, A.O. vol.19 n°9 pp1523-1528 (1980).
- Kolmogorov, A.N., *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers*, Doklady Akad. Nauk. SSSR, 30, 301, (1941).
- Kowel, S.T., Kornreich, P.G., Nouhi, A., *Adaptive Spherical Lens*, A.O. vol.23 p2774 (1984).
- Knox, K.T., Thompson, B.J., *Recovery of Images from Atmospherically Degraded Short-Exposure Images*, Astrophys. J. vol. 193 ppL45-L48 (1974).
- Labeyrie, A., *Attainment of diffraction-limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images*, Astron. Astrophys. vol.6 pp85-87 (1970).
- Labeyrie, A., *Interference fringes obtained on Vega with optical telescopes*, Astrophys. J., 196 ppL71-75 (1975).
- Lemonier, M., Richard, J.C., Riou, D., Fouassier, M., proc. SPIE conf. 980 pp27 (1988).
- Léna, P., proc. ESO work. n°17 on *Very Large Telescopes*, Cargèse, (1983).
- Léna, P., *Astrophysique, Méthodes physiques de l'observation*, InterEditions, Editions du CNRS, Paris (1986).
- Léna, P., *Array imaging at high angular resolution*, proc. of the workshop on *Ground based Astronomical Observations with IR array*, pp455-463 University of Hawai at Hilo (1987).
- Liu, Y.C., Lohmann, A., *High Resolution Image Formation Through the Turbulent Atmosphere*, Opt. comm. vol. 8 pp372-377 (1973).
- Lynds, C.R., Worden, S.P., Harwey, J.W., *Digital Image Reconstruction Applied to Alpha Orionis*, Astrophys. J. vol. 207 pp174-180 (1976).
- Madec, P.-Y., Séchaud, M., Rousset, G., Michau, V., Fontanella, J.C., *Optical Adaptive Systems : recent results at ONERA*, proc. SPIE conf. 1114 *Active Telescope Systems*, pp43-53 Orlando (1989).
- Malacara, D., (editor) *Optical shop testing*, Wiley Interscience New York 1978.
- Maréchal, A., Françon, M., *Diffraction structure des images, influence de la cohérence de la lumière*, Masson ed. Paris (1970).
- Mariotti, J.-M., Di Benedetto, *Pathlength stability of Synthetic aperture Telescopes : the case of the 25 cm CERGA Interferometer*, proc. U.A.I. Coll. 79, Garching (1984).
- McCall, S.L., Passner, A., *Adaptive optics in astronomy*, Physics of quantum electronics, vol. 6 pp149-174 (1978).
- Melnick, J., *The first Observations With the NTT*, The ESO Messenger n°58 December 1989 pp5-7 (1989).
- Merkle, F., Freischlad, K., Reischmann, H.L., *Deformable mirror with combined piezoelectric and electrostatic actuators*, proc. SPIE conf. 332, pp260-268 (1982).
- Merkle, F., *Mirror Development for Adaptive Optics*, proc. LEST techn. rep. on *Adaptive optics in solar observation*, pp35-54 Freiburg 1987.
- Merrill, K.M., Favot, G., Forbes, F.F., Morse, D., Poczulp, G., *Planning the National New Technology Telescope (NNTT) VII. site evaluation project observation and analysis procedures*, proc. SPIE conf. 628 *Advanced Technology Optical Telescope*, pp125-137 (1986).

- Michelson, A.A., Pease, F.G., *Measurement of the diameter of α Orionis with the interferometer*, *Astrophys.J.*, 53 pp249-259 (1921).
- Mourard, D., Mercoureff, N., *Optique Adaptative*, Rapport de stage de l'école polytechnique, Palaiseau, France (1986).
- Noll, R.J., *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*, *J.O.S.A.* vol.66 n°3 pp207-211 (1976).
- Nishimoto, U.S. Patent 4.466.703 assigned to cannon, 1984.
- Nisenson, P., Barakat, R., *Partial atmospheric correction with adaptive optics*, *J.O.S.A.* vol.4 n°12 pp2249-2253 (1987).
- Noethe, L., Franza, F., Giordano, P., Wilson, R.N., *proc. U.A.I. coll. 79 Garching* (1984).
- O'Meara, T.R., *The multidither principle in adaptive optics*, *J.O.S.A.* vol.67 n°3 pp306-315 (1977).
- Pearson, J.E., Hansen, S., *Experimental studies of a deformable-mirror adaptive optical system*, *J.O.S.A.* vol.67 n°3 pp325-333 (1977).
- Pearson, J.E., Freeman, R.H., *Adaptive Optical Techniques for Wave-Front Correction*, *Applied Optics and Optical Engineering*, vol.VII pp245-340 (1979).
- Pearson, J.E., *The whither and whether of adaptive optics*, *proc. SPIE conf.179 Adaptive Optical Components II*, pp2-10 (1979).
- Pearson, J.E., *Adaptive Optics : a state of the art report*, *Laser Focus* pp53-61 september 1981 (1981).
- Primot, J., *Applications des Techniques d'Analyse de Surface d'Onde à la Restauration d'Images Dégradées par la Turbulence Atmosphérique*, Thèse de doctorat de l'université de Paris XI (1989).
- Primot, J., Rousset, G., Fontanella, J.C., *Image Deconvolution from Wavefront Sensing : Atmospheric Turbulence Simulation Cell Results*, *proc. ESO conf. on Very Large Telescope and their Instrumentation*, Garching pp 683-692 (1988).
- Hylkema, R., Robinson, L.B., *Tailoring CCD For Astronomy*, *Photonics Spectra* pp187-191 october 1988.
- Roddier, C., *Measurements of the atmospheric attenuation of the spectral components of astronomical images*, *J.O.S.A.* vol.66 n°5 pp478-482 (1976).
- Roddier, C., Roddier, F., *Pupil-plane Interferometry*, NATO Gargèse sum. school, *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, pp221-236 (1988).
- Roddier, F., *Les effets de la turbulence atmosphérique sur la formation des images visibles et infrarouges*, *J.Optics(Paris)*, vol.10, n°6, pp299-303, (1979).
- Roddier, F., *Atmospheric limitations to high angular resolution imaging*, *proc. ESO Conference on Scientific importance of high angular resolution at infrared and optical wavelengths*, pp5-23 Garching (1981).
- Roddier, F., *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*, *Progress in optics XIX*, pp 281-376, ed.E.Wolf(North Holland) (1981).
- Roddier, F., Léna, P., *Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths. I: General formalism Interferometry at visible wavelengths*, *Journ.Optics*, vol.15 pp171-182 Paris (1984).
- Roddier, F., Léna, P., *Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths. II: Interferometry at IR wavelengths*, *Journ.Optics*, vol.15 pp363-374 Paris (1984).
- Roddier, F., *Measuring atmospheric seeing* *proc. U.A.I. coll. 79* pp191-201 Garching (1984).

- Roddier, F., *The rotating soft knife edge wavefront sensor*, NOAO private communication, 21p January 1985.
- Roddier, F.J., Roddier, C., *NOAO Infrared Adaptive Program II: Modeling atmospheric effects in adaptive optics for astronomical telescopes*, SPIE conf. 628 *Advanced Technology Optical Telescopes III* pp298-304 Tucson (1986).
- Roddier, F.J., Eisenhardt, P.R., *NOAO Infrared Adaptive Program IV: IR background speckle noise induced by adaptive optics in astronomical telescopes*, SPIE conf. 628 *Advanced Technology Optical Telescopes III* pp314-322 Tucson (1986).
- Roddier, F., Forbes, F., Shaklan, S., Pinches, C., *Curvature sensing and compensation*, proc. LEST techn. rep. on *Adaptive optics in solar observation*, pp169-178 Freiburg 1987.
- Roddier, F., Roddier, C., *Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics*, proc. ESO conf. *Very Large Telescopes and their Instrumentation*, pp667-673, Garching 1988.
- Roddier, F., *Passive versus active methods in optical interferometry*, proc. NOAO-ESO conference n°29 on *High-resolution imaging by interferometry* pp565-575 Garching (1988).
- Roddier, F., *Variations on a Hartmann theme*, proc. SPIE conf. 1237 *Advanced Technology Optical Telescopes IV*. pp00-00 Tucson (1990).
- Roddier, N., Roddier, F., *Curvature sensing and compensation : a computer simulation*, proc. SPIE conf. 1114 *Active telescope systems*, pp92-96, Orlando (1989).
- Roddier, N., *Atmospheric wavefront simulation and Zernike polynomials*, proc. SPIE conf. 1237 *Advanced Technology Optical Telescopes IV*. pp00-00 Tucson (1990).
- Rousset, G., Billard, M., Deron, R., Mendez, F., Fontanella, J.C., *Analyse de surface d'onde et restauration d'image*, rapport interne ONERA, avril 1986.
- Rousset, G., Primot, J., Fontanella, J.C., *Visible Wavefront Sensor Development*, proc. LEST techn. rep. on *Adaptive optics in solar observation*, pp17-34 Freiburg 1987.
- Rousset, G., Fontanella, J.C., Kern, P., Gigan, P., Rigaut, F., Léna, P., Boyer, C., Jagourel, P., Gaffard, J.P., Merkle, F., *First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics*, *Astron. & Astroph.* (1990).
- Sato, T., Ishida, H., Ikeda, O., *Adaptive PVDF piezoelectric deformable mirror system*, *A.O.* vol.19 n°9 pp1430-1434 (1980).
- Sato, S., Sugiyama, A., Sato, R., *Variable Focus Liquid-Crystal Fresnel Lens*, *Jpn.J.Appl.Phys.* vol.24, L626, 1985.
- Sarazin, M.S., *ESO-VLT Instrumentation for site evaluation in northern Chile*, proc. SPIE 628 pp138-141 (1986).
- Shao, M., Staelin, D.H., *First fringe measurements with a phase tracking stellar interferometer*, *A.O.* 19 pp1519-1522 (1980).
- Shaklan, S., *Multiple Telescope Optical Long-Baseline Interferometry: An All-Fiber Correlator*, Poster lors de l'école d'été de Cargèse, Kluwer Academic Publisher, Alloin, D.M., Mariotti, J.-M., ed *Diffraction-limited Imaging with Very Large Telescopes*, 1989.
- Shapiro, J.H., *Diffraction-limited atmospheric imaging of extended objects*, *J.O.S.A.* vol.66 pp469 (1976).
- Sinquin, J.C., *Analyse de surface d'onde infrarouge par modulateur acousto-optique*, Thèse de l'université de Paris VII, Novembre 1988.

- Smithson,R.C., Peri,M.L., *Partial Adaptive Correction of Astronomical Images*, proc. LEST techn. rep. of the Workshop on *Adaptive optics in solar observation*, pp193-203, Freiburg September8-9, (1987).
- Steinhaus,E., Lipson,S.G., *Bimorph piezoelectric mirror*, J.O.S.A. vol.69 p478 (1979).
- Suzuki,S., Matsushita,T., Suzuki,T., Kimura,S., Kume,H., *New position sensitive photomultiplier tubes for high energy physics and nuclear medical applications*, proc. IEEE on *Nuclear Science Symposium* San Francisco, october 21-23,1987.
- Takasaki,F., Saito,H., Fukui,T., Matsushita,T., Suzuki,T., *Development of multi-anode photomultiplier tube*, Submitted to *Nucl.Instrum.Meth.* April 1987.
- Tallon,M., *Contributions a l'Imagerie à Haute Résolution Angulaire : Analyse de Surface d'Onde, Source Laser de Référence, Optique Adaptative*, Thèse de doctorat de l'Université de Nice, Mai 1989.
- Tallon,M., Foy,R., *Active telescope with the laser-probe : isoplanatism and cone effect*, *Astron. Astrophys.* (to be published) (1990).
- Tarenghi,M., Wilson,R.N., *The ESO NTT (New Technology Telescope) : The first active optics telescope*, proc. SPIE conf. 1114 *Active telescope Systems* Orlando pp302-313 (1989).
- Tatarski,V.I., *Wave propagation in a turbulent medium*, Dover Publ. Inc. New York, (1961).
- Thompson,L.A., Gardner,C.S., *Excimer laser guide star technique for adaptive imaging in astronomy*, proc. SPIE conf. 1114 *Active telescope Systems* Orlando pp184-190 (1989).
- Title,A.M., Peri,M.L., Smithson,R.C., Edwards,C.G., *High resolution techniques at lockheed solar observatory*, proc. LEST techn. rep. on *Adaptive optics in solar observation*, pp107-164 Freiburg (1987).
- Vernin,J., Azouit,M., *J.Optics* (Paris) vol.14, pp131 (1984).
- Vernin,J., *Astronomical site selection : a new meteorological approach*, SPIE conf. 628 *Advanced Technology Optical Telescope*, pp142-147 (1986).
- Von der Lühe,O., *A Wavefront Sensor for Extended, Incoherent Targets*, proc. LEST techn. rep. on *Adaptive optics in solar observation*, pp155-168 Freiburg 1987.
- Wang,J.Y., *Optical resolution through a turbulent medium with adaptive phase compensations*, J.O.S.A. vol.67 n°3 pp383-393 (1977).
- Wang,J.Y., Markey,J.K., *Modal compensation of atmospheric turbulence phase distortion*, J.O.S.A. vol. 68 n°1 pp78-87 (1978).
- Wang,C.P., *Measuring 2-D laser-beam phase and intensity profile : a new technique*, A.O. vol.23 n°9 pp000 (1984).
- Wang,C.P., Smith,P.L., *Charged-large-array-flexible mirror*, A.O. vol.24, n°12, pp1838-1843 (1985).
- Weigelt,G., *Modified Astronomical Speckle Interferometry, Speckle Masking*, *Opt. Comm.* vol.21 pp55-59 (1977).
- Wilson,R.N., Franza,F., Noethe,L., *Active Optics I : A system for optimizing the optical quality and reducing the costs of large telescopes*, *J. of Modern Optics* vol.34 n°4 pp485- (1987).
- Wolf,N.J., *High Resolution Imaging from the Ground*, *Ann. Rev. Astron. Astrophysics* pp367-398 (1982).
- Wyant,J.C., Koliopoulos,C.L., *Phase measurement systems for adaptive optics*, proc. AGARD conf. 300 (1981).

- Young, A.T., *Seeing : its cause and cure*, Astron.J.189,587 (1974).
Zel'dovich, B.Y., Popovichev, V.I., Ragul'skii, V.V., Faizulloev, F.S., *sov. phys. JEPT*, 15, 109 (1972).

Conférences :

- NATO Cargèse summer school Kluwer Academic Publisher, Alloin, D.M., Mariotti, J.-M., ed *Diffraction-limited Imaging with Very Large Telescopes*, 1989.
- ESO Conference on *Scientific importance of high angular resolution at infrared and optical wavelengths*, Garching, 24-27 March ESO conf. and workshop proc.n°00 (1981).
- ESO workshop on *ESO's Very Large Telescope*, Cargèse 16-18 may Swings, J.P., Kjar, K., ed ESO conf. and workshop proc.n°17 (1983).
- ESO workshop on *Site testing for Future Large Telescopes*, La Silla 4-6 octobre Ardeberg, A., Woltjer, L., ed., ESO conf. and workshop proc.n°18 (1984).
- ESO workshop on *ESO's Very Large Telescope*, Venise 29 septembre-2 octobre d'Odorico, S., Swings, J.P., ed ESO conf. and workshop proc.n°24 (1986).
- NOAO-ESO conference on *High-resolution imaging by interferometry* Garching 15-18 march Merkle, F., ed ESO conf. and workshop proc.n°29 (1988).
- ESO Conference on *Very Large Telescopes and their Instrumentation*, Garching, 21-24 March Ulrich, M.-H., ed ESO conf. and workshop proc.n°30 (1988).
- LEST techn. rep. of the Workshop on *Adaptive optics in solar observation*, Freiburg September 8-9, 1987.
- O.S.A. topical meeting on *Optical Propagation through Turbulence*, Boulder 8-11 july 1974.
- U.A.I. Colloquium 79, *Very Large Telescopes, Their Instrumentation and Programs*, Ed. by M.-H. Ulrich and K.Kjär (ESO), Garching, 9-12 April 1984.
- SPIE conference 179 *Adaptive Optical Components II* 1979.
- SPIE conference 332 *Advanced technology Optical Telescopes* 1982.
- SPIE conference 551 *Adaptive Optics* 1985.
- SPIE conference 628 *Advanced Technology Optical telescope III*, Tucson 3-6 March 1986.
- SPIE conference 1114 *Active Telescope Systems*, Orlando 28-31 March 1989.
- ECO/SPIE conference 1130 *New Technology for Astronomy*, Paris 24-28 April 1989.
- SPIE conference 1237 *Advanced Technology Optical telescope IV*, Tucson February 1990.
- ECO/SPIE conference 1271 *Adaptive Optics and Optical Structures*, The Hague March 1990.
- The identification Optimization, and prospection of optical telescope sites*, Millis, R.L., ed, Flagstaff 22-23 may 1986.

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION GENERALE.....	9
CHAPITRE 2 : DEGRADATION DES IMAGES ASTRONOMIQUES PAR LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE.....	15
1. INTRODUCTION.....	15
2. LES EFFETS DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE.....	15
2.1 PROPAGATION PERTURBEE.....	15
2.2. PHYSIQUE DU PHENOMENE.....	17
3. IMAGERIE A TRAVERS LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE	18
3.1. FONCTION DE TRANSFERT.....	18
3.2. RELATION IMAGE OBJET	20
3.3. DEGRADATION DES IMAGES.....	22
3.4. DIAMETRE DE COHERENCE.....	24
3.5 POUVOIR DE RESOLUTION ET LARGEUR D'IMAGE.....	25
4. CONSTANTE DE TEMPS DU PHENOMENE.....	27
5. DECOMPOSITION SUR UNE BASE APPROPRIEE.....	28
6. ISOPLANETISME.....	31
7. VARIATION DU PHENOMENE AVEC LA LONGUEUR D'ONDE.....	33
8. RECAPITULATION DES PRINCIPAUX PARAMETRES.....	33

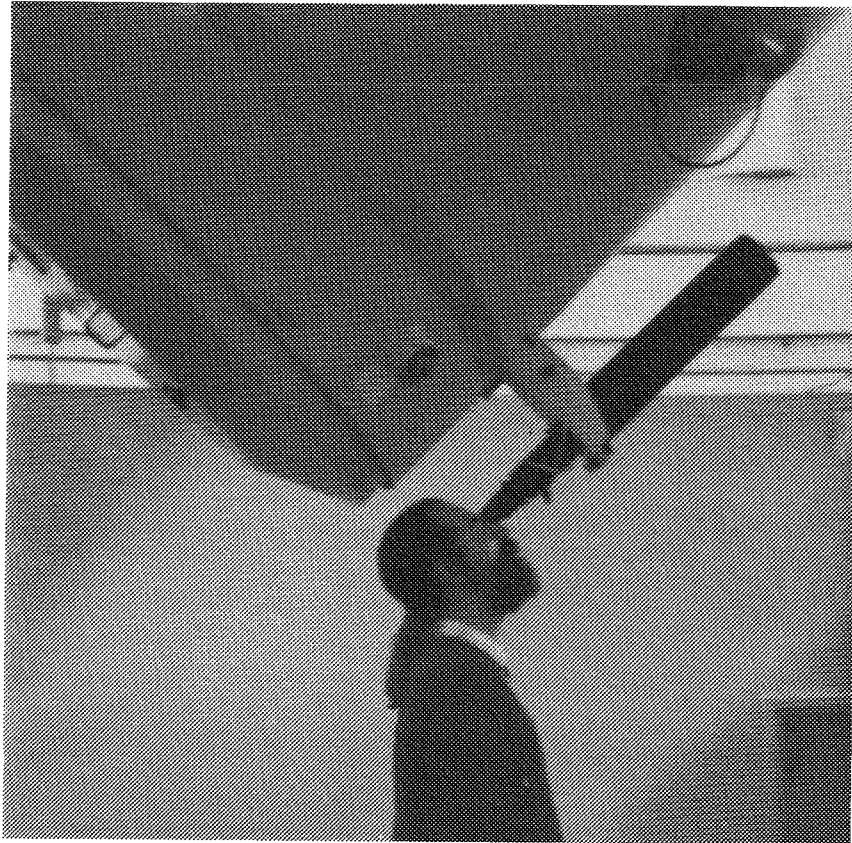
CHAPITRE 3 : TECHNIQUES DE RESTAURATION D'IMAGES EN ASTRONOMIE.....	37
1. INTRODUCTION.....	37
2. TECHNIQUES DE TRAITEMENT A POSTERIORI.....	37
2.1. RESTAURATION DE FREQUENCES SPATIALES DEGRADEES.....	37
2.2 LA RECONSTRUCTION DE L'IMAGE.....	38
3. L'OPTIQUE ADAPTATIVE.....	42
3.1. INTRODUCTION.....	42
3.2. LES SOUS-SYSTEMES DE L'OPTIQUE ADAPTATIVE.....	45

CHAPITRE 4 : APPLICATION DE L'OPTIQUE ADAPTATIVE A L'ASTRONOMIE.

INTRODUCTION.....	77
PREMIERE PARTIE : ANALYSE DE SURFACE D'ONDE.....	81
1. INTRODUCTION : STRATEGIES D'ANALYSE EN ASTRONOMIE....	81
2. PERFORMANCES INSTRUMENTALES REQUISES.....	82
2.1. SIGNAL REÇU AU Foyer D'UNE MICRO-LENTILLE.....	83
2.2. PARAMETRES GEOMETRIQUES DE L'ANALYSEUR.....	87
3. SOURCES DE REFERENCE.....	93
3.1. INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ONDE.....	93
3.2. FRACTION DU CIEL COUVERTE.....	94
4. LIMITATIONS DE L'ANALYSEUR DUES A LA DETECTION.....	98
4.1. INTRODUCTION.....	98
4.2. PRINCIPE ET LIMITATIONS DE LA DETERMINATION DE LA PHASE.....	98
4.3. DISCUSSION SUR DES EXEMPLES PARTICULIERS.....	106
4.4. RECAPITULATION.....	113
4.5. QUELLES SONT LES POSSIBILITES DE LA TECHNOLOGIE ACTUELLE ?.....	114
SECONDE PARTIE : CORRECTION DE SURFACE D'ONDE.....	123
3. PARAMETRES INSTRUMENTAUX.....	123
3.1. INTRODUCTION.....	123
3.2. LES DIFFERENTES SOURCES D'ERREUR.....	124
3.3. CAS PARTICULIERS.....	129
4. CORRECTION PARTIELLE.....	133
4.1. INTRODUCTION.....	133
4.2. STRUCTURE DE L'IMAGE PARTIELLEMENT CORRIGEE ET DE SA FTM.....	133
4.3. EXPLOITATION DE CE MODE DE FONCTIONNEMENT.....	134
5. AMELIORATIONS INDUITES :.....	136
5.1. AMELIORATIONS AU SENS DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE.....	136
5.2. AMELIORATION AU SENS DE L'OPTIQUE PHYSIQUE.....	140

CHAPITRE 5 : LE PROJET COME-ON: DESCRIPTION.....	153
1. INTRODUCTION.....	153
2. CHOIX DES PARAMETRES DE L'INSTRUMENT.....	155
2.1. RAPPELS DES CARACTERISTIQUES.....	155
2.2. CHOIX DE L'INSTRUMENTATION.....	157
3. LES DIFFERENTS PARTENAIRES.....	159
3.1. LASERDOT.....	159
3.2. LE DESPA.....	159
3.3. L'ESO.....	160
3.4. L'ONERA.....	160
4. DESCRIPTIONS DES ELEMENTS DE L'INSTRUMENT.....	161
4.1. PRINCIPES DE BASE CHOISIS POUR L'INSTRUMENT.	
.....	161
4.3. SYSTEME OPTIQUE.....	163
4.4. LE MIROIR DEFORMABLE.....	169
4.5. LES MIROIRS DE POINTAGE "TILT" ET "ON-OFF".....	176
4.6. L'ANALYSEUR DE SHACK-HARTMANN.....	183
4.7. CALCULATEUR DE FRONT D'ONDE.....	191
4.9. LOGICIELS.....	194
4.10. LA CAMERA INFRAROUGE.....	196
4.11. LA REALISATION MECANIQUE ET L'INTEGRATION.	
.....	199
CHAPITRE 6 : RESULTATS.....	205
1. LES RESULTATS DE LABORATOIRE.....	205
1.1. TESTS DE L'ANALYSE SUR CUVE A TURBULENCE.....	205
1.2. INTEGRATION OPTO-MECANIQUE.....	210
1.3. INTEGRATION GLOBALE.....	213
2. OBSERVATIONS A L'OHP.....	223
2.1. ADAPTATION MECANIQUE SPECIFIQUE A L'OHP.....	223
2.2. STRATEGIE D'OBSERVATION ET PREMIERE NUIT.....	223
2.3. TESTS DU SYSTEME SUR DES OBJETS BRILLANTS.....	225
3. CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES ET LIMITATIONS DE L'INSTRUMENT.....	229
3.1 ETUDE DE LA FTM RESIDUELLE ET RESOLUTION EFFECTIVE DE L'INSTRUMENT.....	229
3.2. ANALYSE TEMPORELLE DES DONNEES.....	241
3.3. MAGNITUDE LIMITE.....	249
3.4 APPROCHE DE L'ISOPLANETISME.....	250

CHAPITRE 7 : PROSPECTIVE D'AVENIR.	253
1. INTRODUCTION.	253
2. SCHEMAS POSSIBLES.	253
3. AMELIORATION DE L'ANALYSE.	254
4. PROBLEMES DE TEMPS DE CALCUL.	255
5. SYSTEMES HYBRIDES DETECTEUR-PROCESSEUR.....	256
6. AMELIORATION DES MIROIRS DEFORMABLES.....	256
7. ETOILE ARTIFICIELLE.	257
8. MIROIRS ADAPTES AUX DIFFERENTES COUCHES DE L'ATMOSPHERE.....	258
9. LE VLT QUELS BESOINS ?.....	259
10. APPLICATIONS SPATIALES.....	259
CHAPITRE 8 : CONCLUSION GENERALE.	261
TABLE DES NOTATIONS :.....	263
ANNEXE I	269
ANNEXE II.....	287
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	301
TABLE DES MATIERES.....	311



Tu as raison Jean-Marie, il faut garder un peu de poésie !

RESUME

Sévèrement limité par la turbulence atmosphérique, les grands télescopes au sol ne sont pas capables d'atteindre leur limite de résolution intrinsèque de manière directe. En fonctionnement normal, ils ne peuvent pas résoudre plus de détails, aux longueurs d'ondes du visible et du proche infrarouge qu'un télescope de quelques décimètres de diamètre.

La technique d'optique adaptative décrite ici, offre l'avantage sur les autres techniques, d'un traitement du front d'onde avant la détection du signal. Lorsque la détection n'est pas limitée par le bruit propre du signal incident ce traitement permet d'améliorer significativement le rapport signal sur bruit.

La correction est réalisée par un miroir déformable dont les commandes sont calculées à partir des mesures des perturbations de la surface d'onde. Les limitations de cette instrumentation sont données par le nombre d'actuateurs du miroir, la précision de la mesure du front d'onde, liée au flux disponible pour réaliser la mesure, et à la bande passante de l'asservissement. Cette bande passante est surtout liée à la fréquence d'échantillonnage du signal d'erreur, et à la vitesse de calcul dans la boucle d'asservissement.

Nous donnons la description d'un instrument testé en observatoire au cours de l'automne 1989. Le front d'onde corrigé au moyen d'un miroir déformable de 19 actuateurs, a permis d'obtenir en temps réel, des images limitées par la diffraction pour des longueurs d'onde supérieures à $2,2 \mu\text{m}$, au foyer coudé du télescope de 1,52 m de l'OHP. La mesure de la perturbation est réalisée par un analyseur de Shack-Hartmann de 5×5 sous-pupilles pour échantillonner le signal à une fréquence de 100 Hz. La bande passante obtenue est de 9 Hz en boucle ouverte à 0 dB. Les résultats qui sont présentés illustrent l'intérêt de cette technique pour l'imagerie infrarouge en astronomie.

Mots clés :

Optique adaptative
astronomie
infrarouge
turbulence atmosphérique
surface d'onde
haute résolution

ABSTRACT

Severely limited by atmospheric turbulence, large ground based telescopes are not capable of attaining their intrinsic resolution in a direct manner. At infrared and visible wavelengths, they cannot resolve more details than a telescope with a diameter of several tens of centimetres.

The technique of adaptive optics described here, offers the advantage over other techniques, to increase instrumentation resolution, of processing the wavefront before detection, in real time. When photon noise does not prevail, this allows a significant improvement of the signal to noise ratio.

The correction is performed by a deformable mirror driven by a control signal calculated from measurements of the wavefront disturbances. The limitations of this instrumentation are linked to the number of mirror actuators, the accuracy of the wavefront measurement precision, due to the available flux for this measurement, and the servo loop bandwidth. The error signal sampling rate and the calculation time for the servo loop control determine the resulting bandwidth.

We describe here an instrument tested on the sky during Autumn 1989. A wavefront corrected by means of a deformable mirror with 19 actuators permits us to obtain, in real time, diffraction-limited images, for wavelengths down to $2.2 \mu\text{m}$, at the coudé focus of the Observatoire de Haute Provence 1.52 m telescope. A 5×5 subaperture Shack-Hartmann wavefront analyzer is used to measure the disturbances with a frame rate of 100 Hz. The resulting servo loop bandwidth is 9 Hz (0 dB point in open loop). The results presented demonstrate the strong potential of this technique for IR imaging in astronomy.

Keys words :

adaptive optics
astronomy
infrared radiation
Atmospheric turbulence
wavefront
high resolution