HAL
open science

Reconstruction de la réponse impulsionnelle du système d'optique adaptative ADONIS à partir des mesures de son analyseur de surface d'onde et étude photométrique de la variabilité des étoiles YY Orionis

Stephan Harder

▶ **To cite this version:**

Stephan Harder. Reconstruction de la réponse impulsionnelle du système d'optique adaptative ADONIS à partir des mesures de son analyseur de surface d'onde et étude photométrique de la variabilité des étoiles YY Orionis. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Universite Scientifique et Medicale de Grenoble, 1999. Français. NNT : . tel-00686688

HAL Id: tel-00686688

https://theses.hal.science/tel-00686688v1

Submitted on 11 Apr 2012

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

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

THÈSE
PRÉSENTÉE PAR

Stephan Harder

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

Reconstruction de la réponse impulsionnelle du système d'optique adaptative ADONIS à partir des mesures de son analyseur de surface d'onde et Étude photométrique de la variabilité des étoiles YY Orionis

---

DATE DE SOUTENANCE : 17 mai 1999

COMPOSITION DU JURY :

M. Guy PELLETIER	Président
M. Gérard ROUSSET	Rapporteur
M. Stéphane GUILLOTEAU	Rapporteur
M. Alain CHELLI	Directeur de thèse
M. Claude BERTOUT	Directeur de thèse
M. Norbert HUBIN	Examinateur

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53, F–38 041 Grenoble CEDEX 9

Remerciements

Je remercie tout particulièrement mes directeurs de thèse Claude Bertout et Alain Chelli qui m'ont permis de réaliser ce travail. Merci également à Christian Perrier pour son soutien pendant ma thèse.

Je remercie Gérard Rousset, Stéphane Guilloteau, Norbert Hubin et Guy Pelletier d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie Jean-Luc Beuzit, Domenico Bonaccini, David Le Mignant, Franck Marchis et Olivier Marco d'avoir pris les données nécessaires pour tester mon programme de reconstruction.

Merci à Eric Gendron d'avoir dévoilé (en partie?) le fonctionnement du système ADONIS, à Jean-Pierre Véran pour les discussions sur la méthode de reconstruction de PSF et à François Rigaut dont son programme de simulation d'optique adaptative était de grande utilité.

Je tiens à remercier Oded Regev et le personnel du Wise Observatory pour leur accueil et leur soutien pendant mes observations en Israël.

Ce manuscrit ne serait pas lisible sans Evy Kersale, Frédérique Dupont et Gaspard Duchène. Un grand merci à eux.

Finalement, je remercie tous à l'Observatoire de Grenoble pour leur aide et leur accueil chaleureux.

Table des matières

1 Introduction générale **3**

I Reconstruction de la réponse impulsionnelle du système d'optique adaptative ADONIS à partir des mesures de son analyseur de surface d'onde **7**

2 Imagerie en présence d'une turbulence atmosphérique **11**
2.1 Turbulence atmosphérique 11
2.1.1 Modèle de Kolmogorov 12
2.1.2 La phase turbulente 15
2.2 Formation d'image 17
2.2.1 Image long temps de pose en présence d'une turbulence atmosphérique . 18
2.2.2 Image court temps de pose 19

3 Optique adaptative : ADONIS **21**
3.1 Principe 21
3.2 Décomposition modale de la phase 22
3.3 Miroir déformable 26
3.4 Senseur de front d'onde 29
3.5 Optimisation de la correction 31
3.6 Simulation d'un système d'optique adaptative 35

4 Reconstruction de la fonction d'étalement de point: formalisme **37**
4.1 Image long temps de pose en optique adaptative 38
4.2 La fonction de structure de phase des bas modes 40
4.3 La fonction de structure de phase des hauts modes 42
4.4 Estimation de l'erreur de repliement 43
4.5 Estimation du bruit de mesure 44
4.5.1 L'autocorrélation temporelle des pentes 46
4.5.2 La densité spectrale de puissance temporelle des pentes 48
4.5.3 Le bruit en boucle ouverte / fermée 50
4.5.4 L'éstimation du bruit sur les images de l'ASO 52
4.6 Estimation du paramètre de Fried r_0 52
4.6.1 En boucle ouverte: la variation de l'angle d'arrivée 53
4.6.2 En boucle ouverte: la variance de modes 54
4.6.3 En boucle fermée: la variance des commandes du miroir 55

5 Reconstruction de la fonction d'étalement de point: application à ADONIS 59
5.1 Résultats 59
5.1.1 Exemples A: Sources brillantes observées dans un bon Seeing 60
5.1.2 Exemples B: Sources moyennes et faibles observées dans un mauvais Seeing 64
5.1.3 Exemples C: Sources moyennes et faibles observées dans un bon Seeing . 68
5.2 Discussion 74
5.2.1 Limites de la reconstruction et sources d'erreurs 74
5.2.2 Étude sur la conservation du rapport de flux dans un système binaire . 89

6 Conclusion 93

II Étude photométrique de la variabilité des étoiles YY Orionis 97

7 Le "soleil" dans sa jeunesse 99
7.1 La naissance et les premiers pas vers la séquence principale 99
7.2 L'adolescence: la phase T Tauri 103
7.2.1 Les étoiles T Tauri classiques (cTTS) et les étoiles YY Orionis 103
7.2.2 Les étoiles T Tauri à émission faible (wTTS) 104
7.3 L'accrétion de matière dans les cTTS 105
7.3.1 Signatures d'un disque d'accrétion 105
7.3.2 Interaction entre disque et étoile 107
7.4 Variabilité photométrique 108

8 Observations et résultats 111
8.1 Résumé de l'article "Photometric observations of YY Orionis: New Insight into the accretion process" 111
8.2 Résumé de l'article "CCD photometry of YY Orionis stars" 112
8.3 Complément sur les courbes de lumière 129

9 Conclusion 135

A Publications 145

1
Introduction générale

L'avançée de nos connaissances sur l'univers repose sur la capacité des instruments astronomiques à résoudre de plus en plus de détails et d'observer des objets de plus en plus faibles. Ceci allant de pair avec la taille des télescopes, les astronomes les construisent de plus en plus larges et nous pouvons voir actuellement l'apparition d'une nouvelle génération de télescopes, ceux de 8 à 10 mètres avec, entre autres, les télescopes Keck, Gemini et Subaru sur Hawaii et bien sûr les quatre télescopes de 8 mètres de l'ESO au Chili.

Cependant, la résolution angulaire des observations à partir des télescopes au sol est limitée par la présence des mouvements d'air turbulents dans l'atmosphère. Ceux-ci déforment aléatoirement le front d'onde de la lumière d'un objet céleste ce qui se traduit par un éclatement de l'image sur le détecteur. Dans le visible, la résolution de tous les grands télescopes n'est donc pas meilleure que celle d'une lunette de 20 cm de diamètre, même pour un très bon site comme Mauna Kea sur Hawaii. Différentes techniques ont été développées pour franchir cette limite et l'optique adaptative en est la plus prometteuse. Elle permet de corriger la déformation du front d'onde en temps réel à l'aide d'un miroir déformable et d'un analyseur de front d'onde qui mesure à chaque instant le résidu de phase non-corrigé. Ainsi, en théorie, il est possible de retrouver l'image à la limite de diffraction du télescope. Tous les grands télescopes seront donc équipés d'un tel système.

L'optique adaptative est en particulier un outil important dans l'étude des étoiles jeunes de faible masse et de leur proche environnement. Ces étoiles n'ont été formées que récemment dans les nuages moléculaires comme le Taureau ou Orion et n'ont pas encore atteint la séquence principale. Elles montrent une activité spectroscopique et photométrique très riche et très complexe, preuve de la multitude des phénomènes physiques qui ont lieu dans ces étoiles et dans leur environnement. Ces étoiles sont souvent entourées de disques circumstellaires au travers desquels de la matière est accrétée vers l'étoile, et on y observe également une éjection de matière sous forme de jets bipolaires très collimatés. Les observations montrent que les deux processus, accrétion et éjection, sont liés et mettent probablement en jeu un champ magnétique. Plusieurs modèles existent, mais sont peu contraints par les observations, car la région où l'étoile et le disque interagissent ne peut pas encore être résolue avec les instruments actuels. Les premiers disques circumstellaires ont, par contre, pu être observés récemment grâce au télescope spatial Hubble, mais également grâce à des systèmes d'optique adaptative

au sol montrant en particulier l'importance de l'optique adaptative dans l'étude de ces objets. A l'aide de l'optique adaptative, on observe également que les jets sont très collimatés dans le voisinage proche de l'étoile.

Comme l'étude des étoiles jeunes forme un lien étroit avec l'optique adaptative, mon travail de thèse est constitué de deux sujets. D'une part j'ai étudié une classe particulière d'étoiles jeunes, les étoiles YY Orionis, qui montrent dans leurs spectres la signature de l'accrétion de matière et qui sont donc des candidats idéals pour étudier le phénomène de l'accrétion et pour contraindre les différents modèles. Comme la luminosité de ces étoiles est souvent faible, la correction par l'optique adaptative n'est que partielle et les structures diffuses et faibles sont enfouies dans un halo large dû à un résidu de phase non-corrigé. Si la réponse impulsionnelle est connue, il est possible de reconstituer l'image à la diffraction du télescope par des méthodes de déconvolution. Cependant, il est difficile de calibrer la réponse impulsionnelle à cause de sa dépendance vis-à-vis des conditions atmosphériques variables et souvent sa calibration par l'image d'une source quasi-ponctuelle n'est pas suffisamment précise. Pendant ma thèse, je me suis donc également intéressé au problème de l'estimation de la réponse impulsionnelle dans un système d'optique adaptative, comme le système ADONIS installé au télescope de 3.6m de l'ESO . La première partie de ce manuscrit y est consacrée.

Dans le premier chapitre, j'expose les caractéristiques de la turbulence atmosphérique et son effet néfaste sur la formation d'images, montrant ainsi les limites sévères imposées aux observations au sol. Je présente ensuite dans le deuxième chapitre le fonctionnement d'un système d'optique adaptative en m'appuyant sur ADONIS comme exemple. J'analyse les éléments clés du système de l'optique adaptative - le miroir déformable et l'analyseur de surface d'onde - et je décris le concept du contrôle modal. Le quatrième chapitre est consacré au formalisme de la reconstruction de la réponse impulsionnelle. Une méthode a été développée par [veran:97a] et appliquée au système PUEO qui consiste à reconstruire la fonction d'étalement de point à partir des mesures de l'analyseur de front d'onde. Je l'ai adaptée au système ADONIS. En particulier, je décris et compare les méthodes pour estimer le bruit de mesure et je discute le problème de la connaissance de ce bruit en boucle fermée. Finalement, dans le cinquième chapitre, je montre les résultats que j'ai obtenus en appliquant mes algorithmes de reconstruction à des données obtenues avec ADONIS. Je termine par une discussion sur les limites et les problèmes de la reconstruction pour ADONIS; je prouve notamment l'existence d'une turbulence locale, située probablement audessus du miroir primaire.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude observationnelle des étoiles YY Orionis. J'ai démarré mon travail de thèse par cette partie qui consistait à étudier ces étoiles par des moyens observationnels. En particulier, j'ai mené deux campagnes d'observations au télescope de 1m du Wise Observatory en Israël pour étudier la variabilité photométrique des étoiles YY Orionis. Dans un premier temps, je passe en revue la formation des étoiles au sein des nuages denses et leur évolution vers la séquence principale. Ensuite, j'introduis la classe des étoiles T Tauri qui sont des étoiles jeunes de faible masse et je décris leurs caractéristiques photométriques et spectroscopiques. En particulier, les étoiles YY Orionis forment une classe à elles seules par leur signature spectroscopique de l'accrétion de matière. Je présente par la suite, les signes de la présence d'un disque d'accrétion et je discute les deux modèles principaux de l'accrétion, celui de la couche limite et celui de la magnétosphère. Je décris la variabilité photométrique de ces étoiles et je présente les différentes origines possibles. Finalement, je montre et discute les résultats des deux campagnes d'observations photométriques.

Comme je l'ai déjà mentionné, l'optique adaptative est un outil important dans l'étude des étoiles jeunes. Malheureusement, vu la complexité du sujet et les problèmes spécifiques au

système ADONIS je n'ai pas pu appliquer la reconstruction de la FEP à l'étude des étoiles YY Orionis et cela restera un travail à mener dans l'avenir.

Première partie

Reconstruction de la réponse impulsionnelle du système d'optique adaptative ADONIS à partir des mesures de son analyseur de surface d'onde

Les notations utilisées dans cette partie:

OA	optique adaptative
ASO	analyseur de surface d'onde
MD	miroir déformable
FEP	fonction d'étalement de point
FTO	fonction de transfert optique
FTM	fonction de transfert modulée (module de la FTO)
BO	boucle ouverte
BF	boucle fermée
TF	transformée de Fourier
$\mathcal{M}$	espace de miroir
$\mathcal{E}$	espace de tous les modes
$\{M_i\}$	modes du miroir
$\{Z_i\}$	modes de Zernike
$N_{\mathcal{M}}$	nombre de modes du miroir
N_{ASO}	nombre de mesures de l'ASO
$\Psi(\vec{r},t)$	amplitude complexe de l'onde
$\phi(\vec{r},t)$	phase de l'onde
$\phi_a(\vec{r},t)$	phase turbulente
$\phi_m(\vec{r},t)$	phase engendrée par la surface du miroir
$\phi_\epsilon(\vec{r},t)$	phase résiduelle (après correction)
$\phi_{\|\|}(\vec{r}.t)$	phase projetée sur $\mathcal{M}$
$\phi_\perp(\vec{r},t)$	phase projetée sur l'espace $\perp$ à $\mathcal{M}$
$\vec{a}(t)$	$\phi_a(\vec{r},t) = \sum a_i(t)\, M_i(\vec{r})$
$\vec{m}(t)$	$\phi_m(\vec{r},t) = \sum m_i(t)\, M_i(\vec{r})$
$\vec{\epsilon}(t)$	$\phi_\epsilon(\vec{r},t) = \sum \epsilon_i(t)\, M_i(\vec{r})$
$\widehat{\vec{\epsilon}}(t)$	estimation de $\vec{\epsilon}$
$D_X(\vec{\rho})$	fonction de structure d'une valeur aléatoire X:$< [X(\vec{r}) - X(\vec{r}+\vec{\rho})]^2 >$
$B_X(\vec{\rho})$	fonction de cohérence d'une valeur aléatoire X: $< X(\vec{r})\, X^*(\vec{r}+\vec{\rho}) >$
$W_X(\vec{f})$	densité de puissance spectrale d'une valeur aléatoire X
C_{xx}	matrice de covariance de la valeur aléatoire x
Files circulaires	mesures de l'ASO, commandes du miroir, flux sur les sous-pupilles

2

Imagerie en présence d'une turbulence atmosphérique

Sommaire

2.1 Turbulence atmosphérique **11**

2.1.1 Modèle de Kolmogorov 12

2.1.2 La phase turbulente 15

2.2 Formation d'image **17**

2.2.1 Image long temps de pose en présence d'une turbulence atmosphérique 18

2.2.2 Image court temps de pose 19

2.1 Turbulence atmosphérique

Des gradients de température dans l'atmosphère sont à l'origine de l'ascension et de la descente des globules d'air chaud et froid. Ces mouvements de convection sont très turbulents comme le montre le calcul du nombre de Reynolds $\frac{V_0 L_0}{\nu_0}$ qui permet de déterminer si un flot est turbulent ou laminaire. Ce nombre, rapport entre forces d'inertie et forces de friction, est petit quand ces dernières dominent et les perturbations qui se forment dans le flot laminaire sont aussitôt réprimées. Pour un nombre de Reynolds élevé, par contre, le flot n'est plus limité par la viscosité et les perturbations ne sont pas atténuées: l'écoulement devient turbulent.

Dans les couches atmosphériques, les valeurs caractéristiques sont $v_0 = 1m/s$ pour la vitesse des écoulements, $L_0 = 15m$ pour l'échelle spatiale du flot et $\nu_0 = 15 \times 10^{-6} m^2/s$ pour la viscosité d'air ([roddier:81]). Le nombre de Reynolds est alors de l'ordre de 10^6: les écoulements d'air dans l'atmosphère sont hautement turbulents.

2.1.1 Modèle de Kolmogorov

Loi de Kolmogorov

Dans une turbulence pleinement développée, des grands tourbillons engendrent des tourbillons plus petits qui eux-mêmes produisent des tourbillons de plus en plus petit. Nous avons une cascade d'énergie depuis les grandes vers les petites échelles spatiales. Kolmogorov a proposé que, dans ce cas, il existe un domaine d'inertie, dans lequel les mouvements sont entièrement déterminés par des forces d'inertie. Celui-ci est limité d'une part par une échelle maximale qui correspond à la taille des plus grands tourbillons, d'autre part par une échelle minimale à laquelle l'énergie est dissipée par viscosité. Nous les appellerons échelle externe L_0 et échelle interne l_0.

Ainsi, l'énergie cinétique est transférée des grandes échelles vers les petites échelles, à chaque échelle L se formera une fluctuation de vitesse caractéristique v_L. Puisque l'énergie cinétique de cette fluctuation est proportionnelle à v_L^2 et que le temps de sa formation est proportionnel à L/v_L, on trouve que le taux de production d'énergie turbulente est proportionnelle à v_L^3/L. Pour un processus stationnaire, le taux ϵ_0 de dissipation par viscosité à l'échelle l_0 doit être égal au taux de production d'énergie turbulente et nous trouvons ainsi la relation suivante,

$$v_L \propto (\epsilon_0 L)^{\frac{1}{3}} . \tag{2.1}$$

Dans une analyse spectrale, nous considérons la densité spectrale d'énergie cinétique $E(\kappa)d\kappa$ entre les nombres d'onde κ et $\kappa + d\kappa$ qui est proportionnelle à $v_L^2(\kappa)$. Puisque $L \propto 1/\kappa$, nous trouvons la loi de Kolmogorov,

$$E(\kappa) \propto \kappa^{-\frac{5}{3}} . \tag{2.2}$$

Cette expression n'est, bien sûr, valable que dans le domaine d'inertie défini par $L_0^{-1} \leq \kappa \leq l_0^{-1}$. Pour l'atmosphère, on trouve que L_0 est typiquement de quelques dizaines à quelque centaines de mètres et l_0 entre quelques millimètres et quelques centimètres ([roddier:81]).

Fluctuations de température

Le mélange turbulent induit des fluctuations de la température ΔT qui d'après [obkuhov:49] et [yaglom:49] suivent eux aussi une loi de Kolmogorov. Le spectre de puissance des fluctuations de température est donc,

$$W_T(\kappa) \propto \kappa^{-\frac{5}{3}} . \tag{2.3}$$

Dans le modèle de Kolmogorov, la turbulence est supposée être isotrope. Le spectre de puissance à trois dimensions est alors donné par,

$$W_T(\vec{\kappa}) = \frac{W_T(\kappa)}{4\pi k^2} \propto \kappa^{-\frac{11}{3}} . \tag{2.4}$$

La covariance des fluctuations de température $B_T(\vec{\rho})$ est liée au spectre de puissance par le théorème de Wiener-Khinchine,

$$B_T(\vec{\rho}) =< \Delta T(\vec{r})\, \Delta T(\vec{r}+\vec{\rho}) >= \int W_T(\vec{\kappa})\, \exp(i\,\vec{\kappa}\,\vec{\rho})\, d\vec{\kappa} . \tag{2.5}$$

Puisque cette intégrale diverge, on préfère considérer la fonction de structure définie par,

$$D_T(\vec{\rho}) =< [\Delta T(\vec{r}+\vec{\rho}) - \Delta T(\vec{r})]^2 > , \tag{2.6}$$

dont l'expression peut être déduite par le raisonnement dimensionnel suivant. En supposant que la fonction de structure ne dépend que de la distance $\rho = |\vec{\rho}|$ (isotropie), du taux de production d'énergie turbulente (qui est égale au taux ϵ_0 de dissipation par viscosité) et le taux η_0 de production des fluctuations de température, nous trouvons que ([obkuhov:49]),

$$D_T(\vec{\rho}) \propto \eta_0 \epsilon_0^{-\frac{1}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} , \tag{2.7}$$

ou en introduisant la constante de structure des fluctuations de température C_T^2,

$$D_T(\vec{\rho}) = C_T^2 \rho^{\frac{2}{3}} . \tag{2.8}$$

Avec cette expression, le spectre de puissance des fluctuations de température devient ([tatarski:61]),

$$W_T(\vec{\kappa}) = 0.033\, C_T^2 \kappa^{-\frac{11}{3}} . \tag{2.9}$$

Fluctuations de l'indice spectral

Les fluctuations de température induisent des fluctuations de l'indice de réfraction N, puisque N dépend de la température. En négligeant la dépendance de la pression d'air,

$$\Delta N = \frac{\partial N}{\partial T} \Delta T \tag{2.10}$$

La fonction de structure des fluctuations de l'indice de réfraction suit alors la même loi que celle des fluctuations de température et est donnée par,

$$D_N(\vec{\rho}) = C_N^2 \rho^{\frac{2}{3}} , \tag{2.11}$$

et leur spectre de puissance est,

$$W_N(\vec{\kappa}) = 0.033\, C_N^2 \kappa^{-\frac{11}{3}} \tag{2.12}$$

où C_N^2 est la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction qui décrit la contribution de la turbulence à la propagation optique. Elle dépend de l'altitude. Le profil de Hufnagel ([hufnagel:64]) montré dans la figure 2.1 est l'exemple classique d'une mesure de C_N^2 en fonction de l'altitude.

L'équation 2.12 n'est valable que dans le domaine d'inertie entre l'échelle externe L_0 et interne l_0 qui ne sont pas ici les mêmes que celles définies précédemment. Il est possible de généraliser cette expression à tout le domaine spectral en incluant l'effet des ces échelles. On obtient le spectre de Van Karman,

$$W_N(\kappa) = 0.033\, C_N^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-\frac{11}{6}} e^{-(\kappa l_0)^2} \tag{2.13}$$

avec

$$\kappa_0 = \frac{1}{L_0} . \tag{2.14}$$

Comme on peut le constater dans la figure 2.2, la présence d'une échelle interne l_0 n'influe sur le spectre de puissance qu'aux hautes fréquences. Cet effet est donc négligeable.

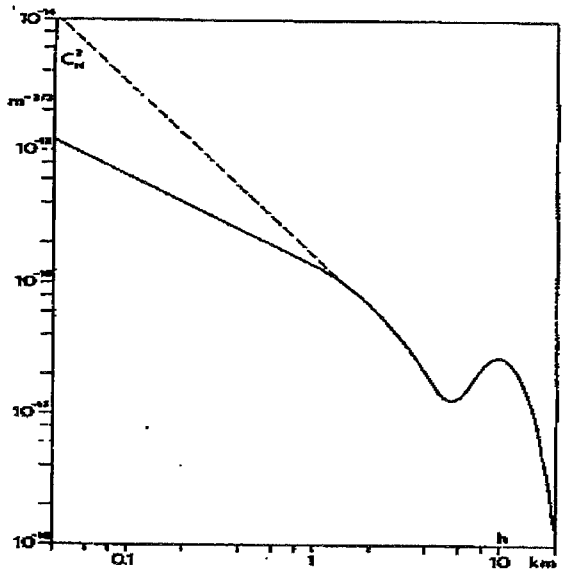


FIG. 2.1: Profil de Hufnagel: profil moyen de C_n^2 en fonction de l'altitude.

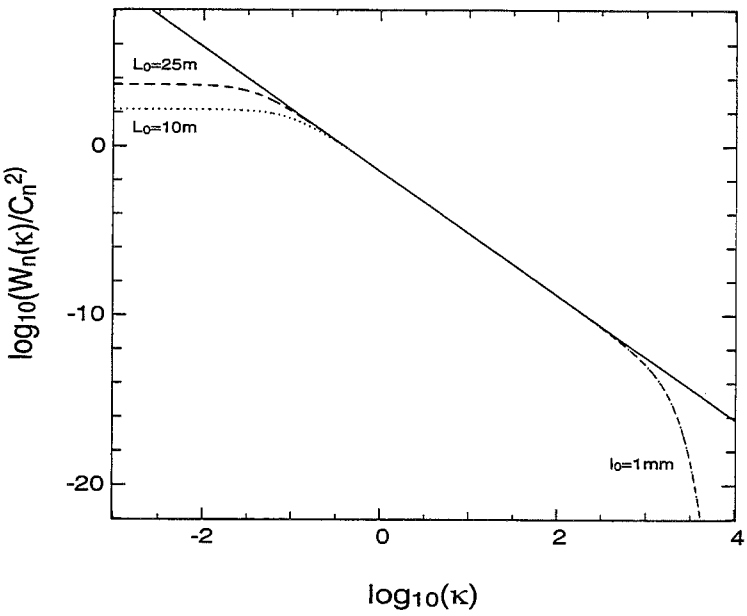


FIG. 2.2: Densité spectrale des fluctuations d'indice selon le modèle de Kolmogorov (en ligne continue) et densité spectrale Van Karman (en ligne discontinue et pointillée) qui prend en compte une échelle externe et interne finie (ici: $L_0 = 10$, $25m$ et $l_0 = 1mm$).

2.1.2 La phase turbulente

Dans cette section, nous allons voir comment la propagation optique est influencée par la turbulence atmosphérique. Pour cela, nous considérons une onde plane et monochromatique qui se propage du zénith vers le sol à travers une atmosphère non-absorbante (voir figure 2.3). A chaque altitude h, l'onde peut être décrite par,

$$\Psi_h(\vec{r}) = |\Psi_h(\vec{r})| \exp\left[i\,\phi_h(\vec{r})\right], \tag{2.15}$$

où $|\Psi_h|$ est le module et ϕ_h la phase de l'amplitude complexe. Le vecteur $\vec{r}$ est le rayon dans le plan d'onde. Nous allons fixer $|\Psi_\infty| = 1$.

Dans une couche turbulente mince dont la largeur est beaucoup plus grande que l'échelle caractéristique de la corrélation des fluctuations, mais suffisamment petite pour négliger les effets de diffraction, l'onde à la sortie de la couche est décrite par,

$$\Psi_h(\vec{r}) = \exp\left[i\,\phi(\vec{r})\right], \tag{2.16}$$

où

$$\phi(\vec{r}) = k\int_h^{h+dh} dz\, n(\vec{r}, z) \tag{2.17}$$

est le changement de phase dû aux fluctuations d'indice de réfraction dans la couche.

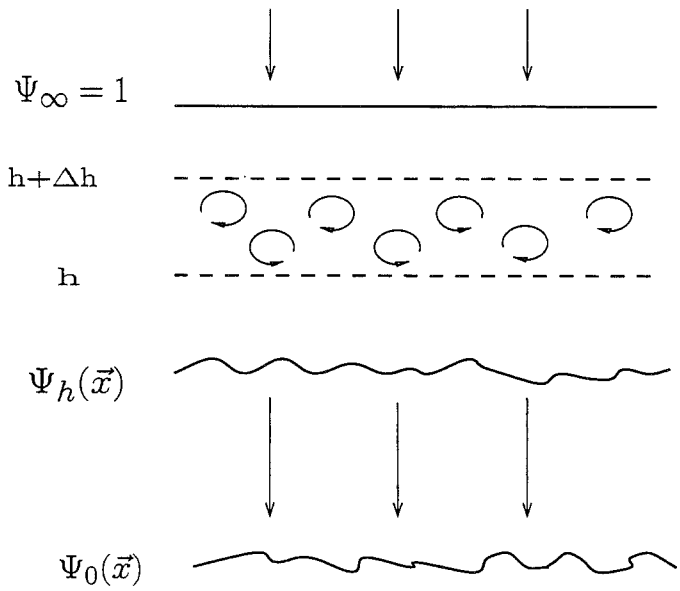


FIG. 2.3: Déformation du front d'onde par une couche turbulente d'epaisseur Δh.

On considère le moment de second ordre, la fonction de cohérence,

$$B_h(\vec{\rho}) = < \Psi_h(\vec{r})\Psi_h^*(\vec{r}+\vec{\rho}) > \tag{2.18}$$

qui d'après l'équation 2.16 devient,

$$B_h(\vec{\rho}) = < \exp\left[i\left[\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{r}+\vec{\rho})\right]\right] > \ . \tag{2.19}$$

D'après l'équation 2.17, la phase $\phi(\vec{r})$ est la somme d'un grand nombre de variables aléatoires indépendants. Elle possède donc une statistique gaussienne et la fonction de cohérence peut être décrite par,

$$B_h(\vec{\rho}) = \exp\left[-\frac{1}{2}D_\phi(\vec{\rho})\right] \tag{2.20}$$

avec la fonction de structure de phase D_ϕ,

$$D_\phi(\vec{\rho}) =< [\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{r}+\vec{\rho})]^2 > . \tag{2.21}$$

D_ϕ est liée aux fluctuations d'indice de réfraction par,

$$D_\phi(\vec{\rho}) = 2.91\, k^2\, C_N^2\, \delta h\, \rho^{\frac{5}{3}} . \tag{2.22}$$

Pour trouver l'amplitude complexe $\Psi_0(\vec{r})$ au sol, on peut appliquer l'approximation de Fresnel, car l'échelle des perturbations du front d'onde est beaucoup plus grande que la longueur d'onde en optique visible ou infrarouge,

$$\Psi_0 = \Psi_h(\vec{x}) \star \frac{1}{i\,\lambda\, h} \exp\left[x\left(i\,\pi\,\frac{\vec{x}^2}{\lambda\, h}\right)\right] \tag{2.23}$$

où $\star$ signifie la convolution bidimensionnelle. Comme la fonction de cohérence est une invariante de la transformation de Fresnel, la fonction de cohérence au sol est la même qu'à la sortie de la couche turbulente,

$$B_0(\vec{\rho}) = B_h(\vec{\rho}) = \exp\left[-\frac{1}{2}D_\phi(\vec{\rho})\right] . \tag{2.24}$$

Dans l'approximation du champ proche qui consiste à négliger les fluctuations de l'amplitude du champ complexe (scintillations), la fonction de structure de phase dans l'équation précédente peut être approximée par celle au sol. Cette approximation est justifié pour les observations astronomiques ([roddier:81]).

Dans le cas des couches turbulentes multiples, la fonction de structure est donnée par,

$$D_\phi(\vec{\rho}) = 2.91\, k^2\, [\cos\gamma]^{-1} \rho^{\frac{5}{3}} \int dh\, C_N^2(h) , \tag{2.25}$$

où γ est l'angle entre la direction d'observation et le zénith. En introduisant le paramètre de Fried ([fried:66]),

$$r_0 = \left[0.423\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{\cos\gamma}\int C_N^2(h)\, dh\right]^{-\frac{3}{5}} , \tag{2.26}$$

nous obtenons,

$$D_\phi(\vec{\rho}) = 6.88\left(\frac{\rho}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} . \tag{2.27}$$

Le paramètre de Fried possède la dimension d'une longueur. Il caractérise la longueur de cohérence de la phase et est d'autant plus grand que la phase entre deux points distants est corrélée. Le spectre de puissance spatial des fluctuations de phase devient

$$W_\phi(\vec{\kappa}) = 0.023\, r_0^{-\frac{5}{3}}\, \kappa^{-\frac{11}{3}}\,, \tag{2.28}$$

ou en incluant l'échelle externe L_0,

$$W_\phi(\vec{\kappa}) = 0.023\, r_0^{-\frac{5}{3}}\, (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-\frac{11}{6}}\,. \tag{2.29}$$

2.2 Formation d'image

L'image d'un objet céleste prise au foyer du télescope est l'intensité du champ complexe

$$\Psi_F(\vec{\alpha}) \propto \int \Psi_P(\vec{f})\, P_0(\vec{f})\, e^{-i2\pi\vec{\alpha}\vec{f}}\, d\vec{f} = \mathrm{TF}\,[\Psi_P(\vec{f})\, P_0(\vec{f})], \tag{2.30}$$

où $\Psi_P(\vec{f})$ est le champ complexe à l'entrée du télescope et $P_0(\vec{f})$ la fonction de pupille qui, pour un télescope parfait[1], est définie par,

$$P_0(\vec{f}) = \begin{cases} 1, & \text{pour}\, \lambda|\vec{f}| \in \text{pupille} \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.31}$$

$\vec{\alpha} = \frac{\vec{x}}{F}$ est la position dans le plan image divisée par la distance focale F et $\vec{f} = \frac{\vec{r}}{\lambda}$ la position dans le plan de pupille divisée par la longueur d'onde λ.

L'image observée au foyer est donc égale à la densité spectrale de puissance de l'amplitude complexe dans le plan pupille et sa transformée de Fourier est trouvée à l'aide du théorème de Wiener-Khinchine,

$$\tilde{I}(\vec{f}) \propto \int \Psi_P(\vec{u})\Psi_P^*(\vec{u}+\vec{f})\, P_0(\vec{u})P_0^*(\vec{u}+\vec{f})\, d\vec{u} \tag{2.32}$$

Nous allons appeler l'image d'une source quasi-ponctuelle la fonction d'étalement de point (FEP)[2] et son spectre la fonction de transfert optique (FTO). Son module est la fonction de transfert modulé (FTM).

Image de diffraction

Examinons d'abord une image d'une source ponctuelle qui se trouve à l'infini et dont la lumière n'est pas perturbée par la turbulence atmosphérique. Alors, le front d'onde incident est plan et l'amplitude complexe constante,

$$\Psi_P(\vec{f}) = 1 \tag{2.33}$$

et la FTO, qu'on appellera la fonction de transfert optique d'un télescope idéal, est donnée par,

$$FTO_{tel}(\vec{f}) = \frac{1}{S}\int P_0(\vec{u})P_0^*(\vec{u}+\vec{f})\, d\vec{u} \tag{2.34}$$

Elle est normalisée par

[1] C'est-à-dire sans aberrations optiques. En cas de aberrations, P_0 devient complexe.

[2] Appelé aussi la réponse impulsionnelle.

$$S = \int |P_0(\vec{u})|^2 \, d\vec{u} \tag{2.35}$$

et devient nulle à partir d'une fréquence,

$$f_c = \frac{D}{\lambda} \tag{2.36}$$

la fréquence de coupure du télescope, où D est le diamètre du télescope. Le télescope fonctionne donc comme un filtre à hautes fréquences. En terme de résolution, cela signifie que le télescope est capable de résoudre des détails à partir d'une séparation angulaire de λ/D et justifie l'intérêt des astronomes à construire des grands instruments. L'image correspondante est une tâche d'Airy, la fonction d'étalement de point du télescope,

$$FEP_{tel}(\vec{\alpha}) = \mathrm{TF}^{-1}\left[FTO_{tel}(\vec{f})\right] \tag{2.37}$$

2.2.1 Image long temps de pose en présence d'une turbulence atmosphérique

En présence d'une atmosphère turbulente, l'amplitude complexe incidente n'est plus constante et l'expression de la FTO instantanée devient,

$$FTO(\vec{f}) = \frac{1}{S} \int \Psi_P(\vec{u}) \Psi_P^*(\vec{u}+\vec{f}) \, P_0(\vec{u}) P_0^*(\vec{u}+\vec{f}) \, d\vec{u} \tag{2.38}$$

La FTO long temps de pose est,

$$< FTO(\vec{f}) >= \frac{1}{S} \int < \Psi_P(\vec{u}) \Psi_P^*(\vec{u}+\vec{f}) > \; P_0(\vec{u}) P_0^*(\vec{u}+\vec{f}) \, d\vec{u} \tag{2.39}$$

où $<>$ désigne l'intégration temporelle. Nous avons vu précédemment que dans l'hypothèse du champ proche la fluctuation de l'amplitude complexe est essentiellement due à une variation de la phase et nous avons,

$$< \Psi_0(\vec{u}) \Psi_0^*(\vec{u}+\vec{f}) >= e^{-\frac{1}{2} D_\phi(\lambda f)} \, . \tag{2.40}$$

La fonction de transfert optique long temps de pose est donc,

$$< FTO(\vec{f}) >= FTO_{atm}(\vec{f}) \, FTO_{tel}(\vec{f}) \, , \tag{2.41}$$

où

$$FTO_{atm}(\vec{f}) = B_0(\lambda \vec{f}) = e^{-\frac{1}{2} D_\phi(\lambda \vec{f})} \tag{2.42}$$

est la fonction de transfert optique de l'atmosphère qui est égale à la fonction de cohérence $B_0(\lambda \vec{f})$. On remarque que $FTO_{atm}(\vec{f})$ décroît rapidement à partir de la fréquence,

$$f_t = \frac{r_0}{\lambda} \, . \tag{2.43}$$

C'est donc la fréquence de coupure imposée par la turbulence atmosphérique. Si nous avons $r_0 > D$, la fonction de transfert optique long temps de pose est limitée par la diffraction du télescope. Par contre, pour $r_0 < D$, elle est limitée par l'atmosphère. Nous trouvons ainsi une autre interprétation du paramètre de Fried: r_0 est le diamètre maximal d'un télescope

limité par la diffraction de l'instrument et non par la turbulence atmosphérique. Puisque r_0 dépend de la longueur d'onde selon la loi $r_0 \propto \lambda^{6/5}$, l'atténuation de FTO_{atm} est d'autant plus importante que la longueur d'onde est courte. Dans le visible, r_0 est typiquement de quelques dizaines de cm. La résolution de tous les grands télescopes est alors toujours limitée par la présence de la turbulence atmosphérique. La largeur à mi-hauteur de la FEP vaut λ/r_0, ce que les astronomes appellent le "Seeing", exprimé en arcsecondes.

Comme les objets astronomiques sont des sources incohérentes, la relation entre la distribution d'énergie de l'objet sur le ciel $O(\vec{\alpha})$ et son image $I(\vec{\alpha})$ est linéaire. Si l-on suppose en plus que cette relation est invariante par translation, c'est-à-dire que le télescope est isoplanétique et que la lumière traverse les mêmes couches turbulentes, cette relation est une convolution,

$$I(\vec{\alpha}) = O(\vec{\alpha}) \star FEP(\vec{\alpha}) \,, \tag{2.44}$$

ou dans l'espace de Fourier,

$$\tilde{I}(\vec{f}) = \tilde{O}(\vec{f})\, FTO(\vec{f}) \,. \tag{2.45}$$

Rapport de Strehl

Pendant que la largeur à mi-hauteur caractérise la capacité du système optique de résoudre deux point sources, le rapport de Strehl décrit sa capacité de concentrer l'énergie dans l'image. Il est ainsi défini comme le rapport entre le maximum d'intensité d'une FEP et le maximum d'intensité de la tache d'Airy du télescope,

$$SR = \frac{< FEP(\vec{0}) >}{FEP_{tel}(\vec{0})} \tag{2.46}$$

Comme l'intensité de la FEP au point zéro est l'intégral de la FTO, nous pouvons également exprimer le rapport de Strehl comme le rapport entre l'intégral de la FTO et l'intégral de la FTO du télescope,

$$SR = \frac{\int < FTO(\vec{f}) > \, d\vec{f}}{\int FTO_{tel}(\vec{f})\, d\vec{f}} \tag{2.47}$$

Le rapport de Strehl est égale à 1 en absence des aberrations et inférieure à 1 sinon. Dans le cas où la qualité de l'image est limitée par la turbulence atmosphérique ($r_0 \ll D$), nous avons

$$SR \approx \left(\frac{r_0}{D}\right)^2 \tag{2.48}$$

Aux longueurs d'onde visibles, r_0 vaut entre 10 et 20 cm. Le rapport de Strehl est alors inférieur à 1%.

2.2.2 Image court temps de pose

Tandis que les fréquences supérieures à la fréquence de coupure de r_0/λ sont perdues dans l'image long temps de pose, elles ne le sont pas dans une image court temps de pose. Pour geler la turbulence, le temps de pose doit être de l'ordre de quelques millisecondes. L'image court temps de pose possède des tavelures dont la taille correspond à la taille D/λ de diffraction par

le télescope. Ces tavelures sont distribuées aléatoirement dans l'image et s'accumulent dans le temps pour former l'image long temps de pose.

En première approximation, la déformation du front d'onde par la turbulence atmosphérique peut être vue comme un basculement global de la phase plus une déformation du front d'onde. Le basculement de la phase cause un mouvement aléatoire du centre de l'image, tandis que la déformation produit un éclatement de l'image. Tant que les différences de chemin optique restent inférieures au critère de Rayleigh de $\lambda/4$, les déformations de phase n'ont aucun effet sur l'imagerie. Au-delà, apparaissent d'abord un mouvement du centre de l'image, puis des tavelures.

[fried:66] a trouvé que, pour $D/r_0 \approx 3$, une correction du basculement est optimale. En dessous on est limité pas la diffraction du télescope, au dessus apparaissent des tavelures. Dans ce cas, il ne suffit pas de corriger simplement le basculement de la phase, mais il faut aussi corriger les défauts de phase à plus haute fréquence. Comme nous allons le voir dans la suite, il est possible de décomposer la phase sur une base de modes, les modes correspondant à des déformations de la phase à différentes fréquences spatiales.

3
Optique adaptative : ADONIS

Sommaire

3.1	Principe	21
3.2	Décomposition modale de la phase	22
3.3	Miroir déformable	26
3.4	Senseur de front d'onde	29
3.5	Optimisation de la correction	31
3.6	Simulation d'un système d'optique adaptative	35

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la présence d'une atmosphère turbulente déforme aléatoirement le front d'onde incident d'une source astronomique. Ceci conduit à un élargissement de l'image long temps de pose et une perte de résolution considérable. C'est [babcock:53] qui a initialement proposé de corriger la déformation du front d'onde par un système qui mesure et corrige les défauts de phase en temps réel à l'aide d'un miroir déformable: l'optique adaptative. Dans la suite, je vais décrire un tel système et ses éléments principaux en m'appuyant sur le système ADONIS comme un exemple de l'optique adaptative.

3.1 Principe

Un système d'optique adaptative est conçu pour corriger les déformations du front d'onde par l'atmosphère terrestre en temps réel. Pour cela, il possède trois éléments principaux comme on peut le voir dans le schéma de la figure 3.1 : un miroir déformable (MD), un analyseur de surface d'onde (ASO) et un calculateur en temps réel. La lumière réfléchie par le miroir primaire du télescope tombe d'abord sur le miroir déformable qui compense la déformation de son front d'onde. Ensuite, le chemin de lumière est divisé: une partie de la lumière forme l'image long temps de pose destinée aux données scientifiques exploitables, l'autre partie est collectée par le senseur de front d'onde qui mesure le résidu de la phase corrigée par le MD. Le calculateur en temps réel transforme ensuite ces mesures en commandes du MD pour réajuster sa surface au front d'onde incident changé par l'évolution temporelle de la turbulence.

Dans la suite, je décrirai plus en détail chaque élément de l'optique adaptative en prenant comme exemple ADONIS, le système d'optique adaptative installé sur le télescope de 3.6m

à la Silla, puisque c'est pour ce système que j'ai étudié le problème de la reconstruction de la FEP pendant me thèse. ADONIS ([beuzit:96], [demailly:96]) est le successeur des systèmes COMEON ([rousset:90], [rigaut:91]) et COMEON+ ([gendron:95a], [rousset:94b]) qui ont été les premiers systèmes d'optique adaptative avec lesquelles des résultats astrophysiques ont été obtenus.

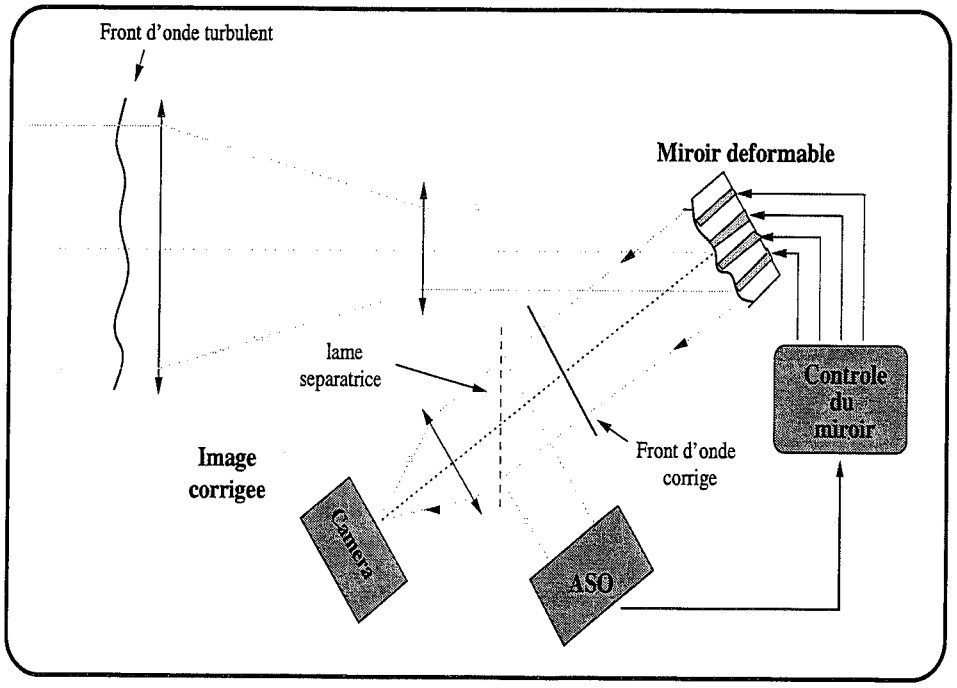


FIG. 3.1: Schéma d'un système d'optique adaptative.

3.2 Décomposition modale de la phase

Dans le chapitre précédent, nous avons considéré la déformation de la phase d'une part comme un basculement global du front d'onde, d'autre part comme une déformation que nous n'avons pas précisée. On va ici s'attaquer à étudier en détail cette déformation. Pour cela, nous allons décomposer la phase aléatoire sur une base. Comme, dans le modèle de Kolmogorov, le front d'onde turbulent est un spectre continue et infini des déformations de phase, celui-ci possède une infinité de réalisations possibles. L'espace de ces réalisations que nous notons par $\mathcal{E}$ est donc infini et il existe de même un choix infini des bases $\{B_i\}$ sur lesquelles nous pouvons décomposer la phase turbulente,

$$\phi(\vec{r},t) = \sum_{i=1}^{\infty} b_i(t)\, B_i(\vec{r})\,. \tag{3.1}$$

Cependant, il y a en deux qui sont particulièrement adaptées et utilisées dans l'étude de la turbulence et l'optique adaptative: la base de Zernike et la base de Karhunen-Loeve.

La base de Zernike

Les polynômes de Zernike ([zernike:34]) sont définis sur un disque de rayon unité et possèdent une expression analytique définie par,

$$Z_i(\vec{r}) = R_n^m(r)\,\Theta^m(\theta)\,, \tag{3.2}$$

où (r, θ) sont les coordonnées polaires du vecteur $\vec{r}$. Les polynômes radiales R_n^m sont donnés par

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s\,(n-s)!}{s!\,[(n+m)/2-s]!\,[(n-m)/2-s]!}\,r^{m-2s} \tag{3.3}$$

et les fonctions trigonométriques Θ^m par

$$\Theta^m(\theta) = \begin{cases} \sqrt{n+1} & \text{si } m = 0 \\ \sqrt{2(n+1)}\cos(m\theta) & \text{si } m \neq 0 \text{ et i pair} \\ \sqrt{2(n+1)}\sin(m\theta) & \text{si } m \neq 0 \text{ et i impair} \end{cases} \tag{3.4}$$

On appelle n le degré radial et m le degré azimutal du polynôme de Zernike Z_i . Ils doivent satisfaire les relations suivantes,

$$\begin{aligned} m &\leq n \\ n - |m| &= \text{pair} \end{aligned} \tag{3.5}$$

La phase exprimée par les polynômes de Zernike est alors,

$$\phi(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^{\infty} z_i(t)\,Z_i(\vec{r}) \tag{3.6}$$

L'avantage de cette base, à part le fait d'avoir une expression simple et analytique, est, que les premiers modes décrivent les aberrations optiques classiques; en particulier le deuxième et troisième mode sont les modes du basculement de la phase. Le tableau 3.1 donne le classement des premiers polynômes de Zernike qui sont le piston, le basculement, la défocalisation, l'astigmatism, etc.

Pour une turbulence de Kolmogorov, [noll:76] donne la relation suivante,

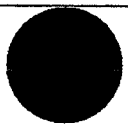
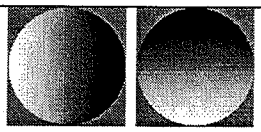
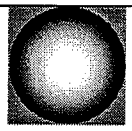
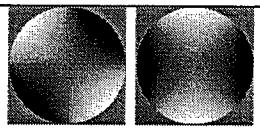
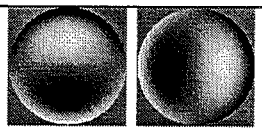
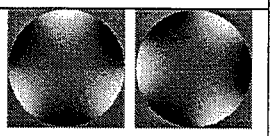
$$< z_i\,z_j >= \gamma_{ij}\left(\frac{D}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \Longleftrightarrow C_{zz} = \gamma\left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \tag{3.7}$$

où

$$\begin{aligned} \gamma_{ij} = \;& 0.0072\,\pi^{8/3}\Gamma(14/3)\sqrt{(n_i+1)(n_j+1)}\,(-1)^{(n_i+n_j-2m_i)/2}\,\delta_{m_i m_j}\times \\ & \frac{\Gamma[(n_i+n_j-2m)/2]}{\Gamma[(n_i-n_j+17/3)/2]\Gamma[(n_j-n_i+17/3)/2]\Gamma[(n_i+n_j+23/3)/2]} \end{aligned} \tag{3.8}$$

Γ étant la fonction d'Euler et C_{zz} désigne la matrice de covariance de valeurs z, $< \vec{z}\,\vec{z}^T >$. L'expression 3.7 diverge pour $i = j = 1$ ce qui correspond au mode du piston. C'est ce mode qui provoque la divergence de la variance de la phase turbulente. Puisque ce mode n'a aucune influence sur l'imagerie pour un télescope simple[1], nous n'allons dans la suite considérer que la phase soustraite par sa moyenne sur la pupille,

[1] Ceci n'est bien sûr plus le cas pour un interféromètre.

n	m=0	m=1	m=2	m=3
0	 Piston (i=1)			
1		 Basculement (i=2, 3)		
2	 Défocalisation (i=4)		 Astigmatisme (i=5, 6)	
3		 Coma (i=7, 8)		 Coma triangulaire (i=9, 10)

TAB. 3.1: Les premiers polynômes de Zernike.

$$\phi(\vec{r}) - \frac{1}{S}\int \phi(\vec{r})\, P(\vec{r})\, d\vec{r} \longmapsto \phi(\vec{r})\,. \tag{3.9}$$

Dû à l'orthogonalité des modes de Zernike, la variance de phase moyenne sur la pupille est alors ([noll:76]),

$$\sigma_\phi^2 = \frac{1}{S}\int \langle\phi(\vec{r})\rangle\, P(\vec{r})\, d\vec{r} = \sum_{i=2}^{\infty}\left\langle z_i^2\right\rangle = 1.03\left(\frac{D}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} \tag{3.10}$$

Base de Karhunen-Loeve

La covariance des coefficients des polynômes de Zernike n'est pas diagonale: les coefficients des polynômes du même ordre azimutal et de la même parité sont corrélés. En revanche, dans la base de Karhunen-Loeve, la covariance des coefficients modals est diagonale. Ceci est équivalent à dire que les modes sont statistiquement indépendants[2]. Wang et Markey ([wang:78]) donnent le calcul de ces fonctions pour une pupille sans occultation et une turbulence de type Kolmogorov. À la différence des polynômes de Zernike, les fonctions de Karhunen-Loeve n'ont pas d'expression analytique et ne peuvent être déterminées que numériquement. Pour une pupille avec obturation centrale, on peut trouver le calcul dans l'article de [cannon:96]. La figure 3.2 montre les fonctions radiales des fonctions de Karhunen-Loeve et des polynômes de Zernike.

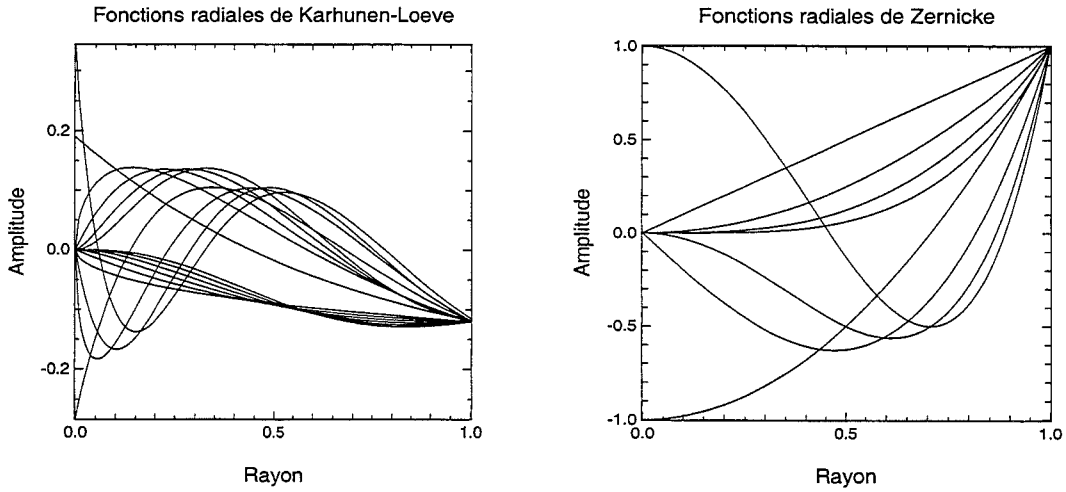


FIG. 3.2: Les fonctions radiales de KL et les fonctions radiales de Zernike.

Évolution temporelle

Pour pouvoir caractériser l'évolution temporelle de la phase turbulente, on introduit en général l'hypothèse de Taylor, aussi appelée l'hypothèse de la turbulence gelée. Elle suppose que la couche turbulente peut être décrite par un écran de phase ou la superposition de plusieurs écrans de phase gelés qui se translatent au dessus du télescope à vitesse constante,

$$\phi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r} + \vec{V}\tau, t + \tau) \tag{3.11}$$

[2]Dans l'hypothèse d'une phase suivant une statistique gaussienne.

Ceci permet de rélier la densité spectrale temporelle $w_\phi(\nu)$ à la densité spectrale spatiale $W_\phi(\vec{f})$ où ν est la fréquence temporelle et $\vec{f}$ la fréquence spatiale. Pour une seule couche turbulente, la densité spectrale temporelle des coefficients de Zernike ([conan:95b], [roddier:93]) montre deux régimes de comportement séparés par la fréquence de coupure,

$$\nu_c = 0.3\,(n+1)\,\frac{V}{D} \tag{3.12}$$

où n est le degré radial du polynôme, V la vitesse du vent et D le diamètre du télescope. À haute fréquence la puissance spectrale suit une loi en $\nu^{-17/3}$, tandis qu'à basse fréquence l'indice spectral est $-2/3$ pour les tilts, 0 pour les polynômes symétriques (défocalisation, aberration sphérique, ...) et 0, $+4/3$ où $+2$ pour les autres.

3.3 Miroir déformable

Le miroir déformable conjugué à la pupille d'entrée du télescope corrige la déformation du front d'onde incident. Il est consistué d'une membrane flexible et réfléchissante dont la forme est contrôlée par un certain nombre d'actionneurs. Ces actionneurs sont en général construits à base d'éléments piezo-électriques. La fonction d'influence décrit la déformation de la surface du miroir par un actionneur quand on applique une tension unité à celui-ci. Pour un miroir du type *piezo-stack*, la fonction d'influence d'un actionneur s'étend jusqu'à l'actionneur voisin. Ce type de miroir est utilisé dans le système ADONIS. Ces fonctions ont été calculée à partir d'un modèle aux éléments finis et sont connues avec une précision de 5 à 10%. L'influence d'un actionneur pour un miroir *bimorphe,* par contre, s'étend sur toute sa surface. Un tel miroir a été choisi, par exemple, pour le système PUEO. Comme nous allons le voir par la suite, il est important que la relation entre la variation de phase et l'application d'une tension à un actionneur soit linéaire.

La phase résiduelle ϕ_ϵ après correction par le miroir déformable à l'instant t est donnée par,

$$\phi_\epsilon(\vec{r},t) = \phi_a(\vec{r},t) - \phi_m(\vec{r},t)\,, \tag{3.13}$$

où $\phi_a(\vec{r})$ est la phase turbulente et $\phi_m(\vec{r})$ la phase du miroir. Ne possédant qu'un nombre limité d'actionneurs, seules les déformations de plus basse fréquence peuvent être compensées. Si δ_M est la distance moyenne entre deux actionneurs, seuls les défauts de phase des fréquences inférieures à $\frac{1}{2\delta_M}$ peuvent être corrigés. Soit $\phi_{||}(\vec{r},t)$ la phase projetée sur l'espace de miroir $\mathcal{M}$ et $\phi_\perp(\vec{r},t)$ celle projetée sur l'espace perpendiculaire à $\mathcal{M}$. L'équation 3.13 peut alors s'écrire sous la forme,

$$\phi_\epsilon(\vec{r},t) = \phi_{\epsilon_{||}}(\vec{r},t) + \phi_\perp(\vec{r},t)\,, \tag{3.14}$$

avec

$$\phi_{\epsilon_{||}}(\vec{r},t) = \phi_{a_{||}}(\vec{r},t) - \phi_m(\vec{r},t) \tag{3.15}$$

$$\phi_\perp(\vec{r},t) = \phi_{\epsilon_\perp}(\vec{r},t) = \phi_{a_\perp}(\vec{r},t) \tag{3.16}$$

Pour une correction optimale, nous aurons $\phi_{\epsilon_{||}} = 0$ et $\phi_\epsilon = \phi_{a_\perp}$.

Soit N' le nombre d'actionneurs. Si les fonctions d'influence sont linéairement indépendantes, le nombre de degrés de liberté de l'espace de miroir est N'. Cependant, puisque la

dynamique du miroir déformable n'est pas suffisamment grande, la correction du basculement (tip/tilt) est souvent faite par un miroir plan séparé. Dans ce cas, nous avons 2 modes redondants et donc seulement $N' - 2$ degrés de liberté. De plus, il peut exister des déformations du miroir qui ne sont pas ou pas suffisamment bien mesurées par le senseur de front d'onde. Ceci est le cas pour le piston et, dans le cas d'un miroir de type piezo-stack, pour une déformation dite du type "gaufre". C'est une déformation du front d'onde qui ressemble à la surface du miroir qu'on obtient quand on applique à un actionneur une tension qui est l'inverse de celle appliqué à ses actionneurs voisins. Ce qui ressemble alors à la surface d'un gauffre.

Pour le système ADONIS, la base de modes de miroir a été déterminée de la façon suivante ([gendron:95a]). D'abord, quelques modes particuliers ont été identifiés, comme le piston, le basculement et la défocalisation, et une base orthogonale à ces modes a été déterminée. Ensuite, des modes de Karhunen-Loeve ont été calculés dans cet espace et le mode correspondant le plus au mode gaufre a été enlevé. Finalement, on y a ajouté les modes du basculement et de la défocalisation pour obtenir la base du miroir que nous allons noter par $\mathcal{M}$, les M_i étant les modes du miroir. Dans ADONIS, $N_{\mathcal{M}} = (52\,\text{actionneurs MD} + 2\,\text{actionneurs tip/tilt}) - 4 = 50$. C'est sur ces 50 modes montrés dans la figure 3.3 que la correction de la phase turbulente est faite.

Nous allons décomposer la phase de bas ordre sur ces modes,

$$\phi_{a_{\|}}(\vec{r},t) = \sum_{i=1}^{N_{\mathcal{M}}} a_i(t)\, M_i(\vec{r}) \quad \longmapsto \quad \vec{a}(t) \tag{3.17}$$

$$\phi_m(\vec{r},t) = \sum_{i=1}^{N_{\mathcal{M}}} m_i(t)\, M_i(\vec{r}) \quad \longmapsto \quad \vec{m}(t) \tag{3.18}$$

$$\phi_{\epsilon_{\|}}(\vec{r},t) = \sum_{i=1}^{N_{\mathcal{M}}} \epsilon_i(t)\, M_i(\vec{r}) \quad \longmapsto \quad \vec{\epsilon}(t) \tag{3.19}$$

Nous appelons a_i, m_i et ϵ_i les coefficients modaux de la phase turbulente de bas ordre $\phi_{a_{\|}}(\vec{r},t)$, de la phase du miroir $\phi_m(\vec{r},t)$ et de la phase résiduelle de bas ordre $\phi_{\epsilon_{\|}}(\vec{r},t)$. L'équation 3.15 peut alors être écrite sous forme vectorielle,

$$\vec{\epsilon}(t) = \vec{a}(t) - \vec{m}(t)\,. \tag{3.20}$$

Nous allons maintenant donner la variance des modes du miroir dans une turbulence de Kolmogorov. Pour cela, nous allons projeter la covariance de Noll sur la base du miroir. Les coefficients modaux a_i dans la base du miroir peuvent être trouvés par,

$$a_i = \frac{\int \phi_a(\vec{r},t)\, M_i(\vec{r})\, d\vec{r}}{\int M_i(\vec{r})\, M_i(\vec{r})\, d\vec{r}} \tag{3.21}$$

En utilisant l'équation 3.6, nous trouvons la relation entre les coefficients des polynômes de Zernike z_i et les coefficients des modes du miroir a_i,

$$a_i = \sum_{j=1}^{\infty} z_j \frac{\int Z_j(\vec{r})\, M_i(\vec{r})\, d\vec{r}}{\int M_i(\vec{r})\, M_i(\vec{r})\, d\vec{r}} \tag{3.22}$$

que nous allons écrire sous forme vectorielle,

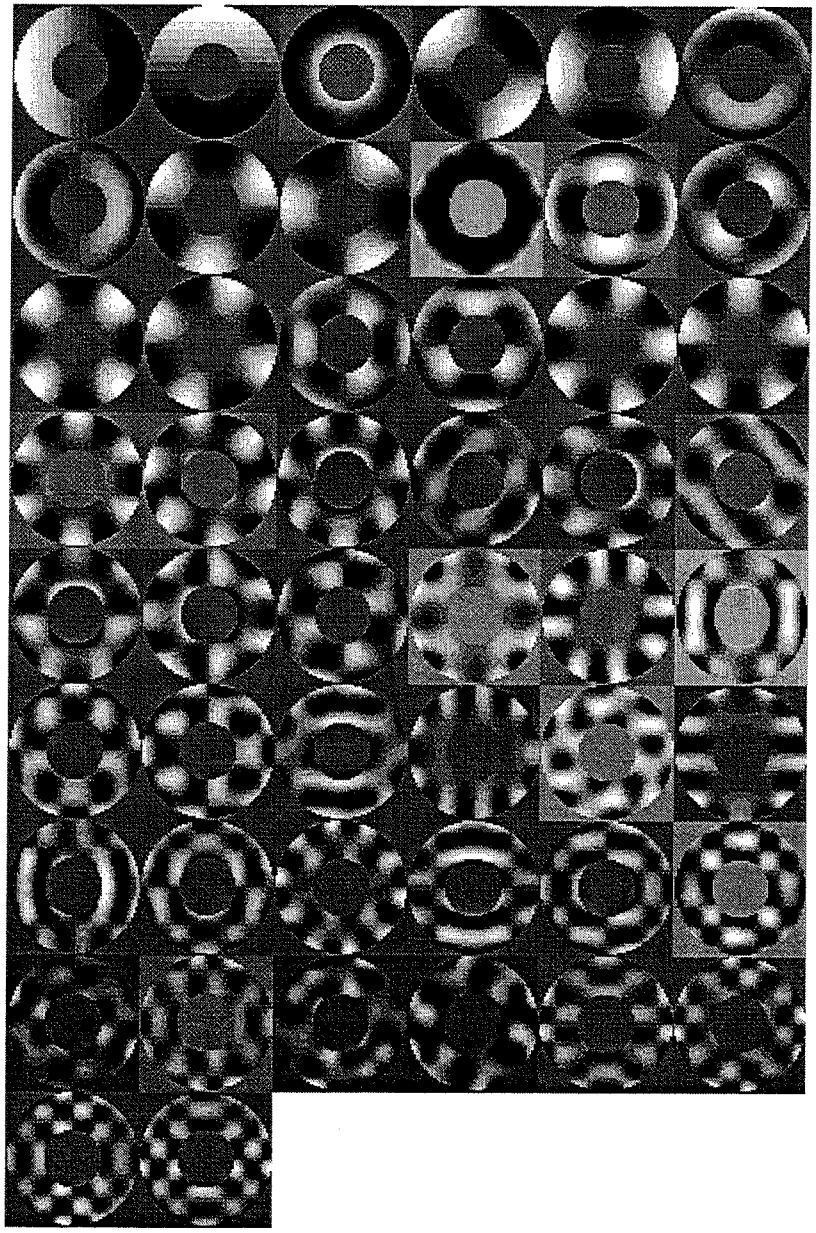


FIG. 3.3: Les modes du miroir de ADONIS.

$$\vec{a} = P_{ZM}\,\vec{z} \tag{3.23}$$

où

$$\{P_{ZM}\}_{ij} = \frac{\int Z_j(\vec{r})\,M_i(\vec{r})\,d\vec{r}}{\int M_i(\vec{r})\,M_i(\vec{r})\,d\vec{r}} \tag{3.24}$$

La covariance des coefficients turbulents dans l'espace du miroir est alors,

$$\mathcal{C}_{aa} = P_{ZM}\,\mathcal{C}_{zz}\,P_{ZM}^T \tag{3.25}$$

et avec l'équation 3.7,

$$\mathcal{C}_{aa} = P_{ZM}\,\gamma\,P_{ZM}^T\left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \equiv \mathcal{C}_{aa}^0\left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \tag{3.26}$$

La figure 3.4 montre $\mathcal{C}_{aa}^0$, la covariance des coefficients turbulents pour $D/r_0 = 1$.

Nous allons définir la fréquence de coupure du miroir comme celle du dernier mode corrigé. En supposant que celui-ci possède à peu près la même fréquence de coupure que le 50eme mode de Zernike ($n = 9$), nous l'estimons à l'aide de l'équation 3.12 à

$$\nu_{\mathcal{M}} = 8 - 9\,Hz \tag{3.27}$$

si l-on suppose une vitesse de vent de $10\,m/s$.

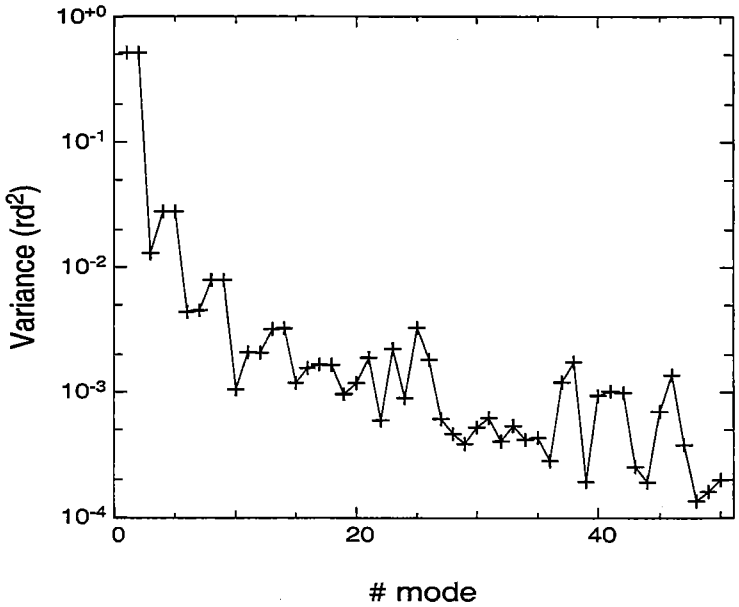


FIG. 3.4: Covariance $\mathcal{C}_{aa}^0$ des coefficients modals d'une turbulence de Kolmogorov ($D/r_0 = 1$).

3.4 Senseur de front d'onde

Le rôle du senseur de front d'onde est de mesurer le résidu de phase après correction pour que le système puisse réajuster le miroir déformable aux variations de phase de la turbulence

atmosphérique. Pour cela, une source de référence suffisamment brillante et ponctuelle doit se trouver à proximité de l'objet observé - si ce n'est pas l'objet lui-même. Essentiellement deux types de senseur de front d'onde sont utilisés. Les senseurs de Shack-Hartmann en combinaison avec un miroir piezo-stack et les senseurs de courbure utilisés avec un miroir bimorphe. Tandis que le senseur de Shack-Hartmann donne une mesure de la pente locale de la phase, le senseur de courbure, comme son nom l'indique, est sensible à la courbure de la phase.

La figure 3.5 montre le schéma d'un senseur de Shack-Hartmann. Il est consistué d'une grille de micro-lentilles placée dans le plan conjugué de la pupille du télescope. Chaque micro-lentille forme une image (tache) sur un détecteur, son centre de gravité dépendant du gradient de phase moyennée sur la sous-pupille,

$$\frac{\lambda f}{2\pi}\frac{1}{S}\int_S \vec{\nabla}\phi_\epsilon(\vec{r})d\vec{r}, \tag{3.28}$$

où λ est la longueur d'onde à laquelle le senseur est sensible, f la focale de la micro-lentille et S la surface de la sous-pupille. Pour chaque micro-lentille, il y a deux mesures, une dans chaque direction.

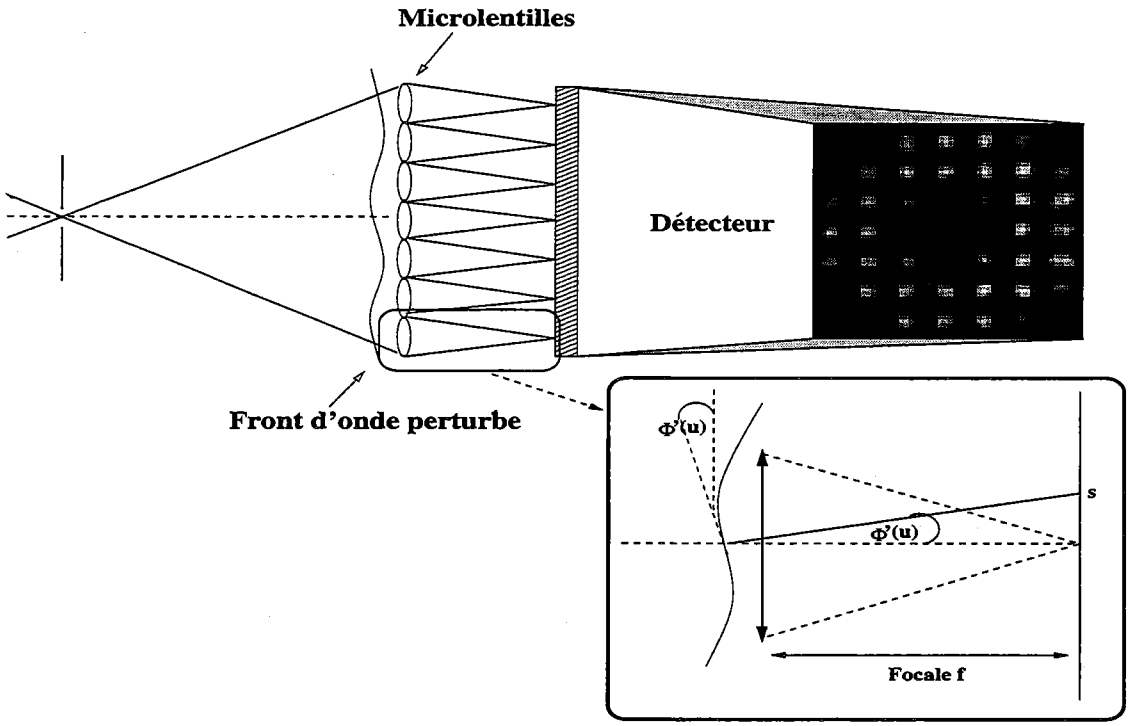


FIG. 3.5: Schéma d'un ASO avec une image moyen de l'ASO d'ADONIS.

Puisque la mesure est sensible à $\frac{\lambda f}{2\pi}\phi$, le Shack-Hartmann est achromatique, c'est-à-dire que la différence de marche optique turbulente est en première approximation indépendante de λ. Ceci permet de prendre des senseurs à bande large pour augmenter le signal à bruit.

La mesure du senseur de front d'onde est bien sûr affectée par un bruit qui est une superposition d'un bruit de photon et d'un bruit de lecture. En utilisant l'équation 3.14, 3.19 et 3.28 nous trouvons que la mesure du senseur de front d'onde est,

$$s_i(t) = \sum_{j=1}^{N_{\mathcal{M}}} \epsilon_j(t) \frac{\lambda f}{2\pi} \frac{1}{S} \int_i \nabla M_j(\vec{r}) d\vec{r} + \frac{\lambda f}{2\pi} \frac{1}{S} \int_i \nabla \phi_\perp(\vec{r}, t) d\vec{r} + b_{s_i}(t)\,, \quad i \in \{1..N_{ASO}\} \quad (3.29)$$

où b_{s_i} est le bruit sur chaque mesure i et N_{ASO} est le nombre de mesures. Le senseur de Shack-Hartmann d'ADONIS possède 7×7 sous-pupilles. Comme les sous-pupilles des angles de l'ASO et celles du centre sont obturées, seules 32 micro-lentilles sont utilisées effectivement. Nous avons donc 64 mesures de pentes. Comme la relation entre phase et mesures de l'ASO est supposée être linéaire, nous pouvons écrire,

$$\vec{s}(t) = D\vec{\epsilon}(t) + \mathcal{W}[\phi_\perp(\vec{r}, t)] + \vec{b}_s(t)\,, \quad (3.30)$$

où D est la matrice d'interaction modale. Nous avons utilisé le symbole $\mathcal{W}$ pour désigner l'opérateur qui décrit la réponse du senseur de front d'onde à la phase $\phi(\vec{r}, t)$,

$$\{\mathcal{W}[\phi(\vec{r}, t)]\}_i = \frac{\lambda f}{2\pi} \frac{1}{S} \int_i \nabla_i \phi(\vec{r}, t) d\vec{r}. \quad (3.31)$$

Nous pouvons constater que la mesure du senseur de front d'onde n'est pas seulement sensible aux modes de basse fréquence qui sont corrigés par le miroir déformable, mais aussi aux modes de plus haute fréquence, qui eux ne sont pas affectés du tout par la correction. Cette sensibilité aux hauts modes et le bruit de mesure imposeront des limites à la performance du système d'optique adaptative.

La matrice d'interaction peut être déterminée expérimentalement en plaçant une source artificielle dans le plan objet et en activant un actionneur l'un après l'autre avec une tension unité. Ceci donne la réponse sur le senseur de front d'onde pour chaque actionneur. Ensuite, on peut passer à n'importe quelle base de miroir par changement de base.

	focale	taille du pixel	temps de d	Magnitude
RETICON	1.83 cm	0.006 cm	0.002 s	$\lesssim 8$
EBCCD	3.5 cm	0.0092 cm	0.0035 s	$\gtrsim 8$

TAB. 3.2: Caractéristiques des deux caméras de l'ASO d'ADONIS.

Dans le tableau 3.2, je montre les caractéristiques de deux caméras qui sont utilisées pour l'ASO de ADONIS. Ce sont un analyseur fort flux qui consiste en une matrice de 100×100 photodiodes de type RETICON dont seulement 56×56 sont lues dû à un fenêtrage et un analyseur faible flux qui est équipé d'une caméra EBCCD ("Electron-Bombarded CCD") possédant 56×56 pixels. La connaissance des valeurs du tableau 3.2 permet de traduire le déplacement du centre de gravité sur la caméra donné en pixel en différence de radian de phase sur la sous-pupille. A l'aide de la matrice d'interaction, il est ensuite possible de connaître l'unité physique de l'application d'un actionneur.

3.5 Optimisation de la correction

A partir des mesures du senseur de front d'onde, le système reconstruit la phase de bas ordre. Dans le cas où il n'y a ni bruit de mesure ni contribution des hauts modes, la phase est

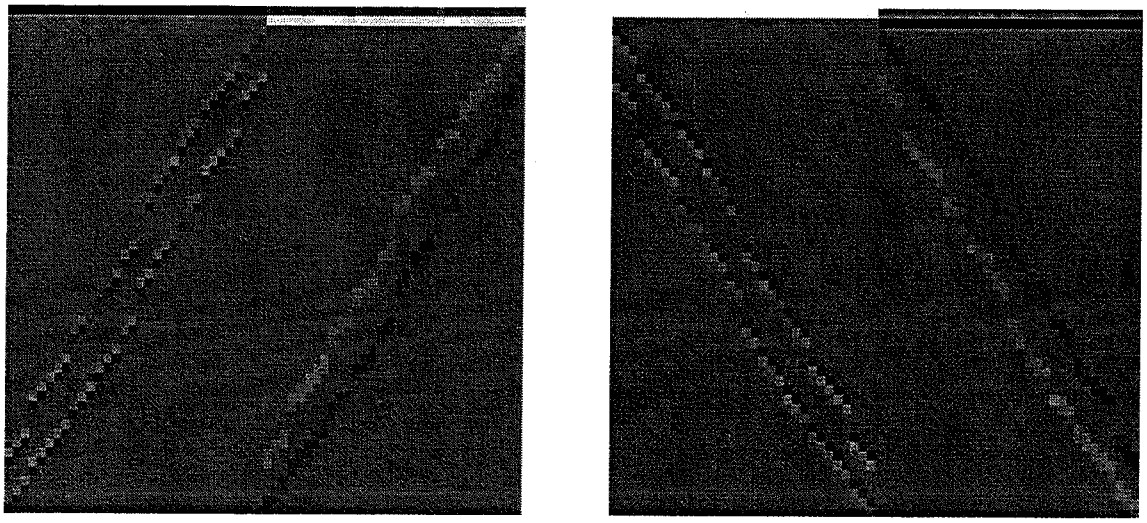


FIG. 3.6: La matrice d'interaction pour l'ASO EBCCD (à gauche) et RETICON (à droite).

déterminée à partir de l'équation suivante,

$$\vec{s} = D\vec{\epsilon}_{||} \,. \tag{3.32}$$

Cette relation correspond à un système d'équations surdéterminé, ce qui veut dire que le nombre de mesures est supérieure ou égal au nombre de modes à reconstruire[3]. Il peut exister des modes qui sont mal estimés par le senseur de front d'onde. C'est le cas du mode piston et le mode gaufre. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, la base de miroir sur laquelle nous allons estimer la phase a été justement déterminée de façon à être perpendiculaire à ces modes invisibles. La matrice d'interaction est bien conditionnée pour cette base et nous pouvons inverser l'équation 3.32 par une méthode des moindres carrés pour obtenir,

$$\widehat{\vec{\epsilon}} = D^{+}\vec{s}, \tag{3.33}$$

où D^{+} est l'inverse généralisée de D,

$$D^{+} = [D^{T}\, D]^{-1}\, D^{T} \,. \tag{3.34}$$

qu'on appellera la matrice de contrôle modal. Comme en pratique les mesures sont affectées par du bruit et par la présence des hauts modes, la phase ainsi estimée n'est pas la phase résiduelle de bas ordre réelle mais,

$$\widehat{\vec{\epsilon}}(t) = \vec{\epsilon}(t) + \vec{n}(t) + \vec{r}(t) \,, \tag{3.35}$$

où $\vec{n}$ est le bruit de mesure propagé dans l'espace du miroir,

$$\vec{n}(t) = D^{+}\vec{b}_{s}(t) \tag{3.36}$$

et $\vec{r}$ l'erreur sur la phase reconstruite due à la présence des hauts modes[4],

[3] L'ASO de ADONIS fournit 64 mesures de pentes, tandis que 50 modes sont corrigés.

[4] Nous allons l'appeler erreur du repliement par la suite, même s'il n'est pas tout à fait un simple erreur du repliement ([dai:96] l'a nommé "remaining error").

$$\vec{r}(t) = D^{+}\mathcal{W}[\phi_{\epsilon_\perp}(\vec{r},t)]\,. \tag{3.37}$$

Outre l'erreur sur l'estimation de la phase, il y a aussi le retard entre mesure et application de la correction qui limite l'efficacité du système d'optique adaptative. Ce retard est dû au temps de lecture de la caméra et au temps de calcul des nouvelles commandes du miroir.

Dans le cas où il n'y aurait pas d'erreur sur l'estimation de la phase ni de retardement sur la correction, les nouvelles commandes modales du miroir seraient trouvées simplement en ajoutant $\widehat{\vec{\epsilon}}$ aux anciennes commandes,

$$\vec{m}' = \vec{m} + \widehat{\vec{\epsilon}} \tag{3.38}$$

Cependant, dans le cas réel, il est préférable de ne pas appliquer la correction complète, mais de multiplier les coefficients résiduels par un gain compris entre 0 et 1. La correction zonale consiste à appliquer le même gain pour tous les coefficients résiduels. Néanmoins, comme chaque mode possède un comportement caractéristique, il vaut mieux déterminer un gain spécifique pour chaque mode et de calculer les nouvelles commandes du miroir à partir de,

$$m_i' = m_i + g_i\,\hat{\epsilon}_i \tag{3.39}$$

Ainsi, pour une source faible, le signal à bruit sur le tilt par exemple peut être suffisamment grand pour pouvoir bien corriger ce mode, tandis qu'il est trop faible pour corriger les derniers modes. C'est cette méthode - l'optimisation modale - qui a été implantée dans le système ADONIS ([gendron:94]).

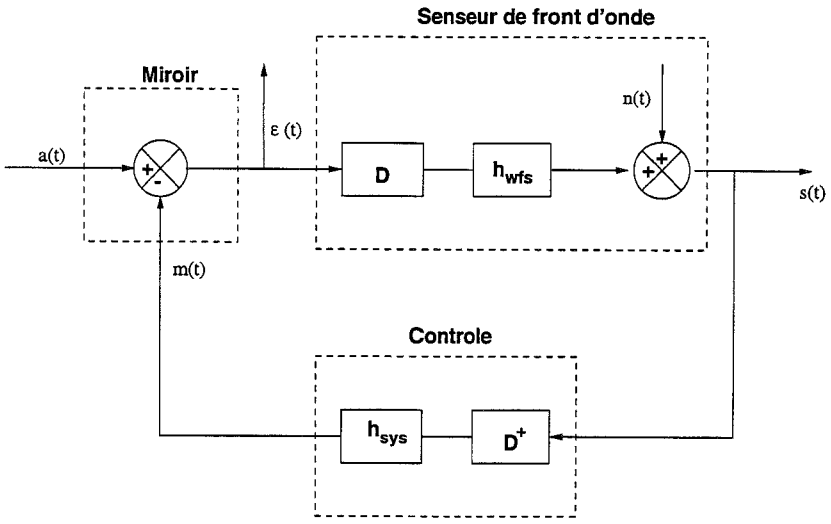


FIG. 3.7: Schéma du système de contrôle en optique adaptative.

Pour pouvoir déterminer les gains, il faut pouvoir estimer la variance de la phase résiduelle en fonction des caractéristiques du système OA, de l'état de la turbulence et du bruit. Nous allons donc par la suite décrire l'analyse fréquentielle d'un système d'optique adaptative telle qu'on peut la trouver dans [gendron:94] par exemple. Bien que la turbulence soit un processus continu et le système d'optique adaptative un processus discret, il est tout à fait justifié de décrire tout le système comme un processus continu afin de faciliter le calcul.

La figure 3.7 schématise le fonctionnement d'un système d'optique adaptative. Le senseur de front d'onde est caractérisé par la fonction de transfert,

$$h_{aso}(f) = sinc(\pi f T_e)\, \mathrm{e}^{-i\pi f T_e}, \tag{3.40}$$

où T_e est le temps d'intégration qui est l'inverse de la fréquence d'échantillonage F_e[5]. Le senseur de front d'onde moyenne les fluctuations de la phase sur T_e.

Le contrôle du système est décrit par la fonction de transfert,

$$h_{sys}(g_i, f) = g_i F_e \frac{\mathrm{e}^{-2i\pi\tau f}}{2i\pi f}, \tag{3.41}$$

où τ est le retard pur - ou retard de boucle - pendant lequel les mesures sont lues et les nouvelles commandes calculées. La fonction de transfert est pondérée par les gains g_i.

La fonction de transfert des actionneurs peut être considérée comme idéale, c'est-à-dire égale à 1. Nous allons maintenant définir les fonctions de transfert suivantes.

La fonction de transfert en boucle ouverte décrit la manière dont l'information sur la phase sera transformée temporellement en commandes du miroir,

$$H_{bo} \equiv \frac{\tilde{m}_i}{\tilde{\epsilon}_i} = h_{sys}\, h_{aso} \tag{3.42}$$

La fonction de transfert en boucle fermée est définie par,

$$H_{bf} \equiv \frac{\tilde{m}_i}{\tilde{a}_i} = \frac{\tilde{m}_i}{\tilde{\epsilon}_i + \tilde{m}_i} = \frac{H_{bo}}{1 + H_{bo}} \tag{3.43}$$

qui dans le cas idéal est égale à 1, c'est-à-dire que le miroir suit parfaitement la turbulence. Son module est montré dans la figure 3.8[6]. Nous pouvons voir que $H_{bf} \approx 1$ à basse fréquence. Par convention, la fréquence à partir de laquelle le module de la fonction de transfert descend en dessous de -3dB définit sa fréquence de coupure ν_{bf}^{-3dB}. Elle est d'autant plus grande que le gain est élevé . Cependant, pour des gains trop grands, une partie du module est supérieure à 1, ce qui conduit à une amplification du signal à certaines fréquences et l'instabilité du système. Pour que le système de correction soit stable, la bosse dans la fonction de transfert ne doit pas dépasser 2.3 dB. Ceci fixe un gain maximal.

La fonction de transfert de correction dont le module est montré dans la figure 3.8 est définie par,

$$H_{cor} \equiv \frac{\tilde{\epsilon}_i}{\tilde{a}_i} = \frac{\tilde{\epsilon}_i}{\tilde{m}_i + \tilde{\epsilon}_i} = \frac{1}{1 + H_{bo}} = 1 - H_{bf} \tag{3.44}$$

C'est un filtre passe-haut et à basse fréquence, nous avons $H_{cor} \approx 0$. Sa fréquence de coupure est définie soit par ν_{cor}^{-3dB} soit par ν_{cor}^{0dB}.

La fonction de transfert du bruit est donnée par,

$$H_n \equiv \frac{h_{sys}}{1 + H_{bo}} \tag{3.45}$$

C'est un filtre passe-bas qui ne diffère de H_{bf} que par l'intégration sur le senseur de front d'onde.

[5] $F_e = 200$Hz pour le RETICON et $F_e = 100$, 200Hz pour le EBCCD.

[6] Le module est montré par un diagramme de *Bode*, pour lequel la magnitude de H en décibels (dB) est définie par $20 \log_{10} |H|$.

A l'aide de ces fonctions de transfert, nous pouvons exprimer la variation temporelle des commandes modales dans le domaine de Fourier ([gendron:94]),

$$\tilde{m}_i(f) = H_{bf}(g_i, f)\,\tilde{a}_i(f) + H_{bf}(g_i, f)\,\tilde{r}_i(f) + H_n(g_i, f)\,\tilde{n}_i(f) \tag{3.46}$$

et en utilisant le fait que $\vec{\epsilon} = \vec{a} - \vec{m}$ et que $H_{cor} = 1 - H_{bf}$,

$$\tilde{\epsilon}_i(f) = H_{cor}(f, g_i)\,\tilde{a}_i(f) - H_{bf}(f, g_i)\,\tilde{r}_i(f) - H_n(f, g_i)\,\tilde{n}_i(f) \tag{3.47}$$

Le premier terme de cette équation décrit la contribution des modes turbulents qui sont d'autant mieux filtrés par la fonction de transfert de correction que les gains sont grands. Le deuxième terme est dû à la contribution des hauts modes sur l'estimation des bas modes et le troisième provient de la contribution du bruit de mesure. Ces deux termes sont filtrés par des fonctions de transfert qui sont des filtres passe-bas. Leur influence sur le résidu de phase est alors d'autant plus faible que les gains sont petits. L'optimisation modale consiste alors à trouver pour chaque mode le gain approprié qui diminue la phase résiduelle le plus efficacement. Les gains dépendent du rapport signal à bruit sur les modes et de la rapidité de la turbulence. Dans le tableau 3.3 je montre les valeurs des bandes passantes ν_{bf}^{-3dB} et ν_{cor}^{0dB} en fonction du gain.

gain	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
ν_{bf}^{-3dB} (EBCCD)	1.6	3.5	8.6	26.5	42.5	-
ν_{bf}^{-3dB} (RETICON)	1.6	3.5	7.8	20.5	40.0	54.0
ν_{cor}^{0dB} (EBCCD)	4.5	7.0	10.0	13.0	16.5	-
ν_{cor}^{0dB} (RETICON	4.5	8.0	12.0	16.0	20.0	23.0

TAB. 3.3: Valeurs des bandes passantes en fonction du gain pour le EBCCD ($\tau = 0.0035s$, $F_e = 200Hz$) et le RETICON ($\tau = 0.002s$, $F_e = 200Hz$). La gain maximale est de l'ordre de 0.6 pour le EBCCD et 0.8 pour le RETICON.

3.6 Simulation d'un système d'optique adaptative

Pendant ma thèse, j'ai utilisé un logiciel de simulation d'un système d'optique adaptative développé par F. Rigaut ([rigaut:94]). Ce programme consiste à laisser défiler à vitesse constante des écrans de phase turbulents devant la pupille de télescope et d'en soustraire la congifuration de phase du miroir. Ensuite, le programme mesure la phase résiduelle en simulant le fonctionnement d'un senseur de Shack-Hartmann et calcule les nouvelles commandes du miroir. Un écran de phase est simulé par transformation de Fourier d'une image complexe dont le module suit la loi de Kolmogorov et dont la phase est aléatoire, uniformément repartie sur l'intervalle $]-\pi, \pi]$. On utilise typiquement trois écrans de phase.

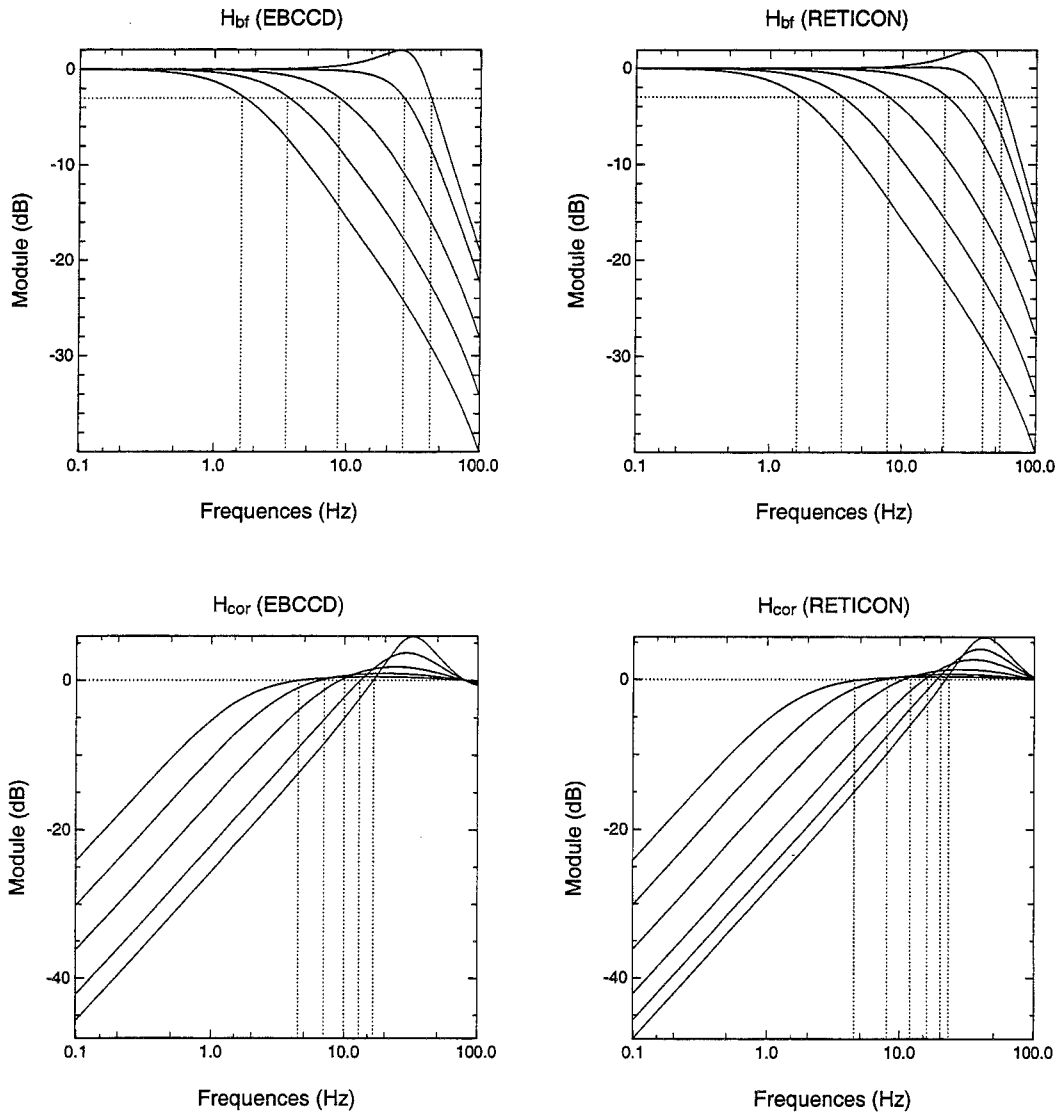


FIG. 3.8: Diagrammes de *Bode* des modules de fonction de transfert. En haut à gauche: fonction de transfert boucle fermée du EBCCD avec une bande passante à $-3dB$. En haut à droite: fonction de transfert de bruit du RETICON avec une bande passante à $-3dB$. En bas à gauche : fonction de transfert de correction DU EBCCD avec une bande passante à $0dB$ et en bas à droite: fonction de transfert de correction du RETICON avec une bande passante à $0dB$. Les différentes courbes présentent les fonctions de transfert pour des gains 0.05, 0.1, 0.2, 0.4 et 0.6 respectivement pour le EBCCD et 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.6 et 0.8 pour le RETICON.

4

Reconstruction de la fonction d'étalement de point: formalisme

Sommaire

4.1 Image long temps de pose en optique adaptative **38**
4.2 La fonction de structure de phase des bas modes **40**
4.3 La fonction de structure de phase des hauts modes **42**
4.4 Estimation de l'erreur de repliement **43**
4.5 Estimation du bruit de mesure **44**
4.5.1 L'autocorrélation temporelle des pentes 46
4.5.2 La densité spectrale de puissance temporelle des pentes 48
4.5.3 Le bruit en boucle ouverte / fermée 50
4.5.4 L'éstimation du bruit sur les images de l'ASO 52
4.6 Estimation du paramètre de Fried r_0 . . . . . **52**
4.6.1 En boucle ouverte: la variation de l'angle d'arrivée 53
4.6.2 En boucle ouverte: la variance de modes 54
4.6.3 En boucle fermée: la variance des commandes du miroir 55

Avec ce chapitre nous rentrons au coeur même du problème de l'estimation de la fonction d'étalement de point (FEP) en optique adaptative. L'importance de bien connaître cette FEP vient du fait que la correction de la phase turbulente n'est souvent que partielle. Ainsi l'image d'une source quasi-ponctuelle consiste en un pic de diffraction superposé à un halo étendu ([rousset:90], [rigaut:91], [conan:95a]). Ceci est une limitation sévère pour faire de la photométrie exacte et une analyse fine de l'image. Si la FEP au moment de l'acquisition de l'image est connue, il est possible, avec des méthodes de déconvolution, de reconstituer l'image au moins à la diffraction du télescope.

La calibration de la FEP en optique adaptative est très difficile, puisqu'elle est très sensible à la qualité de la correction qui dépend fortement des conditions atmosphériques et des caractéristiques de la source de référence comme sa magnitude. En général, les astronomes la calibrent en observant une image d'une source quasi-ponctuelle qui se trouve à proximité

de l'objet d'intérêt. Pour limiter l'influence d'une variation temporelle des conditions atmosphériques, l'observation consistera en des séquences alternées entre image de l'objet et image de la FEP ([gendron:95a], [northcott:96]). Un grand nombre de calibrations de la FEP limitera l'incertitude sur la FEP due à sa variabilité, au détriment de l'observation de l'objet lui-même. Mais, même si la turbulence reste stable, les sources de référence peuvent posséder des caractéristiques différentes et les conditions d'asservissement du système ne seront plus identiques.

Bien qu'il existe des méthodes de déconvolution dites "aveugles" ou "myopes" qui ne nécessitent pas une connaissance à priori de la FEP ou simplement une connaissance approximative, il est toujours préférable d'avoir une bonne estimation de la FEP au moment de l'observation de l'objet. Les mesures de l'ASO fournissent une source d'information sur l'état de la correction de la phase et ceci a conduit à l'idée de les utiliser pour reconstruire la FEP ([conan:95a], [gendron:95a]). Une telle méthode de reconstruction de FEP a été développée par [veran:97a] et appliquée avec succès au système d'optique adaptative PUEO. Je vais donc dans un premier temps récapituler la méthode de reconstruction de la FEP et ensuite décrire la manière par laquelle je l'ai adaptée et appliquée au système ADONIS qui n'utilise pas le même type de senseur de front d'onde que PUEO.

4.1 Image long temps de pose en optique adaptative

La fonction de transfert optique long temps pose en optique adaptative est donnée par,

$$< FTO(\vec{\rho}/\lambda) >= \frac{1}{S} \int < \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_\epsilon(\vec{r},t)}\, \mathrm{e}^{-i\phi_\epsilon(\vec{r}+\vec{\rho},t)} > P(\vec{r})\, P(\vec{r}+\vec{\rho})\, d\vec{r} \tag{4.1}$$

avec la fonction de pupille $P(\vec{r})$, la phase résiduelle $\phi_\epsilon(\vec{r},t)$ et la surface de la pupille S. Pour simplifier cette équation et arriver à une expression qui peut enfin être utilisée dans la reconstruction, certaines hypothèses sont faites. Je vais les expliciter l'une après l'autre.

La première hypothèse est que $\phi_\epsilon(\vec{r})$ suit une **statistique gaussienne**. Cette hypothèse est plausible dans le cas d'une turbulence atmosphérique partiellement corrigée ([veran:97a], [conan:95a]). En fait, la phase turbulente est la somme d'un grand nombre de perturbations indépendantes ce qui justifie, en rappelant le théorème de la limite centrale, de supposer une distribution aléatoire gaussienne. Par contre, s'il existe une turbulence locale, par exemple située au dessus du miroir primaire, il est possible que cette hypothèse ne soit plus valable, si celle-ci est non-stationnaire et possède une évolution temporelle plus lente. Je verrai cette problématique ultérieurement quand je parlerai des limites de la méthode de la reconstruction de la FEP dans le cas d'ADONIS et je n'introduis ici que l'expression générale de la FTO.

Pour cela, je sépare la phase résiduelle ϕ_ϵ en trois termes,

$$\phi_\epsilon(\vec{r},t) = \phi_{\epsilon A}(\vec{r},t) + \phi_{\epsilon L}(\vec{r},t) + \phi_{\epsilon 0}(\vec{r}) \tag{4.2}$$

où le premier terme représente le résidu de la phase lié à une turbulence atmosphérique qui suit une statistique gaussienne. Le deuxième terme désigne le résidu de la phase d'une turbulence locale que je suppose ne pas posséder une statistique gaussienne. Le troisième terme présente les aberrations statiques qui ne sont pas corrigées par le système d'optique adaptative. Ce sont essentiellement des aberrations à basse fréquence situées soit dans la voie optique du senseur

de front d'onde, soit dans la voie imagerie de la caméra scientifique[1]. Dans le premier cas, elles ne sont pas visibles par l'ASO et ne sont donc pas corrigées par le système. Dans le deuxième cas elles sont visibles par l'ASO et donc corrigées, mais à tort, car elles n'affectent pas l'image long temps de pose. Les aberrations statiques peuvent également avoir une composante à haute fréquence qui n'est pas corrigée par le système.

Avec l'équation 4.2 on obtient alors,

$$< FTO(\vec{\rho}/\lambda) >= \frac{1}{S} \int e^{-\frac{1}{2} D_{\phi_{\epsilon A}}(\vec{r},\vec{\rho})} < e^{i[\phi_{\epsilon L}(\vec{r},t) - \phi_{\epsilon L}(\vec{r}+\vec{\rho},t)]} > P'(\vec{r})\, P'(\vec{r}+\vec{\rho})\, d\vec{r} \tag{4.3}$$

où

$$P'(\vec{r}) = e^{i\phi_{\epsilon 0}(\vec{r})}\, P(\vec{r}) \tag{4.4}$$

est la fonction de pupille incluant les aberrations statiques et

$$D_{\phi_{\epsilon A}}(\vec{r},\vec{\rho}) =< [\phi_{\epsilon A}(\vec{r}) - \phi_{\epsilon A}(\vec{r}+\vec{\rho})]^2 > \tag{4.5}$$

est la fonction de structure de la phase résiduelle $\phi_{\epsilon A}$.

Comme il est difficile, voire impossible, de quantifier la statistique d'une turbulence locale, je suppose par la suite que $\phi_{\epsilon L} = 0$ et je ne reviendrai sur ce problème qu'au chapitre 5.2.1 qui traite les limites de la reconstruction de FEP. Ceci simplifie l'équation 4.3 à,

$$< FTO(\vec{\rho}/\lambda) >= \frac{1}{S} \int e^{-\frac{1}{2} D_{\phi_{\epsilon A}}(\vec{r},\vec{\rho})}\, P'(\vec{r})\, P'(\vec{r}+\vec{\rho})\, d\vec{r} \tag{4.6}$$

Pour des raisons de clarté, je supprime le suffixe A par la suite.

La deuxième hypothèse concerne la **stationnarité** de la fonction de structure de la phase résiduelle. Contrairement au cas purement turbulent que j'ai traité dans le chapitre 2, celle-ci n'est plus strictement stationnaire, car la phase n'est pas corrigée avec la même efficacité sur toute la pupille. Cependant, [conan:95a] a montré qu'il est possible de remplacer $D_{\phi_\epsilon}(\vec{r},\vec{\rho})$ par sa moyenne spatiale sur la pupille,

$$\bar{D}_{\phi_\epsilon}(\vec{\rho}) = \frac{\int D_{\phi_\epsilon}(\vec{r},\vec{\rho})\, P(\vec{r})\, P(\vec{r}+\vec{\rho})\, d\vec{r}}{\int P(\vec{r})\, P(\vec{r}+\vec{\rho})\, d\vec{r}} \tag{4.7}$$

ce qui nous mène à l'équation suivante

$$< FTO(\vec{\rho}/\lambda) >= e^{-\frac{1}{2}\bar{D}_{\phi_\epsilon}(\vec{\rho})} \frac{1}{S} \int P'(\vec{r})\, P'(\vec{r}+\vec{\rho})\, d\vec{r} \tag{4.8}$$

Cette approximation consiste en fait à remplacer la moyenne de l'exponentiel de la fonction de structure par l'exponentiel de la moyenne de la fonction de structure. Comme l'exponentiel est une fonction concave, la fonction de transfert optique est ainsi sous-estimée.

Le dernier terme est appelé FTO statique. C'est la fonction de transfert optique du télescope incluant les aberrations statiques non-corrigées par le système d'optique adaptative,

$$FTO_{sta}(\vec{\rho}/\lambda) = \frac{1}{S} \int P'(\vec{r})\, P'(\vec{r}+\vec{\rho})\, d\vec{r} \tag{4.9}$$

[1] Une lame séparatrice divise le chemin optique en deux parties: l'une qui mène vers la caméra scientifique (voie imagerie) et l'autre qui mène vers l'ASO (voie ASO).

Précédemment, nous avons séparé la phase en deux termes, un terme dans l'espace du miroir $\mathcal{M}$ et l'autre perpendiculaire à celui-ci,

$$\phi_\epsilon(\vec{r},t) = \phi_{\epsilon_\parallel}(\vec{r},t) + \phi_\perp(\vec{r},t) \tag{4.10}$$

Nous faisons de même pour sa fonction de structure,

$$\bar{D}_{\phi_\epsilon}(\vec{\rho}) = \bar{D}_{\phi_{\epsilon_\parallel}}(\vec{\rho}) + \bar{D}_{\phi_\perp}(\vec{\rho}) + \Gamma_\phi(\vec{\rho}) \tag{4.11}$$

où le dernier terme est un terme croisé qui est une fonction d'un composante miroir et une composante perpendiculaire à celui-ci,

$$\Gamma_\phi(\rho) = 2\frac{\int P(\vec{r})\,P(\vec{r}+\vec{\rho}) \;<\phi_{\epsilon_\parallel}(\vec{r}) - \phi_{\epsilon_\parallel}(\vec{r}+\vec{\rho})><\phi_\perp(\vec{r}) - \phi_\perp(\vec{r}+\vec{\rho})>\; d\vec{r}}{\int P(\vec{r})\,P(\vec{r}+\vec{\rho})\,d\vec{r}} \tag{4.12}$$

La troisième hypothèse est de **négliger ce terme croisé** ([veran:97a]).

Ainsi, la fonction de transfert optique long temps pose peut être écrite sous forme,

$$< FTO(\vec{\rho}/\lambda) >= FTO_\parallel(\vec{\rho}/\lambda)\,FTO_\perp(\vec{\rho}/\lambda)\,FTO_{sta}(\vec{\rho}/\lambda) \tag{4.13}$$

avec

$$FTO_\parallel(\vec{\rho}/\lambda) = \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\bar{D}_{\epsilon_\parallel}(\vec{\rho})} \tag{4.14}$$

et

$$FTO_\perp(\vec{\rho}/\lambda) = \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\bar{D}_\perp(\vec{\rho})} \tag{4.15}$$

Par la suite, je décrirai comment ces deux termes sont estimés.

4.2 La fonction de structure de phase des bas modes

La fonction de structure de phase de bas modes est donnée par,

$$D_{\epsilon\parallel}(\vec{r},\vec{\rho}) =< [\phi_{\epsilon\parallel}(\vec{r}) - \phi_{\epsilon\parallel}(\vec{r}+\vec{\rho})]^2 > \tag{4.16}$$

En décomposant la phase sur la base du miroir $\mathcal{M}$ nous obtenons,

$$D_{\epsilon\parallel}(\vec{r},\vec{\rho}) = \sum_{i,j=1}^{N_\mathcal{M}} < \epsilon_i\epsilon_j > \;[M_i(\vec{r}) - M_i(\vec{r}+\vec{\rho})][M_j(\vec{r}) - M_j(\vec{r}+\vec{\rho})] \tag{4.17}$$

La fonction de structure moyenne s'écrit alors,

$$\bar{D}_{\epsilon\parallel}(\vec{\rho}) = \sum_{i,j=1}^{N_\mathcal{M}} < \epsilon_i\epsilon_j > \;U_{ij}(\vec{\rho}) \tag{4.18}$$

où

$$U_{ij}(\vec{\rho}) = \frac{\int [M_i(\vec{r}) - M_j(\vec{r}+\vec{\rho})]\,[M_j(\vec{r}) - M_j(\vec{r}+\vec{\rho})]\,P(\vec{r})\,P(\vec{r}+\vec{\rho})\,d\vec{r}}{\int P(\vec{r})\,P(\vec{r}+\vec{\rho})\,d\vec{r}} \tag{4.19}$$

sont des fonctions des modes du miroir que nous pouvons calculer une fois pour toute. Comme ADONIS possède 50 modes, il faut déterminer $50 \times 51/2 = 1275$ fonctions U_{ij}!

Nous allons déterminer la matrice de covariance $< \epsilon_i \epsilon_j >$à partir des mesures de pentes $\vec{s}$ et de la matrice de contrôle D^+. D'après l'équation 3.33, nous avons,

$$\hat{\epsilon}_i = \{D^+ \vec{s}\}_i = \epsilon_i + r_i + n_i \tag{4.20}$$

Le bruit n_i n'est pas corrélé avec les coefficients résiduels ϵ_i et l'erreur de repliement r_i. Nous obtenons, donc,

$$< \epsilon_i \epsilon_j >=< \hat{\epsilon}_i \hat{\epsilon}_j > - < r_i r_j > - < n_i n_j > - < \epsilon_i r_j > - < r_i \epsilon_j > \tag{4.21}$$

Le premier terme est déterminé à partir de la covariance des mesures de l'ASO et à partir de la matrice de contrôle modal D^+,

$$< \hat{\epsilon}_i \hat{\epsilon}_j >= \sum_{k=1}^{N_{ASO}} \sum_{l=1}^{N_{ASO}} D^+_{ik} D^+_{jl} < s_k s_l > \tag{4.22}$$

Le deuxième terme est donné par,

$$< r_i r_j >= \sum_{k=1}^{N_{ASO}} \sum_{l=1}^{N_{ASO}} D^+_{ik} D^+_{jl} \langle \{\mathcal{W}[\phi_\perp]\}_k \{\mathcal{W}[\phi_\perp]\}_l \rangle \tag{4.23}$$

et nous allons voir dans la section 4.4 comment l'estimer. Le troisième terme est déterminé par

$$< n_i n_j >= \sum_{k=1}^{N_{ASO}} \sum_{l=1}^{N_{ASO}} D^+_{ik} D^+_{jl} < b_{s_k} b_{s_l} >= \sum_{k=1}^{N_{ASO}} D^+_{ik} D^+_{kl} < b^2_{s_k} > \tag{4.24}$$

Dans cette équation, nous avons utilisé le fait que le bruit entre deux mesures n'est pas corrélé. Afin d'estimer les deux derniers termes de l'équation 4.21, nous utilisons l'équation 3.47 pour obtenir la relation suivante,

$$\begin{aligned} < \epsilon_i r_j > &= \int S_{\epsilon_i r_j}(\nu)\, d\nu \\ &= \int H_{cor}(g_i, \nu)\, S_{a_i r_j}(\nu)\, d\nu - \int H_{bf}(g_i, \nu)\, S_{r_i r_j}(\nu)\, d\nu \end{aligned} \tag{4.25}$$

où S_{xx} est le spectre des valeurs aléatoires x et S_{xy} le spectre croisé des valeurs aléatoires x et y. Puisque $H_{bf} = 1 - H_{cor}$, nous pouvons réécrire cette équation sous cette forme,

$$< \epsilon_i r_j >= - < r_i r_j > + \int H_{cor}(g_i, \nu) \left(S_{a_i r_j}(\nu) + S_{r_i r_j}(\nu) \right) d\nu \tag{4.26}$$

En supposant une turbulence Kolmogorov, la densité spectrale de puissance d'un mode de Zernike décroît en puissance $-17/3$ à partir d'une fréquence de coupure croissante avec l'ordre radial du mode ([conan:95b]). Nous appelons la fréquence de coupure du plus haut mode du miroir la fréquence de coupure du miroir $\nu_{\mathcal{M}}$. Comme la variance de chaque mode décroît avec l'ordre radial, l'erreur du repliement est essentiellement due aux modes dont la fréquence de coupure est lui aussi de l'ordre de $\nu_{\mathcal{M}}$. Ainsi, le spectre $S_{a_i r_j}(\nu) + S_{r_i r_j}(\nu)$ décroît rapidement à partir de $\nu_{\mathcal{M}}$. Ce spectre est filtré par H_{cor} qui est un filtre passe haut. Si la bande passante du système est plus grande que la fréquence de coupure du miroir, c'est-à-dire, si

$$\nu_{cor}^{0dB} \gg \nu_{\mathcal{M}} ,$$

nous pouvons négliger le deuxième terme dans l'équation 4.26 par rapport au premier et nous avons,

$$< \epsilon_i r_j > \approx - < r_i r_j > \tag{4.27}$$

puis,

$$< \epsilon_i \epsilon_j > = < \hat{\epsilon}_i \hat{\epsilon}_j > - < n_i n_j > + < r_i r_j > \tag{4.28}$$

ou en utilisant la notation $\mathcal{C}$ pour désigner la matrice de covariance,

$$\mathcal{C}_{\epsilon\epsilon} = \mathcal{C}_{\hat{\epsilon}\hat{\epsilon}} - \mathcal{C}_{nn} + \mathcal{C}_{rr} \tag{4.29}$$

En résumé, nous allons utiliser les mesures de pentes et la matrice de contrôle modal pour déterminer,

$$\mathcal{C}_{\hat{\epsilon}\hat{\epsilon}} = D^{+} \mathcal{C}_{ss} (D^{+})^{T} \tag{4.30}$$

Connaissant le bruit sur les pentes nous pouvons estimer,

$$\mathcal{C}_{nn} = D^{+} \mathcal{C}_{bb} (D^{+})^{T} \tag{4.31}$$

et nous allons estimer $\mathcal{C}_{rr}$ par simulation (voir 4.4).

4.3 La fonction de structure de phase des hauts modes

La fonction de structure de phase de hauts modes est donnée par

$$D_{\phi_\perp}(\vec{r}, \vec{\rho}) = \left\langle [\phi_\perp(\vec{r}, t) - \phi_\perp(\vec{r} + \vec{\rho}), t)]^2 \right\rangle \tag{4.32}$$

et on note $\bar{D}_{\phi_\perp}(\vec{\rho})$ sa moyenne spatiale sur la pupille. Il n'est bien sûr pas possible de l'estimer à partir des mesures de l'ASO. Cependant, en supposant que $\phi_\perp(\vec{r})$ suit une statistique de Kolmogorov, nous pouvons calculer $\bar{D}_{\phi_\perp}(\vec{\rho})$ par une méthode Monte-Carlo. Pour cela,on simule un grand nombre des écrans de phase turbulents dont on soustrait la projection sur la base du miroir pour obtenir $\phi_\perp$. La figure 4.1 montre la moyenne circulaire de $\bar{D}_{\phi_\perp}(\vec{\rho})_{D/r_0=1}$ pour $D/r_0 = 1$. On y constate qu'elle sature à un plateau d'environ $0.022\, rd^2$ ce qui correspond à $2\,\sigma^2_{\phi_\perp}$. Pour connaître $\bar{D}_{\phi_\perp}(\vec{\rho})$ pour un D/r_0 quelconque, il suffit de multiplier $\bar{D}_{\phi_\perp}(\vec{\rho})_{D/r_0=1}$ par $(D/r_0)^{5/3}$,

$$\bar{D}_{\phi_\perp}(\vec{\rho}) = \bar{D}_{\phi_\perp}(\vec{\rho})_{D/r_0=1} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \tag{4.33}$$

L'erreur de sous-modélisation du miroir est,

$$\sigma^2_{\phi_\perp} = 0.012 \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \tag{4.34}$$

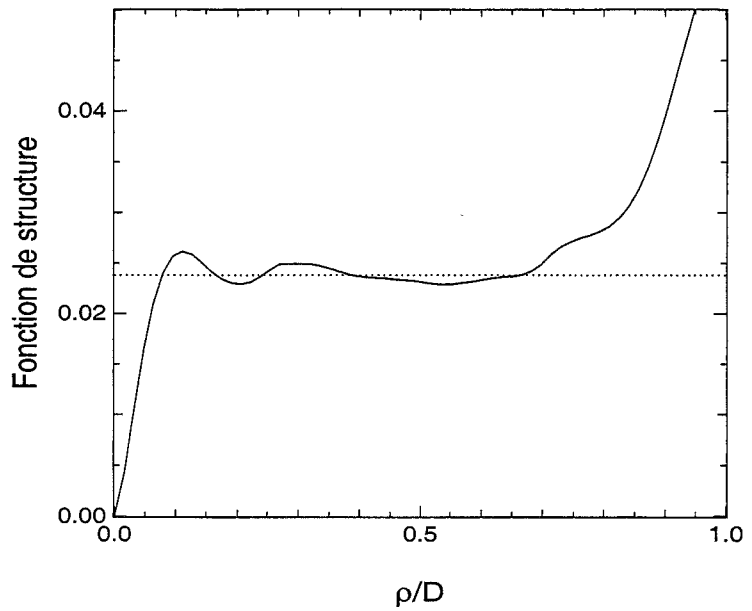


FIG. 4.1: Moyenne radiale de la fonction de structure des hauts modes $\bar{D}_{\phi_\perp}$ calculée par une méthode Monte-Carlo en simulant un grand nombre d'écrans de phase turbulents dont la projection sur la base du miroir a été soustraite.

4.4 Estimation de l'erreur de repliement

L'erreur sur l'estimation de la phase due à l'influence des hauts modes sur les mesures de l'ASO que nous appelons simplement erreur de repliement est donnée par l'équation 3.37,

$$\vec{r}(t) = D^{+}\mathcal{W}[\phi_\perp(\vec{r},t)]$$

Un certain nombre d'auteurs ont discuté cette problématique ([cubalchini:79], [herrmann:81], [southwell:82], [gendron:95a], [dai:96], [veran:97a]) pour la reconstruction du front d'onde. Cette erreur n'est pas un repliement pur, mais plutôt la combinaison d'une erreur de repliement pur et une erreur de sous-calibration. La première est due à un échantillonnage spatial insuffisant de l'ASO d'après le théorème de Shannon: si $\delta_{\mathcal{W}}$ est le pas d'échantillonage (typiquement la distance moyenne entre deux sous-pupilles), la partie du spectre aux fréquences supérieures à $1/2\,\delta_{\mathcal{W}}$ se replie sur la partie basse fréquence. La seconde erreur vient du fait qu'on calibre la réponse de l'ASO seulement sur $N_{\mathcal{M}} < N_{ASO}$ modes, bien qu'il fournisse N_{ASO} mesures. Ce n'est donc pas une erreur de repliement au sens du théorème de Shannon, mais une erreur due à une modélisation partielle de la phase reconstruite.

L'erreur de repliement a été calculée pour les premiers modes de Zernike par [gendron:95a] et [dai:96]. [gendron:95a] par exemple trouve une erreur de repliement environ 6 fois moins importante que l'erreur de la sous-modélisation $\sigma^2_{\phi_\perp}$ (calcul fait sur les 27 premiers polynômes de Zernike). Pour une base de modes quelconque, il est possible d'appliquer un calcul similaire. Nous avons déjà vu (section 3.3) que la projection de la phase turbulente $\vec{z}$ (dans la base des polynômes de Zernike) sur la base du miroir est,

$$\vec{a}_z = P_{ZM}\,\vec{z} \tag{4.35}$$

où

$$\{P_{ZM}\}_{ij} = \frac{\int Z_j(\vec{r})\, M_i(\vec{r})\, d\vec{r}}{\int M_i\vec{r})\, M_i(\vec{r})\, d\vec{r}} \tag{4.36}$$

Les mesures de l'ASO, $\vec{s}$, dues à la phase $\vec{z}$ sont données par

$$\vec{s} = D_\infty\, \vec{z} \tag{4.37}$$

où D_∞ est la matrice d'interaction entre les polynômes de Zernike[2] et les mesures de l'ASO. L'erreur du repliement est alors la différence entre la phase projetée sur $\mathcal{M}$ et la phase reconstruite à partir les mesures $\vec{s}$,

$$\vec{r} = \vec{a}_z - \widehat{\vec{a}_z} = (P_{ZM} - D^+ D_\infty)\ \vec{z} \tag{4.38}$$

et la covariance de l'erreur du repliement est,

$$\mathcal{C}_{rr} = (P_{ZM} - D^+ D_\infty)\ \mathcal{C}_{zz}\ (P_{ZM} - D^+ D_\infty)^T \tag{4.39}$$

En supposant une turbulence de Kolmogorov, la covariance des coefficients de Zernike est connue (section 3.2)

$$\mathcal{C}_{zz} = \gamma \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \tag{4.40}$$

et il est alors possible d'estimer $\mathcal{C}_{rr}$. Le problème est que le calcul n'est fait que sur un nombre fini de polynômes de Zernike et qu'il est difficile d'atteindre une bonne précision sur le calcul de P_{ZM}.

Pour cette raison, j'ai estimé $\mathcal{C}_{rr}$ par une méthode Monte-Carlo ([veran:97a]) similaire à celle qui a permis d'estimer $D_{\phi_\perp}$. Des écrans de phase turbulentes sont générés et on leur soustrait la composante du miroir $\phi_{||}$. Ensuite, on estime la phase résiduelle à l'aide d'un programme de simulation d'un système d'optique adaptative ([rigaut:94]). La figure 4.2 montre le résultat pour $D/r_0 = 1$. On peut constater que l'erreur du repliement augmente pour les modes d'ordre élevé. On obtient une variance totale de l'erreur du repliement,

$$\sigma_r^2 = 0.0025 \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \tag{4.41}$$

ce qui correspond à environ 25% de l'erreur de sous-modélisation $\sigma^2_{\phi_\perp}$.

4.5 Estimation du bruit de mesure

Le bruit de mesure d'un senseur de Shack-Hartmann est en général une superposition d'un bruit de lecture et d'un bruit de photon dont on peut trouver des expressions théoriques chez un certain nombre d'auteurs ([fontanella:85], [rousset:87], [rousset:94b]). Je reprends ici la formulation donnée dans [gendron:95a] dans le cas d'une source non-étendue:

$$\sigma^2_{\Delta\phi} = \frac{7.2}{n_{ph}} \left[1 + \left(\frac{d}{r_0}\right)^2\right] \quad \text{(bruit de photon)} \tag{4.42}$$

[2]En principe, il y a un nombre infini de pôlynomes de Zernicke. Pour le calcul on choisira un nombre N suffisamment grand. J'ai pris N=400.

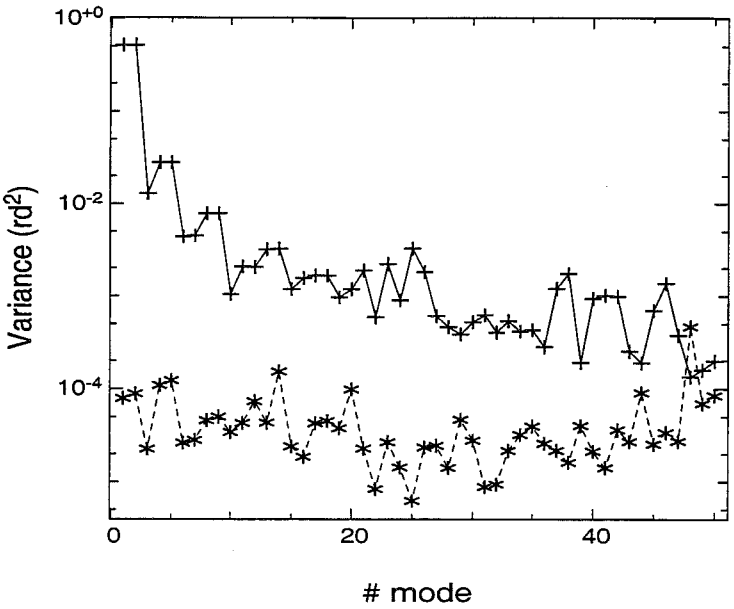


FIG. 4.2: La variance de l'erreur du repliement σ_r^2 est montrée en ligne discontinue en fonction du mode du miroir. Par comparaison, on montre également la variance des modes turbulentes en ligne continue. On constate que l'erreur total de repliement est plus petite que la variance totale d'une turbulence de Kolmogorov, mais que l'erreur de repliement de certaines des hauts modes est de même ordre ou supérieure que la variance turbulente.

et

$$\sigma_{\Delta\phi}^2 = \frac{\pi^4}{3}\frac{\sigma_e^2}{n_{ph}^2} N_D^2 \left[1 + \left(\frac{d}{r_0}\right)^2\right]^2 \quad \text{(bruit de lecture)} \tag{4.43}$$

n_{ph} est le nombre total de photoélectrons par sous-pupille (supposé être constant), d la largeur d'une sous-pupille, N_D la valeur de λ/d exprimée en pixels et σ_e^2 le bruit de lecture électronique exprimé en nombre de photoélectrons par pixel. On constate que, pour une source de référence brillante, le bruit est essentiellement limité au bruit de photon ($\sigma^2 \propto 1/n_{ph}$), tandis que pour les sources faibles, le bruit de lecture doit être pris en compte. Les formules 4.42 et 4.43 décrivent le cas où l'image de l'ASO est limitée par la diffraction ($\sigma^2 \sim 1/n_{ph}$ pour le bruit de photon) et le cas où elle est limitée par la turbulence ($\sigma^2 \sim 1/n_{ph}\,(D/r_0)^2$).

On trouve une étude plus détaillée dans [gendron:95a] où [rousset:94b]. Je veux ici mentionner seulement les hypothèses qui sont faites pour aboutir à ces équations et souligner les limites de l'estimation du bruit de mesure à l'aide de ces formules théoriques. Premièrement, la constance de n_{ph} n'est pas toujours vérifiée (observations pendant la pleine lune ou présence de cirrus par exemple). Une autre hypothèse est que la tache possède une forme gaussienne: ceci n'est pas justifié, surtout en présence des tavelures. De plus, les formules ne prennent pas compte du seuillage de l'image de l'ASO avant le calcul des pentes. Ce seuillage consistant à mettre toutes les valeurs en dessous un certain seuil à zéro est appliqué pour diminuer la contribution du fond de ciel au bruit de mesure. D'autres sources d'erreur négligées dans le calcul du bruit de mesure sont par exemple l'obturation de certaines sous-pupilles et le Seeing du dôme (la largeur de la tache n'est plus alors $\propto 1/r_0$). En réalité, le bruit de mesure sera

donc plus grand que celui déterminé à partir des équations 4.42 et 4.43 ([gendron:95a]).

La figure 4.3 montre le bruit déterminé expérimentalement sur les données de l'ASO en fonction du flux moyen sur la sous-pupille. On constate la dépendance du bruit de mesure en fonction du flux de photon, mais aussi son anistropie dans les directions x et y. Ceci montre bien la limitation des équations 4.42 et 4.43 d'après lesquelles le bruit est indépendant de la direction de la mesure. Ce fait est également illustré dans la figure 4.4 répresentant le bruit de mesure en fonction de la pente mesurée. Les mesures les plus bruitées correspondent aux sous-pupilles partiellement cachées.

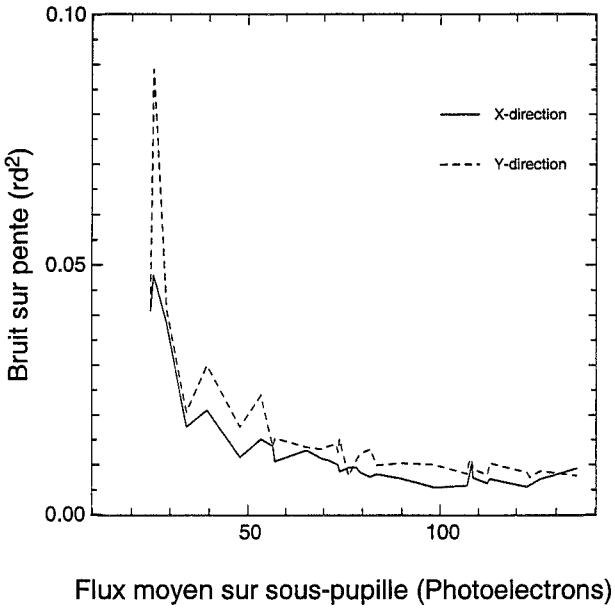


FIG. 4.3: Le bruit de mesure en direction x (trait continu) et y (trait discontinue) en fonction du flux de photons sur la sous-pupille.

Comme le bruit est blanc, c'est-à-dire que le bruit entre deux mesures successives n'est pas corrélé, il est alors possible d'estimer ce bruit en examinant le comportement temporel des mesures. Pour cela, on peut envisager deux méthodes. La première consiste à estimer le bruit sur l'autocorrélation temporelle des pentes (Rousset, [gendron:95b]), la deuxième l'estime sur le spectre de puissance des pentes. Comme celui-ci est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation, ces deux méthodes sont en principe équivalentes.

4.5.1 L'autocorrélation temporelle des pentes

La fonction d'autocorrélation temporelle des pentes mesurées $s(t)$ est,

$$a(\tau) \equiv < s(t)\, s(t+\tau) > = < S(t)\, S(t+\tau) > + \sigma_{b_s}^2\, \delta(0) = A(\tau) + \sigma_{b_s}^2\, \delta(0) \tag{4.44}$$

où $S(t)$ est la pente sans le bruit $b_s(t)$. On remarque que seule $a(t = 0)$ est affectée par le bruit, d'où l'idée de déterminer le bruit $\sigma_{b_s}^2$ en extrapolant $a(\tau)$ vers l'origine. Ceci est d'autant plus facile que les pentes successives sont corrélées, c'est-à-dire que $A(\tau)$ décroît lentement. Cette méthode fonctionne donc bien en boucle ouverte, mais, en boucle fermée $A(\tau)$ décroît plus rapidement à cause de la correction OA. Il devient difficile, voire impossible dans le cas d'une bonne correction, d'extrapoler vers l'origine de la fonction d'autocorrélation

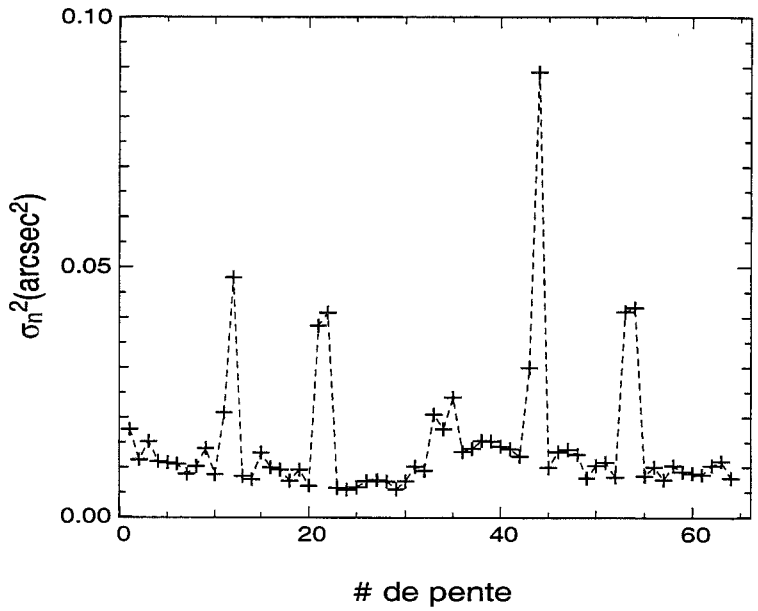


FIG. 4.4: Bruit de mesure en fonction de la pente mesurée.

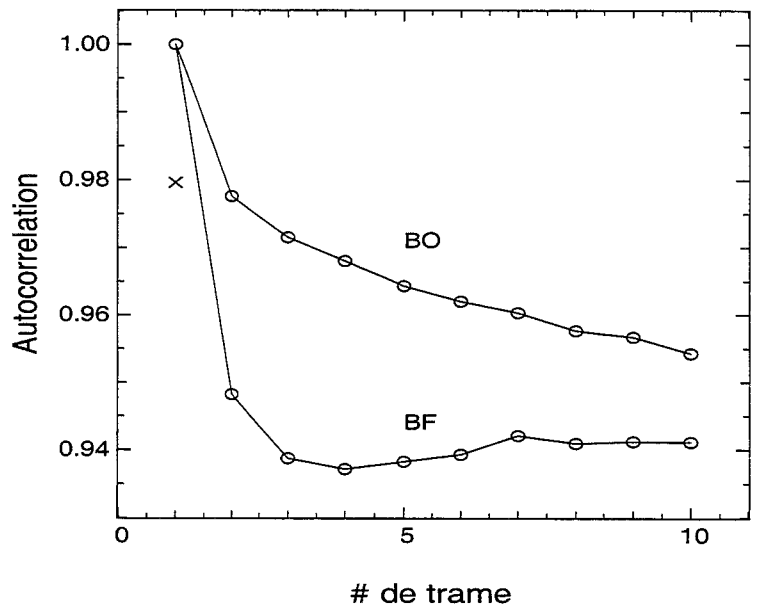


FIG. 4.5: La fonction d'autocorrélation temporelle d'une pente en boucle ouverte (BO) et en boucle fermée (BF). On peut constater que la fonction décroît rapidement en boucle fermée à cause de la correction et qu'il est donc impossible d'ajuster un polynôme pour estimer le bruit de mesure.

comme on peut le constater dans la figure 4.5. Dans le cas des mesures en boucle ouverte, [gendron:95b] a montré que la fonction $A(\tau)$ est proche d'une parabole près de l'origine (voir figure 4.6 obtenue par simulation d'un système OA). Cependant, en ajustant une parabole, il est possible de sousestimer le bruit et ceci d'autant plus que la fréquence d'échantillonage est petite.

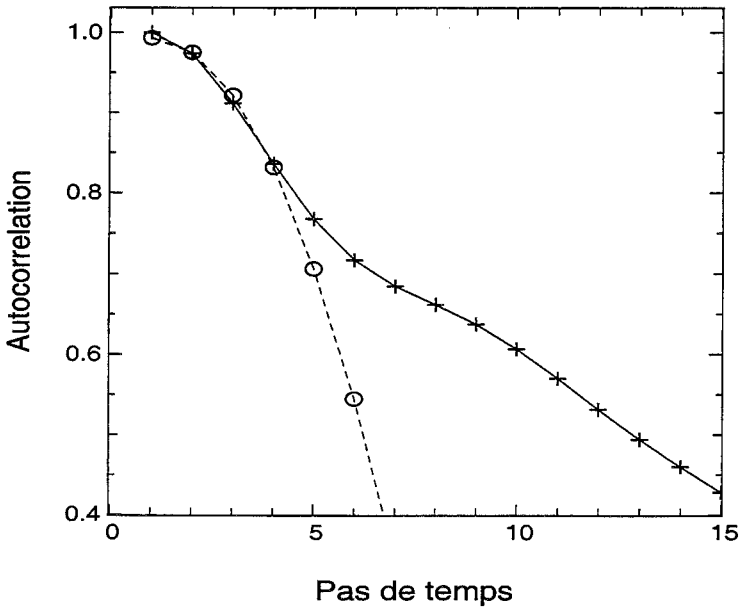


FIG. 4.6: L'autocorrélation temporelle simulée (ligne continue et croix) à laquelle une parabole (ligne discontinue et cercles) a été ajustée.

Pour estimer la précision sur le calcul du bruit de mesure j'ai pris un échantillon de 20480 mesures de pentes en boucle ouverte Je l'ai divisé en 4 sous-échantillons de 5120 mesures et j'ai calculé le bruit sur chaque sous-échantillon, . La figure 4.7 montre le bruit estimé sur le premier (deuxième) échantillon au bruit estimé sur le troisième (quatrième) échantillon. L'écart type de la distribution des différences des bruits estimés est de 7 à 8%.

4.5.2 La densité spectrale de puissance temporelle des pentes

La transformée de Fourier de l'autocorrélation d'une mesure de pente donnée en équation 4.44 est le spectre de puissance temporel de cette mesure,

$$W_s(\nu) = W_S(\nu) + \sigma_{b_s}^2 \tag{4.45}$$

Comme $W_S(\nu)$ est essentiellement un spectre basse fréquence[3], nous avons $W_s \approx \sigma_{b_s}^2$ à haute fréquence et on peut donc déterminer le bruit sur cette partie du spectre. La figure 4.8 montre la densité spectrale d'une pente en boucle ouverte et un agrandissement de la région hautes fréquences. La ligne brisée présente le niveau du bruit obtenu en moyennant le spectre à haute fréquence.

La figure 4.9 montre le bruit sur les mesures de pentes obtenu avec la méthode de l'autocorrélation (ligne continue) et du périodogramme (ligne discontinue). On constate que les deux

[3]Rappelons que le spectre de l'angle d'arrivée décroît en -11/3 à partir de la fréquence de coupure ν_c .

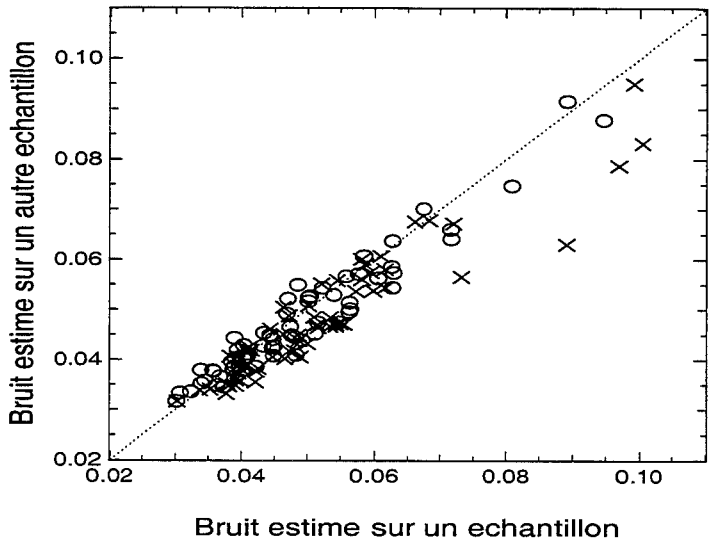


FIG. 4.7: Pour évaluer la précision sur l'estimation du bruit de mesure on montre dans cette figure le bruit estimé sur un sous-échantillon en fonction de l'estimation sur un deuxième sous-échantillon. La ligne pointillée présente la cas, où les deux estimations sont égales.

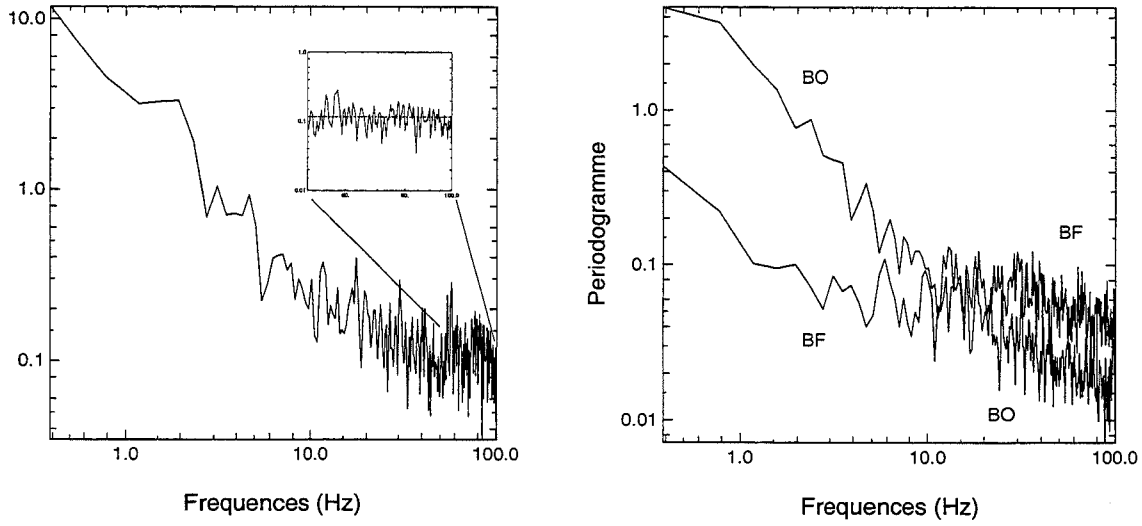


FIG. 4.8: A gauche: périodogramme d'une pente en boucle ouverte. La ligne discontinue présente le niveau du bruit estimé sur la partie haute fréquence. A droite: périodogramme d'une autre pente en BO et en BF. On voit que le bruit en BF est amplifié. Ceci est dû à la bosse dans la fonction de transfert du bruit.

méthodes sont équivalentes à l'exception de quelques points pour lesquels la différence entre les deux méthodes est supérieure à 10%. La différence moyenne entre les deux estimations est de l'ordre de 4%. Cependant, nous rencontrons le même problème que pour la méthode de l'autocorrélation temporelle, à savoir qu'il est impossible d'estimer le bruit en BF quand la correction est bonne. Dans le graphe de droite de la figure 4.8, je compare la densité spectrale d'une pente en BO et en BF. On constate que le spectre est amplifié à haute fréquence en BF. Ceci est dû à la bosse dans la fonction de transfert du bruit (voir figure 3.8).

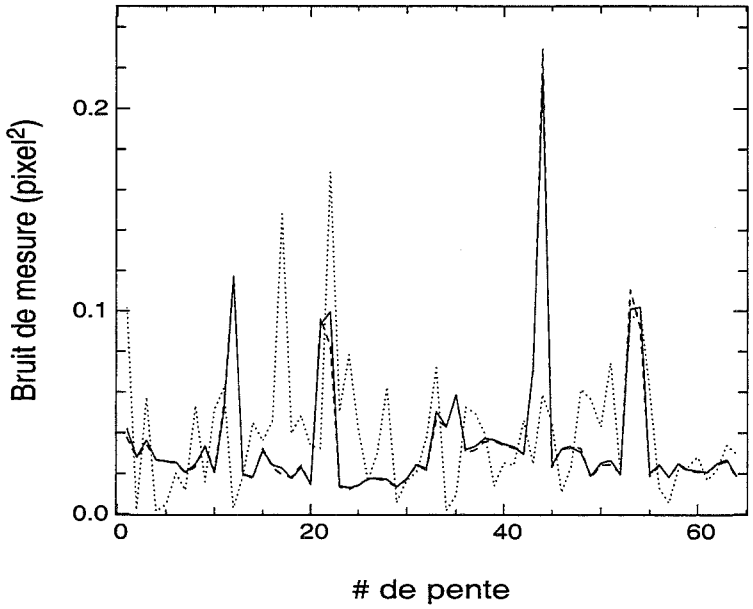


FIG. 4.9: Bruit de mesure estimé par l'autocorrélation (ligne continue) et périodogramme (ligne discontinue) en fonction de la mesure. La ligne pointillée présente la différence relative.

4.5.3 Le bruit en boucle ouverte / fermée

Dans cette section, j'aborde le problème de savoir si le bruit de mesure en boucle ouverte est le même que le bruit en boucle fermée. Cette question est cruciale, car c'est le bruit sur les mesures en boucle fermée qui nous intéresse, mais son évaluation est en général impossible sur les mesures en boucle fermée. En revanche, il est possible de l'estimer sur les mesures en boucle ouverte.

Examinons d'abord les équations 4.42 et 4.43. Comme je l'ai déjà mentionné, ces formules décrivent le bruit sur l'angle d'arrivée dans les régimes où la tache est limitée par la diffraction ($d/r_0 \ll 1$) ou par la turbulence ($d/r_0 \gg 1$). En supposant que l'aberration de l'image due aux défauts de la sous-pupille ne dépende pas du centre de gravité de la tache sur le détecteur, le bruit en boucle ouverte et boucle fermée doit être le même dans cas $d/r_0 \ll 1$.

Quand le Seeing augmente, la tache s'élargit et son excursion dans l'image d'une sous-pupille devient plus grande. En supposant que le système ne corrige que le basculement sur une sous-pupille (ce qui est vrai en première approximation), la différence entre BO et BF n'est que l'excursion de la tache, mais pas sa forme. Si l'on suppose alors que le champ optique d'une sous-pupille est suffisamment large pour que la tache n'en sorte pas en BO ni en BF, on peut considérer que le bruit de mesure est le même en BO et BF.

Par contre, quand le Seeing devient très mauvais, l'élargissement[4] et l'excursion de la tache deviennent plus grandes que le champ optique d'une sous-pupille. Au bruit de photon et de lecture s'ajoute alors une erreur due au fait qu'une partie de la tache sort du champ optique de la sous-pupille. De plus, il y a un chevauchement entre taches de différentes sous-pupilles. L'erreur dépend de l'angle d'arrivée: plus l'angle d'arrivée est grand, plus cette erreur est importante. Or, comme l'excursion de la tache est plus petite en BF à cause de la correction OA, cette erreur sera plus grande en BO qu'en BF. Il est alors possible que le bruit estimé sur les données en BO soit plus grand qu'en BF.

Pour vérifier ce que je viens de dire, je montre d'abord dans la figure 4.10 une coupe et un contour de l'image moyenne de l'ASO en boucle ouverte (ligne continue) et en boucle fermée (ligne discontinue) dans le cas d'un bon Seeing (0.9 arcsec ou $r_0 \approx 13cm$ à $\lambda = 0.55\mu m$). On voit que la forme et l'intensité des taches en BO et en BF sont en première approximation les mêmes. Le graphique de droite de la figure 4.11 montre le bruit moyen estimé sur les mesures en BO en fonction du bruit moyen estimé sur les mesures en BF dans un cas où le Seeing était bon, mais la correction partielle. Il était alors possible de déterminer le bruit en BF avec la même méthode qu'en BO. On constate que le bruit estimé en BO et BF est sensiblement le même, la différence moyenne étant de 7%. Par contre, comme on peut le voir dans le graphique de gauche de la figure 4.11, le bruit estimé en BO est supérieur à celui estimé en BF dans le cas d'un très mauvais Seeing (1.5-2 arcsec ou $r_0 \approx 6 - 7cm$ à $\lambda = 0.55\mu m$).

Les sous-pupilles du centre, partiellement cachées, constituent des cas particuliers et il se peut que pour elles, le raisonnement ne soit plus valable.

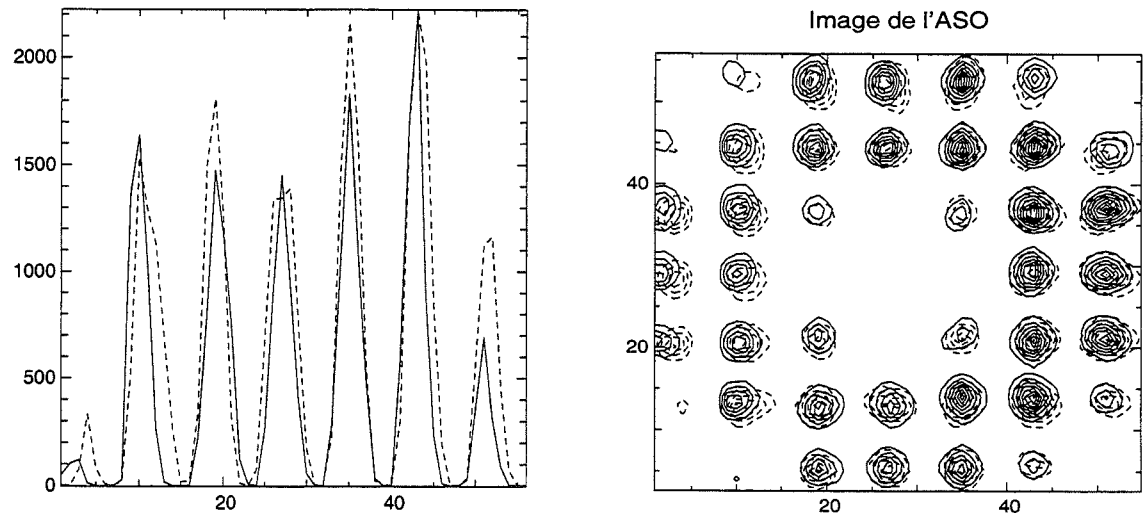


FIG. 4.10: A gauche, je montre une coupe de l'image moyenne de l'ASO et à droite le contour de celle-ci. Les lignes en continu présentent le cas boucle ouverte et les lignes discontinues le cas boucle fermée. Le Seeing était $\approx 0''.9$ et la source brillante (7.6 mag).

Pour résumer, on peut dire que, dans le cas d'un bon Seeing, le bruit en boucle fermée et en boucle ouverte est en première approximation le même. Mais compte tenu de la dépendance du bruit en r_0 et en n_{ph}, un changement de ces valeurs entre les mesures en boucle ouverte et boucle fermée introduira une erreur sur l'estimation du bruit. Pour diminuer cette erreur, il est préférable d'acquérir en alternance des données en boucle ouverte et fermée. Ceci a bien

[4] Je ne parle pas des tavelures qui peuvent apparaître...

sûr l'inconvénient de "perdre" la moitié du temps d'observation à la calibration du bruit de mesure.

Par contre, dans le cas d'un mauvais Seeing, le bruit estimé en boucle ouverte est supérieur à celui estimé en boucle fermée car le champ optique de l'ASO devient trop petit par rapport à l'excursion et à la largeur de la tache. Quand la correction est très partielle, il est possible d'estimer le bruit en boucle fermée, car le signal reste suffisamment corrélé entre deux mesures.

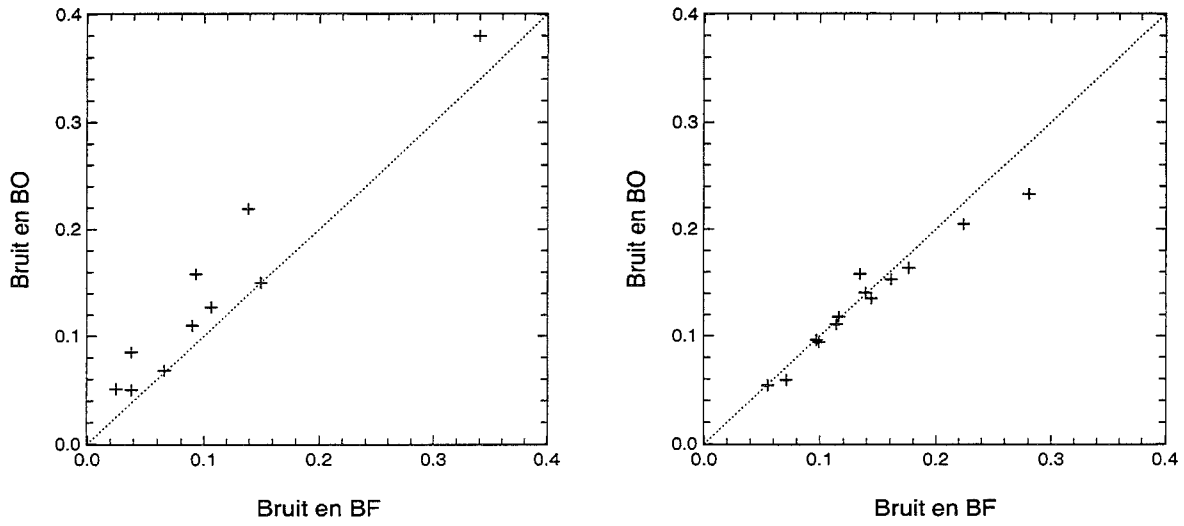


FIG. 4.11: Les deux figures montrent le bruit de mesure estimé en BO en fonction de celui estimé en BF. La figure de gauche montre l'exemple pour lequel le Seeing a été très mauvais (supérieur à 1.5 arcsec) et la figure de droite l'exemple d'un bon Seeing (0.9 arcsec).

4.5.4 L'éstimation du bruit sur les images de l'ASO

[veran:97c] propose d'estimer le bruit de mesure sur les images de l'ASO. Le départ est le même que dans la dérivation des équations 4.42 et 4.43, c'est-à-dire qu'on suppose un flux total de photons constant et on part de l'équation sur le centre de gravité de l'image,

$$C = \frac{\sum_{i,j} I_{ij} X_{ij}}{n_{ph}}$$

où n_{ph} est le flux total sur une sous-pupille, I_{ij} l'intensité sur un pixel et X_{ij} la distance sur la sous-pupille. L'avantage de cette méthode par rapport aux formules théoriques 4.42 et 4.43, est qu'on ne fait pas l'hypothèse d'une tache gaussienne, puisque la forme de celle-ci est donnée par l'image même de l'ASO. Cependant, il faut faire ce calcul avant d'appliquer un seuillage et après avoir corrigé l'image par le champ plat et le biais. Il faut donc maintenant non seulement sauvegarder les mesures de l'ASO, mais aussi les images complètes ce qui demande des capacités de stockage importantes.

4.6 Estimation du paramètre de Fried r_0

Il est important de connaître r_0, car il permet de calibrer la fonction de structure de hauts modes $D_{\phi_\perp}$ et la covariance de l'erreur de repliement C_{rr} en fonction des conditions

atmosphériques pendant l'observation. Nous pouvons déterminer r_0 à partir de la mesure de la largeur à mi-hauteur d'une image long temps de pose non-corrigée qui d'après l'équation est égale à λ/r_0. Une autre possibilité est d'utiliser les données du système d'optique adaptative, comme les mesures de pentes et les commandes du miroir. Je discute par la suite les deux méthodes que j'ai utilisées. La première, qui nécessite des mesures de pente, fonctionne en boucle ouverte tandis que la deuxième analyse les commandes du miroir et fonctionne donc en boucle fermée.

4.6.1 En boucle ouverte: la variation de l'angle d'arrivée

Cette méthode se fonde sur la dépendance de la variance de l'angle d'arrivée α en r_0 suivant la relation ([ziad:93]),

$$\sigma_\alpha^2 = 0.17 \left(\frac{\lambda}{d}\right)^2 \left(\frac{d}{r_0}\right)^{5/3} \left[1 - 1.525 \left(\frac{d}{L_0}\right)^{1/3} + 5.568 \left(\frac{d}{L_0}\right)^2 - 6.445 \left(\frac{d}{L_0}\right)^{7/3}\right] \quad (4.46)$$

qui inclue l'effet de L_0, l'échelle externe de la turbulence. Lorsque $L_0 \gg d$, nous pouvons remplacer l'équation 4.46 par

$$\sigma_\alpha^2 = 0.17 \left(\frac{\lambda}{d}\right)^2 \left(\frac{d}{r_0}\right)^{5/3} \left[1 - 1.525 \left(\frac{d}{L_0}\right)^{1/3}\right] \quad (4.47)$$

En calculant σ_α^2 sur la pupille totale ($d = 3.6m$) et sur chaque sous-pupille ($d = 51.4cm$), nous pouvons résoudre facilement cette équation à deux inconnues. La figure 4.12 montre le bias sur r_0, lorsque la relation $L_0 \gg d$ n'est pas strictement vérifiée. Il est inférieur à 0.5 cm pour $L_0 > 20$ m. Une partie de la variation de l'angle d'arrivée peut être due aux vibrations du télescope ce qui introduit également un bias sur la valeur estimée de r_0.

Une grandeur qui ne dépend pas des vibrations du télescope est l'angle différentiel défini par

$$\Delta\alpha(\vec{\rho}) = \alpha(\vec{r}) - \alpha(\vec{r} + \vec{\rho}) \quad (4.48)$$

Sa variance est égale à la fonction de structure de l'angle d'arrivée et son expression est donnée par [ziad:93]. Lorsque $L_0 \gg d$, la variance de l'angle d'arrivée differentielle entre deux souspupilles voisines est indépendante de l'échelle externe L_0:

$$\sigma_{\Delta\alpha_d}^2 = 0.15\, \lambda^2\, d^{-1/3}\, r_0^{-5/3} \quad (4.49)$$

Le bias sur valeur de r_0 est inférieure à 0.8 % pour $L_0 = 20m$ et $d = 51.4cm$ (taille d'une sous-pupille dans le plan pupille). Il est négligeable.

La figure 4.13 montre r_0 estimé à partir de la variance de l'angle d'arrivée (r_{0_1}) en fonction de r_0 déterminé à partir de la variance de l'angle d'arrivée différentiel (r_{0_2}) pour deux conditions atmosphériques différentes (graphique de gauche et graphique de droite). Les points de même symbole appartiennent au même cube de données à partir duquel une FEP est reconstruite. Tandis que dans le graphique de droite tous les points sont distribués aléatoirement autour de la pente correspondant au cas $r_{0_1} = r_{0_2}$, dans le graphique de gauche ils ont tendance à être au dessus de cette pente, c'est-à-dire $r_{0_2} \lesssim r_{0_1}$. Le tableau 4.1 donne les valeurs moyennes de r_{0_1} et r_{0_2}. On constate une correspondance remarquable dans le graphique de

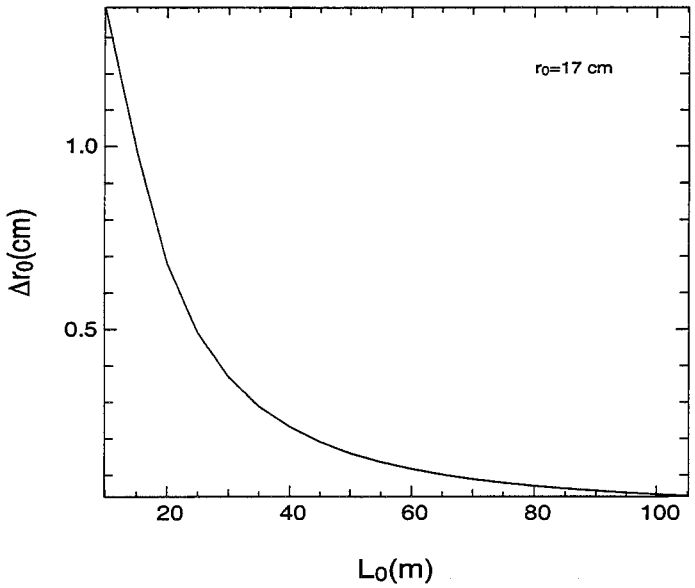


FIG. 4.12: Cette figure montre le bias sur r_0 en fonction de L_0, lorsque l'on remplace équation 4.46 par équation 4.47.

droite, mais que $< r_{0_2} >$ est en général de 0.5 à 1.2 cm supérieur à $< r_{0_1} >$ dans le graphique de gauche.

En boucle fermée, la variance de l'angle d'arrivée est réduite par la correction OA, et il devient impossible d'estimer r_0. En évaluant alors r_0 sur les mesures en boucle ouverte, il est important de prendre des séquences en alternant entre mesures en boucle ouverte et fermée à cause des fluctuations temporelles de r_0.

FEP	$< r_{0_1} >$	$< r_{0_2} >$	FEP	$< r_{0_1} >$	$< r_{0_2} >$
+	17.8	17.3	∘	11.1	11.2
∘	16.4	15.8	⋆	11.1	11.2
⋆	20.3	19.1	×	12.0	12.0
×	18.8	18.0	+	12.8	12.9

TAB. 4.1: Moyenne de l'estimation de r_{0_1} (à l'aide de l'angle d'arrivée) et r_{0_2} (à l'aide de l'angle d'arrivée différentielle) sur chaque cube de données sur lequel une FEP est reconstruite. Le tableau de gauche correspond au graphique de gauche et le tableau de droite à celui de droite dans la figure 4.13.

4.6.2 En boucle ouverte: la variance de modes

On peut également estimer r_0 à partir de la variance des coefficients de la phase mesurée, car $\vec{\epsilon} = \vec{a}$ en boucle ouverte. D'après l'équation 3.33, nous avons

$$\hat{\vec{\epsilon}} = D^+ \vec{s} = \vec{a} + \vec{r} + \vec{n} \tag{4.50}$$

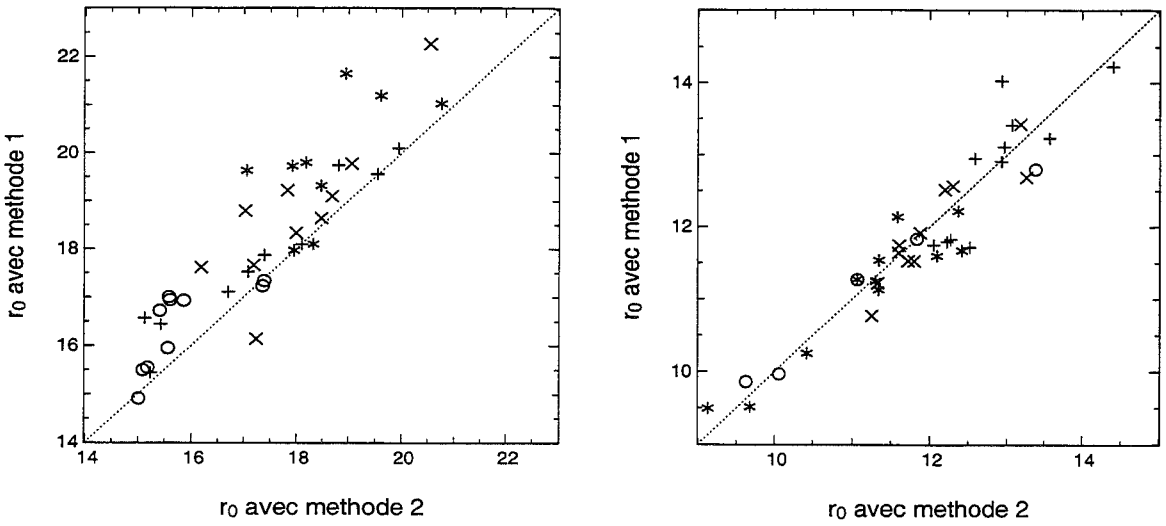


FIG. 4.13: Les deux figures montrent l'estimation de r_0 à l'aide de l'angle d'arrivée (r_{0_1}) en fonction de celui estimé à l'aide de l'angle d'arrivée différentielle (r_{0_2}). Les points du même symbole appartiennent au même cube de données sur lequel une FEP est reconstruite. On constate que dans le graphique de droite r_0 estimé par les deux méthodes est remarquablement stable avec un écart-type de 2 à 4%. Dans le graphique de gauche r_{0_2} est en général plus petit que r_{0_1}, la différence étant entre 0.5 à 1.2 cm sur la moyenne de r_0 dans chaque cube de données.

ce qui nous conduit à écrire

$$\sigma^2_{\hat{\epsilon}_i} = \sigma^2_{a_i} + \sigma^2_{r_i} + \sigma^2_{n_i} + 2 < a_i\, r_i > \tag{4.51}$$

Le dernier terme est la covariance entre erreur du repliement et modes turbulents du miroir. Nous allons le négliger dans la suite. Il est petit par rapport au terme σ^2_a, mais pas forcement par rapport à σ^2_r pour que ceci soit strictement justifié. Pour une turbulence de Kolmogorov,

$$\begin{aligned} \sigma^2_{a_i} &= \sigma^2_{a_{0_i}} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \\ \sigma^2_{r_i} &= \sigma^2_{r_{0_i}} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \end{aligned} \tag{4.52}$$

où $\sigma^2_{a_0}$ et $\sigma^2_{r_0}$ sont les variances de modes turbulents et du repliement pour $D/r_0 = 1$. Alors,

$$\frac{D}{r_0} = \left\langle \frac{\sigma^2_{\hat{\epsilon}_i} - \sigma^2_{n_i}}{\sigma^2_{a_{0_i}} + \sigma^2_{r_{0_i}}} \right\rangle^{3/5z} \tag{4.53}$$

4.6.3 En boucle fermée: la variance des commandes du miroir

Pour que le système OA corrige la turbulence atmosphérique, le miroir doit suivre les variations de la phase turbulente. Si cette phase suit une statistique de Kolmogorov, elle dépend de r_0 et la variance des commandes du miroir en dépend également. D'où l'idée d'estimer ce paramètre en comparant la variance des commandes du miroir avec la variance

turbulente([veran:97a]) dans le cadre de la théorie de Kolmogorov. Pour cela, nous reprenons l'équation 3.46 pour trouver l'expression de la variance des commandes du miroir,

$$\begin{aligned}\sigma^2_{m_i} &= \int S_{m_i m_i}(\nu)\, d\nu \\ &= \int |H_{bf}(g_i,\nu)|^2 S_{a_i a_i}(\nu)\, d\nu + \int |H_{bf}(g_i,\nu)|^2 S_{r_i r_i}(\nu)\, d\nu + \sigma^2_{n_i} \int |H_n(g_i,\nu)|^2\, d\nu \end{aligned} \tag{4.54}$$

Pour parvenir à cette équation, nous avons utilisé le fait que le bruit est blanc et qu'il n'est pas corrélé avec les coefficients turbulents. La fonction de transfert $|H_{bf}(g_i,\nu)|$ est un filtre passe bas: elle filtre le spectre à haute fréquence. En supposant que les spectres $S_{a_i a_i}$ et $S_{r_i r_i}$ décroissent suffisamment vite, nous pouvons prendre $|H_{bf}(g_i,\nu)| = 1$ dans l'intégration. Ceci est justifiée quand la bande passante du système, définie dans la section 3.5, est supérieure à la fréquence de coupure du dernier mode corrigé $\nu_{\mathcal{M}}$,

$$\nu_{cl}^{0dB} \gg \nu_{\mathcal{M}}$$

dont la valeur est estimée à $8-9$ Hz dans le cas d'ADONIS (voir 3.27). Nous pouvons alors approximer l'équation 4.54 par,

$$\sigma^2_{m_i} = \sigma^2_{a_i} + \sigma^2_{r_i} + \sigma^2_{n_i} \int |H_n(g_i,\nu)|^2\, d\nu \tag{4.55}$$

Nous pouvons alors déterminer D/r_0 à partir de l'équation suivante,

$$\frac{D}{r_0} = \left\langle \frac{\sigma^2_{m_i} - \sigma^2_{n_i} \int |H_n(g_i,\nu)|^2\, d\nu}{\sigma^2_{a_{0_i}} + \sigma^2_{r_{0_i}}} \right\rangle^{3/5} \tag{4.56}$$

La figure 4.14 montre en ligne continue la variance des commandes du miroir, à laquelle on a soustrait la contribution du bruit[5]. La ligne discontinue représente l'ajustement de la variance $\sigma^2_a + \sigma^2_r$. Dans l'ajustement, j'ai exclu les deux premiers modes qui correspondent aux modes du basculement et les modes supérieurs à 25. On peut constater que l'ajustement entre les deux courbes est relativement bon pour les modes 3 à 20 à l'exception du mode 10 dont la variance est plus importante que la variance théorique. La variance des commandes des deux premiers modes est moins importante que celle prédite par le modèle de Kolmogorov à cause de la présence d'une échelle externe. C'est pour cette raison que les modes du basculement ont été exclus dans l'ajustement. On peut aussi remarquer que l'ajustement d'une variance de Noll à $\sigma^2_{m_i}$ est moins bon pour les modes à partir du mode 21. J'en discuterai plus en détails dans la section 5.2.1 sur les limites de la reconstruction.

Cependant, quand les gains deviennent trop faibles, l'hypothèse d'une bande passante suffisamment grande ($\nu_{cor}^{0dB} \gg \nu_{\mathcal{M}}$) n'est plus justifiée et la variance des commandes du miroir est diminuée. Dans ce cas nous surestimons r_0.

[5] La contribution du bruit est négligeable, puisque celle-ci est filtrée par la fonction de transfert du bruit.

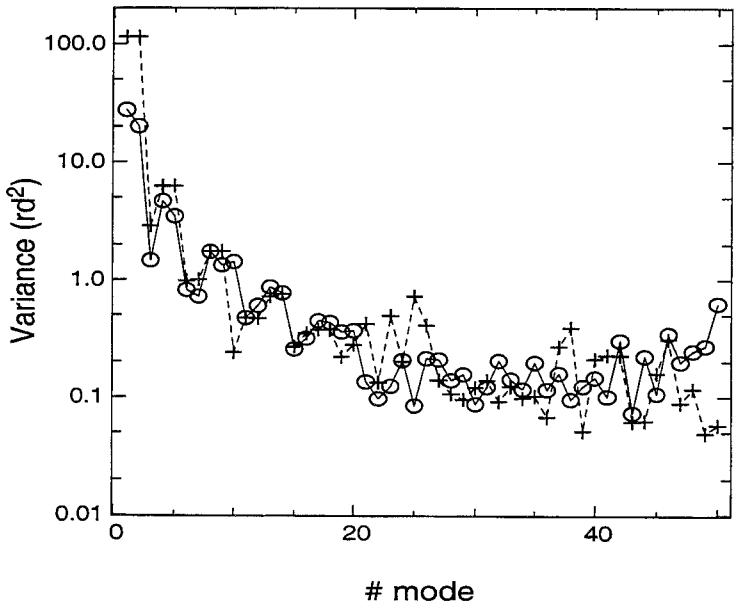


FIG. 4.14: La figure montre la variance des commandes du miroir corrigée par le bruit $\sigma_m^2 - \sigma_n^2 \int |H_n|^2 d\nu$ (en ligne continue et cercles) et l'ajustement de la variance des coefficients turbulents $\sigma_a^2 + \sigma_r^2$ (en ligne discontinue et étoiles) en fonction du mode.

5

Reconstruction de la fonction d'étalement de point: application à ADONIS

Sommaire

5.1 Résultats **59**
5.1.1 Exemples A: Sources brillantes observées dans un bon Seeing . . 60
5.1.2 Exemples B: Sources moyennes et faibles observées dans un mauvais Seeing 64
5.1.3 Exemples C: Sources moyennes et faibles observées dans un bon Seeing 68
5.2 Discussion **74**
5.2.1 Limites de la reconstruction et sources d'erreurs 74
5.2.2 Étude sur la conservation du rapport de flux dans un système binaire 89

5.1 Résultats

Dans cette section, je présente les résultats de la reconstruction de la FEP que j'ai obtenus avec le système ADONIS à partir de trois jeux de données: le premier est constitué des données obtenues sur une source brillante et dans de bonnes conditions atmosphériques. Le deuxième échantillon présente des sources moyennes et faibles observées avec un très mauvais Seeing et le troisième jeu de données a été acquis sur des étoiles de moyenne et faible magnitude, mais avec un très bon Seeing. Le tableau 5.1 résume les conditions atmosphériques et celles de la correction.

Pour s'assurer que les mesures en boucle ouverte et en boucle fermée ont été acquises dans les mêmes conditions atmosphériques, des séquences de données ont été prises en alternant boucle ouverte / boucle fermée . Les *files circulaires* (mesures de l'ASO, commandes du miroir

Échantillon	Ex. A	Ex. B	Ex. C
Seeing	0.9 - 1 arcsec	1.5 - 2 arcsec	0.6 - 0.7 arsec
caméra ASO	RETICON	EBCCD	EBCCD
Magnitude visible	7 - 8	10 - 12	8 - 12
Longueur d'onde IR	2.12 μm	2.15 μm	2.15 μm
Pas d'échantillonage	0.″035	0.″035	0.″05
Longueur d'onde effective ASO	0.6 μm	0.6 μm	0.6 μm
Temps d'intégration total	20s	50s	100s
Fréquence d'échantillonage	200 Hz	200 Hz	200 Hz
Période d'observation	Novembre 97	Mai 98	Octobre 98

TAB. 5.1: Conditions de l'atmosphère et de la correction.

et flux sur les sous-pupilles) ont été sauvegardées en synchronisation avec l'image IR, ou comme pour les données en novembre 1997, avec les images mêmes de l'ASO. Sur une source de référence donnée, différentes séquences ont été prises en changeant le flux sur l'ASO avec des densités neutres. J'ai calibré la reconstruction par la FEP théorique de l'instrument.

Présentation des résultats sur les figures 5.1 à 5.9

Les résultats de la reconstruction de FEP sont illustrés dans les figures 5.1 à 5.9 chacune représentant 6 graphiques. Les 3 graphiques du côté gauche montrent, en échelle linéaire, les coupes en x, en y et la moyenne radiale de la FEP. Les graphiques du côté droit montrent les modules correspondants de la FTO (FTM) en échelle logarithmique. La FEP/FTM observée est tracée en *ligne continue* et la FEP/FTM reconstruite en *ligne discontinue*. La *ligne pointillée* des graphiques de gauche présente la différence relative entre FEP observée et FEP reconstruite et celle des graphiques de droite montre en échelle linéaire le module de la différence relative entre la FTO observée et la FTO reconstruite,

$$|FTO_{rec} - FTO_{obs}| \tag{5.1}$$

tandis que la *ligne tiret/pointillée* présente la différence relative entre le module de la FTO observée et le module de la FTO reconstruite[1],

$$|FTM_{rec} - FTM_{obs}| \tag{5.2}$$

5.1.1 Exemples A: Sources brillantes observées dans un bon Seeing

Ce sont deux mesures d'une source de référence prises en novembre 1997 dans de bonnes conditions de Seeing (0.9 à 1 arcsec) et avec le RETICON. La correction était bonne, donnant des rapports de Strehl d'environ 25%. J'ai estimé le bruit de mesure et r_0 en boucle ouverte. Le tableau 5.2, qui présente les conditions expérimentales et les résultats de la reconstruction,

[1]La différence entre les FTM est inférieure ou égale au module de différence entre les FTO (égale quand la FTO observée est réelle). La comparaison des deux courbes permet de voir l'importance de l'erreur sur la phase de la FTO.

montre deux valeurs pour r_0: l'une est estimée à l'aide de la variance de l'angle d'arrivée (présentée en parenthèses), l'autre est estimée sur la variance des modes 3 à 25. On voit que celle-ci est plus petite que la première. Cependant, on retrouve la valeur de r_0 estimée sur la variance de l'angle d'arrivée quand on n'estime r_0 que sur la variance de modes 3 à 5. Dans la reconstruction, j'ai pris la valeur obtenue sur la variance des modes 3 à 25.

Le premier exemple A1 présente une source de référence de magnitude 7.4. La figure 5.1 montre le résultat de la reconstruction de FEP comparé à la FEP observée. La différence maximale entre les FTO observées et reconstruites varie entre 10 à 20 % aux basses fréquences et l'erreur majeure de la FEP reconstruite est située au niveau du premier anneau de diffraction. Le rapport de Strehl de la FEP reconstruite est de 26.7%, tandis que celui de la FEP observée est de 25.5%.

La même source de référence a été observée environ 30 minutes plus tard, mais en réduisant le flux sur l'ASO d'environ 25%, ce qui correspond à une magnitude de 7.7. Le résultat de la reconstruction est montré dans la figure 5.2. La différence entre la FTO reconstruite et observée est du même ordre de grandeur que pour la précédente. On trouve un rapport de Strehl sur la FEP reconstruite de 28.6% par rapport à 24.4% sur la FEP observée. Comme dans l'exemple précédent, une aberration résiduelle est présente au niveau de l'anneau de diffraction de la FEP observée et n'est pas reproduite par le modèle de reconstruction de FEP. Cette aberration qui ressemble à une coma triangulaire est la différence majeure entre les FEP observée et reconstruite pour les deux exemples de source brillante. En particulier, son profil dans la coupe en x est inversé d'une image à l'autre.

	Ex. A1	Ex. A2
M_V (magnitudes)	7.4	7.7
Flux moyen (e^-/ ssp / trame)	80	48
r_0 à 0.55 μm	10.8 (13.3) cm	9.1 (10.6) cm
gain moyen	0.56	0.46
gain min - gain max	0.30 - 1.0	0.33 - 0.69
Phase résiduelle σ_ϵ^2 à 0.55 μm	22.8 rd^2	21.1 rd^2
$\hookrightarrow$ Phase résiduelle de bas ordre $\sigma_{\epsilon_\parallel}^2$	18.6 rd^2	15.6 rd^2
$\hookrightarrow$ Erreur de sous-modélisation $\sigma_{\phi_\perp}^2$	4.2 rd^2	5.5 rd^2
Erreur de mesure modale σ_n^2	17.5 rd^2	28.6 rd^2
Erreur du repliement σ_r^2	1.2 rd^2	1.5 rd^2
Strehl de la FEP observée	25.5 %	24.4 %
Strehl de la FEP reconstruite	26.7 %	28.6 %
FWHM de la FEP observée	0.″126	0.″135
FWHM de la FEP reconstruite	0.″129	0.″126

TAB. 5.2: Conditions expérimentales et résultats de la reconstruction de FEP sur les exemples A1 et A2 de novembre 1997. Je montre r_0 estimé sur les modes 3 à 25 en BO et, entre parenthèses, r_0 estimé sur la variance de l'angle d'arrivée en BO.

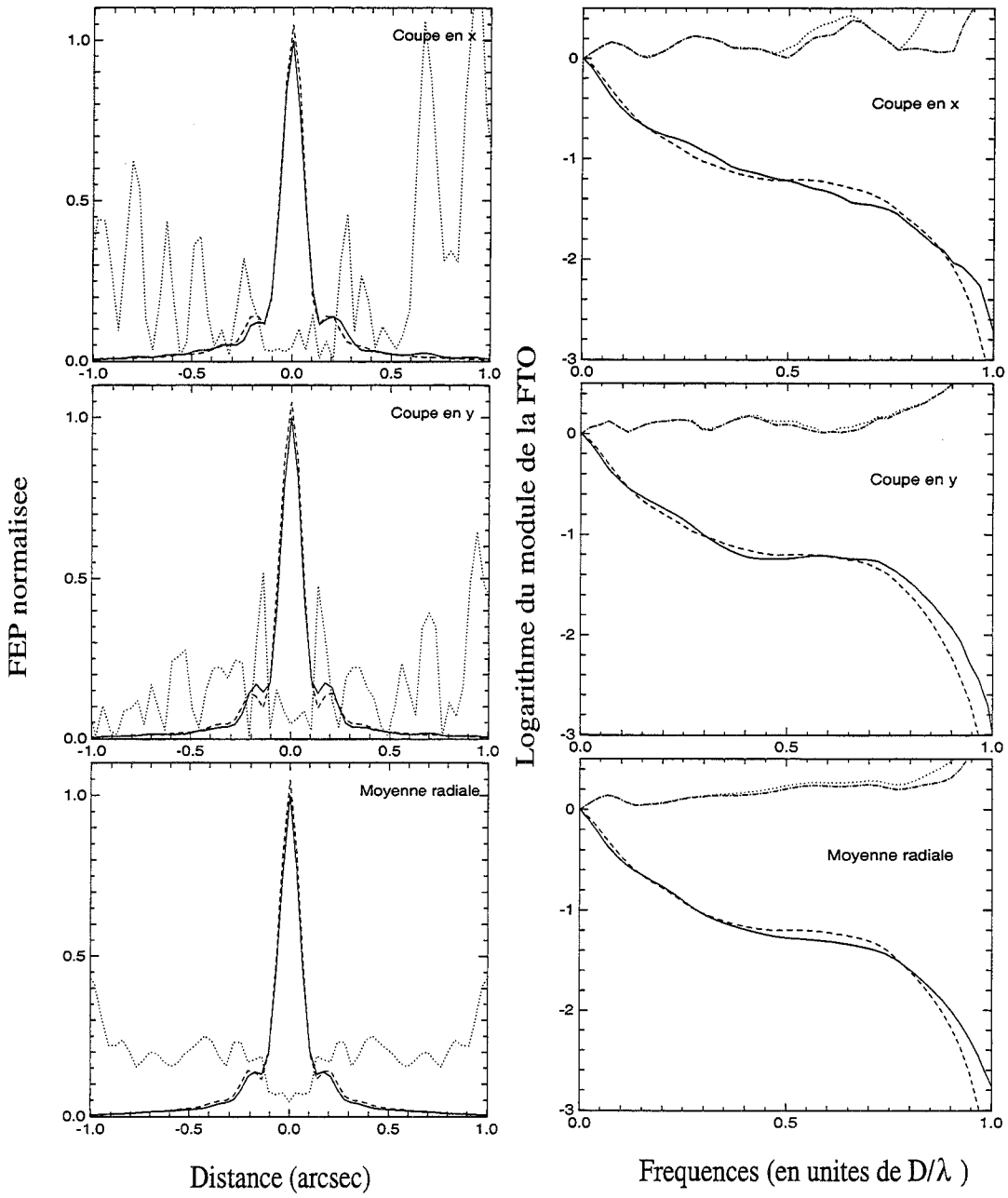


FIG. 5.1: Exemple A1. Dans les graphiques du côté gauche sont montrées les coupes en x, les coupes en y et les moyennes radiales de la FEP. Les graphiques du coté droit montrent le logarithme des modules correspondants de la FTO (FTM). La FEP/FTM observée est tracée en ligne continue et la FEP/FTM reconstruite en ligne discontinue. La *ligne pointillée* des graphiques de gauche présente la différence relative entre FEP observée et FEP reconstruite. Celle des graphiques de droite montre le module de la différence relative entre la FTO observée et la FTO reconstruite, tandis que la *ligne tiret/pointillée* présente la différence relative entre le module de la FTO observée et le module de la FTO reconstruite.

M_V	7.4
r_0 à 0.55 μm	10.8cm
Strehl la FEP reconstruite	26.7 %
Strehl de la FEP observée	25.5%

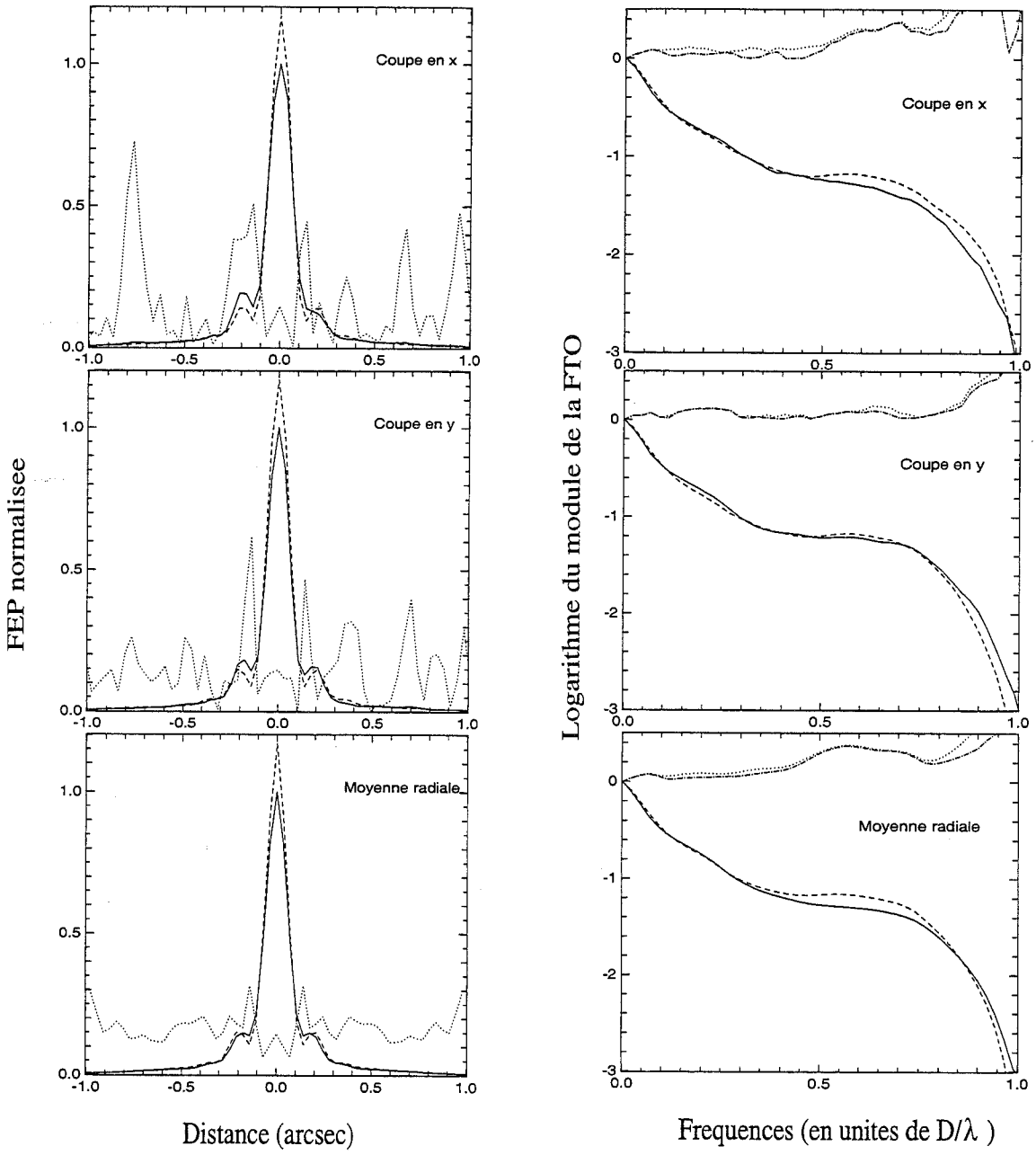


FIG. 5.2: Exemple A2. Mêmes notations que dans figure 5.1.

M_V	7.7
r_0 à 0.55 μm	9.1 cm
Strehl la FEP reconstruite	28.6%
Strehl de la FEP observée	24.4%

5.1.2 Exemples B: Sources moyennes et faibles observées dans un mauvais Seeing

Ce sont des données obtenues en mai 1998 avec le EBCCD dans de très mauvaises conditions du Seeing : 1.5 à 2 arcsec! La magnitude de la source de référence était 10 et 12. Le rapport de Strehl des FEP observées varie entre 4% et 10%. Le tableau 5.3 résume les conditions expérimentales et les résultats de la reconstruction. Comme la correction a été très partielle, j'ai pu estimer le bruit de mesure en BF. Il s'avère être beaucoup plus petit que celui en BO (voir graphe de gauche de la figure 4.11).

Le paramètre de Fried r_0 estimé en BF sur la variance des commandes du miroir est dans tous les cas inférieur à celui déterminé en BO à partir de la variance de l'angle d'arrivée (montré en parenthèses dans le tableau 5.3). Comme ce dernier correspond à un Seeing qui est meilleur que les valeurs de 1.5 à 2 arcsec obtenues avec le "DIMM"[2] , j'ai pris dans la reconstruction r_0 estimé sur les commandes modales du miroir de 3 à 25. Dans les figures 5.3 à 5.5, nous pouvons voir que la FTO reconstruite est sous-estimée de 20 à 30 % pour les exemples B1 et B2 à moyenne fréquence et plus dans le cas de l'exemple B3. J'ai calibré la OTF statique en prenant l'image da la source fibre. Cependant, utilisant la OTF idéale du télescope ou la OTF de l'image de la source fibre ne change pas la qualité du résultat de manière significative.

	Ex. B1	Ex. B2	Ex. B3
M_V (Magnitude)	10.3	10.3	11.7
Flux (e^-/ssp/trame) en BF/BO	40 / 34	39 / 29	19 / 15
r_0 à $0.55\mu m$ en BF (BO)	6.5 (10.0) cm	5.3 (10.0) cm	9.3 (10.8) cm
gain moyen	0.19	0.49	0.04
gain min - gain max	0.04 - 0.51	0.09 - 0.89	0.001 - 0.21
σ^2_ϵ à 0.55 μm	40.6 rd^2	47.4 rd^2	79.1 rd^2
$\hookrightarrow \sigma^2_{\epsilon_\parallel}$	30.8 rd^2	33.7 rd^2	73.7 rd^2
$\hookrightarrow \sigma^2_{\phi_\perp}$	9.8 rd^2	13.7 rd^2	5.4 rd^2
σ^2_n	32.7 rd^2	40.7 rd^2	68.3 rd^2
σ^2_r	2.2 rd^2	3.1 rd^2	1.2 rd^2
Strehl de la FEP observée	10.1 %	7.6 %	4.7 %
Strehl de la FEP reconstruite	9.4 %	6.2 %	3.0 %
FWHM de la FEP observée	0.″187	0.″199	0.″453
FWHM de la FEP reconstruite	0.″174	0.″170	0.″558

TAB. 5.3: Conditions expérimentales et résultats de la reconstruction sur les exemples B1, B2 et B3 des données de mai 98. Je montre r_0 estimé sur les commandes modales du miroir 3 à 25 et, entre parenthèses, r_0 estimé sur la variance de l'angle d'arrivée en BO.

[2]"Differential Image Motion Monitor"

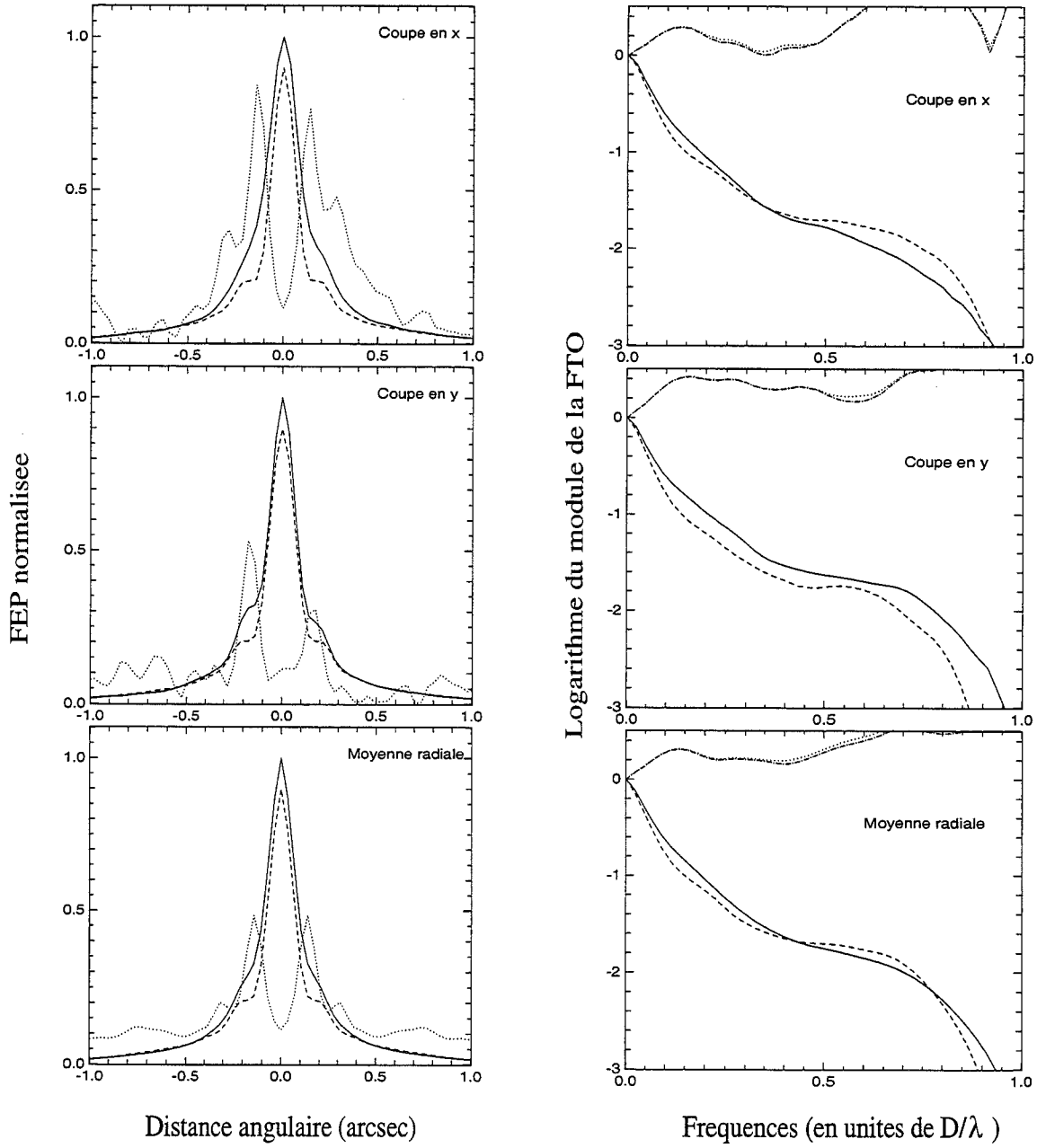


FIG. 5.3: Exemple B1. Même notations que dans la figure 5.1.

M_V	10.3
r_0 à 0.55 μm	6.5 cm
Strehl la FEP reconstruite	9.4 %
Strehl de la FEP observée	10.1%

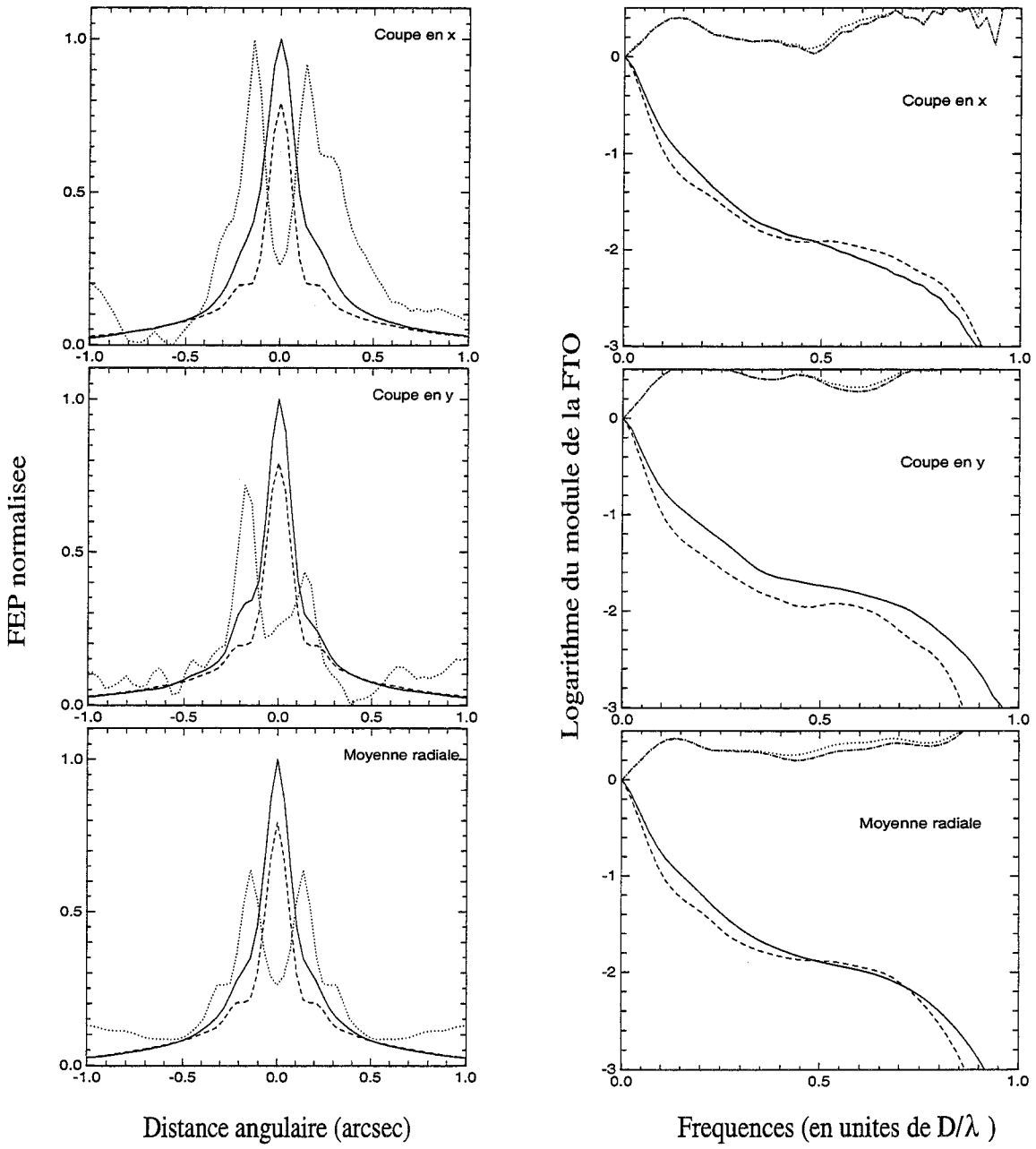


FIG. 5.4: Exemple B2. Même notations que dans la figure 5.1.

M_V	10.3
r_0 à 0.55 μm	5.3 cm
Strehl la FEP reconstruite	6.2 %
Strehl de la FEP observée	7.6%

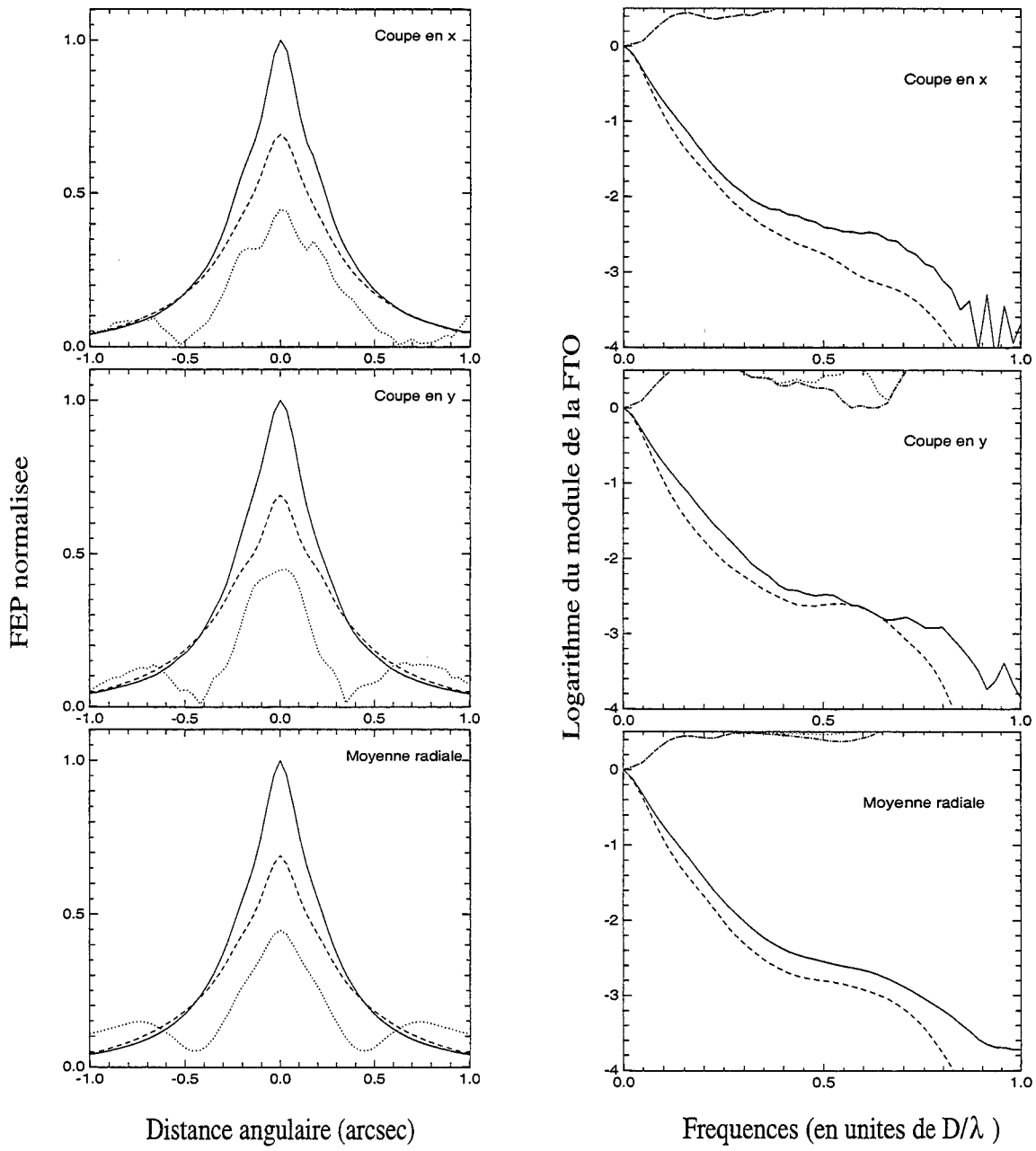


FIG. 5.5: Exemple B3. Même notations que dans la figure 5.1.

M_V	11.7
r_0 à 0.55 μm	9.3 cm
Strehl la FEP reconstruite	3.0 %
Strehl de la FEP observée	4.7%

5.1.3 Exemples C: Sources moyennes et faibles observées dans un bon Seeing

Ces données, qui ont été prises avec le EBCCD en octobre 1998, présentent des sources de référence entre 8 et 12 magnitudes. Le Seeing a été très bon: entre 0.6 et 0.7 arcsec et le rapport de Strehl des FEP observées varie entre 20 et 30%. Le tableau 5.4 résume les résultats de la reconstruction et les conditions observationnelles. Comme dans les exemples B, nous pouvons voir que r_0 estimé en BF est inférieur à celui déterminé en BO dont la valeur est montrée entre parenthèses. Cependant, cette fois-ci, c'est r_0 estimé en BO qui correspond aux conditions de Seeing de 0.6 à 0.7 arcsec. En examinant la variance des commandes du miroir, on s'aperçoit qu'on trouve la même valeur en n'appliquant l'ajustement de la variance turbulente qu'aux premiers modes. Pour la reconstruction, j'ai utilisé r_0 estimé en BF sur les modes 3 à 25.

Les figures 5.6 à 5.9 montrent les FEP reconstruites et observées ainsi que les FTM correspondantes. Dans les exemples C1 et C2, la FTM reconstruite est remarquablement bien ajustée à la FTM observée à basse fréquence ($D/\lambda \lesssim 0.4$) avec une différence inférieure à 10%, tandis qu'elle est surestimée à haute fréquence. Les rapports de Strehl des FEP reconstruites sont surestimés. La FTM de l'exemple C3 est surestimée de 20% à 40% à basse fréquence voire plus à haute fréquence. Dans ce cas, la reconstruction ne donne pas de résultat satisfaisant. L'erreur sur la FTO reconstruite de l'exemple C4 est inférieure à 15% à basse fréquence.

Nous pouvons constater que la FEP observée est très asymétrique, elle possède une aberration résiduelle visible au niveau du premier anneau de diffraction qui comme dans les exemples A1 et A2 ressemble à une coma triangulaire. Cependant, dans cet exemple, la position et l'intensité de cette aberration restent assez stables d'une image à l'autre.

Calibration de la FEP statique par une FEP observée et reconstruite

La FEP statique peut être calibrée soit en mesurant une source fibre placée dans le plan objet, soit en observant une source de référence naturelle suffisamment brillante, FEP_{ref} ([veran:97c]). Il n'a pas été pris une image de la source fibre, car la calibration est problématique dans le cas d'ADONIS à cause des flexions dans le télescope qui dépendent fortement de sa position. Ainsi la FEP_{sta} mesurée à une certaine position du télescope (par exemple au zénith au début de la nuit) ne correspond pas forcement à celle au moment de l'acquisition de la FEP. Cependant, comme l'aberration résiduelle au niveau de l'anneau de diffraction est stable en première approximation d'une image long temps de pose à une autre, j'ai appliqué la deuxième méthode de calibration.

En reprenant l'expression de la FTO long temps de pose, nous avons les deux relations suivantes,

$$\begin{aligned} FTO_{ref}(\vec{\rho}/\lambda) &= FTO_{sta}(\vec{\rho}/\lambda)\, e^{-\frac{1}{2}\bar{D}_{\phi_{ref}}(\vec{\rho})} \\ FTO_{rec}(\vec{\rho}/\lambda) &= FTO_{sta}(\vec{\rho}/\lambda)\, e^{-\frac{1}{2}\bar{D}_{\phi}(\vec{\rho})} \end{aligned} \tag{5.3}$$

Il est donc possible de calibrer la FTO_{sta} en comparant le terme atmosphérique à la FTO mesurée FTO_{ref} et nous pouvons déterminer la FTO reconstruite par,

$$FTO_{rec}(\vec{\rho}/\lambda) = FTO_{ref}(\vec{\rho}/\lambda)\, \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\bar{D}_{\phi}(\vec{\rho}) - \bar{D}_{\phi_{ref}}(\vec{\rho})\right)\right] \tag{5.4}$$

	Ex. C1	Ex. C2	Ex. C3	Ex. C4
M_V (Magnitude)	9.6	10.6	11.6	8.5
Flux moyen (e^- / ssp / trame)	14.7	7	4.5	25
r_0 à 0.55 μm	12.7 (16.0) cm	12.3 (14.7) cm	14.7 (18.3) cm	12.7 (16.9) cm
gain moyen	0.18	0.09	0.08	0.27
gain min - gain max	0.04-0.39	0.03-0.3	0.1-0.26	0.1-0.44
σ^2_ϵ à 0.55 μm	16.6 rd^2	23.1 rd^2	20.9 rd^2	20.8 rd^2
$\hookrightarrow \sigma^2_{\epsilon_\parallel}$	13.1 rd^2	19.9 rd^2	18.4 rd^2	17.6 rd^2
$\hookrightarrow \sigma^2_{\phi_\perp}$	3.5 rd^2	3.2 rd^2	2.5 rd^2	3.2 rd^2
σ^2_n	49.4 rd^2	128.1 rd^2	179.8 rd^2	33.0 rd^2
σ^2_r	0.7 rd^2	0.7 rd^2	0.6 rd^2	0.67rd^2
Strehl de la FEP observée	31.3 %	21.6 %	19.9 %	26.3 %
Strehl de la FEP reconstruite	36.1 %	25.6 %	29.1 %	31.0 %
FHWM de la FEP observée	0.″144	0.″169	0.″178	0.″159
FWHM de la FEP reconstruite	0.″132	0.″147	0.″144	0.″149

TAB. 5.4: Conditions expérimentales et résultats de la reconstruction sur les exemples C1, C2, C3 et C4 des données d'octobre 98. Je montre r_0 estimé sur les commandes modales du miroir 3 à 25 et, entre parenthèses, r_0 estimé sur la variance de l'angle d'arrivée en BO.

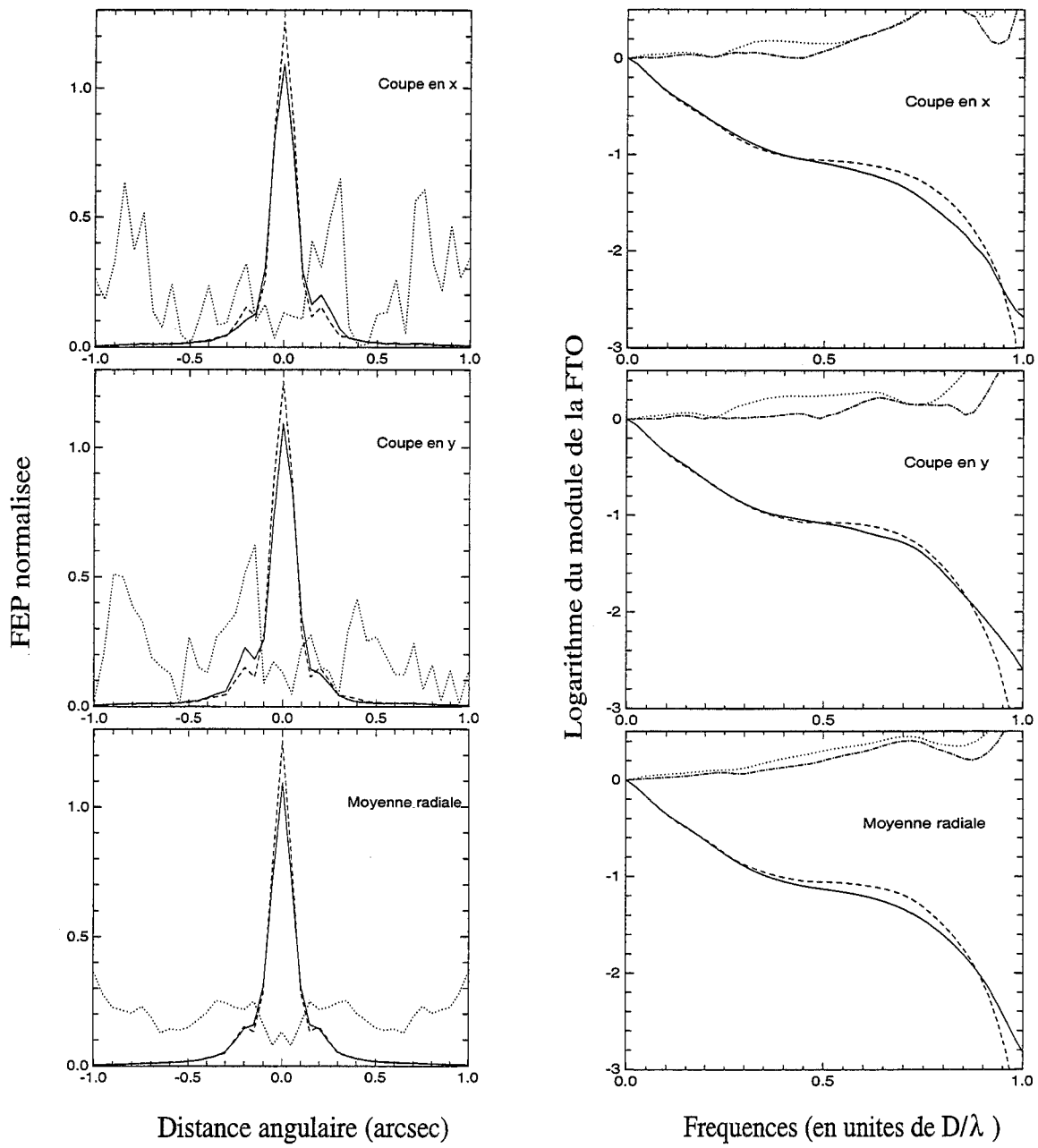


FIG. 5.6: Exemple C1. Même notations que dans figure 5.1.

M_V	9.6
r_0 à 0.55 μm	12.7 cm
Strehl la FEP reconstruite	36.1 %
Strehl de la FEP observée	31.3%

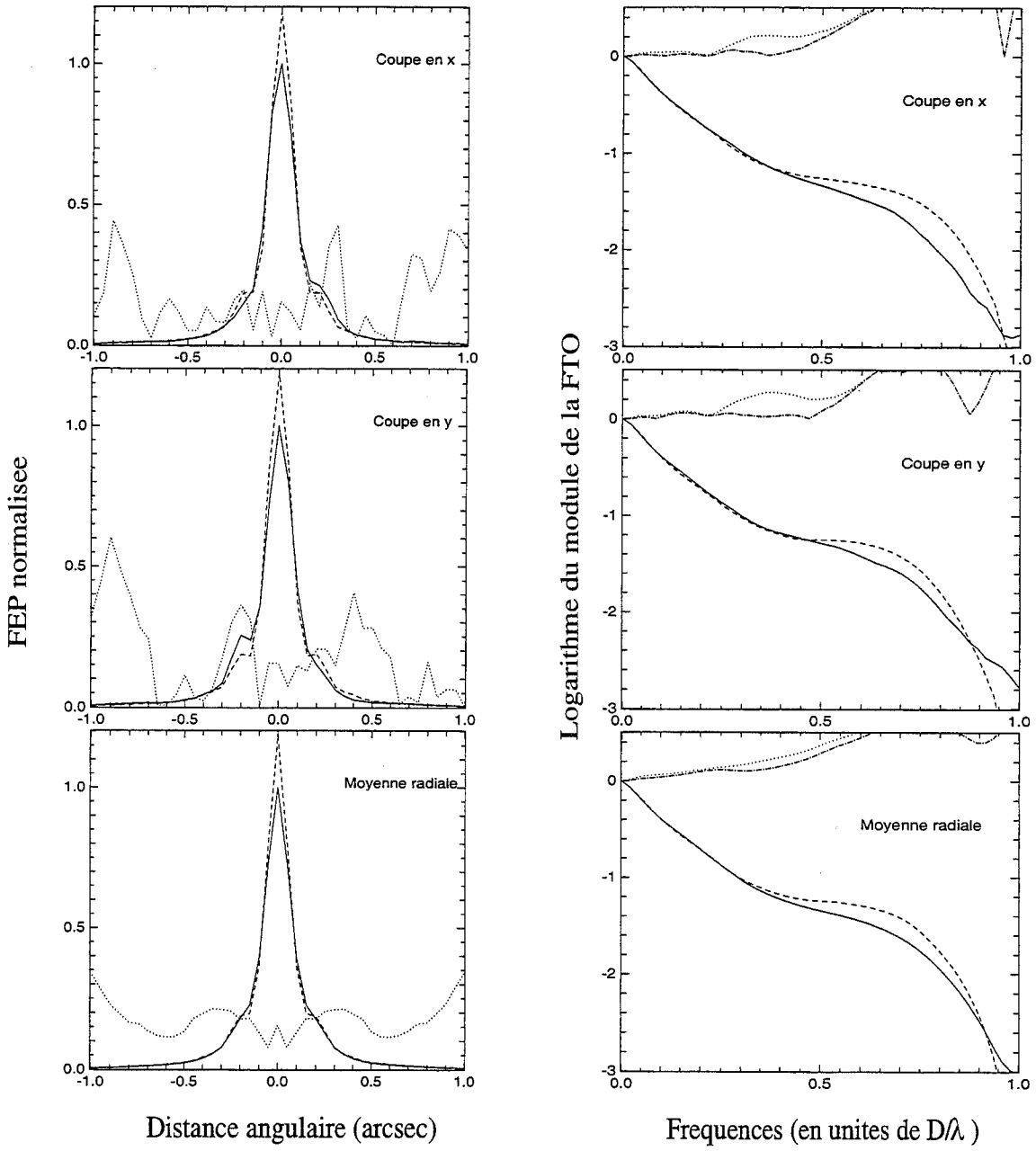


FIG. 5.7: Exemple C2. Même notations que dans figure 5.1.

M_V	10.6
r_0 à 0.55 μm	12.3 cm
Strehl la FEP reconstruite	25.6 %
Strehl de la FEP observée	21.6%

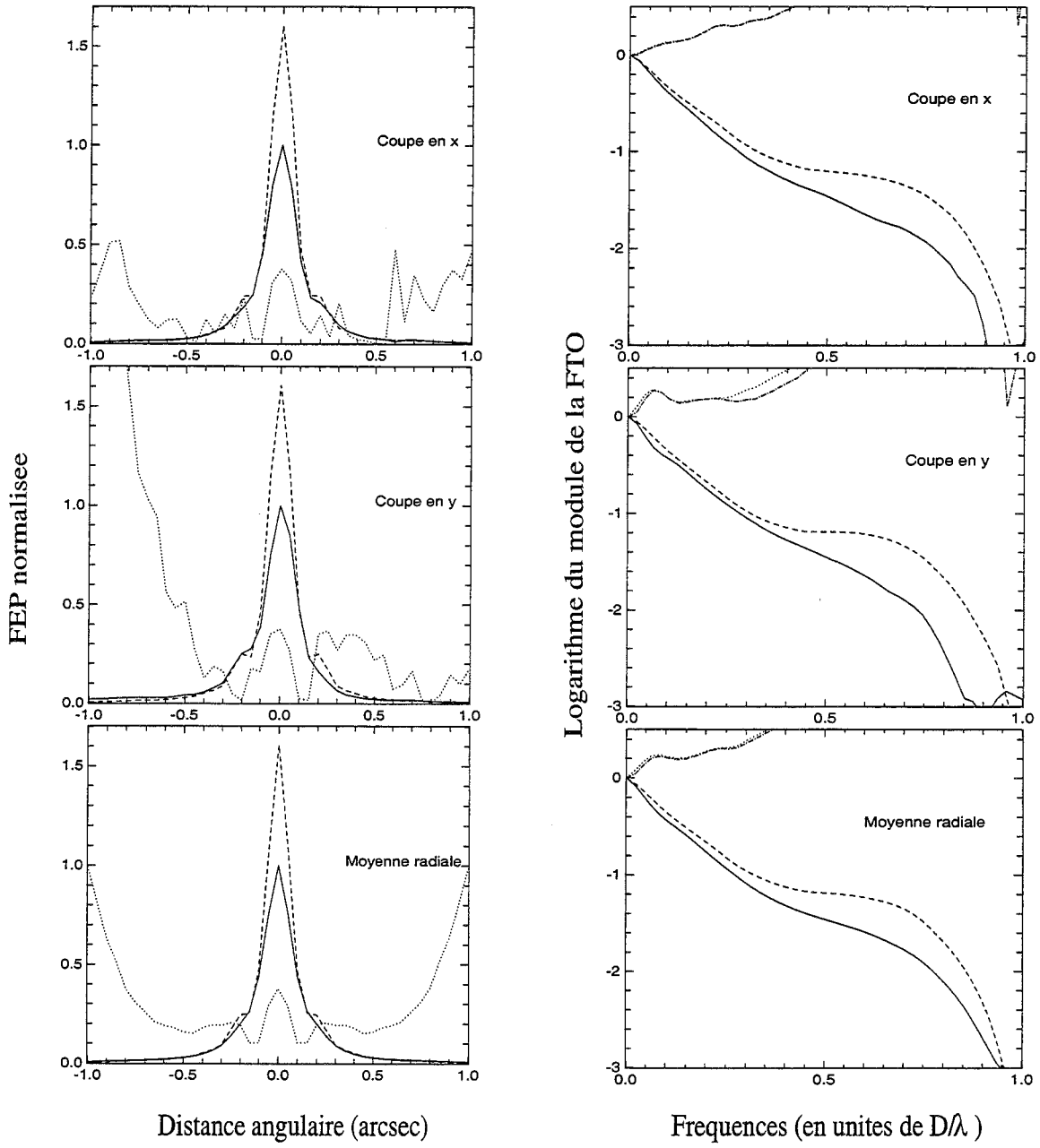


FIG. 5.8: Exemple C3. Même notations que dans figure 5.1.

M_V	11.6
r_0 à 0.55 μm	14.7 cm
Strehl la FEP reconstruite	29.1 %
Strehl de la FEP observée	18.1%

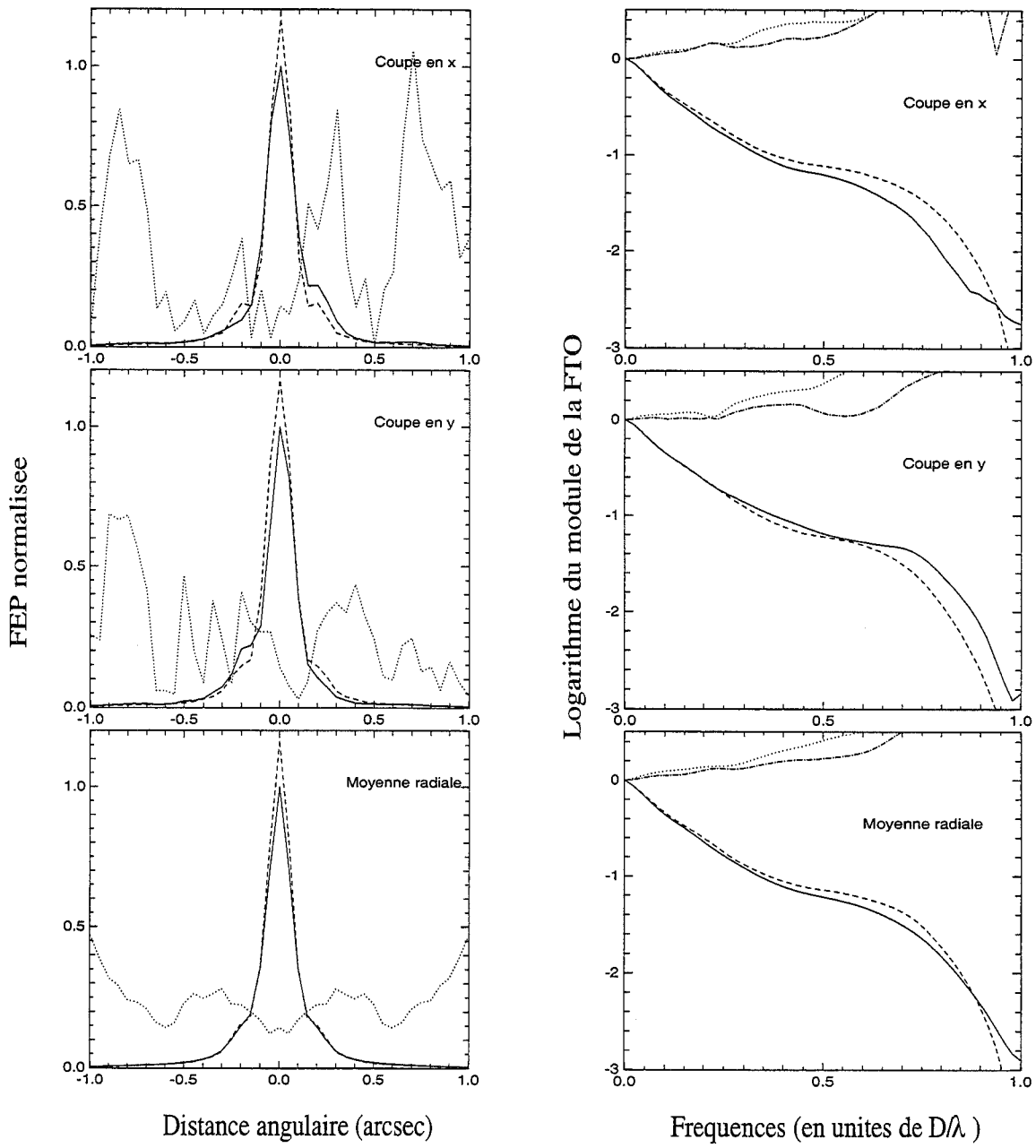


FIG. 5.9: Exemple C4. Même notations que dans figure 5.1.

M_V	8.5
r_0 à 0.55 μm	12.7 cm
Strehl la FEP reconstruite	31.0 %
Strehl de la FEP observée	26.5%

J'ai utilisé la FEP C1 comme source de calibration pour la reconstruction des FEP C2, C3 et C4. La figure 5.10 montre le résultat pour la FEP C2. La différence relative entre FTO reconstruite et observée est principalement diminuée à haute fréquence, mais reste du même ordre à basse fréquence. Le rapport de Strehl et l'asymétrie sont bien reproduits et l'erreur moyenne sur la FEP reconstruite est entre 5 et 10%. Les figures 5.11 et 5.12 montrent les résultats pour les FEP C3 et C4. On peut voir que la FEP C3 n'est pas bien estimée (bien que l'estimation soit un peu améliorée), car le terme atmosphérique n'est pas correctement reconstruit. La FEP C4, par contre, est un peu mieux estimée en calibrant la reconstruction avec l'observation d'une FEP. Le tableau 5.5 compare les rapports de Strehl et les largeurs à mi-hauteur entre FEP observée et FEP reconstruite et calibrée.

	Ex. C2	Ex. C3	Ex. C4
Strehl de la FEP observée	21.6 %	19.9 %	26.3 %
Strehl de la FEP reconstruite / calibrée	21.6 %	24.7 %	27.1 %
FHWM de la FEP observée	0.″169	0.″178	0.″159
FWHM de la FEP reconstruite / calibrée	0.″160	0.″156	0.″162

TAB. 5.5: Comparaison des rapports de Strehl et largeurs à mi-hauteur entre la FEP observée et la FEP reconstruite dont la FEP statique a été calibrée par l'observation et la reconstruction d'une autre FEP (C1) pour les données d'octobre 98.

5.2 Discussion

5.2.1 Limites de la reconstruction et sources d'erreurs

A partir des exemples de reconstruction de la FEP que j'ai présentés dans la section précédente, nous avons pu voir que la FTO reconstruite est bien ajustée à basse fréquence pour une bonne correction de l'optique adaptative dans le cas des exemples C1, C2 et C4 (l'erreur est plus grande pour A1 et A2), mais nous avons pu également constater:

- une limitation de la méthode due à la présence d'une aberration résiduelle dans le cas d'une bonne correction (A1 et A2, C1 - C4). Tandis qu'elle reste assez stable d'une image long temps de pose à une autre pour C1 - C4, elle est inversée dans une direction dans le cas de A1 et A2. Quand elle reste stable, il est possible de calibrer cette aberration par l'observation et la reconstruction d'une deuxième FEP (C2b et C4b).
- une sous-estimation de la FTO dans le cas d'un très mauvais Seeing et une correction très partielle (B1-B3)
- une surestimation de la FTO quand le flux sur l'ASO devient trop faible (C3)

Dans cette section, je regarde plus précisément les limites de la reconstruction de la FEP et je discute les différentes sources d'erreur qu'il peut y avoir. D'une part, il peut y avoir un manque de précision sur l'estimation du bruit et du r_0. D'autre part, il est possible que certaines hypothèses faites pour calculer la FTO long temps de pose ne soient pas justifiées. Je les rappelle,

- une bande passante du système de correction suffisamment large

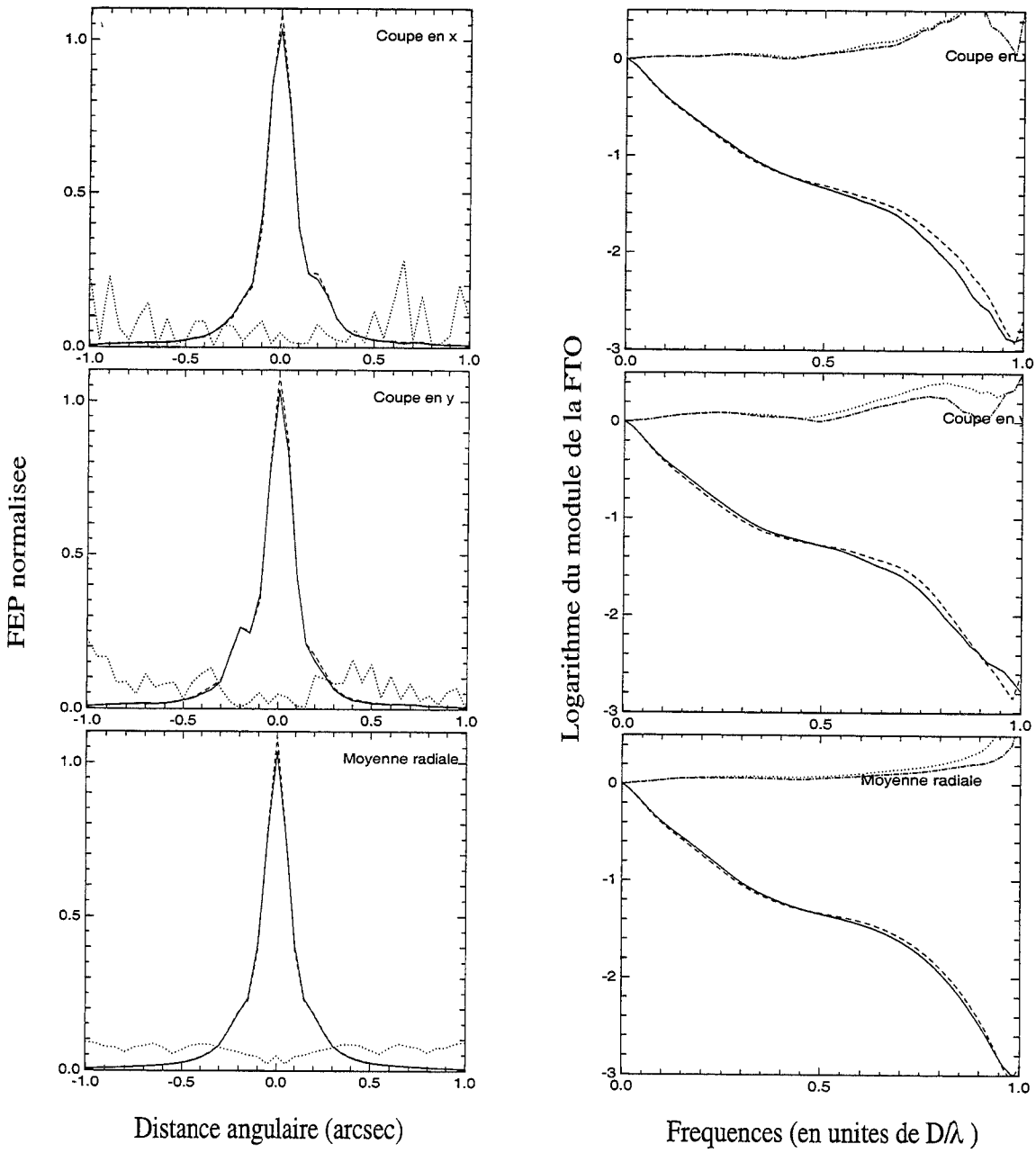


FIG. 5.10: Exemple C2b. Calibration de la FEP statique par la FEP C1 observée et reconstruite. Même notations que dans figure 5.1.

M_V	10.6
r_0 à 0.55 μm	12.3 cm
Strehl la FEP reconstruite	21.8 %
Strehl de la FEP observée	21.6%

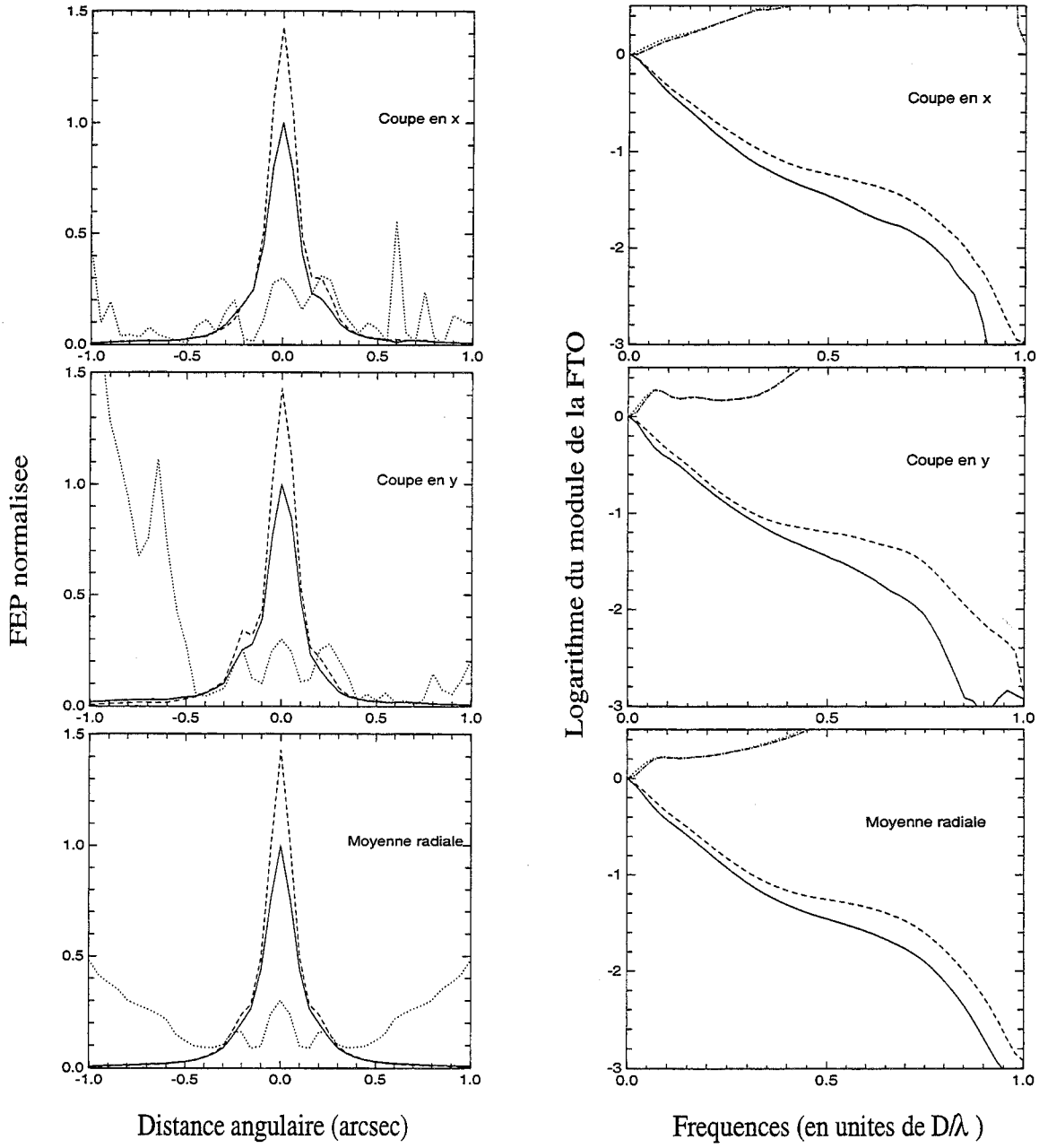


FIG. 5.11: Exemple C3b. Calibration de la FEP statique par la FEP C1 observée et reconstruite. Même notations que dans figure 5.1.

M_V	11.4
r_0 à 0.55 μm	14.7 cm
Strehl la FEP reconstruite	29.1 %
Strehl de la FEP observée	18.1%

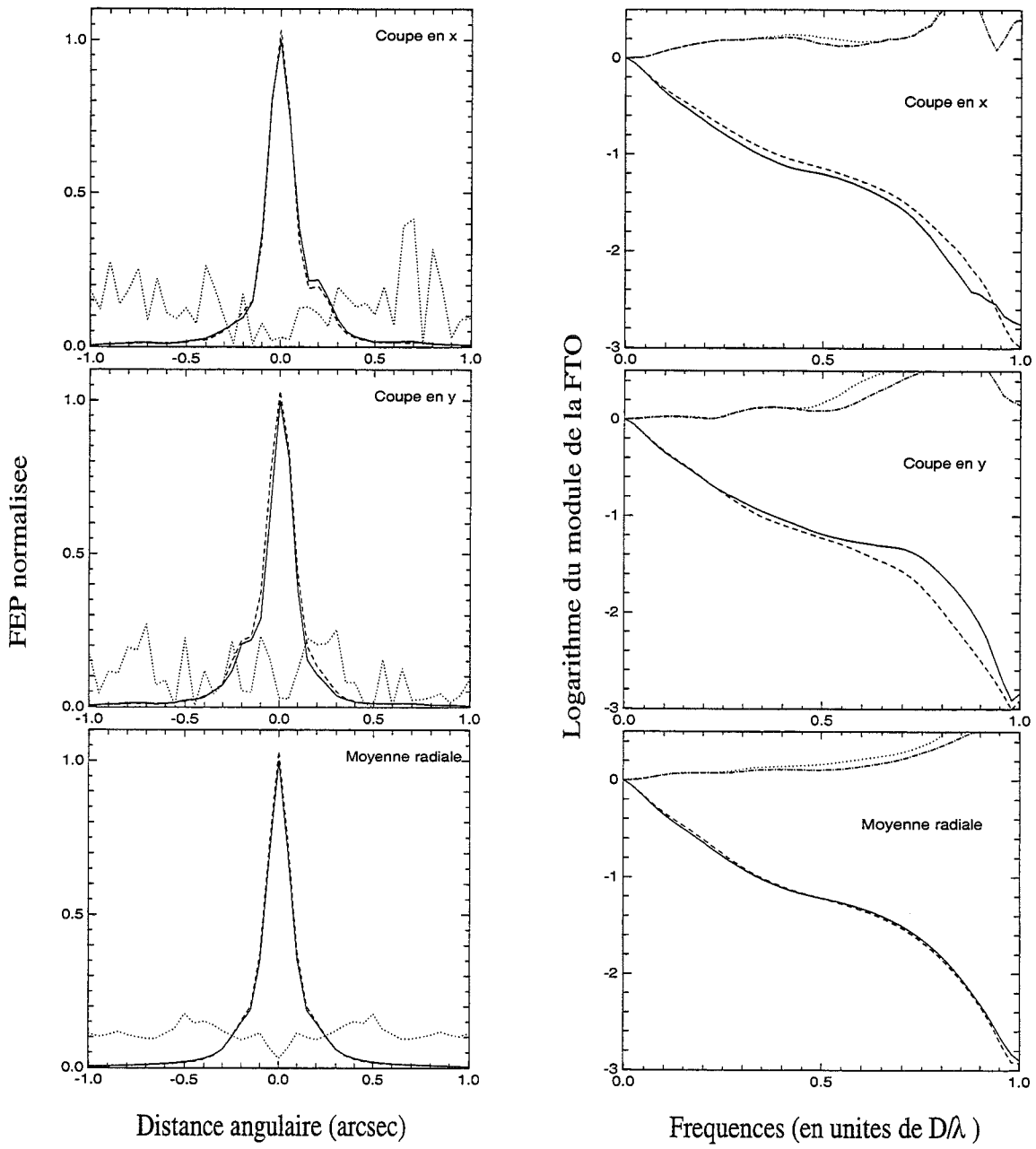


FIG. 5.12: Exemple C4b. Calibration de la FEP statique par la FEP C1 observée et reconstruite. Même notations que dans figure 5.1.

M_V	8.5
r_0 à 0.55 μm	12.7cm
Strehl la FEP reconstruite	27.1 %
Strehl de la FEP observée	26.5%

- une turbulence de Kolmogorov
- une statistique gaussienne
- la stationnarité de la fonction de structure de phase (spatiale et temporelle)

En plus de ces points, il y a le manque de précision sur les fonctions d'influence estimée à environ 5 à 10 % et l'incertitude sur l'unité physique des commandes du miroir. Il est possible de déterminer celle-ci à l'aide de la matrice d'interaction, qui donne le déplacement sur l'ASO en pixel quand une unité est appliquée à un actionneur, et les caractéristiques de l'ASO comme la focale et la taille du pixel, qui permettent de traduire l'unité du pixel en unité de différence de radian de phase. Cependant, la focale est une valeur qui souvent n'est pas bien connue. Ceci est surtout le cas pour le EBCCD pour lequel j'ai pu trouver au moins trois valeurs différentes.

La précision sur le biais du bruit de mesure

La covariance des modes de la phase résiduelle est biaisée par le bruit de mesure. Comme il est important que l'estimation de ce biais soit bonne, je cherche maintenant à connaître la précision sur la FEP reconstruite dans le cas où la seule source d'erreur est le manque de précision sur le biais du bruit de mesure. Nous avons vu dans la section 4.5 que la précision sur l'estimation de ce biais est de l'ordre de 7 à 8%. J'ai donc simulé 1000 tirages aléatoires d'un biais dont la moyenne est l'écart-type estimé et dont la déviation standard est de 8%. Ensuite, je les ai soustraits de la covariance de mesures de l'exemple C1. La figure 5.13 montre la fonction de structure moyenne et les barres d'erreur (1σ) dans le graphique de gauche. Les graphiques du centre et de droite montrent respectivement la FTM et la FEP correspondantes. On trouve pour cet exemple, que le rapport de Strehl est de 36.1± 3%.

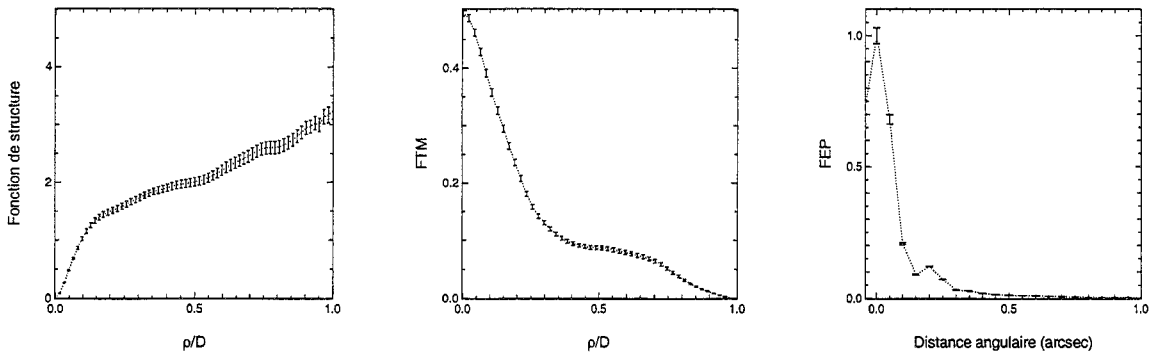


FIG. 5.13: Ces figures montrent la précision sur la fonction de structure de phase (à gauche), la FTM (au centre) et la FEP (à droite) dans le cas où la seule source d'erreur est le manque de précision du biais du bruit de mesure.

Une bande passante trop faible

L'hypothèse d'une bande passante élevée intervient dans l'estimation de r_0 à l'aide de la variance des commandes du miroir (voir section 4.6.3). Quand les gains sont faibles, c'est-à-dire lorsque la bande passante du système de correction devient plus petite que la fréquence de coupure des densités spectrales des modes turbulents S_{aa} et S_{rr}, l'approximation faite pour aboutir à l'équation 4.55 n'est plus justifiée. Comme la variance des commandes du miroir devient plus petite que celle des modes turbulents, nous allons surestimer r_0. Dans le cas des

exemples B, nous avons vu que r_0 en BF est plus petit qu'en BO, autant pour des gains forts que pour des gains faibles . Cela ne peut pas être dû à une bande passante trop petite. Néanmoins, il est intéressant de noter que pour les gains faibles, r_0 est de l'ordre de 9 cm tandis qu'il est de 5 à 6 cm lorsque les gains sont forts. Dans l'exemple C3, la FTO est surestimée, mais comme les gains sont les mêmes que dans l'exemple C2, qui est bien reconstruite, ils ne peuvent pas expliquer l'erreur de reconstruction.

La bande passante doit être aussi suffisamment grande pour justifier les approximations que nous avons faites pour calculer la covariance des modes résiduels $\mathcal{C}_{\epsilon\epsilon}$ qui, comme nous l'avons déjà vu, consiste à négliger, dans l'équation 4.21,

$$\mathcal{E}_{ij} = 2 \int H_{cor}(g_i, \nu) \left(S_{a_i r_j}(\nu) + S_{r_i r_j}(\nu) \right) d\nu \tag{5.5}$$

Si les gains sont trop faibles, l'approximation n'est plus justifiée et $\mathcal{C}_{\epsilon\epsilon}$ sera surestimé. Cela pourrait en partie expliquer l'erreur dans la reconstruction de la FEP pour les exemples B1 à B3. Pour pouvoir estimer le terme intégral, il faut connaître $S_{a_i r_j}(\nu)$ et $S_{r_i r_j}(\nu)$, c'est-à-dire les caractéristiques temporelles de la turbulence. Comme il est difficile d'estimer l'importance de ce terme en fonction du gain, j'estime sa valeur maximale en supposant que $S_{a_i r_j} \approx S_{r_i r_j}$ et que $H_{cor} = 1/2$, c'est-à-dire que la moitié de l'énergie est filtrée. Ainsi, nous avons $\mathcal{E}_{ij} = 2\mathcal{C}_{r_i r_j}$. La figure 5.14 montre, pour l'exemple B3, en ligne continue, la FTO reconstruite, supposant que $\mathcal{E} = 0$ et, en ligne discontinue, la FTO reconstruite, supposant que $\mathcal{E}_{ij} = 2\mathcal{C}_{r_i r_j}$. On constate que la différence est petite et qu'elle ne peut pas expliquer la différence entre FTO reconstruite et FTO observée montrée en ligne pointillée. En réalité, la différence entre les FTO serait encore plus petite. Elle est probablement même négligeable, car, lorsque les gains sont trop faibles et r_0 est surestimé, le terme $\mathcal{C}_{rr}$ qui est calibré par $(D/r_0)^{5/3}$ est lui sousestimée. Donc, le terme intégral qu'on néglige dans le calcul de $\mathcal{C}_{\epsilon\epsilon}$ diminuera ce dernier dans un calcul rigoureux, tandis qu'on augmentera $\mathcal{C}_{\epsilon\epsilon}$ en prenant le vrai r_0. Pour savoir quel effet est plus important, négliger le terme intégral ou sousestimer $\mathcal{C}_{rr}$, il faudrait faire une étude plus profonde. Pour les résultats de la reconstruction de la FEP présentés ici en tout cas, le problème de la bande passante est négligeable devant d'autres sources d'erreur.

Stationnarité de la fonction de structure de phase

Nous pouvons aussi évoquer l'hypothèse de la stationnarité de la fonction de structure de phase comme source d'erreur dans la reconstruction de la FEP. Dans les exemples B, la FTO observée est la somme de 10 images acquises pendant un intervalle de 10 minutes, chaque image possédant un temps d'intégration de 5 secondes. Dans le modèle de la reconstruction, la FTO est déterminée à partir de la fonction de structure moyennée sur tout le cube de données. Si cette fonction de structure n'est pas stationnaire dans le temps (à cause d'un changement du Seeing par exemple), il est possible que la FTO soit sousestimée. Pour vérifier cette hypothèse, j'ai calculé les fonctions de structure d'une phase partiellement corrigée pour 10 différentes conditions du Seeing (correspondant à des valeurs de r_0 comprises entre 5 et 8.5 cm). J'ai supposé que les 50 modes corrigés sont les premiers polynômes de Zernike et que la turbulence peut être décrite par la covariance de Noll. Pour reproduire le cas d'une correction très partielle, je suppose que seulement une fraction de la covariance de Noll est corrigée. Dans la figure 5.15, je compare la moyenne des FTO calculées à partir des fonctions de structure $D_{\phi_i}(\vec{\rho})$,

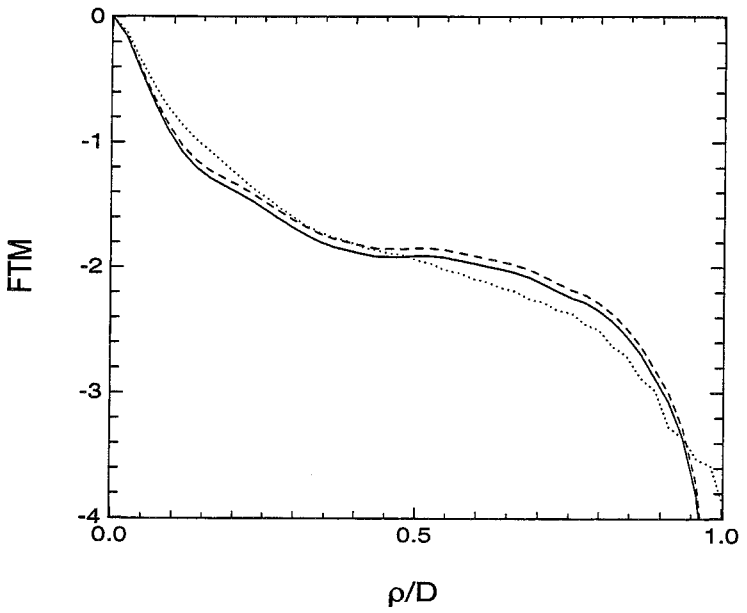


FIG. 5.14: Cette figure montre en ligne continue une FTM reconstruite en supposant que l'hypothèse de la bande passante est justifiée et en ligne discontinue une FTM reconstruite en supposant que la bande passante est très faible (voir texte). La ligne pointillée présente la FTM observée.

$$FTO_1 = \left\langle \exp\left\{-\frac{1}{2}D_{\phi_i}(\vec{\rho})\right\}\right\rangle_i FTO_{tel}(\vec{\rho}/\lambda) \tag{5.6}$$

à la FTO déterminée à partir de la fonction de structure moyenne $< D_{\phi_i}(\vec{\rho}) >_i$,

$$FTO_2 = \exp\left\{-\frac{1}{2}\langle D_{\phi_i}(\vec{\rho})\rangle_i\right\} FTO_{tel}(\vec{\rho}/\lambda) \tag{5.7}$$

Nous pouvons voir que $FTO_2 < FTO_1$, surtout à haute fréquence et que le rapport de Strehl est sousestimé de 20%. Cependant, la différence à basse fréquence est moins grande que celle dans les figures 5.3 et 5.5. Une fonction de structure non stationnaire pourrait alors contribuer en partie à l'erreur dans la reconstruction de la FEP dans les exemples B, mais ne peut pas l'expliquer complètement.

Le calcul du centre de gravité

On calcule le centre de gravité après avoir appliqué un seuillage à l'image de l'ASO. Je cherche maintenant à savoir, si, ce seuillage et le champ optique restreint d'une sous-pupille peuvent introduire des biais dans le calcul du centre de gravité. Je prends deux cas particuliers: celui d'un très mauvais Seeing (éclatement éventuel des images ASO en tavelures et grande excursion du centre de gravité de l'image en BO) et le cas où le flux sur une sous-pupille devient très faible. Le centre de gravité de l'image d'une sous-pupille est lié au basculement local de la phase et cette relation est, en théorie, indépendante de la position et de la forme de la tache.

Premier cas particulier: (très) mauvais Seeing:

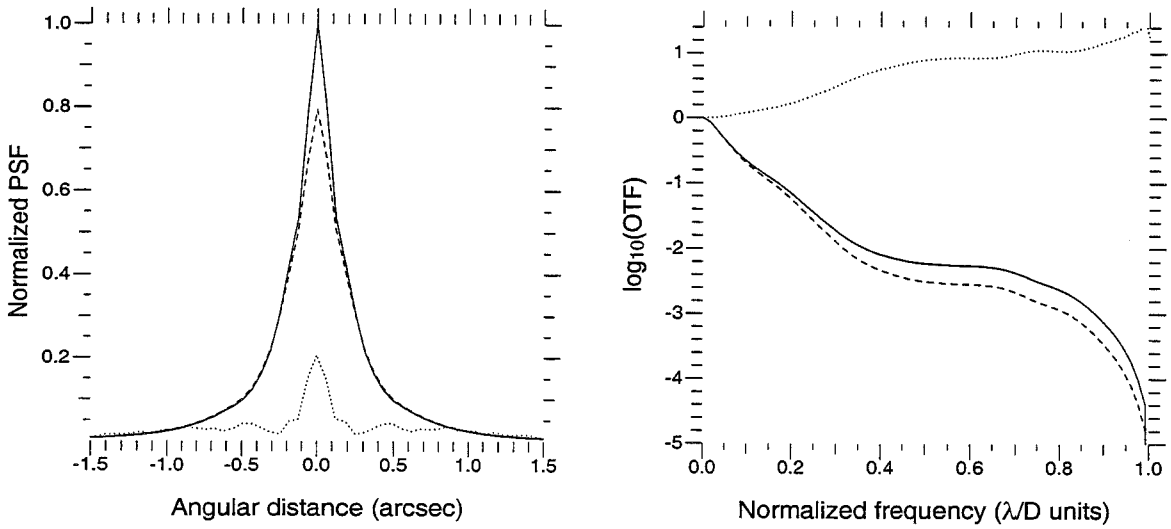


FIG. 5.15: La figure de droite montre en ligne continue le logarithme de la FTO moyenne FTO_1 et en ligne discontinue le logarithme de FTO_2 qui est la FTO de la fonction de structure moyenne. La ligne pointillée présente la différence relative. La figure de gauche montre les FEP correspondantes.

Lorsque le Seeing devient trop important pour que le champ optique au foyer d'une sous-pupille soit plus petit que celui défini par la largeur de la tache et son excursion, il est probable que nous introduisions un biais dans le calcul de l'angle d'arrivée. Prenons par exemple une valeur de 6 cm pour r_0. La FWHM d'une image long temps de pose sur une sous-pupille de 51.4 cm serait alors 2 arcsec à la longueur d'onde de 0.6 μm et d'après l'équation 4.47, la variance de l'angle d'arrivée serait de $\sigma_a^2 = 0.33\, arsec^2$. En supposant que l'excursion du centre de gravité de la tache est dans l'intervalle $[-3\sigma_a, +3\sigma_a]$, le champ nécessaire serait alors

$$2\, FWHM + 6\, \sigma_a \approx 7\, arcsec \tag{5.8}$$

ce qui est plus large que le champ optique de l'ASO d'ADONIS de 6 arcsec (pour le EBCCD). Ceci introduit alors un biais dans le calcul du centre de gravité. Ce biais est corrélé (anti-corrélé) avec l'angle d'arrivée, car plus celui-ci est grand, plus la tache sort facilement du support de la sous-pupille et plus le centre de gravité est sousestimé. Cet effet doit être alors plus important en BO qu'en BF et pourrait expliquer que r_0 soit surestimé en BO. De plus, non seulement une partie de la tache peut être coupée, mais cette partie influence éventuellement (si la sous-pupille ne se trouve pas au bord de la pupille du télescope) le centre de gravité de l'image de la sous-pupille voisine: il y a un chevauchement des taches. Le fait que pour le données des exemples B le bruit estimé en BO est plus grand qu'en BF (voir le graphe gauche de la figure 4.11) appuie cette hypothèse. Cependant, cela n'explique pas que la variance de la phase résiduelle en BF est surestimée pour ces données.

Deuxième cas particulier: faible flux

Dans l'exemple C3, nous avons vu que la FTO reconstruite est surestimée. D'après le tableau 5.3, le flux moyen sur chaque sous-pupille et par trame est de 4.5 photoélectrons. Il se peut alors que certaines sous-pupilles ne reçoivent que 1 ou 2 photoélectrons de temps en temps voire aucun flux. Le centre de gravité est donc mal estimé dans ce cas et est même égal

à zéro quand le flux est nul! Ceci expliquerait que la variance des pentes est sous-estimée et que le rapport de Strehl de la FEP reconstruite est trop bon. La figure 5.16 montre le nombre de fois (sur 2048 mesures) que le flux sur une sous-pupille est nul (ligne discontinue) ou de moins de 3 photoélectrons (ligne continue). On constate une forte probabilité d'avoir aucun ou seulement 1,2 photoélectrons .

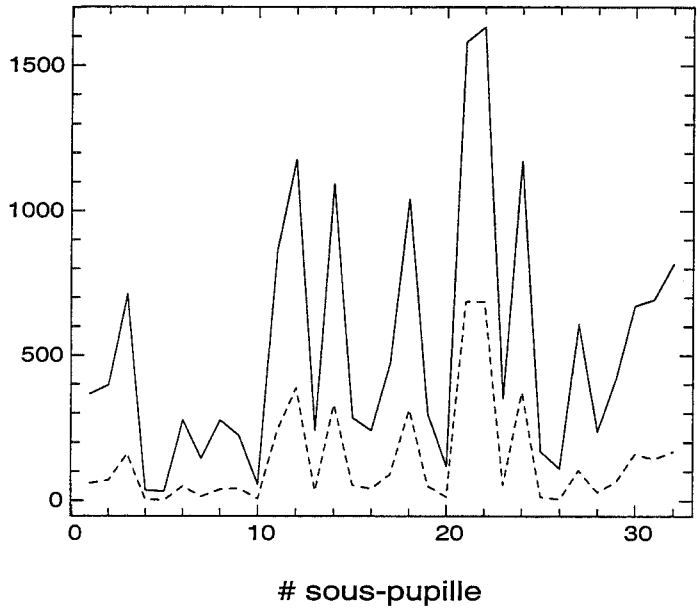


FIG. 5.16: Occurrence d'un flux nul (ligne discontinue) ou d'un flux inférieur à 3 photoélectrons en fonction de la sous-pupille sur 2048 mesures pour l'exemple C3.

Turbulence locale et non-stationnaire

Dans l'algorithme de reconstruction, nous avons fait l'hypothèse que la phase résiduelle suit une statistique gaussienne. Pour pouvoir estimer la contribution de hauts modes non-corrigés, nous avons supposé qu'ils suivent une turbulence de Kolmogorov. Du fait que la phase est une variable aléatoire gaussienne, la FTO reconstruite est réelle et sa FEP centro-symétrique.

Cependant, en examinant les images des FEP observées, on aperçoit au niveau du premier anneau de diffraction une aberration non corrigée par le système d'optique adaptative. Cette aberration, bien connue par les observateurs d'ADONIS, ressemble la plupart du temps à une aberration du type coma triangulaire. L'explication la plus immédiate est qu'elle fait partie des *aberrations cachées* qui, comme je l'ai déjà mentionné auparavant, ont leur origine soit dans la voie infrarouge, soit dans la voie ASO. Elles ne sont donc pas corrigées par le système ou corrigées à tort.

La figure 5.17 montre deux séries de 10 images successives avec un temps d'intégration de 2 secondes, chacune correspondant aux exemples A1 et A2. On peut voir que l'aberration n'est pas statique, mais varie aléatoirement en intensité et en position. L'évolution est lente par rapport à l'évolution temporelle d'une turbulence atmosphérique. De plus, en comparant dans la figure 5.18 deux FEP successives, A1 et A2, correspondant à un temps total d'intégration de 20 secondes, on remarque que l'aberration est inversée dans une direction. Il semble difficile d'expliquer une telle différence dans la structure de l'image long temps de pose et une telle

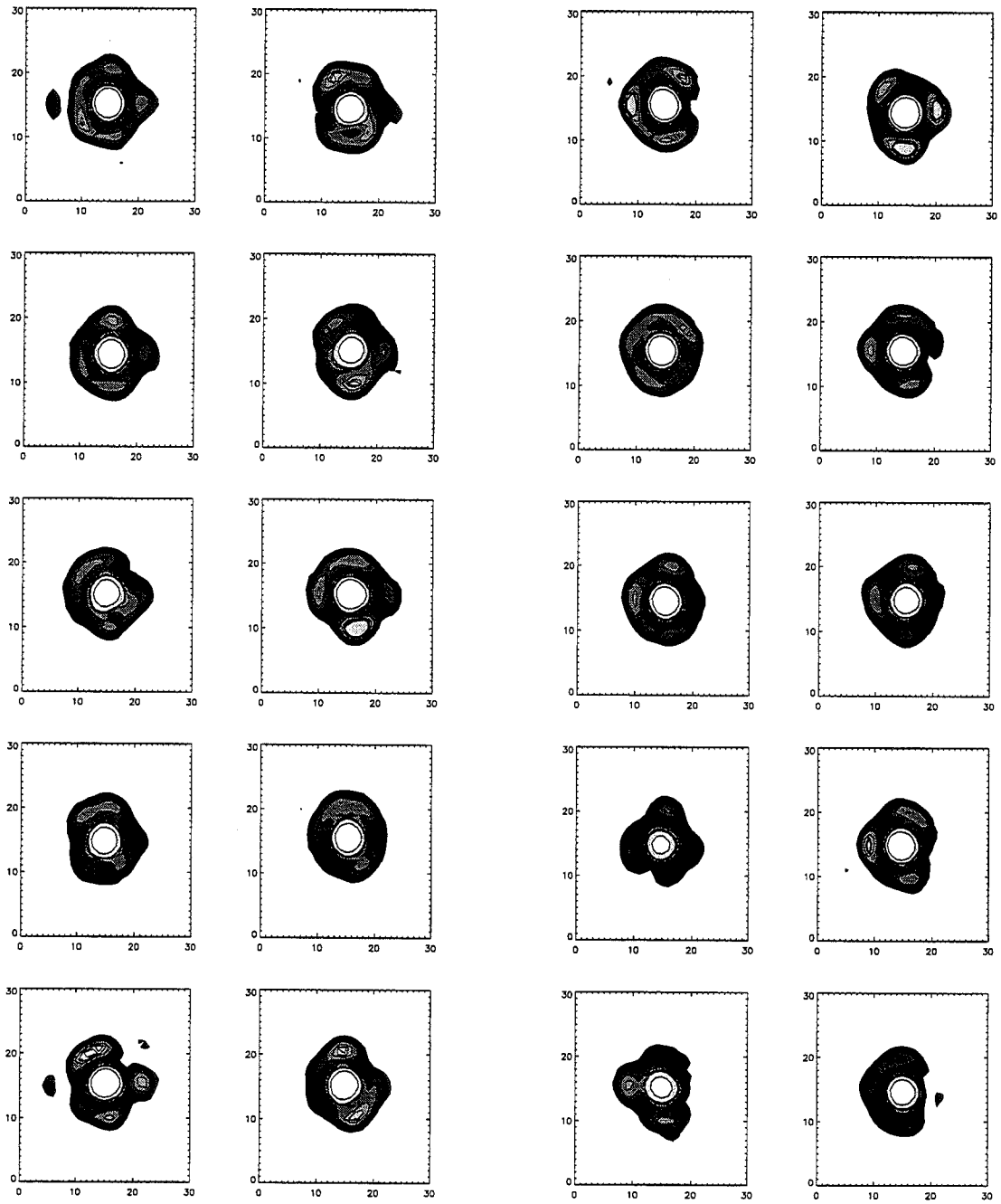


FIG. 5.17: Contours des images d'un temps d'intégration de 2 secondes qui forment la FEP long temps de pose A1 (figures à gauche) et A2 (figures à droite).

variation de cette structure dans un cube d'images par des aberrations cachées, plutôt de nature statique.

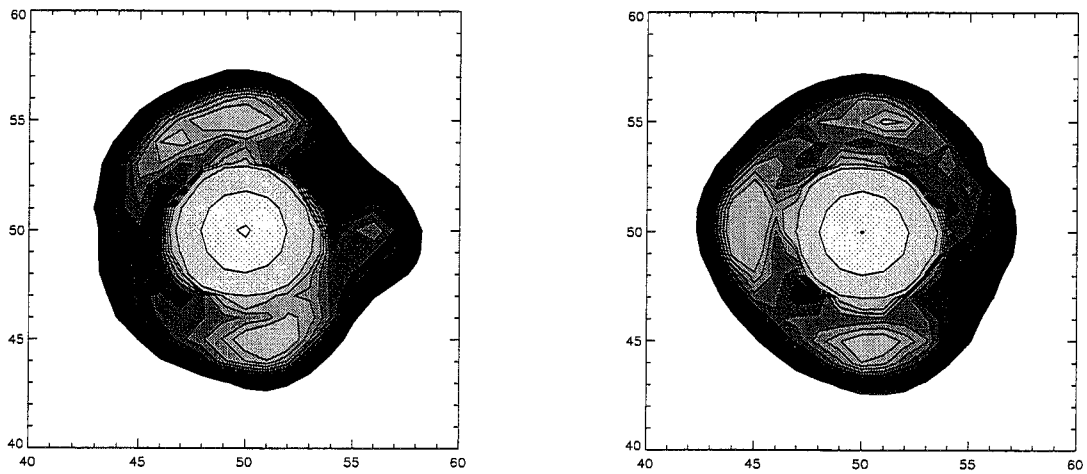


FIG. 5.18: Ces figures montrent les contours de deux FEP, chacune d'un temps d'intégration de 20 secondes, qui ont été observées à 30 minutes d'écart.

Cette aberration résiduelle dans l'image qui ne peut pas être reproduite par le modèle doit alors être (au moins en partie) une variable aléatoire possédant une statistique non-stationnaire. Les images de la figure 5.17 et le fait que le temps de corrélation des données de novembre 1997 est de l'ordre de la demi seconde montrent que son évolution est lente. Comme il est difficile de s'imaginer comment une turbulence atmosphérique peut créer une aberration non-stationnaire avec un temps d'évolution aussi lent, il est possible qu'elle soit due à une turbulence locale située par exemple au dessus du miroir primaire. Il est bien connu que le télescope de 3.6m possède un Seeing local dans le dôme et dans le télescope, malgré les efforts pour le diminuer[3] ([guisard:96]).

La figure 5.19 montre la variance des commandes du miroir σ_m^2 (ligne continue et cercles) comparée à la variance des coefficients modaux $\sigma_a^2 + \sigma_r^2$ qui suivent une turbulence de Kolmogorov (ligne discontinue et croix). Dans le graphique de gauche, l'ajustement de $\sigma_a^2 + \sigma_r^2$ est fait avec $r_0 = 14$ cm (valeur en BF sur les modes 3 à 25) et celui de droite avec $r_0 = 19$ cm (même valeur qu'en BO). Nous pouvons voir que l'ajustement est bon pour les modes 3 à 5 quand on prend une valeur de $r_0 = 19$ cm, mais qu'il est meilleur pour les modes 11 à 25 avec une valeur de $r_0 = 14$ cm. L'ajustement par les deux valeurs de r_0 est à peu près équivalent pour les modes 6 à 9. La variance de la commande modal 10, par contre, est trop importante, indépendamment de l'ajustement. En général, les gains sont plus petits pour les modes 10 à 25 que pour les premiers modes et r_0 ainsi estimé devrait tendre à être surestimé plutôt que sousestimé. Une différence des gains ne peut donc pas expliquer ce comportement. Pour montrer comment l'estimation de r_0 dépend de l'ensemble de modes sur lequel on fait l'ajustement, je présente dans le tableau 5.6 les résultats de l'estimation de r_0 sur les modes

[3]Notamment en plaçant un système de ventilation au niveau du miroir primaire. Ainsi, le Seeing a été beaucoup amélioré et la variance des premiers modes diminuée, ce qui est bien en accord avec la figure 5.19. Par contre, un système de ventilation ne diminuera pas forcément l'énergie turbulente, mais redistribuera en partie l'énergie vers les hauts modes.

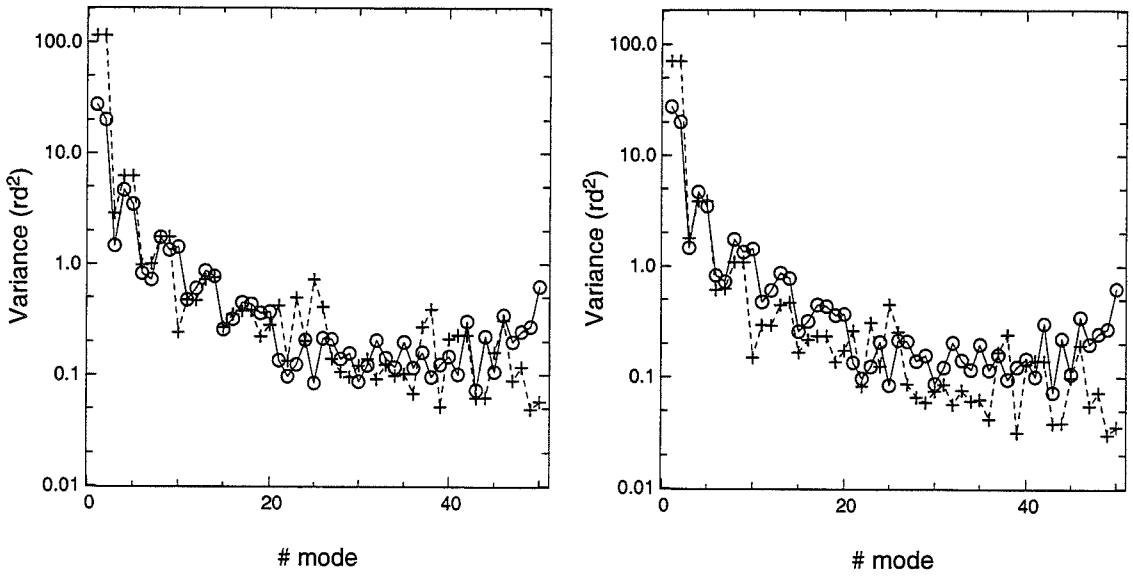


FIG. 5.19: Variance des commandes modales du miroir (ligne continue) à laquelle la variance des coefficients modaux d'une turbulence Kolmogorov (ligne discontinue) est ajustée. À gauche: ajustement avec $r_0 = 14cm$. À droite: ajustement avec $r_0 = 19cm$.

3 à 5, 6 à 9, 10 à 25 et 26 à 50 (pour les exemples C et B et une mesure obtenue en décembre 1998). Pour les exemples C, j'ai inclus dans le tableau la valeur obtenue sur la variance de l'angle d'arrivée en BO. On constate que celle-ci correspond parfaitement(!) à celle estimée sur les modes 3 à 5 et que r_0 décroît globalement en fonction du mode (quand la variance turbulente diminue).

FEP	$r_{0_{BO}}$	$r_{0_{3-5}}$	$r_{0_{6-9}}$	$r_{0_{10-25}}$	$r_{0_{25-50}}$
C1	17.8	17.7	15.1	11.8	8.6
C2	16.4	16.8	13.9	12.4	8.5
C3	20.3	18.7	16.0	14.2	11.4
C4	18.8	19.0	15.8	12.3	8.1
B1		9.2	7.7	6.7	6.0
B2		7.5	6.4	5.5	5.0
Déc 98		11.2	10.1	8.0	6.9

TAB. 5.6: Valeurs des r_0 (en cm) estimées sur la variance de l'angle d'arrivée en BO ($r_{0_{BO}}$), sur les commandes modales du miroir 3 à 5 ($r_{0_{3-5}}$), 6 à 9 ($r_{0_{6-9}}$) et 10 à 25 ($r_{0_{10-25}}$).

Si l'on suppose que la variance des modes supérieurs au mode 5 est la superposition d'un terme atmosphérique et d'un terme local, tandis que la variance des modes 3 à 5 n'est due qu'à la contribution atmosphérique, nous avons les relations suivantes,

$$\begin{aligned} \sigma^2_{turb} &= \sigma^2_{A_{(D/r_0=1)}} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} + \sigma^2_L \quad \text{pour les modes } 6 \text{ à } 50 \\ \sigma^2_{turb} &= \sigma^2_{A_{(D/r_0=1)}} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} \quad \text{pour les modes } 3 \text{ à } 5 \end{aligned} \tag{5.9}$$

En ajustant la variance des commandes du miroir des modes 6 à 50 à σ^2_A, nous allons sous-estimer r_0. Cet effet devrait être d'autant plus visible que le Seeing atmosphérique est bon, c'est-à-dire que le terme local devient important par rapport au terme atmosphérique (et également plus important pour les hauts modes).

Pour vérifier cette hypothèse, j'ai tracé les valeurs $r_{0_{6-9}}$ (triangles), $r_{0_{10-25}}$ (cercles) et $r_{0_{26-50}}$ (carrés) du tableau 5.6 en fonction de $r_{0_{3-5}}$. J'ai également tracé dans la figure 5.20 les courbes (en lignes discontinues) présentant la fonction suivante que j'ai dérivée à partir l'équation 5.9,

$$r_{0_{xx}} = \left\langle \frac{D}{\left[(D/r_{0_{3-5}})^{5/3} + \sigma^2_L/\sigma^2_{A_{(D/r_0=1)xx}}\right]^{3/5}} \right\rangle \quad , xx \in \{(6-9),(10-25),(26-50)\} \tag{5.10}$$

$\sigma^2_L/\sigma^2_{A_{(D/r_0=1)xx}}$ est le rapport moyen entre la variance turbulente locale et celle d'une turbulence de Kolmogorov pour $D/r_0 = 1$ et pour les modes xx. Les valeurs de $r_{0_{6-9}}$ (cercles) sont bien ajustées par la courbe pour laquelle j'ai choisi $\sigma^2_L/\sigma^2_{A_{(D/r_0=1)_{6-9}}} = 40$. En supposant que σ^2_L est constant, on peut estimer ce rapport pour les autres modes: $\sigma^2_L/\sigma^2_{A_{(D/r_0=1)_{10-25}}} \approx 140$ et $\sigma^2_L/\sigma^2_{A_{(D/r_0=1)_{26-50}}} \approx 380$. J'ai également tracé les deux courbes correspondantes. Avec ces valeurs on trouve que $\sum \sigma^2_L \approx 10\,rd^2$ ($\approx 5\%$ de $\sum \sigma^2_a$ pour $D/r_0 = 20$). Bien sûr, ces valeurs n'ont pas la prétention de vouloir quantifier la turbulence locale, car l'ajustement reste grossier et l'hypothèse que la contribution d'une turbulence locale est égale pour tous les modes supérieurs à 5 est certainement simplifiée (comme on peut le constater dans la figure 5.19).

Pour vérifier que ce n'est pas un problème lié à la correction par le miroir déformable, je montre dans la figure 5.21 la variance des modes mesurés en BO en alternance avec les mesures en BF et l'ajustement des modes turbulents avec $r_0 = 14cm$ (à gauche) et $r_0 = 19cm$ (à droite). Comme pour la variance des commandes du miroir, on trouve que la variance des bas modes (à part le mode 10) peut être ajustée par un modèle de Kolmogorov. La variance de hauts modes, par contre, montre, en général, un plus grand écart de la variance théorique.

Les spectres de puissance temporels des modes turbulents montrés dans la figure 5.22 prouvent sans ambiguïté l'existence d'une turbulence lente et non développée. La figure 5.22a nous montre le spectre moyen des modes tip/tilt qui décroît proportionnellement à $\nu^{-2/3}$ à basse fréquence comme prédit par le modèle de Kolmogorov et l'hypothèse de Taylor ([conan:95b]). La figure 5.22b et c présentent le spectre moyen du degré n=2 (défocalisation et astigmatisme) et celui du degré n=3 (coma et coma triangulaire). Les lignes discontinues présentent le spectre théorique pour une turbulence pleinement développée et possédant une vitesse de vent de l'ordre de $12m/s$. Il est plat à basse fréquence et décroît comme $\nu^{-12/3}$ à partir d'une fréquence de coupure de 3 à 4 Hz. Les deux spectres montrent tous les deux clairement la présence d'une seconde composante visible à très basse fréquence. Sa fréquence de coupure est de l'ordre de 0.5 Hz et ne peut pas être due à une turbulence atmosphérique. On observe cette composante pour tous les spectres temporels mis à part les modes du basculement.

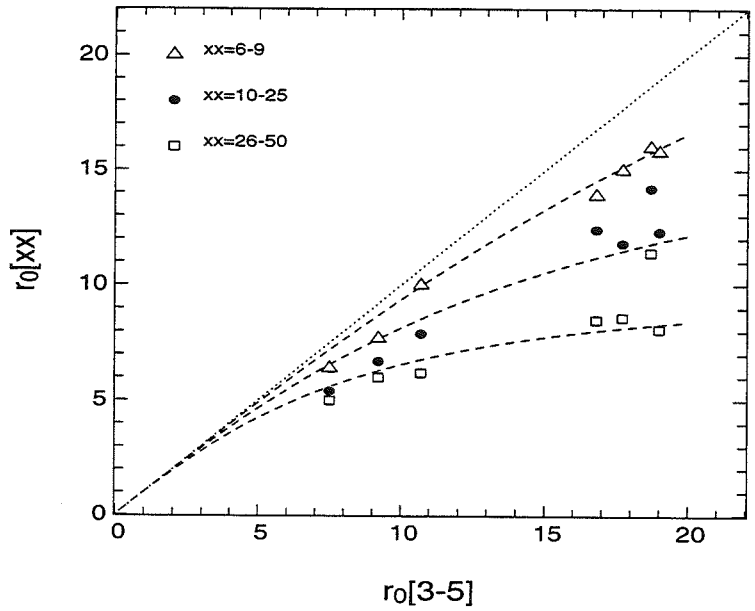


FIG. 5.20: Estimation de r_0 sur les commandes modales du miroir 6 à 9 (triangles), 10 à 25 (cercles noirs) et 26 à 50 (carrés) en fonction de r_0 estimé sur les commandes modales du miroir 3 à 5. La ligne pointillée présente le cas où $r_0 = r_{0_{3-5}}$ et les lignes discontinues la fonction 5.10 pour les valeurs de $\sigma_L^2/\sigma_{a_0}^2$ de 40, 140 et 380 (voir texte).

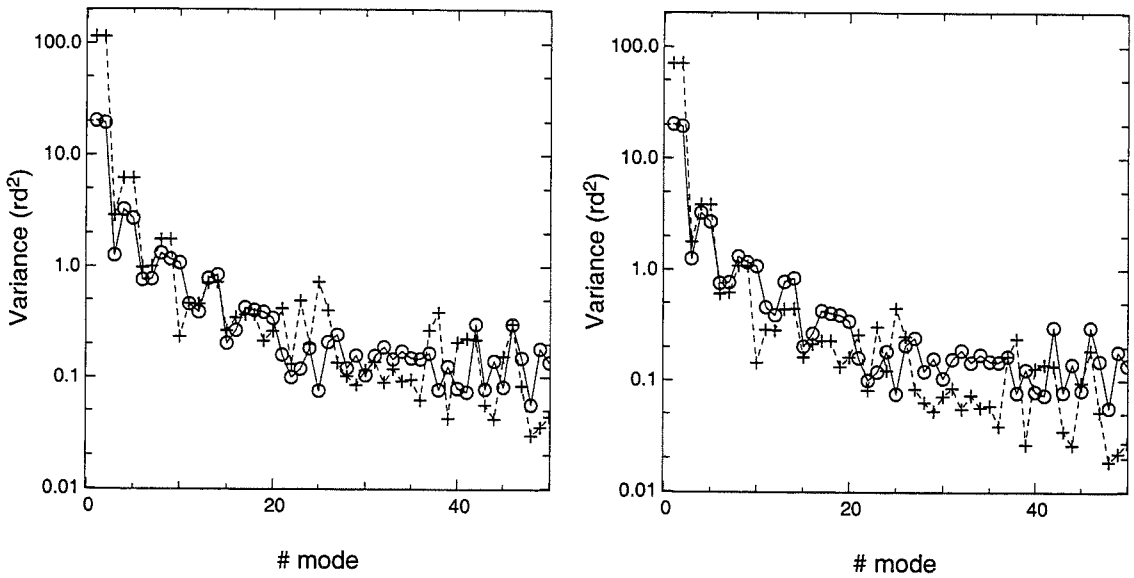


FIG. 5.21: Pour comparer la différence entre BO et BF, je montre dans ces figures la variance des modes mesurés en BO (ligne continue) à la quelle j'ai ajusté celle des modes turbulents du modèle de Kolmogorov (ligne discontinue). À gauche: ajustement des modes turbulents avec $r_0 = 14cm$. À droite: ajustement des modes avec $r_0 = 19cm$.

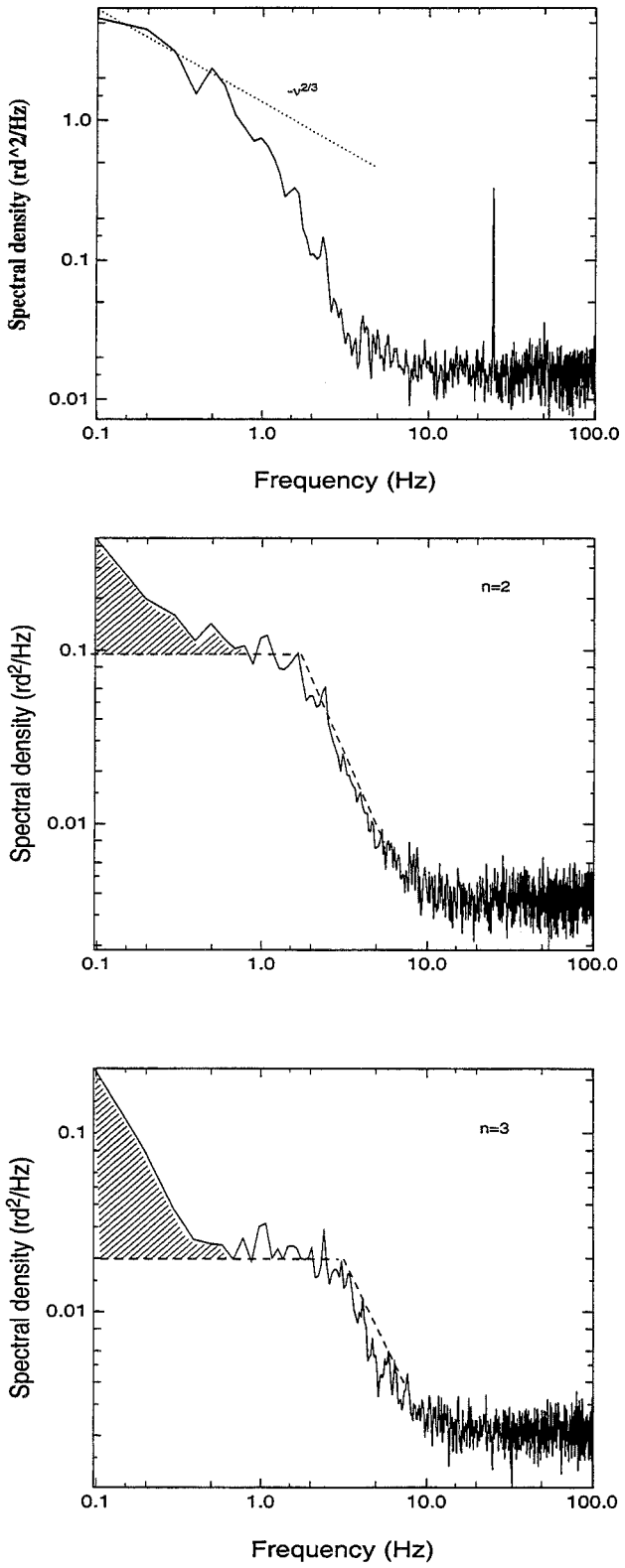


FIG. 5.22: Spectres temporels pour a) n=1 (tip/tilt), b) n=2 (défocalisation et astigmatisme) et c) n=3 (coma et coma triangulaire). Les lignes discontinues représentent les spectres prédits par le modèle de Kolmogorov et l'hypothèse de Taylor.

À partir de ces spectres, j'ai estimé la variance de la turbulence locale. Dans la Fig. 5.23a je montre, en ligne continue, la variance de la turbulence locale et, en ligne discontinue, celle de la turbulence atmosphérique pour $r_0 = 19$. Dans ce cas, la variance des hauts modes due à la turbulence locale est comparable à celle due à la turbulence atmosphérique. La variance de phase totale due à la turbulence locale est de l'ordre de $7rd^2$ ce qui confirme la valeur trouvée à partir de l'analyse des données sur r_0 ($10rd^2$). La Fig. 5.23b montre que la variance des commandes du miroir est bien ajustée en prenant en compte la variance de la turbulence locale, notamment pour le mode 10.

5.2.2 Étude sur la conservation du rapport de flux dans un système binaire

Dans cette section, je cherche à connaître la qualité de la FEP reconstruite comme calibration de déconvolution d'une image. Pour cela, j'ai simulé l'observation d'un système binaire en convoluant deux points sources avec une FEP observée. J'ai pris des rapports de flux de 1, 2, 4 et 10, une séparation de 0.6 à 5 λ/D et un angle de position de 0, 45, 90, 180, 225 et 270 dégrées. Ensuite, j'ai déconvolué l'image par la FEP reconstruite correspondante. Pour cela, j'ai utilisé l'algorithme de Lucy-Richardson qui a l'avantage d'être facile à programmer. Comme les deux sources sont bien séparées après la déconvolution, j'ai déterminé le rapport de flux en intégrant dans un carré autour chaque source, cette méthode étant moins sensible aux profils des images.

Dans la figure 5.24, je montre l'erreur relative (moyenne radiale) sur l'estimation du rapport de flux en fonction de la séparation pour le cas:

- d'une convolution des deux points sources par la FEP observée A1 (novembre 97) et la déconvolution par la FEP reconstruite A1 calibrée avec la FEP théorique de l'instrument (premier graphe)
- d'une convolution des deux points sources par la FEP observée C2 (octobre 1998) et la déconvolution par la FEP reconstruite C2 calibrée avec la FEP théorique de l'instrument (deuxième graphe)
- d'une convolution des deux points sources par la FEP observée C2 (octobre 98) et C4 et la déconvolution par la FEP C2b et C4b calibrées par la FEP C1 (troisième et quatrième graphe).

On voit que l'erreur est grande au niveau de l'anneau de diffraction quand les aberrations résiduelles n'ont pas été calibrées (deux premiers graphes). Tandis qu'elle reste assez importante pour des rapports de flux de 4 et 10 pour des grandes séparations ($\gg 5\lambda/D$) dans le premier cas (A1), elle converge vers une valeur de 2 à 3 % dans le deuxième (C2). L'aberration résiduelle est plus grande pour la FEP C2 que la FEP A1, ce qui explique que l'erreur au niveau de l'anneau de diffraction est beaucoup plus importante même pour les rapports de flux de 1.

Quand on peut calibrer les aberrations résiduelles, l'erreur sur l'estimation du rapport du flux devient plus petite, surtout au niveau de l'anneau de diffraction comme on peut le voir dans les deux derniers graphes (C2b et C4b). Pour C2b, elle est comprise entre 10 et 20% pour $\Delta F = 10$ et entre 5 et 10% pour $\Delta F = 4$. L'erreur est plus importante pour C4 observée plus tard que la FEP C2. Dans tous les cas, l'erreur est importante pour des rapports de flux supérieurs à 2 et des séparations inférieures à λ/D.

Cette étude montre que la précision sur le rapport de flux est bonne pour des séparations plus grandes que $\lambda/D \approx 1$, lorsque la FEP est stable et qu'il est possible de calibrer les aberrations résiduelles de la FEP et pour des rapport de flux inférieurs à 10. Pour les observations

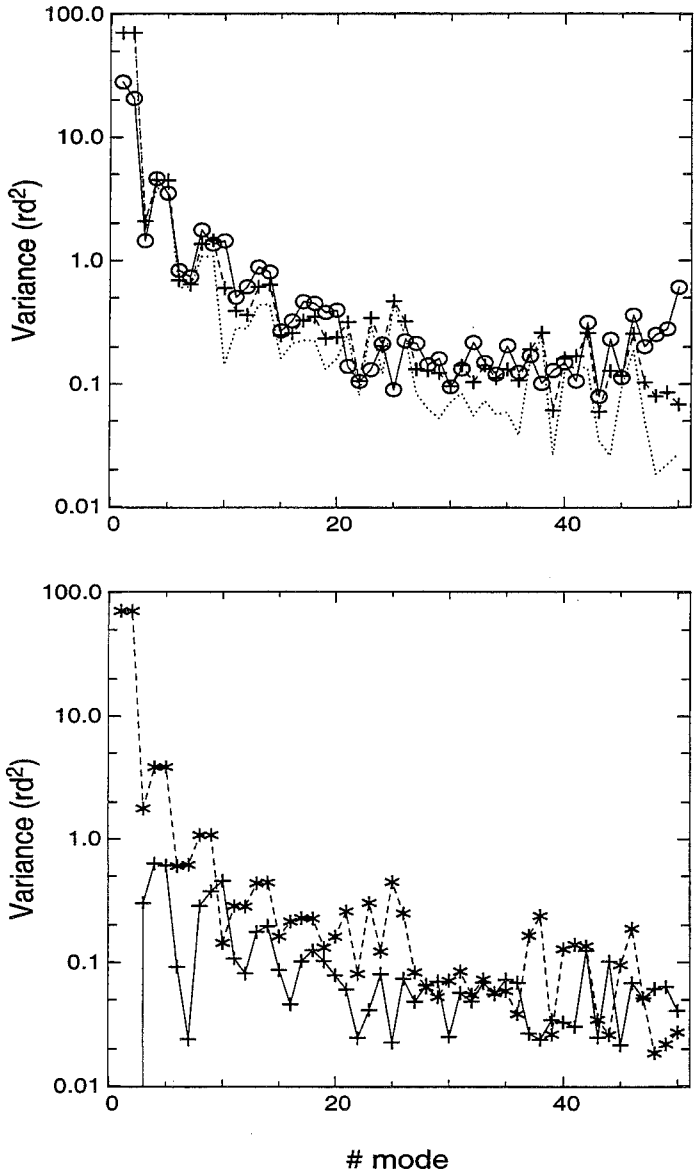


FIG. 5.23: a) Variance de la turbulence locale $\sigma^2_{l_i}$ (ligne continue) comparée à celle de la turbulence de Kolmogorov $\sigma^2_{a_i}$ (ligne discontinue) pour $r_0 = 19$. b) Variance des commandes du miroir $\sigma^2_{m_i}$ (ligne continue) comparée à $\sigma^2_{l_i} + \sigma^2_{a_i}$ (ligne discontinue). La ligne pointillée montre le terme $\sigma^2_{a_i}$ seul.

avec ADONIS, il est donc nécessaire d'observer une FEP avant et après l'objet astrophysique afin de vérifier si les aberrations dans la FEP sont stables. De plus, l'observation des 2 FEP permet d'estimer la précision que l'on peut attendre sur le rapport de flux après avoir convolué l'image par la FEP reconstruite.

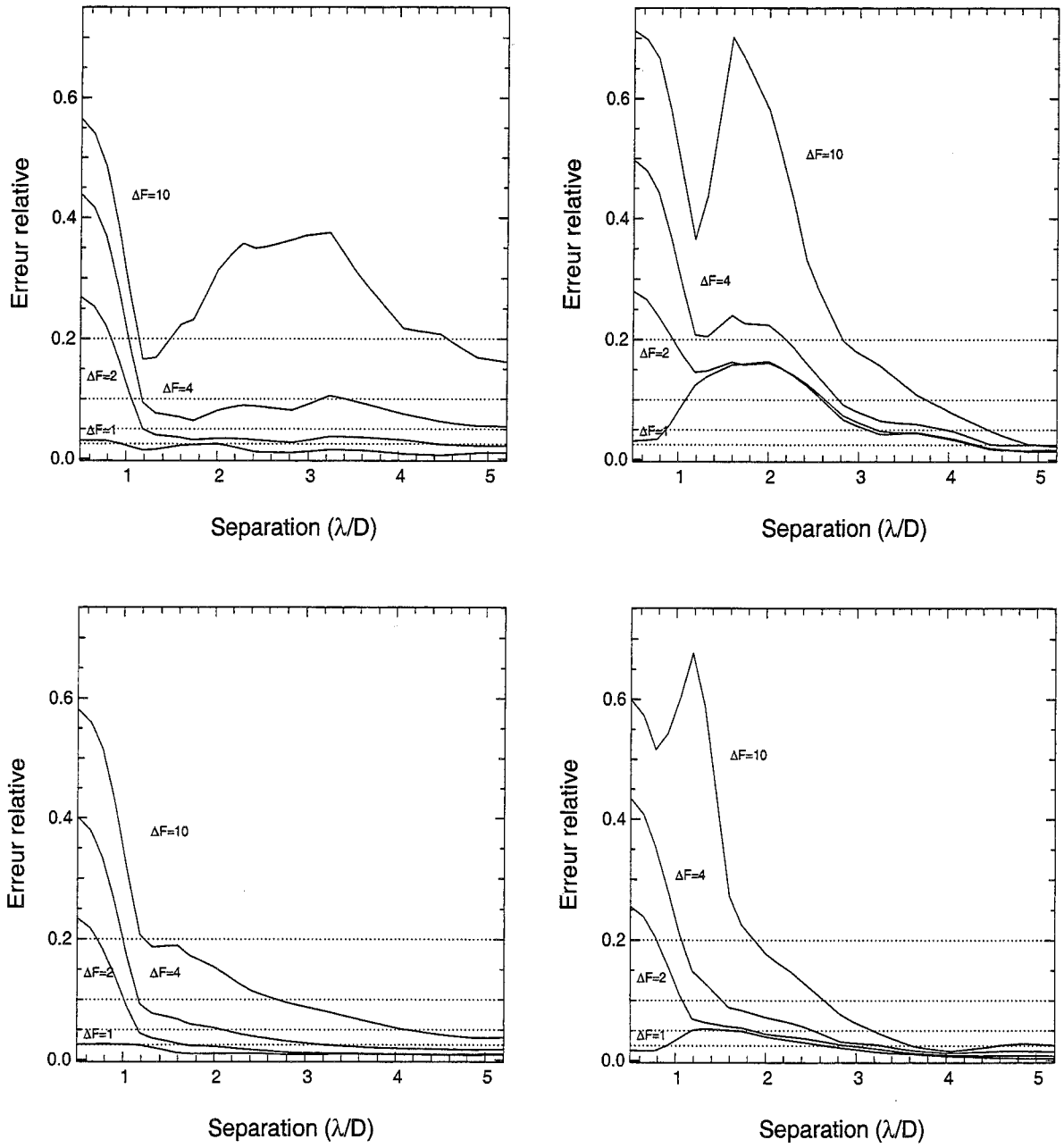


FIG. 5.24: Erreur relative sur le rapport de flux en fonction de la séparation d'un système binaire pour les rapport de flux 1, 2, 4 et 10. Chaque courbe est une moyenne circulaire. Le premier graphe présente le résultat de la déconvolution par la FEP reconstruite A1. Le deuxième graphe montre le résultat de la déconvolution par la FEP reconstruite C2 (calibrée par la FEP théorique de l'instrument), le troisième, le résultat avec la FEP reconstruite C2b et calibrée par la FEP C1 et le quatrième graphe montre le résultat pour C4b (calibrée par C1).

6
Conclusion

Cette partie de ma thèse a été consacrée au problème de l'estimation de la réponse impulsionnelle pour le système d'optique adaptative ADONIS. L'approche des astronomes jusqu'à présent était de l'estimer en observant une source quasi-ponctuelle juste après ou avant l'acquisition de l'objet d'étude. Cependant, la FEP dépend des conditions atmosphériques variables et de la qualité de la correction, sensible aux propriétés de la source de référence telle que sa magnitude. Ainsi, l'estimation de la FEP n'est généralement pas suffisamment précise. Le but de cette partie de ma thèse était d'adapter une méthode d'estimation de la FEP développée et appliquée au système PUEO, au système ADONIS qui, à la différence de PUEO, est basé sur un senseur de Shack-Hartmann. Cette méthode consiste à reconstruire la FEP à partir des mesures de l'analyseur de front d'onde et d'un modèle de la turbulence atmosphérique. L'intérêt de ce travail a été double, d'une part il a permis d'étudier la méthode de reconstruction de la FEP sur un autre système d'optique adaptative, d'autre part de développer des algorithmes pour la reconstruction de la FEP pour ADONIS qui à long terme aideront à définir un logiciel d'estimation de FEP utilisable par les astronomes.

Une étude rigoureuse du système ADONIS et du modèle de la reconstruction m'a permis d'élaborer des algorithmes que j'ai pu appliquer à des données réelles. Les résultats montrent que la FTO est reconstruite avec une précision d'environ 10% à basse fréquence, quand la correction est bonne et pour des magnitudes visibles jusqu'à 10 ou 11. L'erreur est plus importante à haute fréquence. Un problème majeur dans la reconstruction est la présence d'une aberration résiduelle de type coma triangulaire, variable et qui ne peut pas être reproduite par le modèle. Il est difficile d'expliquer son origine par la présence des aberrations qui apparaissent soit dans la voie imagerie soit dans la voie ASO et qui sont plutôt de nature statique. Néanmoins, il existe des situations où cette aberration reste assez stable sur plusieurs images long temps de pose. Il est alors possible de l'estimer en comparant une FEP observée avec la FEP reconstruite et d'utiliser leur différence comme calibration dans la reconstruction des FEP suivantes. J'ai pu montrer que, dans ce cas, la FEP est reconstruite avec une différence moyenne de 5 à 10 % et que le rapport de Strehl et la forme aberrante de la FEP sont bien reproduites.

Pour estimer la qualité d'une FEP reconstruite comme calibration dans la déconvolution d'une image, j'ai simulé des observations d'un système binaire. Pour cela, j'ai convolué deux

point sources avec la FEP observée et j'ai déconvolué le résultat avec la FEP reconstruite. Cette étude a montré que la précision sur le rapport de flux est bonne quand il est possible de calibrer les aberrations non reproduites par le modèle. Quand ce n'est pas le cas, l'erreur devient grande surtout lorsque la deuxième source se trouve au niveau du premier anneau de diffraction. Il est alors important d'observer deux FEP successives pour vérifier la stabilité de cette aberration résiduelle et pour estimer la précision que l'on peut attendre sur la déconvolution d'une image par la FEP reconstruite.

Quand le Seeing est très mauvais et que la correction devient partielle, les résultats de la reconstruction ne sont pas satisfaisants. Dans ce cas, la FTO est toujours sous-estimée et j'ai discuté plusieurs sources d'erreur possibles, mais aucune ne s'est avérée satisfaisante. Cependant, il est possible que la combinaison de la présence des tavelures sur l'ASO, du seuillage et du champ optique fini de l'ASO conduise à une mauvaise estimation du centre de gravité de l'image. Il faudra faire une étude plus détaillée pour y répondre, ce qui n'était pas possible au cours de mon travail de thèse. Quand le flux sur l'ASO devient trop faible, le centre de gravité n'est en général pas bien estimé à cause d'un seuillage trop sévère qui rend parfois le flux nul. La variance des mesures est dans ce cas sous-estimée et se traduit par une sur-estimation de la FTO.

Un point crucial est l'estimation du bruit de mesure qui, pour un senseur de Shack-Hartmann, est une superposition d'un bruit de photon et d'un bruit de lecture. Les expressions théoriques qui existent dans la littérature sont trop simplifiées et il est préférable de l'estimer expérimentalement. En comparant deux méthodes, l'estimation du bruit sur l'autocorrélation temporelle des mesures et l'estimation sur leur densité spectrale, je trouve qu'elles sont équivalentes et que le bruit est estimé avec une précision d'environ 8%. Ces méthodes fonctionnent bien en boucle ouverte, mais généralement pas en boucle fermée quand la correction est bonne. Cependant, c'est ce dernier cas qui nous intéresse. J'ai pu montrer, sur des données partiellement corrigées, que le bruit estimé sur les mesures en BO correspond à celui estimé sur les mesures en BF, si les conditions atmosphériques sont bonnes et stationnaires. Par contre, quand le Seeing devient très mauvais, le bruit en BO est en général supérieur à celui en BF; ceci est dû au fait que le champ optique de l'ASO est trop petit et que l'excursion du centre de gravité est plus grande en BO.

Les spectres de puissance temporels des modes turbulents mettent en évidence l'existence d'une turbulence lente et non pleinement développée, probablement due à des gradients de température situés au dessus du miroir primaire. Celle-ci explique que la variance des bas modes (< 20 à l'exception du mode 10) peut être ajustée par un modèle de Kolmogorov, mais en prenant un r_0 plus petit que celui mesuré en dehors du dôme et que la variance des hauts modes n'est en général pas bien reproduite par le modèle de Kolmogorov. Cette turbulence locale pourrait être la cause de l'aberration résiduelle au niveau du premier anneau de diffraction à travers l'erreur du repliement, c'est-à-dire l'erreur sur l'estimation de la phase résiduelle de bas ordre due aux hauts modes turbulents non corrigés.

Les résultats que j'ai pu obtenir pendant ma thèse sont encourageants. Ils montrent qu'il est possible de reconstruire la FEP sous certaines conditions, mais également les limites vis-à-vis d'une présence d'une turbulence non-stationnaire ou des calibrations insuffisantes du système. En ce qui concerne la turbulence locale, il serait intéressant d'approfondir son étude et d'essayer de quantifier son importance par rapport à la turbulence atmosphérique et de connaître son influence sur l'image astronomique. On pourrait par exemple envisager de prendre des mesures avec le système de ventilation en marche et arrêté et, si c'est possible, simultanément avec des mesures des senseurs de température placés au dessus du miroir primaire. Une autre

perspective du travail de ma thèse serait d'appliquer l'algorithme de reconstruction de la FEP à la déconvolution des objets astronomiques comme des systèmes binaires ou des étoiles jeunes et de comparer le résultat avec la méthode classique de calibration de la FEP, c'est-à-dire par l'observation d'une source quasi-ponctuelle.

Un prolongement de ce travail est l'écriture d'un logiciel de reconstruction de la FEP utilisable par les astronomes. Le système ADONIS n'étant cependant en service que pendant encore 2 ou 3 ans, un tel logiciel a un intérêt surtout à l'égard de NAOS qui sera le système d'optique adaptative pour "Antu", l'un de télescopes de 8m du VLT. NAOS lui aussi est basé sur un senseur de Shack-Hartmann.

Deuxième partie

Étude photométrique de la variabilité des étoiles YY Orionis

7

Le "soleil" dans sa jeunesse

Sommaire

7.1 La naissance et les premiers pas vers la séquence principale . 99
7.2 L'adolescence: la phase T Tauri 103
7.2.1 Les étoiles T Tauri classiques (cTTS) et les étoiles YY Orionis . . 103
7.2.2 Les étoiles T Tauri à émission faible (wTTS) 104
7.3 L'accrétion de matière dans les cTTS 105
7.3.1 Signatures d'un disque d'accrétion 105
7.3.2 Interaction entre disque et étoile 107
7.4 Variabilité photométrique 108

7.1 La naissance et les premiers pas vers la séquence principale

Les étoiles se forment par effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire. Les régions de formation stellaires les plus connues et étudiées sont le Taureau à 140 pc, Orion à 450 pc et Ophiuchus à 160 pc. Ce sont des complexes constitués des nuages moléculaires géants (comme dans Orion) ou des nuages sombres (comme dans Taureau) pour lesquels on observe une hiérarchie de structures qu'on peut classer en trois niveaux : le complexe moléculaire à une échelle de 100 pc contenant jusqu'à 10^6 $M_\odot$, des nuages moléculaires d'une taille de 3 à 20 pc et des cœurs denses à l'échelle du pc. L'effondrement global des complexes moléculaires est évité grâce à la présence d'un champ magnétique et de la turbulence du milieu interstellaire. Tandis que les étoiles de faible masse (de l'ordre de 1 $M_\odot$) se forment de façon isolée, aussi bien dans les nuages sombres que dans le nuages géants, la formation d'étoiles massives s'effectue essentiellement au sein des nuages géants peu denses donnant naissance à des petits amas d'étoiles (associations OB). L'origine de cette formation stellaire bimodale ([herbig:62]) est controversée, mais est probablement liée au fait qu'il existe une masse critique au delà de laquelle la pression magnétique n'est plus capable de contrebalancer la force gravitationelle ([mouschovias:76]): quand la masse d'un nuage moléculaire dépasse cette masse critique, l'effondrement est global, tandis que pour un nuage moins massif, le gaz se condense localement

et lentement vers des cœurs denses gravitationellement instables par diffusion ambipolaire[1] ([myers:83]) . C'est alors une évolution quasi-statique vers des configurations de densité en $1/r^2$ (sphères singulières isothermiques, [shu:87]). La condensation d'un nuage peut être catalysée par de nombreux autres facteurs, comme l'onde de choc d'un front d'ionisation excité par une étoile brillante proche et se propageant dans le nuage moléculaire, la propagation d'ondes de densité dans les bras spiraux galactiques, les collisions entre nuages ou l'explosion des supernovae.

On estime le temps caractéristique de la durée de la condensation en cœurs denses à environ 10^6 ans. Quand le cœur devient suffisamment concentré, il devient gravitationellement instable et s'effondre. Dans le modèle de l'effondrement "inside-out"([shu:87]), c'est la partie centrale qui s'effondre avant les parties extérieures. L'accumulation de matière au centre y augmente la température et la densité jusqu'à la formation d'un cœur en équilibre quasi-hydrostatique: une protoétoile. La matière de l'enveloppe continue à être accrétée vers la protoétoile où elle subit un choc à sa surface. L'énergie libérée par ce choc chauffe en partie l'étoile, mais crée également, par photoévaporation de la poussière, une zone autour de l'étoile où l'opacité est faible. Là, les photons s'échappent facilement pour ensuite être absorbés dans l'enveloppe de poussière froide où ils sont réémis en infrarouge et en millimétrique: ces objets sont donc invisibles en optique. Les observations des cœurs de nuages montrent qu'ils possèdent en général un moment cinétique important de l'ordre de 10^{53} à 10^{55} $g\,cm^2\,s^{-1}$ ([mouschovias:91]). Une partie importante du nuage n'est donc pas accrétée vers le centre, mais tombe dans le plan équatorial et y forme un disque circumstellaire optiquement épais à travers lequel de la matière est ensuite accrétée vers l'étoile.

On distingue deux phases dans la vie d'une protoétoile. Pendant la première phase, l'enveloppe circumstellaire est plus massive que le noyau protostellaire ([andre:93]): nous avons un objet appelé "classe 0" qui émet fortement dans le domaine submillimétrique, mais n'est en général pas détectable en infrarouge. Après la formation d'un disque d'accrétion et après que la masse de l'enveloppe soit devenue inférieure à celle de la protoétoile ([andre:94]), celle-ci entre dans la phase suivante: elle devient un objet appelé "classe I", pour lequel on observe un spectre très large croissant vers l'infrarouge proche et lointain (voir figure 7.1). Les premières observations des flots moléculaires bipolaires et peu collimatés ([lada:85]) s'éloignant d'une protoétoile ont surpris les astronomes qui ne s'attendaient pas à des phénomènes d'éjection de matière dans ces objets. Dans les raies interdites [SII] et [OI], la raie H_α et de celle de H_2 () on détecte des jets optiques très collimatés et de grande vitesse (de l'ordre de quelques centaines de km/s) et des objets de Herbig-Haro qui sont les zones de choc entre jet et milieu interstellaire. Ces jets émergent très proche de l'étoile et entraînent les flots moléculaires peu collimatés pour lesquels on observe des vitesses plus faibles de l'ordre de quelques km/s. Cependant, depuis quelques années on observe également des jets moléculaires très collimatés et de grande vitesse (). Il semble que l'éjection de matière soit plus importante pour la classe 0 que pour la classe I ([bontemps:96]), ce qui montre que la puissance des jets diminue avec le temps et que le processus de l'éjection est liée au processus d'accrétion.

La protoétoile continue à se contracter et garde un intérieur radiatif, jusqu'au moment où la température centrale atteint 10^6 K à laquelle la fusion de deutérium en hélium démarre ([stahler:80]). Une large quantité d'énergie est alors libérée au centre de l'étoile et sa forte opacité entraîne l'apparition d'une zone convective qui grandit petit à petit jusqu'à ce que

[1] C'est le processus par lequel le champ magnétique (et avec lui le plasma des particules ionisées) se déplace par rapport aux particules neutres ([mestel:56]).

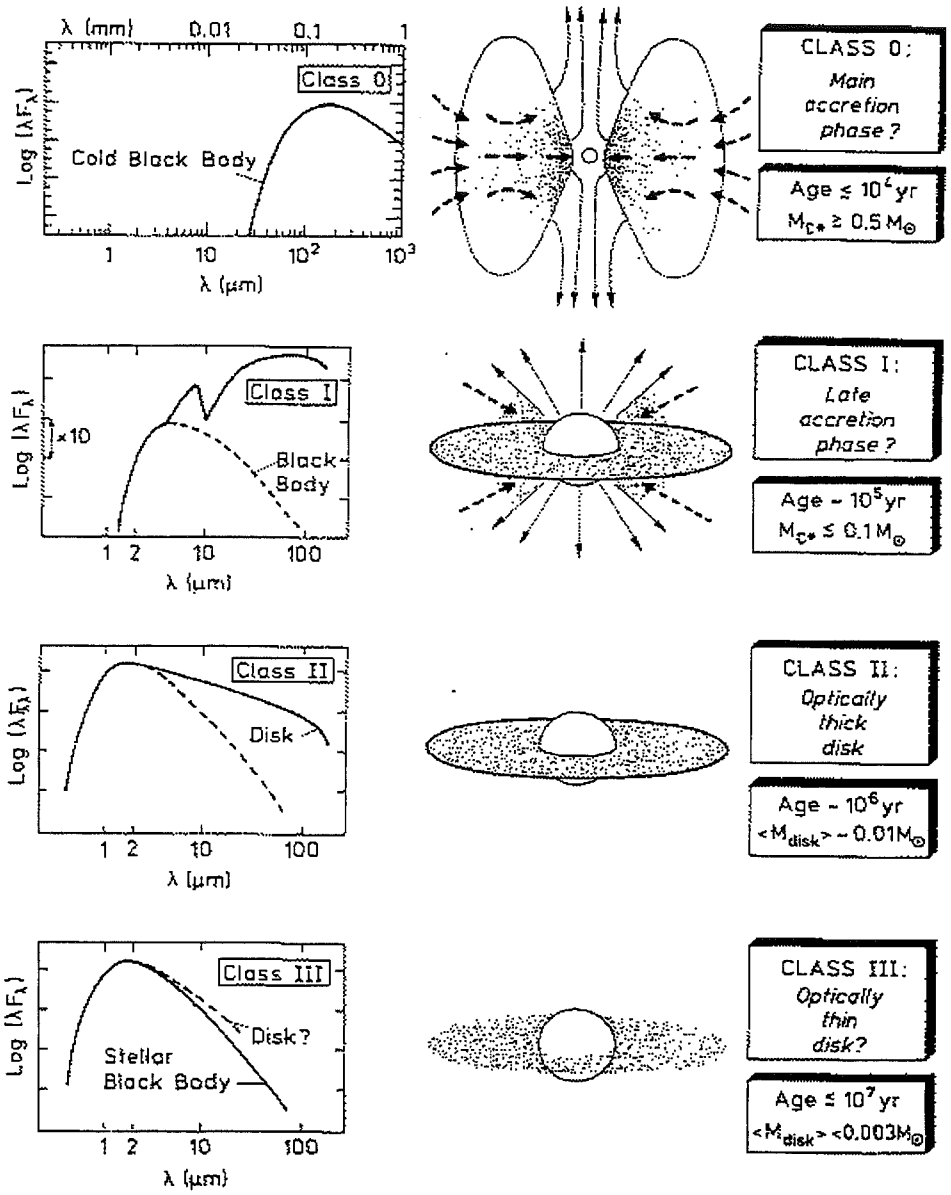


FIG. 7.1: D'après [andre:94].

l'étoile devienne entièrement convective. Comme le rayon stellaire, auquel le brûlage du deutérium démarre ne dépend que de la masse, il existe une simple relation entre masse et rayon définissant ainsi une ligne dans le diagramme Hertzsprung-Russell (HR): la ligne de naissance ("stellar birthline", [stahler:83], figure 7.2) . Elle croise la séquence principale pour les tracés évolutifs d'une étoile de 8 $M_\odot$ ce qui signifie que, pour des étoiles plus massives, le brûlage de l'hydrogène démarre avant même que l'accrétion de la matière de l'enveloppe ne soit terminée. Les observations ([cohen:79]) montrent que les étoiles deviennent visibles en optique quand elles arrivent sur la ligne de naissance, ce qui signifie que l'enveloppe circumstellaire doit être largement évaporée juste à ce moment-là! Les jets, dont on observe les plus puissants pour les objets les plus enfouis sont les candidats favoris pour expliquer l'évaporation de l'enveloppe. D'après [shu:87], il est également possible que la rotation et la convection à l'intérieur de l'étoile engendrent un champ magnétique par effet dynamo et que l'énergie résultante génère un vent stellaire suffisamment fort pour que le processus d'accrétion soit inversé en un processus d'éjection.

Quand le deutérium est épuisé (au bout de 10^5 ans), l'étoile recommence à se contracter rapidement ce qui se traduit par un déplacement verticale dans le diagramme HR, le long de la ligne de Hayashi. Finalement, au bout d'environ 10^6 ans, l'augmentation de la température centrale entraîne une baisse de l'opacité et un cœur radiatif se développe. Quand celui-ci contient 80 % de la masse de l'étoile, l'enveloppe convective devient suffisamment transparente au rayonnement. La luminosité de l'étoile se met alors à croître et sa température effective augmente: l'étoile quitte la ligne de Hayashi et rejoint la branche radiative qui mène vers la séquence principale. Mais les premiers pas vers la séquence principale ont été faits déjà depuis un bon moment et l'étoile (de faible masse) se trouve dans une phase de pleine activité spectroscopique et photométrique: la phase T Tauri.

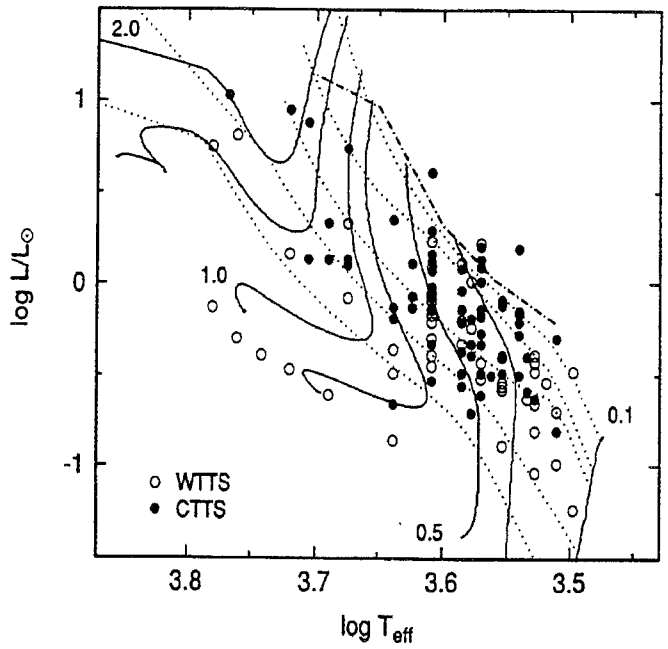


FIG. 7.2: Diagramme HR des étoiles T Tauri (d'après [kenyon:90]).

7.2 L'adolescence: la phase T Tauri

7.2.1 Les étoiles T Tauri classiques (cTTS) et les étoiles YY Orionis

Les étoiles T Tauri (TTS, voir les revues de [appenzeller:89] et [bertout:89]) sont des étoiles de faible masse qui n'ont pas encore atteint la séquence principale. [joy:45] a défini cette classe d'étoiles irrégulières à partir des observations de 11 étoiles dont T Tau était la plus brillante. Il distingua les propriétés suivantes: des variations de luminosité jusqu'à 3 magnitudes, un type spectral entre F5 et G5, avec des raies en émission semblables à celles de la chromosphère du soleil, une luminosité faible et une association à une nébulosité. Malgré cette association à une nébulosité, les TTS ne furent d'abord pas reconnues comme des étoiles jeunes, mais interprétées comme des étoiles du champ traversant la nébulosité et interagissant avec elle. C'est [ambartsumian:47] qui a proposé la jeunesse des étoiles T Tauri après avoir observé que celles-ci forment des associations souvent liées à des amas d'étoiles OB. Ces étoiles très massives passent seulement un temps très court sur la séquence principale ($< 10^7$ ans) et n'ont donc pu être formées que récemment. Les TTS seraient alors leur contrepartie dans les faibles masses, qui seraient encore en formation. D'autres arguments en faveur de leur jeunesse sont d'une part la signature spectrale de la raie de résonance λ6707Å LiI, le lithium étant détruit dans les étoiles plus évoluées ([strom:89], [basri:91]), et d'autre part, leur position au-dessus de la séquence principale dans le diagramme HR, en conformité avec les tracés d'évolution calculés théoriquement ([cohen:79], [palla:93], [siess:97]). Finalement, [herbig:77] a montré pour un échantillon de 50 TTS que leur vitesse radiale est égale à celle des nuages auxquelles elles sont associées, ce qui indique qu'elles n'ont pas eu le temps de se disperser.

Des observations avec des instruments possédant une meilleure résolution spectrale qu'avait [joy:45] à sa disposition ont révélé que le type spectral de la plupart des TTS se situe plutôt entre K et M au lieu de F à G. Des nouvelles définitions basées seulement sur des critères spectroscopiques ont été données par [herbig:62] et [bastian:83] d'après lequel une étoile T Tauri est une étoile associée à une région sombre, qui montre des raies d'émission de Balmer et de CaII H et K, avec une largeur équivalente de H_α en émission supérieure à 5 Å, et qui n'ont pas de spectre d'absorption photosphérique de type plus précoce que F. La variabilité photométrique n'apparaît plus comme un critère, car une étoile qui remplit ces conditions est observée d'être également une étoile variable irrégulière ([herbig:62]). Elles montrent également une émission fluorescente de Fe I $\lambda\lambda 4063, 4231$Å et une émission des raies interdites de [O I] et [S II].

En général, les TTS rayonnent la plupart de leur énergie dans l'infrarouge proche, mais montrent une distribution spectrale d'énergie plus large avec des excès significatifs dans l'infrarouge et l'ultraviolet (voire figure 7.3). L'importance de l'excès des ces objets montrée sur cette figure augmente avec l'activité mesurée par l'émission des raies optiques. L'excès infrarouge est dû à la présence de poussière dans l'environnement de l'étoile, qui doit être regroupée dans un disque circumstellaire ([bertout:88]). La matière de ce disque est accrétée sur l'étoile et y crée une région de haute température et de phénomènes violents, qui serait le siège de l'excès ultraviolet ([basri:89]). Cette zone est également responsable du fait que certaines raies d'absorption photosphériques sont en général plus faibles que celles d'un spectre standard de même température effective. Ce remplissage ("veiling") des raies photosphériques donne lieu à trois classes de cTTS: les cTTS extrêmes pour lesquelles le veiling est si fort que les raies d'absorption photosphériques ne sont pas détectables dans les spectres à basse résolution (DR Tau dans la figure 7.3), les cTTS voilées pour lesquelles les raies d'absorption sont moins fortes que dans un spectre standard (DF Tau dans la figure 7.3) et les cTTS modérées qui montrent

un spectre d'absorption presque normal (DN Tau dans la figure 7.3). Les cTTS correspondent à la "classe II" du schéma de la figure 7.1.

La notion "YY Orionis" fut introduite par [walker:72] pour définir une classe d'étoiles cTTS montrant dans leur spectre des composantes d'absorption décalées vers le rouge et superposées au profil d'émission des raies Balmer et de CaII (dit profil P Cygni[2] inverse). Le décalage de ces composantes est typiquement de 150 à 400 km/s et est un signe direct que de la matière est accrétée vers l'étoile en quasi-chute libre. Alors qu'il semblait que ce phénomène soit limité aux cTTS possédant un excès ultraviolet fort ([walker:83]), des observations spectroscopiques à haute résolution sur un grand nombre de cTTS ont montré que des profils P Cygni inverses sont présents pour la plupart des étoiles dans au moins une des raies de Balmer ([edwards:94], [muzerolle:98a], [muzerolle:98b]). Cependant, ils apparaissent beaucoup plus faibles. Comme le phénomène de P Cygni inverse semble être plutôt répandus parmi les cTTS, on peut douter que les étoiles YY Orionis définissent effectivement une classe particulière. Néanmoins, il reste à savoir pourquoi les composantes d'absorption décalées vers le rouge sont plus profondes dans le cas de ces étoiles.

L'éjection de la matière est également observée dans les cTTS, bien que beaucoup moins puissante que dans le cas des protoétoiles. Elle est surtout détectée dans les raies interdites et se manifeste comme des jets qui, proche de l'étoile, peuvent être très collimatés ([lavalley:97], [menard:98]). Des composantes d'absorption décalées vers le bleu superposées sur les profils des raies H_α (profil P Cygni) qu'on observe pour certaines cTTS montrent également l'existence d'une expansion de matière. Dans quelques cTTS extrêmes (e.g. DR Tau), les profils des raies de Balmer peuvent passer du type P Cygni au type P Cygni inverse en quelques jours, et, parfois ces deux types peuvent être observées en même temps. Les raies Ca II H et K et Na D des cTTS actives et des étoiles YY Orionis peuvent montrer une absorption décalée aussi bien vers le rouge que vers le bleu et des composantes d'absorption étroites avec des vitesses entre 50 et 100 km/s sont observées dans un certain nombre de ces étoiles ([mundt:84]). Toutes ces caractéristiques spectroscopiques indiquent que l'accrétion et l'éjection de matière jouent une rôle important. Les observations montrent que ces deux processus sont liés entre eux ([cabrit:90], [hartmann:94]).

7.2.2 Les étoiles T Tauri à émission faible (wTTS)

Cette classe d'étoiles est restée pendant longtemps inconnue à cause de l'absence de forte émission en H_α. Ce n'est que des observations en domaine X qui ont révélé l'existence des wTTS ([walter86], [feigelson:87], [walter:88]). Elles ne montrent que peu d'activité dans leur spectre optique et leur largeur équivalente de H_α est inférieure à 5Å[3]. Elles possèdent également un type spectral tardif et montrent la présence de Li I dans leur spectre. Cependant ils n'ont pas ou peu d'excès infrarouge montrant que le disque est soit dissipé soit devenu optiquement mince et que l'accrétion de matière sur l'étoile a cessé[4].

L'association systématique de ces étoiles à une région de formation stellaire a été contestée, après les observations avec ROSAT qui semblaient montrer qu'une large partie d'entre elles

[2] D'après [beals:50] qui a classifié les profils de raies d'émission selon leur forme.

[3] La limite entre ces deux classes de TTS n'est pas si stricte et on trouve dans la littérature parfois une valeur de 10Å. De plus, le flux dans la raie dépend fortement du type spectral de l'étoile, à tel point que SU Aur, une étoile G2, a une largeur équivalente en H_α de 3.5Å, mais est une cTTS. Cependant, comme la plupart des TTS ont un type spectral très similaire (K-M), SU Aur reste une exception.

[4] Pour cela, on les appele parfois nTTS ("naked" TTS).

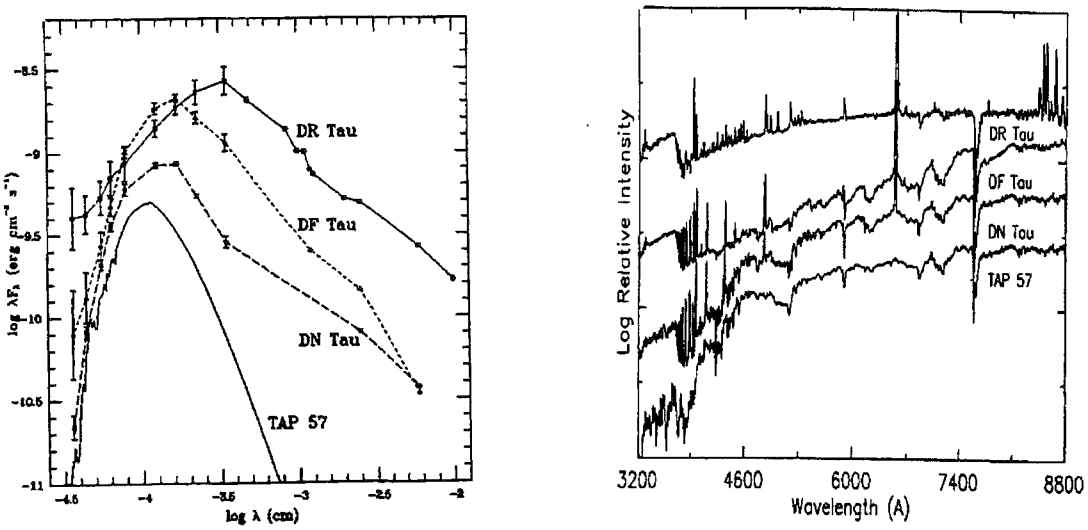


FIG. 7.3: Distribution spectrale d'énergie et spectre de résolution moyenne de quatre TTS par ordre d'intensité des raies d'émission croissante.

se trouvaient très loin de ces régions. Si elles étaient formées dans ces nuages, elles auraient été ainsi expulsées rapidement et efficacement de leur berceau. Des petits nuages moléculaires de grande vitesse ([feigelson:96]) ou un processus de catapulte dans un système stellaire multiple ([armitage:97]) ont été proposés comme mécanismes d'éjection de ces étoiles. Cependant, d'après [guillout:98a], [guillot:98b], il semble qu'elles soient la contrepartie en faible masse de l'association des étoiles OB de la ceinture de Goult. Ainsi, ce ne sont pas les étoiles qui ont été éjectées du nuage moléculaire, mais c'est le nuage lui-même qui aurait été dissipé. D'après le schéma évolutif de la figure 7.1 les wTTS correspondent aux objets de la "classe III".

On estime le rapport de populations wTTS/cTTS à $\sim$ 10:1 pour la région Taureau-Aurigae ([walter:88]), 3:1 pour L1641 de l'Orion ([strom:90]) et 2:1 pour le nuage de Chameléon ([feigelson:89]) et Ophiuchus ([bouvier:91]), mais la population des wTTS est mieux étudiée pour le nuage de Taureau-Aurigae et les résultats dépendent fortement de la partie du nuage sur laquelle on fait la statistique[5]. On constate également que les wTTS et les cTTS sont mélangées dans le diagramme HR (voir figure 7.2).

7.3 L'accrétion de matière dans les cTTS

7.3.1 Signatures d'un disque d'accrétion

Comme nous l'avons vu, l'effondrement d'un nuage en rotation conduit naturellement à l'accumulation de matière dans le plan équatorial et finalement à la formation d'un disque circumstellaire. On estime à environ 50% la fraction des étoiles jeunes qui sont encore entourées par un disque d'accrétion quand elles deviennent visibles en optique dans la région Taurus-Aurigae ([strom:93]). Une valeur d'environ 70% est présentée par [hillenbrand:98], pour le nuage d'Orion, qui trouvent entre autres que la fraction des étoiles avec disque est plus forte

[5]Si l'on ne mène l'étude que sur la partie centrale du Taureau, on trouve un rapport proche de 1 ([hartmann:91]).

dans les régions internes du nuage et que la présence d'un disque n'est pas corrélée avec l'âge de l'étoile. La coexistence des cTTS et des wTTS dans une large partie du diagramme HR (voir figure 7.2) semble elle aussi indiquer que l'évolution du disque est décorrélée de l'évolution de l'étoile et que la durée de vie d'un disque est plutôt contrainte par les conditions initiales comme la masse du réservoir de matière qui entoure le système étoile-disque.

[walker:72] avait déjà introduit l'idée d'une accrétion de matière à travers un disque pour expliquer les profils de P Cygni inverse et l'excès ultraviolet des étoiles YY Orionis. [lynden-bell:74] et [shakura:73] ont développé un modèle de disque d'accrétion, dans lequel des processus locaux produisent un couplage visqueux entre des anneaux voisins du disque. Ceci se traduit par une perte du moment cinétique et une accrétion de matière vers l'étoile. L'origine de cette viscosité n'est pas bien comprise, mais ne peut pas être de la viscosité moléculaire qui n'est pas suffisamment efficace. La dissipation de l'énergie cinétique se traduit, aux régions internes du disque, par un rayonnement dans l'infrarouge et aux régions externes par une émission millimétrique et submillimétrique ([adams:90]). Cependant, le rayonnement thermique IR du disque ne peut expliquer qu'en partie l'excès infrarouge et il faut supposer une source supplémentaire qui serait l'absorption et la réémission des photons stellaires par le disque ("reprocessing"). Dans le modèle standard de [lynden-bell:74], la matière est accrétée vers l'étoile à travers un couche limite, couche mince entre l'étoile et le disque où la matière est chauffée par friction à des températures entre 7000 et 12000 K ([basri:93]) ce qui provoque l'excès ultraviolet et le remplissage des raies photosphériques.

Un disque circumstellaire et opaque permet également d'expliquer que les profils larges et complexes des raies interdites, supposées être formées dans les parties externes d'un vent, sont décalés vers le bleu mais montrent peu d'émission vers le rouge: l'émission du vent s'éloignant de nous et décalée vers le rouge est masquée par le disque ([appenzeller:84], [edwards:87]). D'autre part, pour les étoiles de type FU Orionis, on observe des profils de raies élargis présentant une structure en double pic ([hartmann:89]) qui est interprétée comme la signature d'une rotation Keplerienne dans un disque circumstellaire. La polarisation, qui peut être importante pour certaines étoiles, est en conformité avec une diffusion multiple des photons provenant de l'étoile centrale sur une structure aplatie ([bastien:88]). Finalement, les observation directes des disques ([dutrey:94], [burrow:96], [duvert:98], [stapelfeldt:98]) ne laissent plus de doute sur l'existence des disques circumstellaires (voir figure 7.4).

On peut estimer le taux d'accrétion de matière à partir de l'excès IR ([adams:90]), ou de l'excès UV ([bertout:88]) et de le remplissage des raies photosphériques ([hartmann:89]). L'inconvénient de la première méthode est qu'une grande partie de l'excès IR est due à l'absorption et la réémission des photons stellaires par le disque et qu'il est possible qu'il y ait un trou dans les parties internes du disque ([koenigl:91], [meyer:97]). Cependant la deuxième méthode n'est pas non plus dépourvue d'incertitudes, dues aux calculs des tracés évolutifs, aux modèles d'accrétion ou à la détermination du rougissement. Ainsi, on trouve, pour le taux d'accrétion moyen des valeurs de 10^{-7} $M_\odot$ / an ([hartigan:91], [hartigan:95]) ou 10^{-8} $M_\odot$ / an ([valenti:93], [gullbring:98]). On retiendra que le taux d'accrétion des cTTS se situe typiquement entre 10^{-6} et 10^{-8} $M_\odot$ / an.

Les masses des disques estimées à partir des flux millimétriques ou submillimétriques sont comprises entre 0.01 et 1 $M_\odot$ ([adams:90],[beckwith:90]). Supposant que l'âge typique d'une cTTS est 10^6 ans, la masse accrétée sera 0.1 $M_\odot$ pour $\dot{M} = 10^{-7}$ $M_\odot$ / an et 0.01 $M_\odot$ pour $\dot{M} = 10^{-8}$ $M_\odot$ / an. Comme la plupart des cTTS ont des masses de disque de l'ordre de 0.01 à 0.05 $M_\odot$, cela signifie que pour une valeur de $\dot{M} = 10^{-7}$ $M_\odot$ / an, la plupart des disques doivent être alimentée par de la matière pour maintenir le processus d'accrétion.

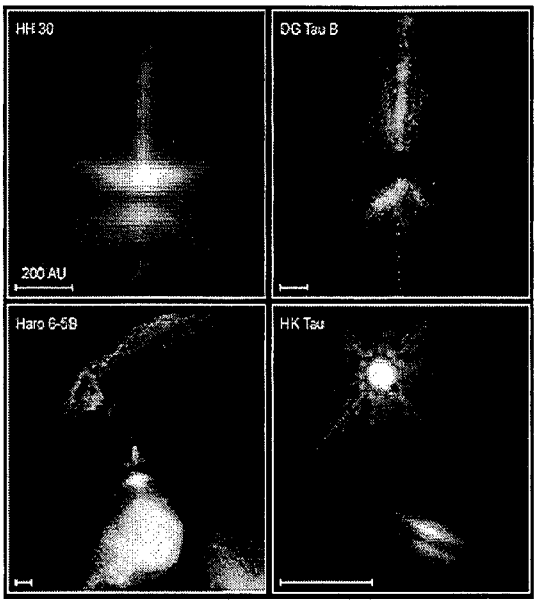


FIG. 7.4: Images HST des disques circumstellaires.

7.3.2 Interaction entre disque et étoile

Le point fort du modèle standard, dans lequel de la matière est accrétée sur l'étoile à travers une couche limite, est qu'il arrive bien à reproduire l'excès UV et le remplissage des raies photosphériques. Cependant, il est difficile d'expliquer certaines observations avec ce modèle. L'observation des profils P Cygni inverses indiquent que de la matière est accrétée sur l'étoile en quasi-chute libre ce qui signifie que celle-ci doit tomber depuis des distances importantes au dessus de la photosphère. Ces vitesses sont en contradiction avec les faibles vitesses radiales prédites par le modèle de la couche limite. Ce modèle ne peut non plus expliquer la présence de taches chaudes sur la surface stellaire déduite des variations photométriques sur certaines cTTS. Pour cela, [bertout:88] ont proposé que le champ magnétique de l'étoile est si forte à une certaine distance du disque que de la matière y continue d'accréter en suivant les lignes du champ magnétique. Finalement, le modèle de la couche limite prédit que la vitesse de rotation des cTTS augmente au fur à mesure que de la matière possédant un moment cinétique important est accrétée, atteignant ainsi des vitesses proche de la vitesse de rupture de l'étoile. Ceci est en contradiction aux observations qui montrent que les cTTS sont de rotateurs lents avec des périodes typiques de quelques jours ([vogel:81], [bouvier:86]).

Ces observations peuvent, par contre, être expliquées en supposant que le champ magnétique stellaire est suffisamment fort (quelques milliers de Gauss) pour qu'il puisse rompre le disque interne ([camenzind:90], [koenigl:91]). La matière accrétée suit les lignes du champ et peut ainsi atteindre des vitesse de quasi-chute libre avant de tomber sur la surface de l'étoile. Quand le champ est dipolaire et aligné avec l'axe de rotation, l'accrétion prend place sur un anneau à des latitudes élevées. Pour expliquer les taches chaudes, il suffit que l'axe de rotation et celui du champ magnétique ne sont pas alignés. Les faibles vitesses de rotation des cTTS peuvent être expliquées par le couplage entre disque et magnétosphère qui régularise la vitesse angulaire de l'étoile ([cameron:93]). Des modèles de transfert radiatif adaptés pour la géométrie du modèle magnétosphérique arrivent bien à reproduire beaucoup des caractéristiques

observées des raies d'hydrogène ([hartmann:94], [muzerolle:98b]) suggérant que l'émission de ces raies est essentiellement produite dans des flots d'accrétion et non dans un vent. Les couleurs observées des cTTS dans l'infrarouge peuvent être expliquées, si l'on suppose que le disque est absent à l'intérieur de 70% du rayon de corotation[6]. Il n'est pas encore clair, que le modèle magnétosphérique puisse expliquer l'excès UV aussi bien que le modèle de la couche limite, mais [calvet:98] ont récemment montré que l'émission d'une colonne d'accrétion peut reproduire les propriétés principaux de l'excès optique qui est responsable du remplissage des raies photosphériques.

Cependant, il semble que le modèle magnétosphérique, qui suppose l'existence d'un champ magnétique dipolaire fort et stationnaire, soit trop simple lui-aussi et que le phénomène de l'accrétion soit beaucoup plus complexe. Des mesures du champ magnétiques ont été faites seulement pour quelques cTTS, et beaucoup d'entre elles ne donnent qu'une limite supérieure ([guenther:99], [johns-krull:99]). Des valeurs de quelques milliers de Gauss ont été mesurées, mais avec des grands facteurs de remplissage indiquant une importante couverture de la surface par le champ magnétique. Des mesures du champ magnétique de [donati:97] sur quelques wTTS montrent que celui-ci n'est pas purement dipolaire, alors que [johns-krull:99] ont mis en évidence un champ dipolaire de 2.6 kG pour la cTTS BP Tau. Il y a donc peu de preuves que des champs dipolaires forts et stables existent sur les TTS. D'autre part, il est possible que la couronne chaude des TTS engendre un vent stellaire qui force les lignes de champs à être radiales à partir des distances d'environ 3 rayons stellaires ([safier:98]). Les lignes de champ sont alors ouvertes à des distances plus grandes et le disque ne peut être rompu qu'à l'intérieur du rayon de corotation. Dans ce cas, on s'attend à ce qu'il existe un cisaillement important entre disque et champ magnétique, ce qui peut créer des instabilités MHD comme celle de Balbus-Hawley. La topologie du champ magnétique ne peut alors pas être stationnaire.

7.4 Variabilité photométrique

Un des critères de la définition originale de [joy:45] de la classe des étoiles T Tauri était la variabilité irrégulière de leur luminosité. Celle-ci peut aller jusqu'à 5 magnitudes et sur des échelles de temps aussi courtes que la seconde et aussi longues que des années. Dû à la complexité des courbes de lumière de TTS, elles ont longtemps échappé aux classifications basées sur la variabilité photométrique ([hoffmeister:57], [schmelz:84]). C'est ce qui a d'ailleurs mené [herbig:62] à définir une TTS seulement sur des critères spectroscopiques. Les variations les plus longues et les plus fortes sont celles observées dans les étoiles FU Orionis qui augmentent leur luminosité sur quelques centaines de jours jusqu'à $\gtrsim 5$ magnitudes suivie par une décroissance lente sur une échelle de quelques années à la décennie. Les variations les plus courtes sont interprétées comme des phénomènes d'éruption ([worden:81]) découvertes pour la première fois par [haro:76] sur un certain nombre des étoiles du nuage d'Orion ("flare stars"). Ces événements rares mais très puissants sont probablement des éruptions magnétiques comme on peut les observer sur les étoiles dMe. Des variations courtes mais plus lisses sur une échelle de temps de l'heure sont interprétées comme une changement du "veiling" ou une variabilité d'extinction circumstellaire ([gahm:95]). Aux rayons X, on observe des éruptions fréquentes, ces éruptions étant 1000 fois plus fortes que celle du soleil ([montmerle:83]).

Ce seulement une étude systématique de la variabilité photométrique des wTTS qui a

[6] Rayon auquel la vitesse de la matière du disque en rotation Keplerienne est égale à la vitesse de rotation stellaire.

mis en évidence une composante quasi-périodique sur une échelle de temps de quelques jours ([rydgren:83]). Cette périodicité est interprétée par une distribution inhomogène de la luminosité sur la surface de l'étoile due à la présence de taches photosphériques similaires aux taches solaires mais beaucoup plus grandes (typiquement de l'ordre 10 à 20% par rapport à 1% dans le cas du soleil). La recherche de périodes photométriques a été étendues aux cTTS ([vrba:86], [bouvier:89], [bouvier:93]) pour lesquelles la détection est plus difficile à cause de l'accrétion de matière qui entraîne une variabilité irrégulière. Néanmoins des variations périodiques de quelques jours ont pu être détectées. Les amplitudes de ces variations ne peuvent pas toujours être reproduites par la présence des taches froides comme dans le cas de wTTS, mais avec une tache dont la température est supérieure à celle de la photosphère ([bouvier:89]). Alors que la plupart des wTTS montrent des variations périodiques avec des périodes assez stables (pour V410 Tau elle est stable depuis 15 ans!), la variabilité des cTTS est le plus souvent irrégulière montrant parfois une composante périodique qui ne reste pas stable longtemps. L'origine de la variabilité irrégulière sur l'échelle de temps du jour n'est pas claire, mais peut être due à une variabilité de l'émission de la source d'excès ou une variabilité de l'extinction circumstellaire.

On constate que l'amplitude des variations des wTTS est toujours inférieure à 0.8 magnitude dans la bande spectrale V, tandis que les cTTS peuvent montrer des amplitudes jusqu'à 2 ou 3 magnitudes en V. L'amplitude des variations augmente vers les longueurs d'onde plus courtes et il existe une très bonne corrélation des flux dans la bande V, R et I. La corrélation avec B est moins bonne et les variations en U sont parfois décorrélées de celles en V. [herbst:94] a introduit une classification de la variabilité photométrique selon son origine:

- les variations de type I dues à la modulation rotationnelle de l'étoile possédant des taches froides sur la surface
- les variations de type II dues à une variabilité de l'excès de luminosité souvent irrégulière, mais parfois périodique (type IIp) due à la présence de taches chaudes
- les variations de type III dues à une variation d'extinction circumstellaire

La variation à moyen terme des wTTS est essentiellement due aux variations du type I, tandis que les cTTS montrent aussi bien des variations de type I et II et éventuellement également de type III. Une classe particulière des TTS sont des étoiles de type spectral plus précoce que K pour lesquelles on n'observe pas d'excès UV, mais dont l'excès IR indique un taux d'accrétion important. Leur variabilité est irrégulière, mais sur une échelle de temps plus longue que pour les cTTS. Son origine n'est pas très claire, mais est probablement une variabilité de l'extinction circumstellaire (type III). Parfois on observe une variation périodique due à la présence des taches froides. L'absence des variations périodiques dues à une tache chaude ne signifie pas pour autant l'absence de ces taches, mais peut être due au fait que le contraste entre la tache et le reste de la surface stellaire est moins forte que pour les étoiles K à M qui sont plus froides.

[safier:95] trouve que les cTTS montrent deux comportements distingues dans leur variabilité UBV:

- une variation en U-B corrélée en moyenne avec la variation B-V qu'il appelle variabilité de type O
- une variation en U-B anti-corrélée en moyenne avec la variation B-V qu'il appelle variabilité de type P

Le type de variation est une propriété statistique d'une cTTS, c'est-à-dire que l'étoile a tendance de montrer une corrélation entre les variations en U-B et B-V ou l'inverse, mais ne veut

pas dire que les couleurs sont strictement corrélées. Il trouve que la variabilité de type O peut être expliquée par une étoile en rotation possédant des taches, une obscuration variable ou un changement intrinsèque de la source d'excès obéissant la relation $\Delta T_s/T_s \propto \Delta n_H/n_H$ où T_s est la température de la source et n_H la densité numérique des atomes H. Comme les variations sont la plupart du temps irrégulières, elles sont essentiellement dues à un changement des propriétés de l'accrétion et l'apparition ou disparition des taches chaudes sur la surface stellaire. Les variations de type P, par contre, ne peuvent être expliquées que par un changement intrinsèque de la source, cette fois-ci avec $\Delta T_s/T_s \propto -\Delta n_H/n_H$. Ceci pourrait être dû soit à un changement du rayon à partir duquel la matière est accrétée sur l'étoile en suivant les lignes du champ magnétique soit à un changement de la densité du disque à ce rayon. Dans ce cas, il est possible d'obtenir aussi bien une variation du type O (quand le continuum de Paschen est optiquement épais) qu'une variation du type P (quand ce continuum est optiquement mince). Cet origine de variabilité reste spéculative.

8
Observations et résultats

Sommaire

8.1 Résumé de l'article "Photometric observations of YY Orionis: New Insight into the accretion process" 111
8.2 Résumé de l'article "CCD photometry of YY Orionis stars" . 112
8.3 Complément sur les courbes de lumière 129

8.1 Résumé de l'article "Photometric observations of YY Orionis: New Insight into the accretion process"

Dans cet article, nous discutons les résultats de nos observations photométriques de l'étoile YY Ori menées dans les filtres U, B, V, R, I et H_α au Wise Observatory en Israël en novembre et décembre 1994. Sa courbe de lumière montre une composante périodique avec une période de 7,6 jours. Nous attribuons cette modulation périodique de la luminosité à la présence d'une tache (ou groupe de taches) sur la surface stellaire qui, avec la rotation de l'étoile, apparait et disparait dans notre ligne de vue. L'amplitude de variation en fonction de la longueur d'onde indique que la tache est plus chaude que la photosphère et qu'elle couvre à peu près 10 % du disque stellaire. La taille de la tache est plus grande que celle des taches chaudes généralement observées pour les étoiles T Tauri classiques. Nous comparons les propriétés des étoiles T Tauri avec des taches et celles de l'étoile YY Ori. La différence majeure est le taux d'accrétion qui est beaucoup plus important pour YY Ori que pour les T Tauri classiques. Pour toutes les étoiles, la luminosité d'accrétion émise dans les régions chaudes ne représente qu'une fraction de la luminosité d'accrétion totale déterminée à partir des mesures du veiling et de la modélisation de la distribution d'énergie spectrale. Les taches chaudes responsables de la variation périodique de la luminosité ne sont donc pas les seules régions où l'énergie d'accrétion est dissipée. L'observation des cTTS ne possédant que des taches froides, mais qui ont un taux d'accrétion similaire à celui des cTTS avec taches chaudes, montre également qu'une grande partie de l'énergie d'accrétion doit être dissipée dans une région plus ou moins axisymétrique ou à symétrie sphérique. Le fait que l'accrétion est axisymétrique n'est pas en contradiction

avec le modèle magnétosphérique quand l'axe de rotation et l'axe du dipôle magnétique sont alignés. Cependant, pour pouvoir observer des taches chaudes, il faut que ces axes ne soient pas alignés.

8.2 Résumé de l'article "CCD photometry of YY Orionis stars"

Dans cet article, nous présentons les observations photométriques dans les bandes U, B, V, R et I d'un échantillon d'étoiles de type YY Orionis: YY Ori, SY Ori, CE Ori, NS Ori et XX Ori. Nous avons menés les observations au télescope de 1m du Wise Observatory en Israël entre novembre 1996 et janvier 1997. La luminosité de toutes les étoiles est variable à l'échelle de temps de quelques jours. Cette variation est très irrégulière et pour aucune des étoiles nous n'avons pu déterminer de période. Lorsque la luminosité de l'étoile diminue, les couleurs V-I et V-R deviennent plus rouges, un comportement typique des étoiles T Tauri. Ceci concorde avec la présence d'une source additionnelle, variable et de température différente de celle de l'étoile. Cependant, les courbes de lumière des étoiles observées ne permettent pas de contraindre les propriétés de cette source. Comme leur contrepartie, les cTTS, les étoiles YY Orionis montrent la plupart du temps une variation irrégulière. Ceci montre que l'accrétion de matière vers l'étoile doit être répartie de façon plus ou moins homogène sur la surface stellaire. Nous présentons également les résultats de deux étoiles de champ qui se sont révélées être variables: AO Ori et V 481 Ori. Tandis que la première montre une variation photométrique irrégulière et importante dans tous les filtres, nous avons déterminé une composante périodique pour la deuxième. Sa période est de 4.9 jours.

Publication

Photometric Observations of YY Orionis: a new insight into the accretion process

C. Bertout, S. Harder, F. Malbet, C. Mennessier, O. Regev, AJ, 112 (5), 2159-2167, 1996

PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF YY ORIONIS: NEW INSIGHT INTO THE ACCRETION PROCESS[1]

CLAUDE BERTOUT, STEPHAN HARDER, FABIEN MALBET, AND CATHERINE MENNESSIER

Laboratoire d'Astrophysique,[2] Observatoire de Grenoble, 414 Rue de la Piscine, St Martin d'Hères BP53, F38041 Grenoble, France

Electronic mail: bert@gag.observ-gr.fr, harder@gag.observ-gr.fr, malbet@gag.observ-gr.fr, mennessi@gag.observ-gr.fr

ODED REGEV

Physics Department, Technion-Israel Institute of Technology, Technion City, Haifa 32000, Israel

Electronic mail: regev@phastro.technion.ac.il

Received 1996 April 15; revised 1996 July 29

ABSTRACT

We report on photometric *UBVRI* observations of the star YY Orionis unveiling the existence of a periodic component in its light curve, with period 7.58±0.15 days. We attribute this period to rotational modulation of the light curve by a large spot (or group of spots) located on the stellar surface. The amplitude variation as a function of wavelength indicates that the spotted area is hotter than the photosphere and covers about 10% of the projected stellar disk area, a larger surface than usually found for the hot spots of classical T Tauri stars. Comparing the properties of other spotted T Tauri stars with those of YY Ori, we find that the main difference lies in the much larger accretion rate of YY Ori. We show that in all cases the accretion luminosity emitted in the spotted regions represents only a fraction of the total accretion luminosity expected on the basis of the photospheric veiling and spectral energy distribution modelling. We discuss these findings and propose a new qualitative picture of the accretion process in YY Orionis and classical T Tauri stars. © *1996 American Astronomical Society.*

1. INTRODUCTION

The star YY Orionis is the prototype of a subclass of T Tauri stars (TTSs) discovered by Walker (1972). YY Orionis stars are young late-type stars that display strong ultraviolet excess when compared to normal stars of similar spectral types. They also show variable inverse P Cygni absorption components at the edge of the hydrogen Balmer lines, which appear in emission. The red-displaced absorption components indicate that YY Orionis stars are surrounded by zones of infalling matter with velocities of typically 300 km/s, i.e., near free-fall velocities. Walker found that 9 out of 25 TTSs with unusually strong UV excess in the Orion star-forming region also display red-displaced absorption components in their Balmer lines.

Walker (1972) discussed two possible interpretations of his finding in his pioneering work: (i) spherical accretion and (ii) accretion through a circumstellar disk. We now briefly review subsequent developments concerning each of these hypotheses.

(i) The spherical accretion picture for YY Orionis stars was discussed in some quantitative detail by Appenzeller & Wolf (1977) and Wolf *et al.* (1977). According to this model, YY Orionis stars are very young stellar objects that have recently become visible in the optical range and in which accretion of the last remnants of the protostellar cloud is still occurring. This idea gained some support from models for the formation of spectral lines in infalling envelopes (Bertout 1977). Seeking to extend this model to the entire class of TTSs, Ulrich (1976) showed that line profiles typically observed in TTSs could originate in shocks formed at the stellar surface by matter moving in a velocity field combining infall and rotation. While the ballistic velocity field proposed by Ulrich was later used in several studies of rotating collapsing clouds, the assumptions he made in his line formation analysis are widely considered unrealistic. On the basis of a spectroscopic study of a sample of TTSs, Appenzeller (1977) then suggested that maybe up to 50% of all T Tauri stars are also members of the YY Orionis class in that they show at times inverse P Cygni components at their Balmer lines. While this result met with some skepticism at the time, it is corroborated by a recent study of Edwards *et al.* (1994) which demonstrates the ubiquity of weak, red-displaced absorption components in the lines of most strong-emission line TTSs (also called classical TTSs, or CTTSs).

(ii) Disk accretion is currently invoked to explain several aspects of T Tauri activity (see the review by Bertout 1989). The accretion disk model imposed itself when it became evident that the formation of low-mass stars is not the result of a simple spherical infall. Indeed, the observed rotation rate of star-forming cloud cores is large enough to produce disks or tori as a result of gravitational collapse (see the review by Bodenheimer 1995). Also, it was discovered in the early eighties that star formation is always accompanied by strong bipolar outflows that suggest the presence of underlying axisymmetric structures. Finally, many observed properties of

[1]Based in part on observations obtained at the Wise Observatory, Israel.
[2]Unité de recherche Mixte du Centre National de la Recherche Scientifique et de l'Université Joseph Fourier.

 0004-6256/96/112(5)/2159/9/$10.00 © 1996 Am. Astron. Soc.

CTTSs and YY Orionis stars can be explained by the presence of a circumstellar dusty disk and its interaction with the star. Direct observational evidence confirming this model is now becoming available (e.g., Guilloteau & Dutrey 1994; Koerner *et al.* 1995).

Current ideas and conjectures on accretion in the T Tauri phase are briefly discussed in Sec. 2, where it will become clear that we are far from fully understanding this physical process. While studies of accretion have mainly focused on CTTSs in recent years, it is obvious that YY Orionis stars, with their distinctive spectroscopic signatures of infall, represent a major key for understanding this process. It is urgent, in particular, to clarify the relationship between YY Orionis stars and CTTSs. With this in mind, we started a long-term, multi-instrument study of YY Ori itself. We report on the first photometric runs, during which we uncovered a light-curve periodicity, in Sec. 3. We discuss this finding in the context of accretion spots in Sec. 4, and we compare in Sec. 5 the YY Ori spot to hot spots found on CTTSs.

2. CURRENT IDEAS ON THE ACCRETION PROCESS

In the "classical" accretion disk model first developed by Lynden-Bell & Pringle (1974), accretion occurs subsonically and steadily through an axisymmetric boundary layer (hereafter BL) between disk and stellar surface. While this model is quite successful in explaining the veiling and the UV excess observed in CTTSs (Basri & Bertout 1989; Popham *et al.* 1993; Regev & Bertout 1995), it cannot account for (i) the observed high velocities of the infalling material observed in YY Orionis stars,[3] and (ii) the presence of hot spots on the surface of several CTTSs, which is deduced from the observed light-curve and attributed to non-axisymmetric accretion (see Bouvier *et al.* 1993).

The "magnetospheric accretion" model was devised because of these two problems (Bertout *et al.* 1988; Königl 1991). It assumes that the stellar magnetic field is strong enough to disrupt the disk's inner parts, so that accreting disk material is channeled by the magnetic field lines and can reach near free-fall velocity before hitting the stellar surface. If the stellar field is dipolar and aligned with the rotation axis, as envisioned in current models, accretion occurs in a high-latitude belt. If magnetic and rotation axes are not aligned, then deviations from axisymmetry occur and hot accretion spots are formed at the base of magnetic loops, where the fast-flowing accreting material is stopped in a strong shock. In an organized magnetic field, one would then expect a rotational modulation of accretion diagnostics such as Balmer line emission. A long time sequence of spectrograms for the CTTS SU Aur obtained by Giampapa *et al.* (1993) in fact indicates such a trend.

While seductive, this picture is not without problems. Because of the lack of detailed quantitative models, it is not clear at present that the emitted spectrum of accretion spots can reproduce the blue and UV continua of CTTSs as well as BL models do. Also, Edwards *et al.* (1994) conclude from the study of line profiles in CTTSs mentioned above that neither the presence nor the velocity structure of inverse P Cygni components appear to depend on the star's view angle. This finding probably rules out current models of accretion in a dipolar magnetic field and suggests a much more complex magnetic field geometry on CTTSs.

Studies of CTTS rotation shed additional light on the accretion properties, but they also bring in new problems. Bouvier *et al.* (1993) found that accreting T Tauri stars (CTTSs) are rotating, on the average, slower than their non-accreting counterparts (the weak-emission line T Tauri stars, or WTTSs). This was at first considered surprising because accreted disk matter, which possesses high specific angular momentum, was expected instead to accelerate the stellar rotation. However, Cameron & Campbell (1993) showed that angular momentum can be transferred from the star to the disk in magnetically controlled accretion, thus slowing down and regulating, the rotation of accreting stars. While this is an argument in favor of magnetospheric accretion, one must emphasize that the Cameron & Campbell model neglects angular momentum extraction from the star and/or the disk by the strong T Tauri winds and jets. Although the nature of these outflows remains elusive, current models show that they must play a major role in the angular momentum balance and evolution of the star/disk system (cf. Shu *et al.* 1994 and King & Regev 1994).

The picture became even more complicated when Bouvier *et al.* (1995) reported apparent changes by up to ± 20–30% of the photometric period of CTTSs with hot accretion spots, a fact that remains quite puzzling in the framework of magnetically controlled accretion unless T Tauri stars are subjected to strong differential rotation. We note that differential rotation in CTTSs may be a natural consequence of matter accretion through a BL, which is expected to speed up the equatorial regions and induce meridional circulation (Galli & Shu 1991). While Johns-Krull (1996) did not find evidence for differential rotation in his study of high-resolution line profiles of three bright TTSs with little or no veiling, nothing is known about the rotation law of actively accreting CTTSs.

There are several other possible explanations for the photometric period variations. For example, Bouvier *et al.* (1995) suggest that they are similar to the quasi-periodic oscillations seen in x-ray emission of DQ Her systems. Although physical properties in CTTSs and DQ Her objects are quite different, this suggestion cannot be dismissed (nor confirmed) on the basis of current observational data. Period variations might perhaps also occur if hot spots represent the signature of accretion in a (nonaxisymmetric) BL, where the rotational velocity varies by one order of magnitude on a radial scale of a few percent of the stellar radius. Since the integrated opacity of typical BLs is close to unity (Basri & Bertout 1989), it is conceivable that modest variations of the mass accretion rates might result in opacity variations in the BL, thus inducing small changes in the location, and consequently of the velocity, of the BL photosphere. This suggestion could be tested by numerical computations of the BL structure. Still another possibility currently being investigated by Ultchin *et al.* (in preparation) is based on a model

[3]Note however that supersonic accretion velocities are found in non-steady numerical BL models [Godon (1996)].

TABLE 1. Photometric observations of YY Ori.

Date	U mag.	Date	B mag.	Date	V mag.	Date	R mag.	Date	I mag.	Date	Hα mag.
643.562	-0.456	643.560	-0.219	643.557	-0.271	643.547	-0.137	643.546	-0.139	643.565	-0.124
644.519	+0.337	644.517	+0.243	643.558	-0.248	643.548	-0.175	644.511	+0.134	644.523	+0.197
645.582	-0.116	645.579	+0.159	644.515	+0.177	643.549	-0.117	645.451	+0.125	645.462	+0.004
646.425	+0.223	646.560	+0.273	645.453	+0.169	643.551	-0.152	645.574	+0.013	645.586	+0.085
646.564	+0.119	647.441	-0.084	645.577	+0.075	643.553	-0.188	646.554	+0.035	646.567	+0.026
647.444	+0.044	647.582	-0.125	646.419	+0.157	644.513	+0.241	647.436	-0.132	647.452	-0.009
647.586	+0.059	670.433	+0.025	646.558	+0.132	645.452	+0.076	670.416	-0.004	670.442	-0.103
670.437	-0.104	670.581	-0.105	647.439	-0.083	645.575	+0.070	670.420	+0.014	670.591	-0.139
670.586	-0.280	671.384	-0.294	647.580	-0.060	646.556	+0.127	670.422	+0.014	671.394	-0.045
674.523	-0.149	674.519	-0.141	670.430	+0.038	647.438	-0.078	670.569	-0.032	674.527	+0.089
676.375	+0.250	676.369	+0.316	670.578	-0.188	670.423	+0.084	670.571	-0.062	676.380	+0.033
676.531	+0.341	676.526	+0.367	671.382	-0.186	670.427	+0.083	671.376	-0.046	676.535	+0.047
678.388	-0.266	678.383	-0.417	674.516	-0.021	670.573	-0.053	674.511	+0.006	678.392	-0.062
				676.366	+0.234	670.575	-0.039	676.519	+0.114		
				676.523	+0.346	671.379	-0.082	678.373	-0.041		
				678.379	-0.272	674.513	+0.051				
						676.364	+0.177				
						676.520	+0.207				
						678.375	-0.097				

Notes to Table 1
Add 244900 to the value given in the Date column to get the Julian date of individual measurements.
The magnitude in each filter given here refers to the deviation from the average observed magnitude. See text for details.

proposed by King & Regev (1994) for matter ejection from the (clumpy) T Tauri disk by interaction of diamagnetic blobs with stellar magnetic loops. Not all of the ejected matter reaches escape velocity in this model, and Ultchin *et al.* find that accretion spots on the disk and/or star might be formed by the re-entry of ejected blobs in the disk or star atmosphere, resulting (in certain conditions) in period variability on the time scale of magnetic field variability at the stellar surface.

3. PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF YY ORI

We carried out photometric observations of YY Ori at the 1m telescope of the Wise Observatory in Mitzpe Ramon (Israel) during two observing runs which took place from 1994 October 17 to 22 and from November 13 to 22. A 1024 ×1024 pixel CCD detector was used to image a region surrounding YY Ori in six filters (the U, B, V, R, and I filters of Johnson's photometric system and a Hα filter with a 50 Å FWHM). The field of view was about 12×12 arcmin. In order to compute the magnitude of YY Ori, we compared its flux in each filter to the average flux of three nonvariable stars measured on the same exposure. The choice of comparison stars was done in the following manner. First, we calculated the standard deviation of the field stars' measurements on each exposure and excluded those images for which the standard deviation was considerably higher than in other images. The field stars whose magnitudes did not differ by more than one standard deviation from their average magnitude were then considered to be nonvariable and used as relative reference stars. To estimate the systematic error of the magnitude determination method, we calculated the standard deviation of the difference in magnitude, over the entire sample of exposures, for every pair of comparison stars. The average standard deviations of all possible combinations provides the following estimate of the systematic error in each filter: 0.2 mag for filter U, 0.09 mag for filter B, 0.08 mag for filter V, 0.06 mag for filter R, 0.04 mag for filter I, and 0.1 mag for the Hα filter. Photometric results are given in Table 1 and displayed in Fig. 1.

4. RESULTS AND DISCUSSION

4.1 The Light Curve of YY Ori

The data were analyzed to search for a periodic component in the light variations. We used the periodogram analysis developed by Horne & Baliunas (1986), for periods ranging from 1 to 15 days. The periodogram does not show any significant peak in filters I, U, and Hα. The highest peak in the other filters is found for a period of 7.58 days with a confidence level of at least 90% for filters V and B and 99% confidence for filter R. Figure 1 includes the best-fit sine curves with a $7^{d}58$ period. In this fit, the (common) phase and amplitudes were left as free parameters. The rms error is typically 0.1–0.15 mag in all filters. Figure 2 shows the phase-folded data and the phased sine curves fitted to the data. The sine curves agree quite well with the light variations, especially in filters R, V, and B. The error on the period, estimated by using the formula given by Horne & Baliunas (1986), is $0^{d}15$.

In order to confirm this period, we analyzed the large set of *UBV* data obtained over several years by Kolotilov (1986) for the possibility of periodic variations. Applying the periodogram analysis to the full data set, we found that the most significant peak in filter V appears at period 7.67 days with a confidence level of more than 99%. However, a second peak is also present at 2.61 days and has almost the same false alarm probability. We then restricted the analysis to a subsample of the data containing the most frequent observations, obtained from JD 2445230 to JD 2445349, we found a period of 7.69 days with a confidence level higher than 99.9%. Figure 3 shows these phase-folded data, which seem to confirm the presence of a stable photometric period over a time interval of more than a decade, in contrast to other CTTSs which show period variations over a few years.

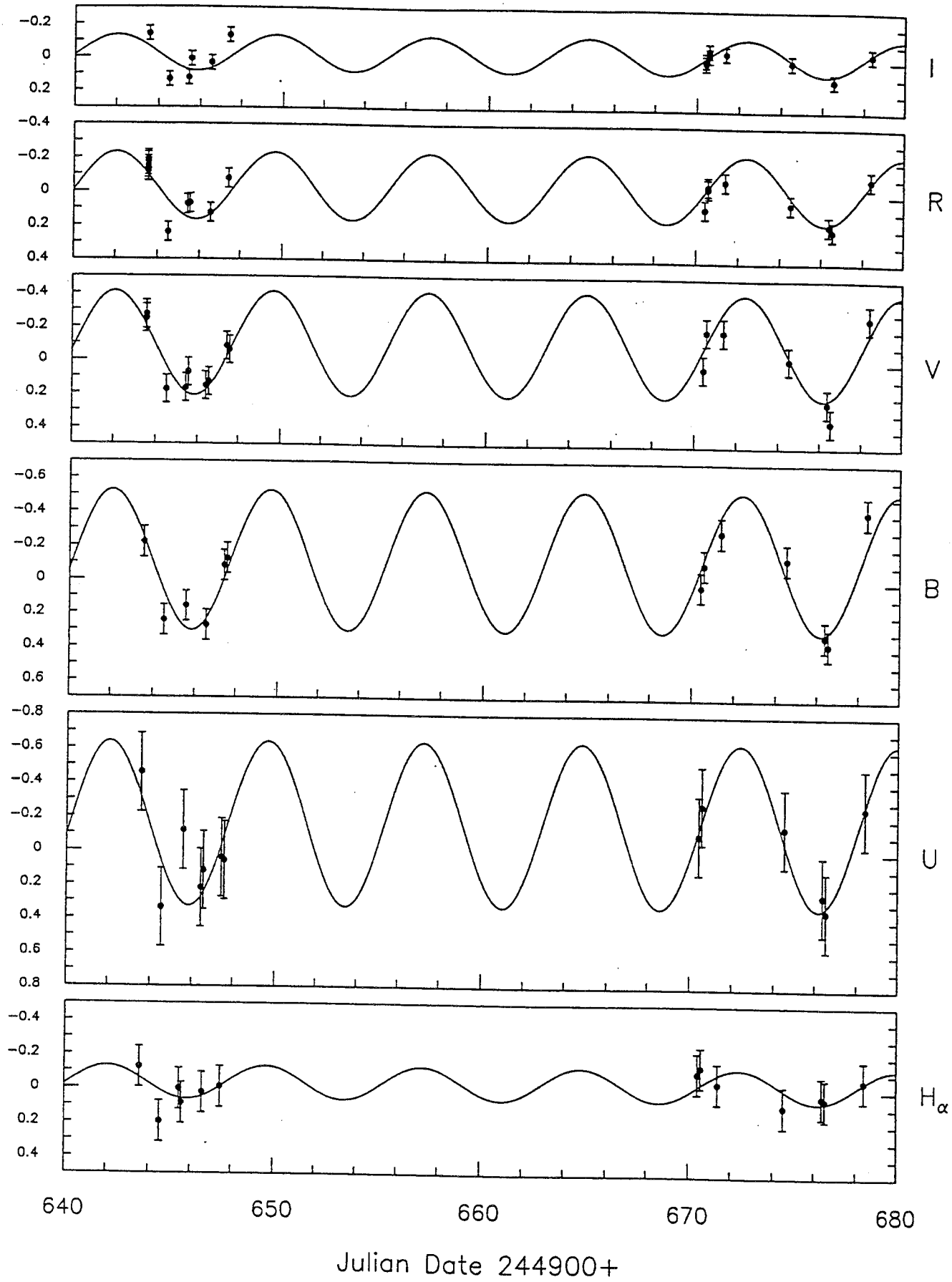


FIG. 1. CCD photometric observations of YY Ori in *UBVRI* and in a narrow Hα filter. The magnitude values given here refer to the deviation from the average observed magnitude. The solid lines shows the best-fit sine curves for a 7.58 day period.

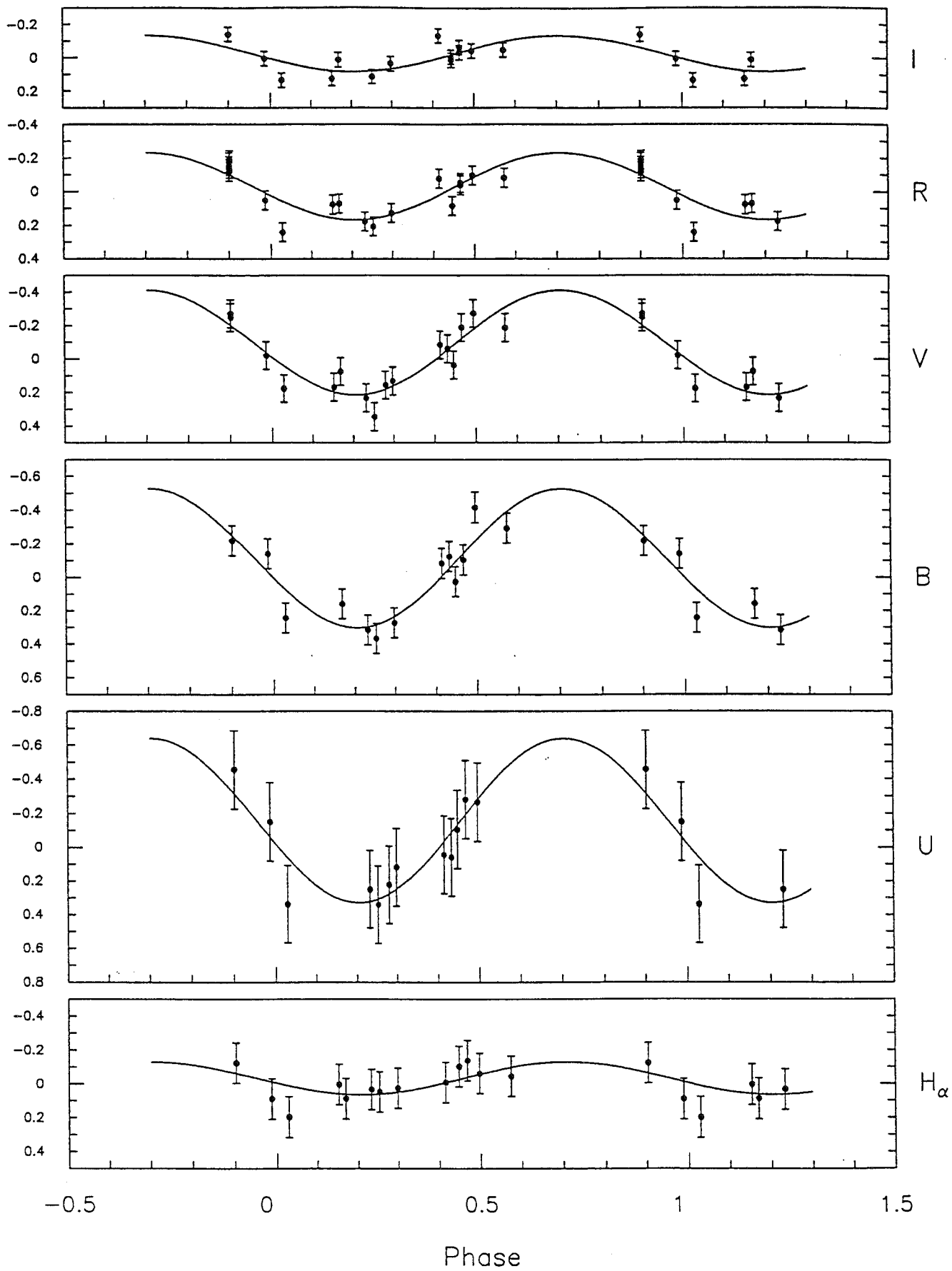


FIG. 2. Phase-folded photometric data for YY Ori. The solid lines represents the best sinusoidal fit to the data in each filter.

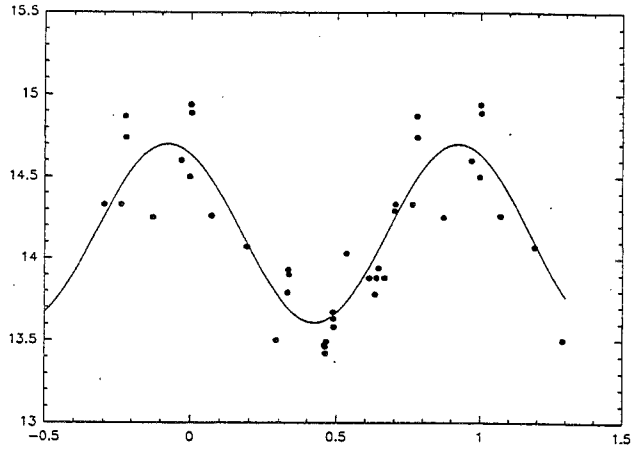


FIG. 3. V photometric data obtained by Kolitolov (1986). The assumed period is 7.69 days. The solid line represent the best sinusoidal fit to the data.

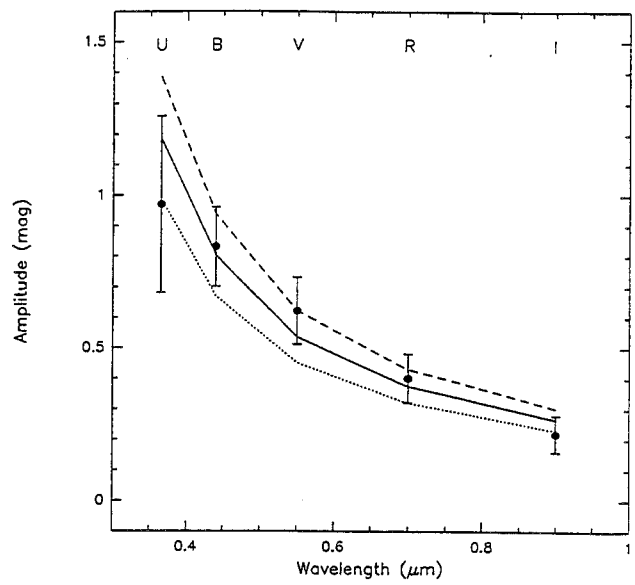


FIG. 4. Plot of the amplitude variations in each filter. The solid line shows the fit obtained for spot properties given in the text, while the dotted and dashed lines show alternate models (see text).

4.2 Spot Model

The observed and computed amplitudes of light variation as a function of observed wavelength is plotted in Fig. 4. One finds that the amplitude increases towards shorter wavelengths, from 0.25 mag in filter I to 0.8 mag in filter B, and remains approximately constant in filters B and U, although one must caution that the uncertainty in the U measurements is quite large.

We interpret the periodic light variations as the presence of temperature inhomogeneities on the stellar surface that modulate the stellar flux as the star rotates. For simplicity we suppose that only one spot is present on the star and that its flux as well as the flux of the star are those of blackbodies. The amplitudes of the light variations can be used to deduce the spot temperature and projected area. The amplitude of variation at a given wavelength is

$$\Delta m_\nu = -2.5 \log\left\{1 + f\left(1 - \frac{\mu_\nu}{3}\right)[x_\nu(T_s, T_{\rm spot}) - 1]\right\},$$

where x_ν is the ratio between the intensities of the spot and the star at frequency ν. $T_{\rm spot}$ is the temperature of the spot, T_s is the stellar effective temperature (here 4000 K, corresponding to YY Ori's K7 spectral type, f is the fraction of the spot's surface with respect to the stellar disk area, and μ is the limb darkening coefficient.

We find that the observed variation of light-curve amplitude with wavelength cannot be reproduced by a cold spot model. Instead, a hot spot is needed in order to obtain the strong amplitude increase towards short wavelengths. The solid line represents the best fit to the data and shows that the spot covers about 11% of the stellar disk area. Its temperature is 6060 K, compared to 4000 K for the effective temperature of the star. However, due to the large uncertainty on the U value, a small range of spot temperatures and areas around the above values will fit the data almost equally well. The dashed line shows the solution for a spot temperature of 6300 K, and the dotted line shows the solution for 5800 K. Variation of the spot area by a few percent will lead to similar variations of the solutions.

As discussed by Bouvier *et al.* (1993), spot models constructed for reproducing the light curve of periodic CTTSs are based on simple assumptions such as the presence of a single, circular spot with a unique temperature. The aim of these models is therefore to give a first approximation of the properties of the spotted region rather than to reproduce the light curve in detail. It is important to keep in mind that the spot bolometric flux $R^2_{\rm spot}T^4_{\rm spot}$ is fixed by the photometric data set within the error bars of the photometric measurements. Therefore, the actual values of spot temperature and size cannot be much different of the values indicated above unless the measured photometric fluxes are affected by non-photospheric contributions. Bouvier *et al.* also discuss the several biases that can affect the measurements in the case of T Tauri stars, and find in particular that spot properties are less ambiguous for single stars than for binary systems in which the presence of a cool companions can significantly alter the apparent colors of the spot. Similarly, spot models are less reliable for strongly veiled stars than for WTTSs. Recent adaptive optics near-infrared observations of YY Ori with a resolution of about 0″.13 showed that it is a single star down to about 50 AU (Ménard *et al.*, in preparation). Only one veiling measurement of YY Ori is available so far ($r = 1.8$; see Table 2). If this value is representative of the average veiling of YY Ori, the temperature estimate given above might therefore be a lower limit to the actual spot temperature, and the derived spot area might thus represent a higher limit to the actual value.

4.3 Comparison with CTTSs

We compiled in Table 2 various data of CTTSs of the Taurus-Auriga star-forming region with known photometric periods as well as the corresponding data for YY Ori. Column 1 gives the star name, column 2 gives the star number in the Herbig & Bell (1988) catalog (HBC), and column 3 gives

TABLE 2. Properties of classical T Tauri stars with periodic light curves.

Star (1)	HBC (2)	Bin. Sep. (3)	Sp.T. (4)	T_{eff} (5)	r_{5700} (6)	R (7)	A_v (8)	P_{rot} (9)	v sini (10)	T_{spot} (11)	f (12)	log M_{acc} (13)	i (14)
DF Tau	36	0.088	M0.5	3800	0.93	3.14	0.75	8.5	16.1	5140	3	-5.9	59
T Tau	35	0.71	K1	5100		3.81	1.44	2.8	19.5				16
RW Aur	80	1.5	K1:	5100	1.83	2.72	1.10	5.3	19.5			-5.8	49
GK Tau	57	2.4	K7	4000	0.23	2.15	1.12	4.65	18.7	cf. Note 1		-7.2	53
GG Tau	54	0.288/1.4	K7-M0	3960	0.30	2.27	0.78	10.3	10.2	3030	7	-6.7	66
BP Tau	32	s	K7	4000	0.55	2.05	0.55	7.6	ul	8211	0.36	-6.8	
DE Tau	33	s	M1	3680	0.57	1.62	0.20	7.6	10	4770	1.3	-6.5	68
DK Tau	45	s	K7	4000	0.49	2.45	1.18	8.4	11.4	2410	15	-6.4	50
GI Tau	56	s	K7	4000	0.24	1.90	1.33	7.2	11.2	cf. Note 1		-6.9	57
DL Tau	58	s	M1	3680	1.75	2.50	1.35	9.4	16			-6.7	
AA Tau	63	s	K7-M0	3960	0.37	1.86	0.93	8.2	11	cf. Note 2		-6.9	74
DN Tau	65	s	M0	3920	0.08	1.75	0.35	6.0	8.1	2900	20	-7.5	33
										10200	0.025		
GM Aur	77	s	K7-M0	3960	0.08	1.75	0.35	12.0	12.4	5810	0.7	-7.6	90
IP Tau	385	s	M0	3920	0.22	1.31	0.25	3.25	ul	4930	3	-7.9	
DG Tau	37		K7-M0:	3960	2.87	2.48	1.00	6.3	15.4	3430	15	-5.7	51
DH Tau	38		M0	3920		1.39		7.2	ul				
DR Tau	74		K5:	4400	9.20	1.78	3.20	7.3	ul			-5.1	
LkCa-15	419		K5:	4400		1.25		5.85	12.5	3010	22		
YY Ori	119		K7	4000	1.8	3.3	1.9	7.58		6010	11	-5.5	

Notes to Table 2
(1) Complex light curve (cf Vrba et al. 1986). Spot models appear unreliable
(2) Variation of amplitude with wavelength is not compatible with spot hypothesis

the angular separation of the components when the star is a binary. The letter *s* designates single stars, and unknown status is indicated by a blank. Data for this column are from Simon & Prato (1995). Column 4 and 5 give, respectively, the spectral type (usually from the HBC) and the effective temperature, using the scale of Cohen & Kuhi (1979). Column 6 gives the veiling at 5700 Å (average value of the careful measurements by Hartigan *et al.* 1995). Column 7 indicates the stellar radius in units of solar radii, computed from the effective temperature of column 5 and the intrinsic stellar luminosity derived by Cabrit *et al.* (1990). Column 8 gives the visual extinction in magnitudes (from Cabrit *et al.* 1990). The period is given in column 9, while column 10 indicates the projected rotational velocity. Both are taken from Bouvier *et al.* (1993) and Bouvier *et al.* (1995), who also contributed most of the spot modeling. The spot temperature is tabulated in column 11 and the coverage fraction of the stellar disk is given in column 12. A blank indicates that no model is available for the given object. Some data in these two columns are from Vrba *et al.* (1986) and Vrba *et al.* (1989). Finally, column 13 gives the mass accretion rate, in units of solar masses per year (from Hartigan *et al.* 1995) and column 16 gives the inclination angle of the star, calculated from its radius, period, and projected rotational velocity.

We now discuss properties of CTTSs spots comparatively with the YY Ori spot. In order to minimize the possibility of strong errors in spot properties, we restrict our sample to those CTTSs in Table 2 that are designated as single stars by Simon & Prato (1995) and display hot spots. These are BP Tau, DE Tau, DL Tau, DN Tau,[4] GM Aur, and IP Tau. Except for DL Tau, for which no spot models exist anyway, all these objects also display reasonably low veiling and their spot temperature is therefore reasonably well constrained. For completeness, we also considered the two remaining stars of our sample, two single CTTSs with cold spotted areas, DK Tau and DN Tau.

TABLE 3. Comparison of spot and accretion luminosities.

	L_{spot} (1)	L_{acc} (2)	L_{spot}/L_{acc} (3)
BP Tau	0.025 - 0.05	1.22 ± 0.12	0.015 - 0.04
DE Tau	0.01- 0.02	3.10 ± 0.31	0.003 - 0.007
GM Aur	0.01 - 0.02	0.22 ± 0.02	0.04 - 0.1
IP Tau	0.015 - 0.03	0.16 ± 0.02	0.08 - 0.21
YY Ori	1.2 - 2.4	15.2 ± 1.52	0.07 - 0.17

The spectral types of all stars in our sample is constrained in the narrow K7–M1 range, and their other intrinsic properties (veiling and rotation period) are rather similar. Also, it is intriguing to note that the mass accretion rates of CTTSs with hot and cold spots is basically the same. This is a clear indication, which has apparently been overlooked so far, that hot spots cannot play a central role in the accretion process.

Spot properties are also quite similar within the two subgroups, averaging at T_{spot}=6500 K and f=1.4% for the stars with hot spots, and T_{spot}=2600 K and f=17.5% for the stars with cold spots. Because of the T^4 dependance of the spot radiative flux, cold spots must be much more extended than hot spots in order to be detected. Conversely, the light curve is dominated by hot spots as soon as they are present on the star. With the above average values for the spot temperatures, one indeed finds that the light curve of a K7 star is dominated by the hot spot in the *U* filter as soon as its area exceeds 0.8% of the stellar disk area. Thus, CTTSs may be permanently covered by large, cold magnetic spots that are undetectable when hot spots are present but dominate the

[4]Simultaneous appearance of hot and cold spots was observed for DN Tau by Vrba *et al.* (1986); we use their derived spot properties here. At other times, only cold spots were observed on this object [e.g., Bouvier *et al.* 1986)].

TABLE 4. Observed and extinction-corrected apparent magnitudes of YY Ori.

Filter	Magnitude $A_v = 0$	Magnitude $A_v = 1.9$
U	13.91	10.91
B	14.17	11.66
V	13.28	11.38
R	12.49	11.08
I	11.81	10.94
1.65μm	9.95	9.57
2.3μm	9.33	9.16
3.5μm	8.65	8.55

light curve in the absence of accretion spots. Because of their size and longevity, cold spots likely span a large and stable—on timescales of a few years—range in latitude and longitude and probably provide a good estimate of the stellar rotational period. Hot spots, on the other hand, seem to play a major role in T Tauri variability. Vrba *et al.* (1989) were first to suggest, on the basis of the color properties of CTTS light curves, that hot regions are the cause of both periodic and aperiodic light variability in CTTSs on timescales of days to weeks. Hot spots are usually much smaller than cold spots and may be much shorter lived, as the alternance of periodic and nonperiodic variability suggest. If the location of hot spots on the stellar surface is also variable, as expected if they trace the footprints of the strongest stellar magnetic loops, they may in fact be the best possible tracers of differential rotation in CTTSs.

Table 2 shows that the spot observed on YY Ori is much larger than hot spots usually observed on CTTSs, although spot temperatures are quite comparable. The main other discrepancy is the mass-accretion rate, which is about 34 times larger in YY Ori than in the CTTSs of our sample. Whether there is a general correlation between accretion rates and spot sizes is unknown at the present time; it is certainly not the case in our small sample of CTTSs.

4.4 Spot and Accretion Luminosities

A further comparison of YY Ori with other CTTSs is provided by Table 3, where the spot luminosity (column 1) and accretion luminosity (column 2) are given, both in solar luminosity units. Also, column 3 gives the ratio of these two quantities. The spot luminosity was computed from

$$L_{\rm spot} = 2 \cdot 4\pi x R^2_{\rm spot} \sigma T^4_{\rm spot},$$

where

$$x = \frac{f}{4 \sin \theta}$$

is the ratio of spot to stellar areas, which depends on the spot latitude θ. In column 1 of Table 4, we consider the two cases for which $\sin \theta = 1/2$ and 1. The factor 2 in $L_{\rm spot}$ reflects the fact that half of the spot flux is radiated toward the stellar photosphere. The accretion luminosity is computed from

$$L_{\rm acc} = \frac{G M_* \dot{M}_{\rm acc}}{R_*},$$

where the stellar parameters are from Table 2. The error range given in column 2 of Table 3 is based on the 10% uncertainty in the veiling determination estimated by Hartigan *et al.* (1995).

Table 3 clearly shows that the fraction of accretion luminosity radiated away in the hot spot ranges from less than 1% to about 15%. On the basis of accretion disk theory (Lynden-Bell & Pringle 1974) as well as of models of the blue and ultraviolet excesses of CTTSs (Basri & Bertout 1989), we expect about 50% of the accretion luminosity to be radiated away in the star/disk interaction region. Even with the uncertainty quoted in Table 3, it seems unlikely that such a high ratio of spot to accretion luminosity could be reached. Veiling variability introduces another source of possible uncertainty, since the veiling and spot data are based on different sets of observations. We note, however, that this effect should contribute equally to overestimating or underestimating the ratio of spot to accretion luminosity.

We therefore tentatively conclude that hot spots cannot be the only regions in which accretion power is dissipated. The remaining fraction of the accretion luminosity must be dissipated in an axially symmetric or spherically symmetric region, since it does not modulate the light curve on the time scale of stellar rotation. An obvious such region is a boundary layer, as envisioned by Lynden-Bell & Pringle (1974) and others. Another possibility, which is particularly attractive in the case of YY Orionis, is quasi-spherical infall onto the star from a thick disk or infall onto the disk/star system from an oblate envelope. The strong inverse P Cygni profiles as well as YY Ori's high value of visual extinction both support the presence of an extended infalling envelope around this particular star.

Further support to the conclusion that the observed spot is not the main source of accretion luminosity is given by the spectral energy distribution of YY Ori, which we could derive from our (average) observations. The star NGC 1977-38, with known photometry and spectral type, was present in the field of view of the CCD camera, and we used it in order to roughly translate the YY Ori relative photometry to an absolute scale. Resulting observed and extinction-corrected magnitudes are given in Table 4. In order to present a more extended spectral energy distribution, we added to our photometric data the near-infrared flux measurements given by Cohen & Kuhi (1979). Figure 5 displays both the observed and extinction-corrected spectral energy distributions. The strong UV excess that is a trademark of YY Orionis stars is clearly present and indicates the presence -in addition to the photosphere- of a zone with equivalent blackbody temperature in the 10^4 K range (solid line), much higher than the 6000 K spot temperature derived above. However, one must caution that neither the extinction determination nor the infrared data are simultaneous with our photometric data.

5. SUMMARY: A HEURISTIC MODEL

It is tantalizing to suggest a picture in which YY Ori is a young CTTS still surrounded by an infalling envelope in addition to its circumstellar disk. In the YY Ori phase, the envelope rains down onto the star and disk, thereby sustaining the high mass accretion rate. The strong UV excess is produced mainly in a classical BL, while the prominent in-

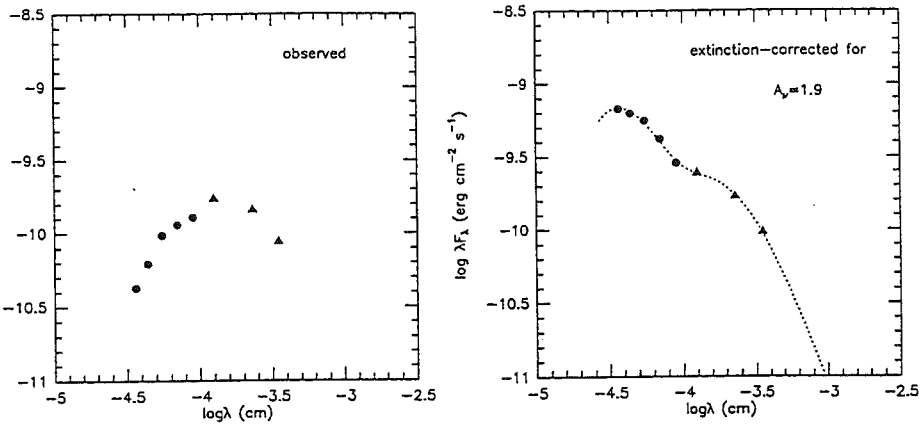


FIG. 5. Observed and extinction-corrected spectral energy distribution of YY Ori. The dotted line displays the SED resulting from three blackbody contributions at respective temperatures 10^4 K (boundary layer), 4000 K (photosphere), and 2000 K (inner accretion disk).

verse P Cygni profiles result from quasi-spherical envelopeinfall. As time passes, the envelope becomes opticallythin, and the shallow inverse P Cygni profiles seen in CTTS mark the end of envelope accretion. In both YY Ori and CTTS cases, the central object is a magnetically active object that interacts with the disk, and some accretion may occur along field lines, creating hot spots. Alternatively, these may result from ejected matter that did not reach escape velocity. Also, the wind results from the magnetic interaction between star and disk, following one or the other of the different scenarii proposed recently (e.g., Shu *et al.* 1994, King & Regev 1994), which may also account for the observed spin rates of CTTSs. However, we propose that the average magnetic field is either not strong enough or not organized enough to fully disrupt the inner disk, so that the main part of the accretion power is dissipated in a classical BL. Strong differential rotation may result from BL accretion, causing theobserved photometric period variability, although other possibilities cannot be excluded at this point.

Finally, we stress that because of the limited statistics on which they are based, the conclusions reached above are merely suggestive, and the overall picture presented here remains quite speculative. Further simultaneous spectroscopic and photometric observations of YY Orionis stars and CTTSs will be needed to confirm, or dismiss, this new tentative picture of accretion in young stellar objects.

We thank Jérôme Bouvier and Sylvie Cabrit for helpful discussions. We are indebted to the director and staff of Wise Observatory for time allocation and logistic help. C.B. thanks the Theoretical Physics Institute at the Technion for hospitality. O.R. acknowledges partial support by the Israel Academy of Sciences, and thanks the Grenoble Observatory and Université Joseph Fourier for hospitality.

REFERENCES

Appenzeller, I. 1977, in The Interaction of Variable Stars with their Environment, edited by R. Kippenhahn, J. Rahe, and W. Strohmeier (Remeis-Sternwarte, Bamberg), p. 80
Appenzeller, I., & Wolf, B. 1977, A&A, 54, 713
Basri, G., & Bertout, C. 1989, ApJ, 341, 340
Bertout, C. 1977, A&A, 58, 153
Bertout, C. 1989, ARA&A, 27, 351
Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. 1988, AJ, 330, 350
Bodenheimer, P. 1995, ARA&A, 33, 199
Bouvier, J., Bertout, C., & Bouchet, P. 1986, A&A, 158, 149
Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E., & Matthews, J. 1993, A&A, 272, 176
Bouvier, J., Covino, E., Kovo, O., Martin, E. L., Matthews, J. M., Terranegra, L., & Beck, S. C. 1995, A&A, 299, 89
Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1990, ApJ, 354, 687
Cameron, A. C., & Campbell, C. G. 1993, A&A, 274, 309
Cohen, M., & Kuhi, L. V. 1979, ApJS, 41, 743
Edwards, S., Hartigan, P., Ghandour, L., & Andrulis, C. 1994, AJ, 108, 1056
Galli, D., & Shu, F. H. 1991, in Angular Momentum Evolution of Young Stars, edited by S. Catalano and J. R. Stauffer (Kluwer Academic, Dordrecht), p. 33
Giampapa, M. S., Basri, G. S., Johns, C. M., & Imhoff, C. L. 1993, AJS, 89, 321
Godon, P. 1996, AJ (in press)
Guilloteau, S., & Dutrey, A. 1994, A&A, 291, L23
Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, ApJ, 452, 736
Herbig, G. H., & Bell, K. R. 1988, Lick Obs. Bull. No. 1111
Horne, J. H., & Baliunas, S. L. 1986, ApJ, 302, 757
Johns-Krull, C. M. 1996, A&A (in press)
King, A. R., & Regev, O. 1994, MNRAS, 268, L69
Koerner, D. W., Chandler, C. J., & Sargent, A. I. 1995, ApJ, 452, L69
Kolotilov, E. A. 1986, AZh, 63, 298
Königl, A. 1991, ApJ, 370, L39
Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603
Popham, R., Narayan, R., Hartmann, L., & Kenyon, S. J. 1993, ApJ, 415, L127
Regev, O., & Bertout, C. 1995, MNRAS, 272, 71
Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., & Lizano, S. 1994, ApJ, 429, 781
Simon, M., & Prato, L. 1995, AJ, 450, 824
Ulrich, R. K. 1976, ApJ, 210, 377
Vrba, F. J., Rydgren, A. E., Chugainov, P. F., Shakovskaya, N. I., & Weaver, W. B. 1989, ApJ, 97, 483
Vrba, F. J., Rydgren, A. E., Chugainov, P. F., Shakovskaya, N. I., & Zak, D. S. 1986, ApJ, 306, 199
Walker, M. F. 1972, ApJ, 175, 89
Wolf, B., Appenzeller, I., Bertout, C. 1977, A&A, 58, 163

Publication

CCD photometry of YY Orionis stars

S. Harder, C. Bertout, C. Mennessier, A&ASS, 129, 337-341, 1998

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **129**, 337-341 (1998)

CCD photometry of YY Orionis stars*

S. Harder[1], C. Bertout[2], and C. Mennessier[1]

[1] Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
[2] Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

Received June 12; accepted September 29, 1997

Abstract. Photometric *UBVRI* observations of the YY Orionis stars YY Ori, SY Ori, CE Ori, NS Ori and XX Ori are presented. The luminosity of all stars is variable on a timescale of a few days. This variation is rather irregular and no periodic variability was observed in the present data sets. The $V-I$ and $V-R$ colors become redder when the stars become fainter, suggesting that inhomogeneous surface temperature distributions are responsible for the observed irregular variability. Two stars located in the vicinity of our program stars and observed in the same frames turned out to be variable. They were identified as V481 Ori and AO Ori. We report a periodic modulation of the V481 Ori light curve with a period of 4.9 days.

Key words: stars: pre-main sequence — stars: activity — stars: variables: other

1. Introduction

The term "YY Orionis star" was introduced by Walker (1972) to define a subclass of classical T Tauri stars (CTTSs). Whether this subclass really differs from the CTTS class is still an open question. A bona fide YY Orionis star displays inverse P Cygni absorption components at the edge of the Balmer and Ca II emission lines. These absorption components are red-displaced by typically 300 km s^{-1}, which is a direct indication that matter accretes onto the star at close to free-fall velocity.

According to Walker's observations, the YY Orionis phenomenon seems restricted to CTTSs which have a strong UV excess in their spectral energy distribution (Walker 1983). Appenzeller (1977) then found that about 75% of the YY Orionis stars show a sizable UV excess while the same is true for only around 50% of all CTTSs. More recently, high-resolution spectroscopy of a large CTTS sample revealed that inverse P Cygni profiles are present in most CTTSs in at least one of their Balmer lines, though they appear much shallower than in YY Orionis stars (Edwards et al. 1994). Thus the phenomenon of inverse P Cygni profiles seems to be rather ubiquitous in T Tauri stars, and one may doubt that YY Orionis characteristics are defining a peculiar class of young stellar objects. Nevertheless the question of why YY Orionis red-displaced absorption lines are much deeper than in CTTSs still remains.

Since the presence of inverse P Cygni absorption components are a direct indication of accretion of matter onto the star, elucidating the difference between YY Orionis stars and "normal" CTTSs may shed light upon the accretion process itself. Photometric observations in 1994 of class prototype YY Ori (Bertout et al. 1996) revealed a quasi-periodic modulation of its light curve. It was also shown that this modulation was due to the presence of a large hot spot (or group of spots) on the stellar surface. The derived spot area covered about 10% of the stellar disk area, which is much larger than hot spots usually found in CTTSs. Comparing YY Ori's characteristics to those of CTTSs shows that YY Ori has a much more important accretion rate than usually determined for CTTSs (Hartigan et al. 1995), which suggested a link between the accretion spot size and the accretion rate. However, a comparaison of the spot's luminosities and accretion luminosities of a small sample of CTTSs (including YY Ori) indicated that the spot's luminosity derived from the photometric variability is much smaller than the accretion luminosity of these stars. This and the fact that CTTSs with cold spots have similar accretion rates as CTTSs with hot spots led us to suggest that most of the accretion power might be dissipated in axially or spherically symmetric regions.

We recently observed a sample of YY Orionis stars (taken from Walkers 1972 original list) to study their photometric behaviour and compare them to "normal" CTTSs. Section 2 describes the observations. In Sect. 3

Send offprint requests to: S. Harder

* Tables 3 to 7 are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via http://cdsweb.u-strasbg.fr/Abstract.html

we present and discuss the results, and we conclude with Sect. 4.

2. Observations

We performed $UBVRI$[1] differential photometry on the stars YY Ori, SY Ori, CE Ori, NS Ori and XX Ori[2]. The observations took place at the 1 m telescope of the Wise Observatory in Mizpe Ramon (Israël) from 1996 November 23 to December 2 and from December 23 to 1997 January 2. Additional photometric observations in the R and V band were obtained by S. Allain and H. Geoffray for the star YY Ori at the 120 cm telescope of the Observatoire de Haute-Provence (France) in the period between December 2 and December 15. A 1024 × 1024 pixel CCD detector was used in both cases to image a field of view of about 12 × 12 arcmin. The magnitude of the target star was compared to the average magnitude of a sample of comparison stars on the same CCD frame. Comparison stars were chosen as described in a previous paper (Bertout et al. 1996) to which we refer the reader for additional detail on the data reduction procedure.

3. Results

Photometric results are given in Tables 3-7. For the stars NS Ori and XX Ori the quality of the U band measurements was poor and corresponding measurements were thus omitted in the tables. Table 2 shows the ranges of variation observed for each star in each filter. Because of the limited number of observation points, especially in the B and U band, these ranges are likely to be only lower limits of the amplitudes of variation. In the field of YY Ori and CE Ori/AO Ori two reference stars were present. One of them, NGC 1977-38 has known magnitude and spectral type and allowed us to translate the relative magnitudes of YY Ori to absolute magnitudes. The reference star UBV M51765 is of unknown spectral type, but photometric measurements in the UBV bands were made and are used to estimate the UBV magnitudes of CE Ori and AO Ori. The star Parenago 1943 who has known spectral type and BV magnitudes was used to estimate NS Ori's magnitudes. Resulting observed magnitudes are given in Table 1. We applied the periodogram analysis (see Horne & Baliunas 1986) to the data in order to search for a periodic component. Periods were searched for within the time interval 2 – 10 days, except for CE Ori for which a interval of 2 to 20 days was taken. We now briefly comment on individual objects.

[1] U, B, V and I on Johnson's and R on Cousin's system.

[2] Two stars located in the CCD frames of program stars SY Ori and CE Ori were found to be variable and are thus discussed here as well. They are V481 Ori and AO Ori.

Table 1. Observed apparent magnitudes

Filter	YY Ori	CE Ori	AO Ori	NS Ori
I	12.09	-	-	12.41
R	12.90	-	-	14.01
V	13.82	15.29	15.42	15.27
B	14.74	15.98	16.37	16.81
U	14.69	16.00	16.73	-

Table 2. Ranges of variation

Filter	YY Ori	SY Ori	CE Ori	NS Ori	XX Ori	V481 Ori	AO Ori
I	1.14	0.30	0.55	0.29	0.62(1.31)	0.22	1.84
R	1.43	0.38	1.12	0.31	0.85	0.29	2.67
V	2.16	0.57	1.46	0.73	1.14	0.32	3.04
B	2.62	0.62	1.89	(0.86)	(0.27)	0.46	3.60
U	3.25	0.52	1.83	-	-	(0.40)	4.14

3.1. YY Ori

YY Ori is an extremely active CTTS with spectral type K5e and a strong UV excess. It is the prototype of this peculiar class of CTTSs. In a previous publication we reported a quasi-periodic modulation of the star's light curve with a period of about 7.6 days and showed that this variation was due to the presence of a hot spot with temperature 6060 K covering about 10% of the projected stellar disk area. The present set of observations does not provide any evidence for periodic or quasi-periodic behavior. The light curve shows an irregular variability on the time scale of 3 to 4 days.

3.2. SY Ori

A possible period of 5.7 days for the K3-star SY Ori was reported by Gahm et al. (1993). They interpreted the variation as being due to the presence of a cold spot on the stellar surface. Applying the periodogram analysis to our data the largest peak for the I band is found at 8.2 days, but with a confidence level of less than 90%. The periodograms of the other filters have no significant peak with a confidence level much more then 50%. The light curve of the first half of our observation campaign shows two minima of different value, while the second half shows more irregular variations with a different shape. The amplitude of variation is less than 1 mag in all filters although there are not enough measurements in the U band to accuratly determine the amplitude of the U variability. If it is well correlated with the variability in the other filters, one may expect the amplitude in U to exceed 1 mag. The peculiar form of the light curve with two different values of the minima stands in contrast to simple spot models.

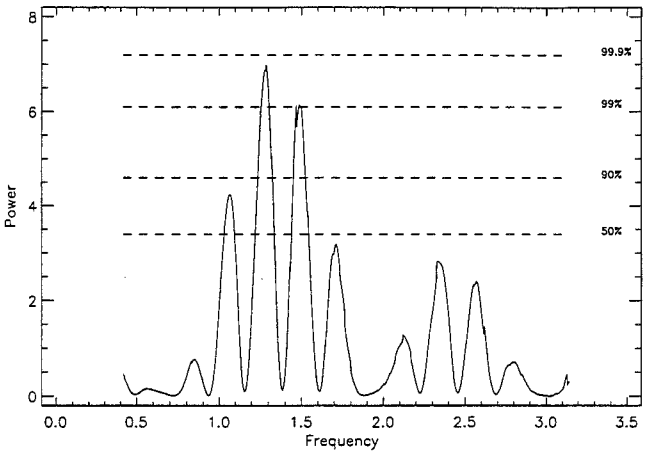


Fig. 1. Periodogram of V481 Ori in filter I. The dashed horizontal lines respresent the confidence levels

3.3. CE Ori

CE Ori is a binary system (Hartigan et al. 1994) where the stars are separated by 13.7″ and have spectral types M1 and M3. Applying the periodogram analysis, one peak is found at $\approx$ 11 days in the filters I, R and V with a confidence level at about 99%. Also, a second equally important peak arises between 18 and 19 days. Since each observation intervall was about 10 days, it is impossible to determine a reliable period. The amplitude of variation is more than 1 mag in filter R and V which rules out that a cold spot causes the brightness modulation, since T Tauri stars with cool spots show typical amplitudes of variation of less than 1 mag in filter V (see Herbst et al. 1994). The maximum is quite flat, in contrast to CTTSs with spots which show a more sinusoidal modulation. It is also interesting that the light curve decreases slowly in the first half of our observation campaign while it seems to drop off rather rapidly in the second half.

3.4. NS Ori

NS Ori was identified as a flare star by Haro (1976) and has a spectral type of M1. The variability is quite irregular and there is only a weak correlation between the variations in different filters. However, the error is on the same order of magnitude as the variations.

3.5. XX Ori

XX Ori is a flare star (Haro 1976) with spectral type M2.5. The magnitude variations of XX Ori in the different filters are quite well correlated and there seems to be a quasi-periodic behaviour in the first half of the light curve. However, the periodogram analysis did not confirm the presence of a well-defined period in the data set.

3.6. Additional stars

3.6.1. V481 Ori

V481 Ori is of unknown spectral type but is likely to be a T Tauri star. Duncan (1993) measured a $v \sin i$ of 21 km s^{-1} and found that it is probably not a binary system. Furthermore the star was identified as a X-ray source by Gagné et al. (1995). The result of the periodogram analysis shows a maximum at a period of 4.89 days with a confidence level of at least 99% in all filters except U where there are too few observations. A second equally important peak arises at period of 4.2 days. Figure 1 displays the periodogram in the filter I and Fig. 3 shows the light curve with a sinusoidal fit of 4.9 day period and Fig. 4 displays the phased sinus curve fitted to the phased data points. The rms error are typically of the order of 0.05.

3.6.2. AO Ori

The spectral type is not known for AO Ori. The light curves show important amplitudes in all filters: from less than 2 mag in the I band to more than 4 mag in the filter U. The dramatic changes in photometry may suggest that it is a CTTS. The periodogram shows no significant peak.

4. Discussion

Classical T Tauri stars usually display irregular light variability on many time-scales, but sometimes also show a periodic or quasi-periodic modulation of their light curve on a time scale of a few days (Bouvier et al. 1986, 1993; Vrba et al. 1986, 1989). This quasi-periodic variation is linked to the rotation of the star and can be reproduced by models of inhomogeneous surface temperature distribution. In several cases one finds that spots responsible for the light curve variations are hot; they are interpreted as the shock regions of an infalling flow of matter. In other CTTSs, however, the signatures are typical of dark, magnetic spots. It can be shown that hot spots dominate the light curve when they are present on the stellar surface, even in the presence of dark magnetic spots (cf. Bertout et al. 1996)

Irregular variability is more difficult to interpret and various mechanism have been proposed in the literature (Gahm et al. 1993; Worden et al. 1981; Guenther & Hessman 1993; Herbig & Soderblom 1980). Because it is likely ubiquitous in CTTSs, accretion is the most probable process causing the irregular variations in CTTSs. Vrba et al. (1985) showed that the colors of stars with periodic and non-periodic variations of their data set could be reproduced by variations of hot plage-like regions on the stellar surface. Furthermore there seems to be a strong correlation between the overall amplitude of light variations and the variation of H_α equilavent width (Vrba et al. 1993). This suggests that both phenomenon are caused by the same mechanism. Further arguments are discussed by

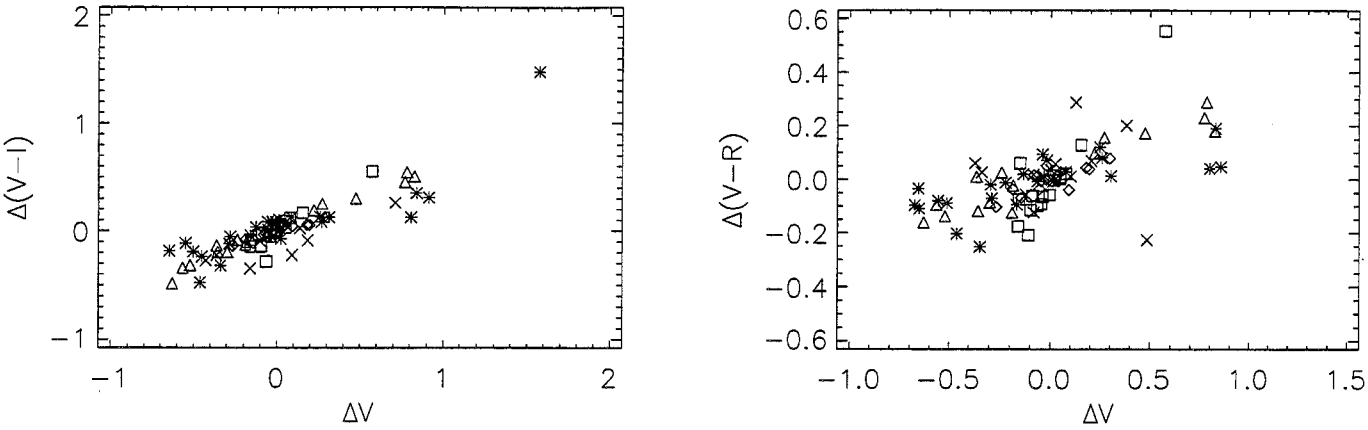


Fig. 2. Plots of $V-I$ and $V-R$ color changes as a function of V magnitude changes for all 5 YY Orionis stars

Herbst et al. (1994) who showed that hot spots responsible for the photometric variability and the hot components producing the veiling are likely to be the same.

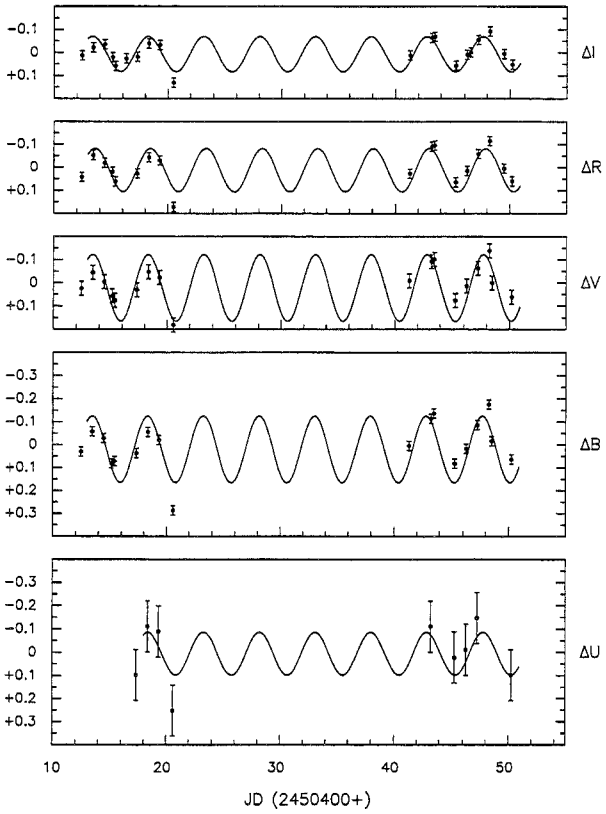


Fig. 3. CCD photometric observations of V481 Ori in $UBVRI$. The magnitude values given here refer to the deviation from the average observed magnitude. The solid lines shows the best-fit sine curves for a period of 4.9 days

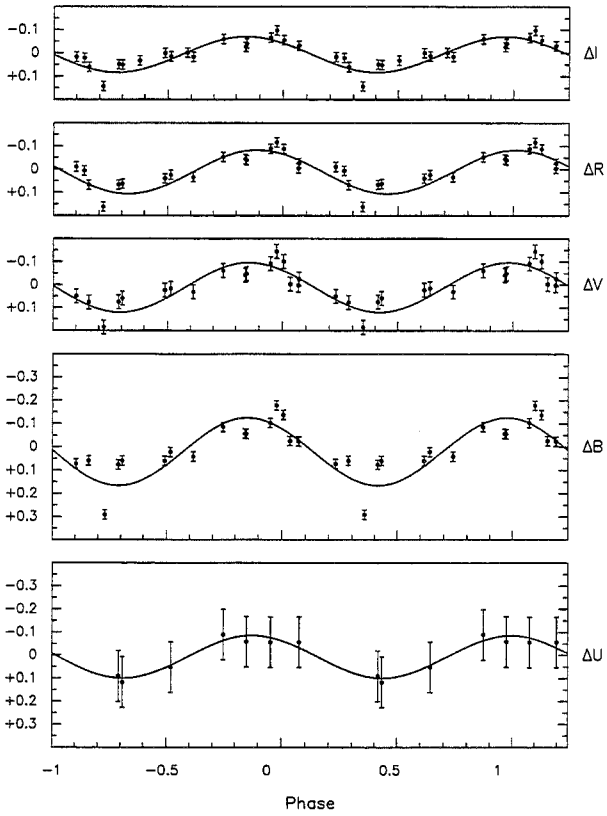


Fig. 4. Phased folded photometric data for V481 Ori. The solid lines represent the best sinusoidal fit to the data in each filter

As it can be seen in Fig. 2, all stars get redder in the color $V-I$ and $V-R$ when the V magnitude becomes fainter. There is more scatter in $B-V$ but the same trend seems to be present in at least some stars, although one has to caution that the measurement errors is quite large in B. The behavior of the $V-I$ and $V-R$ colors of the YY Orionis stars in the observed sample thus resembles that observed in CTTSs, and can be explained by the presence on the stellar surface of an additional variable blackbody-like source with a temperature different from the stellar effective temperature.

The photometric behavior of our program stars however does not give any further insight in the characteristics of hot spots found on YY Orionis stars, since we did not observe a periodic modulation of their light curves. Like CTTSs, they display most of the time an irregular variability. This means that hot spots may be distributed more or less homogeneously on the stellar surface most of the time. It is only when one group of spots becomes dominant and survives at least one rotation period that a periodic or quasi-periodic variation can be observed.

In order to gain insight into the physical connection between photometric variability and accretion it is necessary to perform spectroscopic observations on our program stars with simultaneous photometry. We shall then be able to study possible correlations of the red-displaced absorption components with photometry. This will be done in a future observation campaign.

Acknowledgements. We are indebted to the director and staff of Wise Observatory for time allocation and logistic help. We would like to thank Stéphanie Allain and Hervé Geoffray for providing us additional observations of YY Ori obtained at the OHP. This research has made use of the *Simbad* data base, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

Appenzeller I., 1977, in: The Interaction of Variable Stars with their Environment, Kippenhahn R., Rahe J., and Strohmeier W. (eds.). Remeis-Sternwarte, Bamberg, p. 80
Bouvier J., Bertout C., 1986, A&A 211, 99
Bouvier J., Cabrit S., Fernandez M., Martin E.L., Matthews J.M, 1993, A&AS 101, 485
Bertout C., Harder S., Malbet F., Mennessier C., Regev O., 1996, AJ 112, 2159
Duncan D.K, 1993, ApJ 406, 172
Edwards S., Hartigan P., Ghandour L., Andrulis C., 1994, AJ 108, 1056
Gagné M., Caillault JP., Stauffer J.R., 1995, ApJ 445, 280
Gahm G.F., Gullbring E., Fischerström C., Lindroos K.P, Lodén, 1993, A&AS 100, 371
Guenther E., Hessman F.V., 1993, A&A 268, 192
Haro G., 1976, Bol. Inst. Tonantzintla, 2, 3-54
Hartigan P., Strom K.M, Strom S.E., 1994, ApJ 427, 961
Hartigan P., Edwards S., Ghandour L., 1995, ApJ 452, 736
Herbst W., Herbst D.K, Grossman E.J., Weinstein D., 1994, AJ 108, 1906
Herbig G.H, Soderblom D.R., 1980, ApJ 242, 628
Horne J.H., Baliunas S.L, 1986, ApJ 302, 757
Vrba, F.J., Rydgren A.E., Zak D.S., Schmelz J.T., 1985, AJ 90, 326
Vrba, F.J., Rydgren A.E, Chugainov P.F., Shakovskaya N.I, Zak D.S., 1986, 306, 199
Vrba, F.J., Rydgren A.E, Chugainov P.F., Shakovskaya N.I, Weaver W.B, 1989, AJ 97, 483
Vrba, F.J., Chugainov P.F., Weaver W.B, Stauffer J.S., 1993, AJ 106, 1608
Walker M.F, 1972, ApJ 175, 8
Walker M.F., 1983, ApJ 271, 642
Worden S.P., Schneeberger T.J., Kuhn J.R., Africano J.L., 1981, ApJ 244, 520

8.3 Complément sur les courbes de lumière

YY Ori

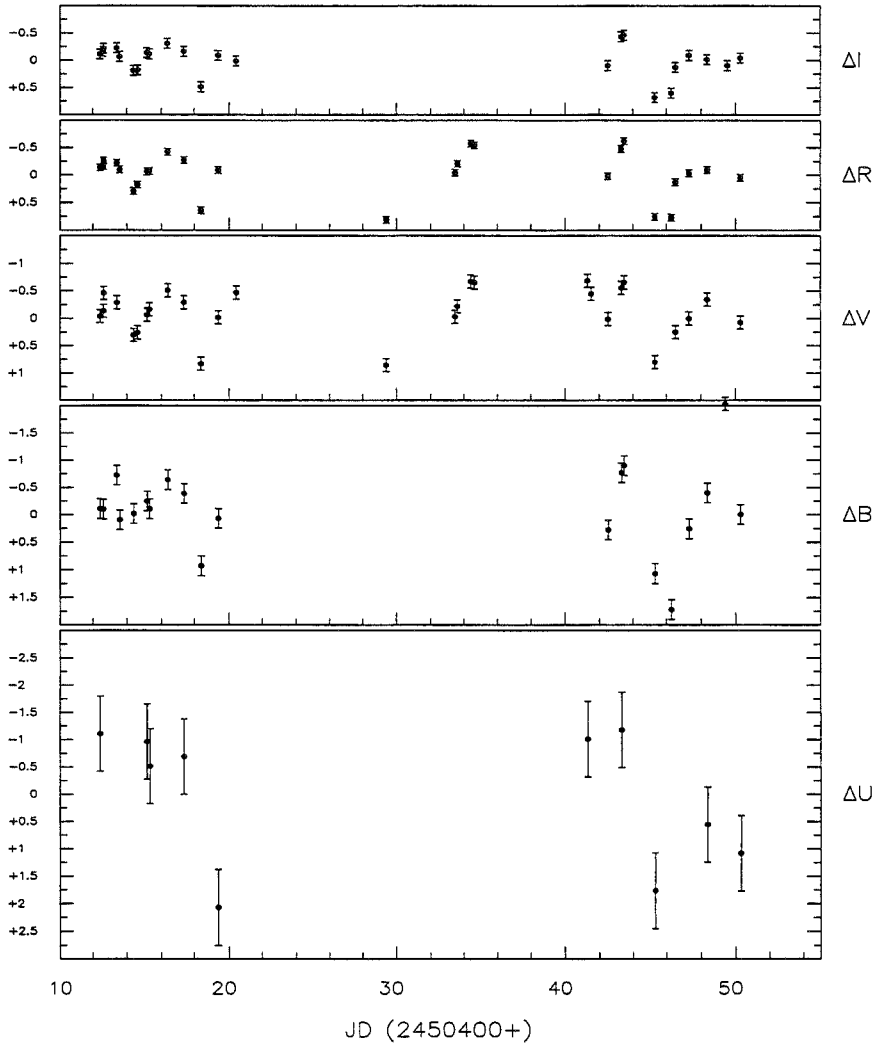


FIG. 8.1: Variabilité photométrique de l'étoile YY Ori dans les filtres U, B, V, R et I. La valeur de la magnitude correspond à la déviation de la magnitude moyenne.

CE Ori

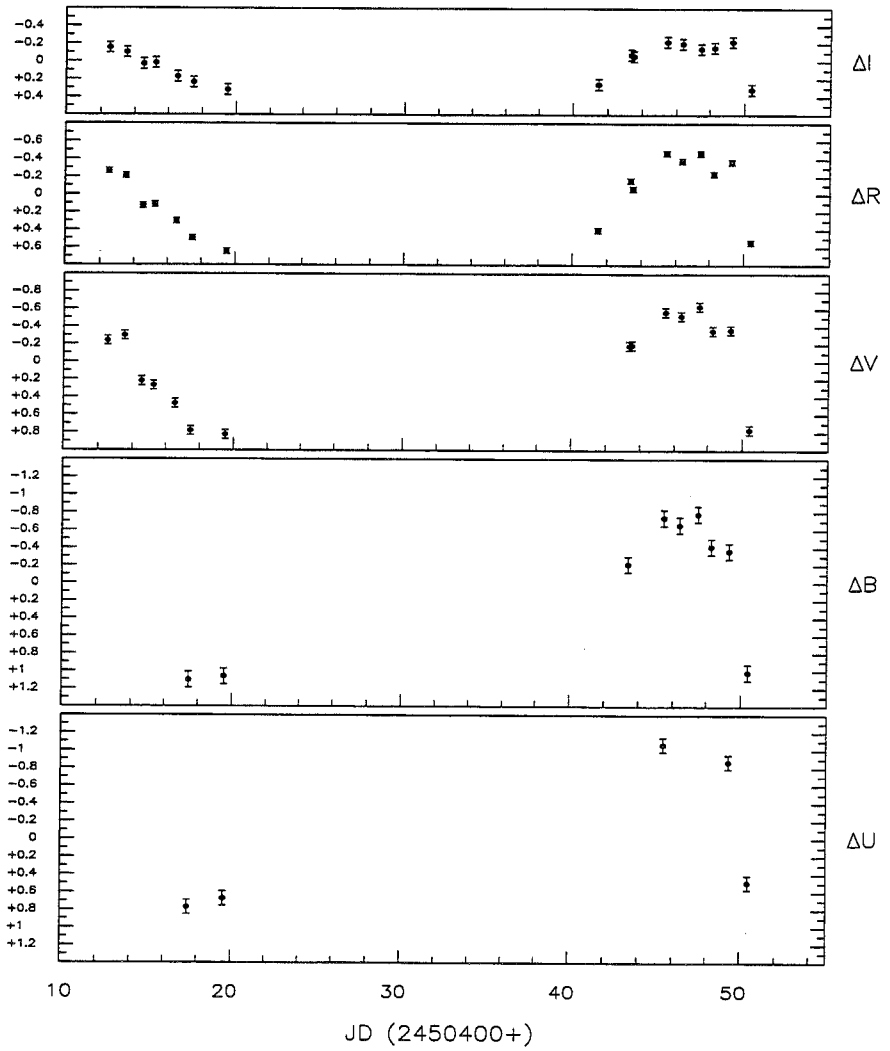


FIG. 8.2: Variabilité photométrique de l'étoile CE Ori dans les filtres U, B, V, R et I. La valeur de la magnitude correspond à la déviation de la magnitude moyenne.

NS Ori

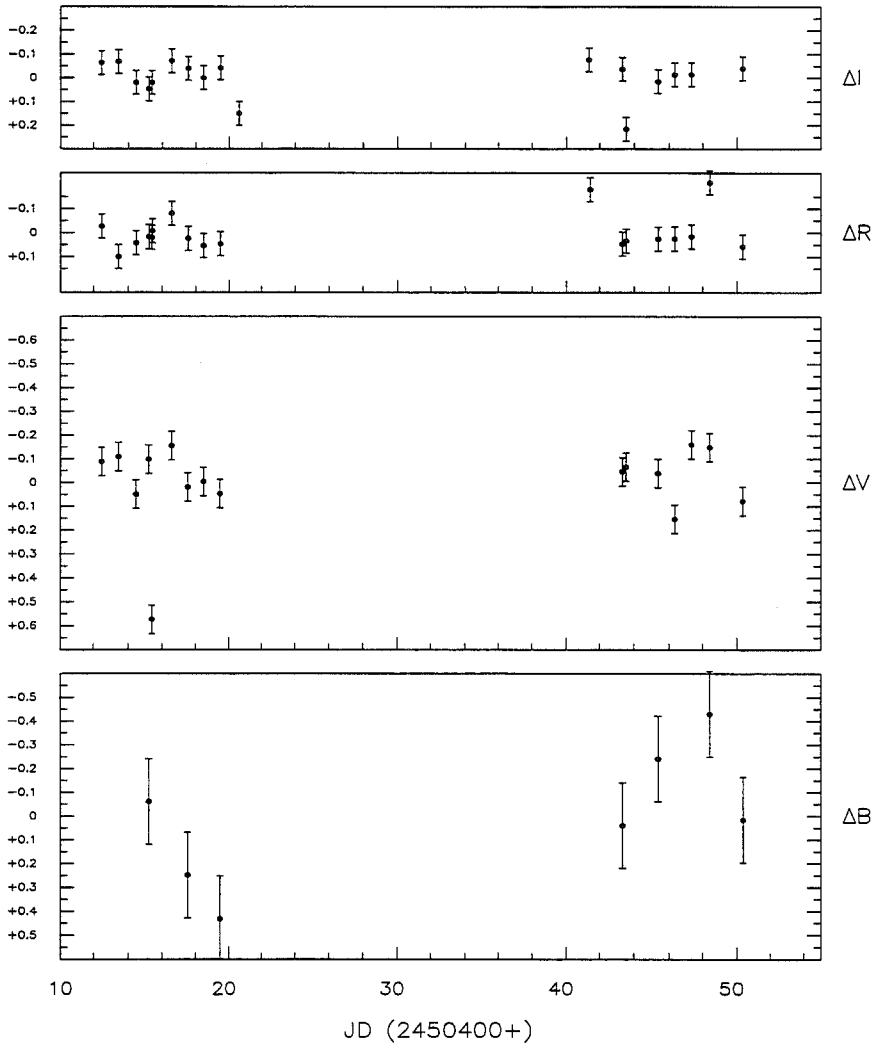


FIG. 8.3: Variabilité photométrique de l'étoile NS Ori dans les filtres U, B, V, R et I. La valeur de la magnitude correspond à la déviation de la magnitude moyenne.

SY Ori

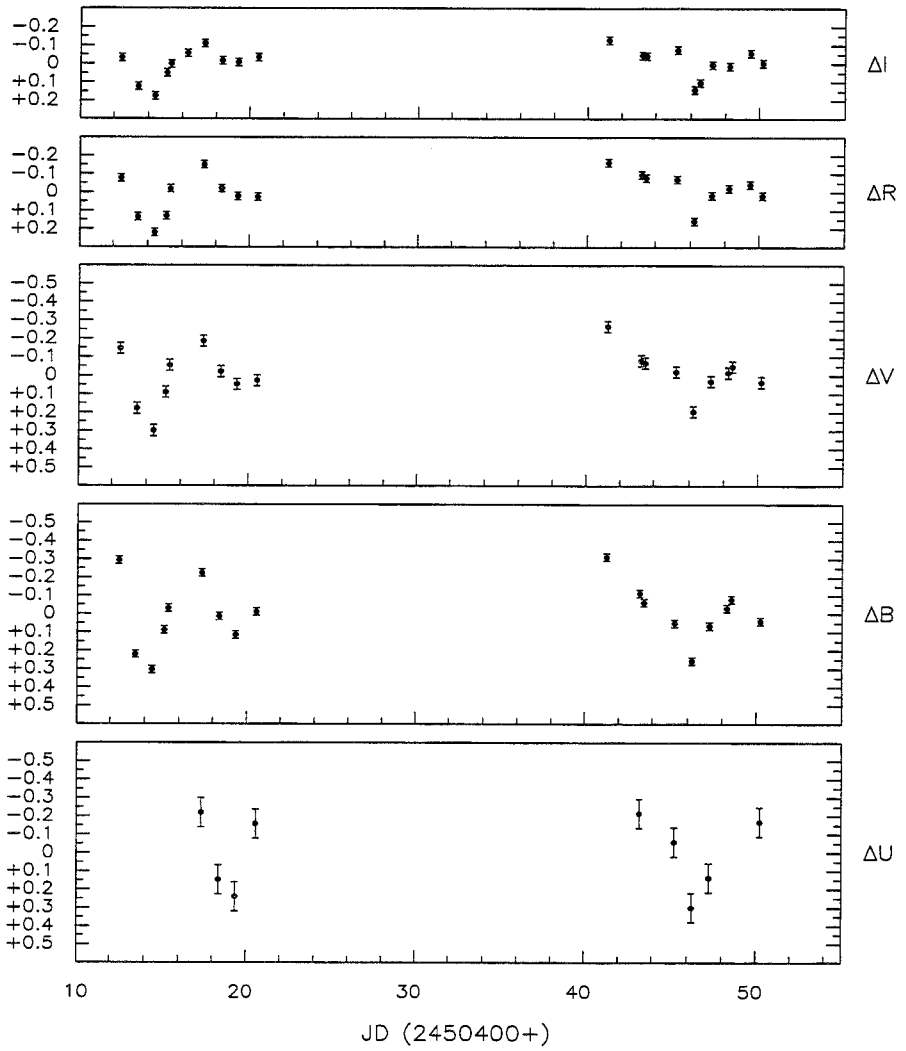


FIG. 8.4: Variabilité photométrique de l'étoile SY Ori dans les filtres U, B, V, R et I. La valeur de la magnitude correspond à la déviation de la magnitude moyenne.

AO Ori

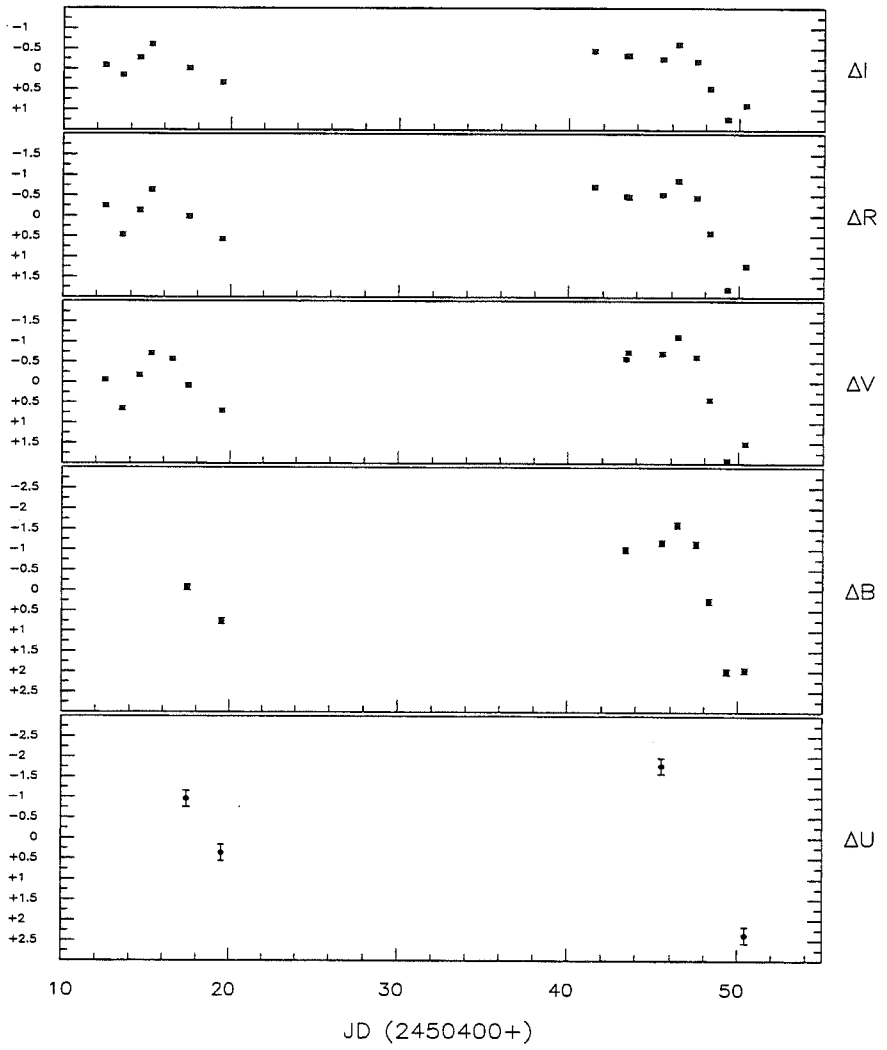


FIG. 8.5: Variabilité photométrique de l'étoile AO Ori dans les filtres U, B, V, R et I. La valeur de la magnitude correspond à la déviation de la magnitude moyenne.

XX Ori

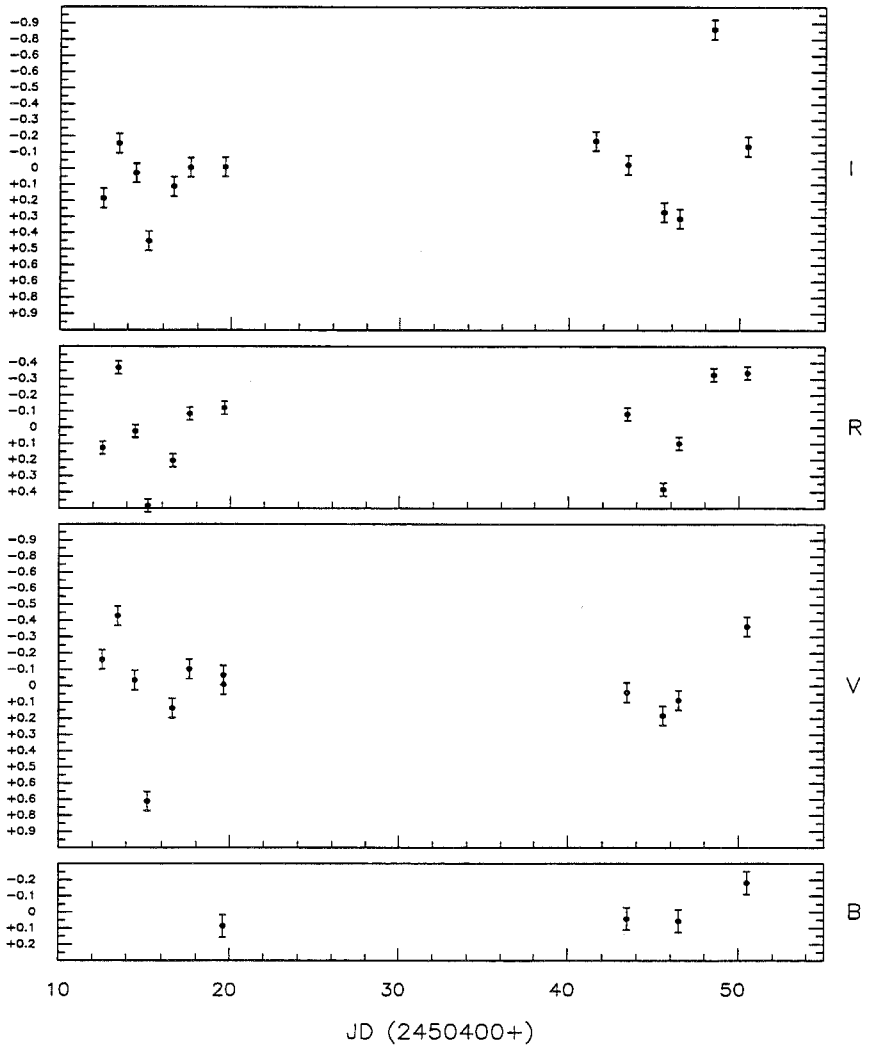


FIG. 8.6: Variabilité photométrique de l'étoile XX Ori dans les filtres U, B, V, R et I. La valeur de la magnitude correspond à la déviation de la magnitude moyenne.

9
Conclusion

Des phénomènes énergétiques et importants ont lieu dans la zone entre l'étoile T Tauri et son disque circumstellaire. Ils se manifestent entre autres par une variabilité photométrique importante et sont probablement liés aux processus d'accrétion et d'éjection. Comme les étoiles YY Orionis montrent la présence de signes indiscutables d'accrétion de matière dans leur spectre, elles sont des candidats importants pour étudier la structure de cette zone d'interaction entre le disque et l'étoile et les mécanismes d'accrétion.

Les observations que j'ai menées pendant ma thèse montrent que la variabilité des étoiles YY Orionis est, comme celle des cTTS, généralement irrégulière. Elles deviennent plus rouges dans les couleurs V-R et V-I, lorsque leur luminosité diminue, ce qui peut être expliqué par la présence d'une source additionnelle, variable et de température différente de celle de la photosphère. L'origine de cette variabilité est probablement liée au processus d'accrétion. Pour l'étoile YY Ori, par contre, nous avons observé une variation périodique. Sa période est de 7.6 jours. Nous l'avons interprétée comme une modulation rotationnelle due à une étoile possédant une région de température différente de celle de l'étoile. L'amplitude des variations photométriques en fonction de la longueur d'onde montre que cette région doit être une tache chaude de température de l'ordre de 7000K et d'une taille de 10 % de la surface du disque stellaire. Ceci est beaucoup plus large que ce qu'on observe généralement pour les cTTS. Comme YY Ori possède un taux d'accrétion plus important, il est possible que celui-ci soit lié à la taille de la tache chaude.

Cependant, la tache chaude responsable de la variation périodique ne peut pas être la seule région où l'énergie d'accrétion est dissipée. Lorsque l'on compare la luminosité de la tache avec la luminosité de l'accrétion déduite des mesures du veiling, on constate que cette dernière est plus grande. Cette comparaison n'est basée que sur un petit échantillon d'étoiles pour lesquelles la présence d'une tache chaude a pu être déterminée sans ambiguïté. Néanmoins, on observe des cTTS ne présentant que des taches froides, mais qui possèdent le même taux d'accrétion que les cTTS avec taches chaudes. Ce constat et l'irrégularité de la variabilité indiquent également que les zones d'accrétion sont réparties de manière plus ou moins homogène sur la surface stellaire. Ce ne serait que lorsqu'une tache ou un groupe de taches domine sur d'autres pendant au moins le temps de rotation de l'étoile qu'une variation périodique peut être observée.

Dans le modèle de l'accrétion magnétosphérique le champ magnétique stellaire est dominé par un champ dipolaire qui est suffisamment fort pour rompre le disque à une certaine distance. La matière accrétée suit les lignes du champ magnétique et tombe ensuite en quasi-chute libre sur l'étoile où elle crée une zone de choc de haute température. Si l'axe du dipole est aligné avec l'axe de rotation de l'étoile, la zone d'accrétion a la forme d'un anneau sur la surface stellaire. Dans ce cas, on n'observe pas de variation périodique. Pour expliquer une modulation périodique de la courbe de lumière due à la présence d'une tache chaude, les deux axes ne doivent pas être alignés. Il est alors difficile d'expliquer à la fois l'observation d'une variabilité périodique et l'observation d'une variabilité irrégulière. Il semble plutôt que le processus d'accrétion soit plus complexe qu'une accrétion magnétosphérique due à un champ magnétique dipolaire.

Un prolongement de ce travail serait d'observer les étoiles YY Orionis avec l'optique adaptative et d'utiliser l'algorithme de reconstruction de FEP. Cependant, comme la luminosité des étoiles YY Orionis est généralement très faible, ceci est difficile avec le système ADONIS et il faut attendre l'installation de NAOS sur le VLT1 de l'ESO. Un autre prolongement de ce travail serait d'étudier la corrélation entre variations photométriques et variations spectroscopiques des étoiles YY Orionis.

Bibliographie

[adams:90] F. C. Adams, J. P. Emerson, G. A. Fuller, "Submillimeter photometry and disk masses of T Tauri disk systems", ApJ, 357, pp. 606-620, 1990

[ambartsumian:47] J. A. Ambartsumian, "Stellar evolution and Astrophysics", Erevan: Acad. Sci. Armen. SSR, 1947

[andre:93] P. André, D. Ward-Thompson, M. Barsony, "Submillimter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 ans prestellar clumps", ApJ, 401, pp. 667, 1993

[andre:94] P. André, T.Montmerlé, "FromT Tauri stars to protostars: circumstellar material and young stellar objects in the ρ Ophiuchi cloud", ApJ, 420, pp. 837- , 1994

[appenzeller:84] I. Appenzeller, I. Jankovics, R. Östreicher, "Forbidden-line profiles of T Tauri stars", A&A, 141, pp. 108-115, 1984

[appenzeller:89] I. Appenzeller, R. Mundt, " T Tauri stars", Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1, pp. 289-334, 1989

[armitage:97] P. J. Armitage, C. J. Clarke, "The ejection of T Tauri stars from molecular clouds and the fate of circumstellar discs", MNRAS, 280, pp. 540, 1997

[babcock:53] Babcock, "The possibility of compensating astronomical Seeing", PASP, 65, pp. 229, 1953

[basri:89] G. Basri, C. Bertout, "Accretion disks around T Tauri stars. II Balmer emission", ApJ, 341, pp. 340, 1989

[basri:91] G. Basri, E. L. Martin, C. Bertout, "The lithium resonance line in T Tauri stars", A&A, 252, pp. 625, 1991

[basri:93] G. Basri, C. Bertout, "T Tauri stars and their accretion disks", in *Protostars and Planets III*, eds E. H. Levy & J. I. Lunine, Univ. of Arizona Press., 1993

[bastian:83] U. Bastian, U. Finkenzeller, C. Jaschek, M. Jaschek, "The definition of T Tauri and Herbig Ae/Be stars", A&A, 126, pp. 438-439, 1983

[bastien:88] P. Bastien, F. Ménard, "On the interpretation of polarization maps of young stellar objets", ApJ, 326, pp. 334-338, 1988

[beals:50] Beals, Pub l. Dominion Astrophys. J., 9, pp. 1, 1950

[beckwith:90] S. V. Beckwith, A. I. Sargent, R. S. Chini, R. Guesten, "A survey for circumstellar disks around young stellar objects", AJ, 99, pp. 232-, 1990

[bertout:88] C. Bertout, G. Basri, J. Bouvier, "Accretion disks around T Tauri stars", ApJ, 330, pp. 350-373, 1988

[bertout:89] C. Bertout, "T Tauri stars: Wild as dust", Ann. Rev. Astron. Astrophys., 27, pp. 351-395, 1989

[beuzit:96] J.-L. Beuzit,N. Hubin, L. Demailly, E. Gendron, P. Gigan, F. Lacombe, D. Rouan, F. Chazallet, D. Rabaut, P.-Y. Madec, G. Rousset, P. Feautrier, H. Geoffray, F. Eisenhauer, R. Hofman, D. Bonnaccini, E. Prieto, "A user-friendly adaptive optics system for the 3.6m telescope", in Adpative Optics, M. Cullum, ed., vol. 54 of ESO Conference and Workshop Proc., ESO, Garching, 1996, pp. 57-62

[bontemps:96] S. Bontemps, P. André, S. Tereby, S. Cabrit, "Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects", A&A, , 1996

[bouvier:86] J. Bouvier, C. Bertout, W. Benz, M. Mayor, "Rotation in T Tauri stars I. - Observations and immediate analysis", A&A, 165, pp. 110-, 1986

[bouvier:89] J. Bouvier, C. Bertout, "Spots on T Tauri stars", A&A, 211, pp. 99-114, 1989

[bouvier:91] J. Bouvier, I. Appenzeller,"A magnitude-limited spectroscopic and photometric survey of ρ Ophiuchi X-ray sources", A&ASS, 92, pp. 481-516, 1991

[bouvier:93] J. Bouvier, S. Cabrit, M. Fernandez, E. Martin, J. Matthews, "COYOTES I: the photometric variability and rotational evolution of T Tauri stars", A&A, 272, pp. 176-206, 1993

[burrow:96] C. J. Burrows, K. S. Stapelfeldt, A. M. Watson, "Hubble Space Telescope observations of the disk abd het og HH 30", ApJ, 473, pp. 437-, 1996

[calvet:98] N. Calvet, E. Gullbring, "The structure and emission of the accretion shock in T Tauri stars", ApJ, 509, pp. 808-818, 1998

[camenzind:90] M. Camenzind, in *Reviews in Modern Astronomy*, Springer-Verlag, 3, pp.234, 1990

[cameron:93] A. Cameron, C. Campbell, A&A, 274, 309, 1993

[cannon:96] R. Cannon, "Optimal base for wave-front simulation and reconstruction on annular apertures", JOSA A, 13(4), pp. 862-867, 1996

[cabrit:90] S. Cabrit, S. Edwards, S. E. Strom, K. M. Strom, "Forbidden-line emission and infrared excess in T Tauri stars: Evidence for accretion-driven mass loss", ApJ, 354, pp. 687-700, 1990

[cohen:79] M. Cohen, L. V. Kuhi, "Observational studies of pre-main-sequence evolution", ApJS, 41, pp. 743, 1979

[conan:95a] J.M. Conan, "Étude de la correction partielle en optique adaptative", Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, France, 1995

[conan:95b] J.M. Conan, P.Y. Madec, G. Rousset, "Wavefront temproal spectra in high-resolution imaging through turbulence", JOSA A, 12(7), pp. 1559-1570, 1995

[cubalchini:79] R. Cubalchini, "Modal wave-front estimation from phase derivative measurements", JOSA, 69, 697-977, 1979

[dai:96] G.M. Dai, "Modal wavefront reconstruction with Zernike polynomials and Karhunen-Loeve functions", JOSA A, 12(10), pp. 2182-2193, 1995

[demailly:96] L. Demailly, "Contrôle distribué en optique adaptative: vers un système multi-agent intelligent", Thèse de doctorat, Université de Caen, 1996

[donati:97] J. F. Donati, M. Semel, B. D. Carter, D. E. Rees, A. C. Cameron, "", MNRAS, 291, pp. 658-, 1997

[dutrey:94] A. Dutrey, S. Guilloteau, M. Simon, "Images of the GG Tauri rotating ring", A&A, 286, pp. 149, 1994

[duvert:98] G. Duvert, A. Dutrey, S. Guilloteau, F. Ménard, K. Schuster, L. Prato, M. Simon, "Disks in the UY Aurigae binary", A&A, 332, pp. 867, 1998

[edwards:87] S. Edwards, S. Cabrit, S. E. Strom, I. Heyer, K. M. Strom, "Forbidden line and H_α profiles in T Tauri spectra: a probe of anisotropic mass outflows and circumstellar disks", ApJ, 321, pp. 473-495, 1987

[edwards:94] S. Edwards, P. Hartigan, L. Ghandour, C. Andrulis, "", AJ, 108, pp. 1056, 1994

[feigelson:87] E. D. Feigelson, J. M. Jackson, R. D. Mathieu, P. C. Myers, F. D. Walter, "An X-ray survey for pre-main sequence stars in the Taurus-Auriga and Perseus molecular cloud complexes", AJ, 94, pp. 1251, 1987

[feigelson:89] E. D. Feigelson, G. A. Kriss, "Soft X-ray observations of pre-main sequence stars in the Chameleon dark cloud", ApJ, 338, pp. 262-276, 1989

[feigelson:96] E. D. Feigelson, "Dispersed T Tauri stars and galactic star formation", ApJ, 468, pp. 306, 1996

[fontanella:85] J.C. Fontanella, "Analyse de surface d'onde, déconvolution et optique active", J. Optics (Paris), 16, 6, pp. 257-268

[fried:66] D. L. Fried, "Optical resolution through a randomly inhomegeneous medium for very long and very short exposures", JOSA, vol. 56, p. 1372, 1966

[fried:94] D. L. Fried, "Atmospheric turbulence optical effects: understanding the adaptive optics implications", in Adaptive optics for Astronomy, eds. D. M. Alloin et J.-M. Mariotti, vol. 423 of Proc. of the NATO Advanced Science Institutes Series, Kluwer Academic Publishers, pp. 25-57, 1994

[gahm:95] G. F. Gahm, K. Lodén, E. Gullbring, D. Hartstein, "Activity on young stars", A&A, 301, pp. 89-, 1995

[gendron:94] E. Gendron & P. Léna, "Astronomical adaptive optics I: Modal control optimization", A&A, 291, pp. 3377-347, 1994

[gendron:95a] E. Gendron, "Optimisation de la commande modale en optique adaptative: application à l'astronomie", Thèse de doctorat, Université Paris, VII, 1995

[gendron:95b] E. Gendron & P. Léna, "Astronomical adaptive optics II: experimental results of an optimized modal control", A&A Suppl Ser., 111, pp. 153-167, 1995

[guenther:99] E. W. Guenther, H. Lehmann, J. P. Emerson, J. Staude, "Measurements of magnetic field strength on T Tauri stars", A&A, 341, pp. 768-, 1999

[guillout:98a] P. Guillout, M. F. Sterzik, J. H. M. M. Schmitt, C. Motch, D. Egret, W. Voges, R. Neuhäuser, "The large-scale distribution of X-ray active stars", A&A, 334, pp. 540, 1998

[guillot:98b] Guillout, M. F. Sterzik, J. H. M. M. Schmitt, C. Motch, R. Neuhäuser, "Discovery of a late-type stellar population associated with the Gloud Belt", A&A, 337, pp. 113, 1998

[guisard:96] S. Guisard, "Image quality of the 3.6-m telescope", in *ESO messenger*, 1996

[gullbring:98] E. Gullbring, L. Hartmann, C. Briceño, N. Calvet, "Disk accretion rates for T Tauri stars", ApJ, 492, pp. 323-341, 1998

[haro:76] G. Haro, Bol. Inst. Tonantzintla, 2, pp. 3, 1976

[hartigan:91] P. Hartigan, S. E. Strom, S. Edwards, S. J. Kenyon, L. Hartmann, J. Stauffer, A. D. Welty, "Optical excess emission in T Tauri stars", ApJ, 382, pp. 617-635, 1991

[hartigan:95] P. Hartigan, S. Edwards, L. Ghandour, "Disk accretion and mass loss from young stars", ApJ, 452, pp. 736-768, 1995

[hartmann:89] L. Hartmann, S. Kenyon, R. Hewett, S. Edwards, K. M. Strom, S. E. Strom, J. R. Stauffer, "Pre-main sequence disk accretion in Z Canis Majoris", ApJ, 338, pp. 1001-1010, 1989

[hartmann:91] L. Hartmann, J. Stauffer, S. Kenyon, B. Jones, "A proper motion survey for pre-main sequence stars in Taurus-Auriga", AJ, 101, pp. 1050-, 1991

[hartmann:94] L. Hartmann, R. Hewett, N. Calvet, "Magnetospheric accretion models for T Tauri stars. I. Balmer line profiles without rotation", ApJ, 426, pp. 669, 1994

[herbig:62] G. H. Herbig, "The properties and problems of T Tauri starsand related objects", Adv. Astron. Astrophys., 1, pp. 47-103, 1962

[herbig:77] G. H. Herbig, "Eruptive phenomena in early stellar evolution", ApJ, 217, pp. 693-715, 1977

[herbst:94] W. Herbst, D. K. Herbst, E. J. Grossman, D. Weinstein, "Catalogue of UBVRI photometry of T Tauri stars and analysis of the causes of their variability", AJ, 108 (5), pp. 1906-1923, 1994

[herrmann:81] J. Herrmann, "Cross coupling and aliasing in modal wave-front estimation", JOSA, 72(8), 989-992, 1981

[hillenbrand:98] L. A. Hillenbrand, S. E. Strom, N. Calvet, K. M. Merrill, I. Gatley, R. B. Makidon, M. Meyer, M. F. Skrutskie, "Circumstellar disks in the Orion nebula cluster", AJ, 116, pp. 1816-1841, 1998

[hoffmeister:57] C. Hoffmeister, in Non-Stable Stars, ed. G. H. Herbig, Cambridge Univ. Press, pp. 22, 1957

[hufnagel:64] R. E. Hufnagel, N. R. Stanley, JOSA 65, p. 52

[johns-krull:99] C. M. Johns-Krull, J. A. Valenti, A. P. Hatzes, A. Kanaan, "Spectropolarimetry of magnetospheric accretion on the classical T Tauri stars BP Tauri", ApJ, 510, pp. L41-, 1999

[joy:45] A. H. Joy, "T Tauri variable stars", ApJ, 102, pp. 168-195

[kenyon:90] S. J. Kenyon, L. Hartmann, "On the apperent positions of T Tauri stars in the H-R diagramm", ApJ, 349, pp. 197, 1990

[koenigl:91] A. Königl, "Disk accretion onto magnetic T Tauri stars", ApJL, 370, pp. L39–L43, 1991

[lada:85] C. J. Lada, " Cold outflows, energetic winds and enigmatic jets around young stellar object", Ann. Rev. Astron. Astrophys., 23, pp. 267- 317, 1985

[lavalley:97] C. Lavalley, S. Cabrit, C. Dougados, P. Ferruit, R. Bacon, "Sub-acrsecond morphology and kinematics of the DG Tauri jet in the [OII] λ 6300 line", A&A, 327, pp. 671-, 1997

[lynden-bell:74] D. Lynden-Bell, J. E. Pringle, "The evolution of viscous disks and the origin of nebular variables", MNRAS, 168, pp. 603-637, 1974

[menard:98] F. Ménard, C. Dougados, C. Lavalley, S. Cabrit, K. Staplefeldt, "Accretion disks and stellar jets around T Tauri stars", in ESO/OSA topical meeting about *Astronomy with Adaptive optics,* 1998

[mestel:56] L. Mestel, L. Spitzer, "Star formation in magnetic dust clouds", MNRAS, 116, pp. 505-514, 1956

[montmerle:83] T. Montmerle, L. Koch-Miramond, E. Falgarone, J. E. Grindlay, "Einstein observations of the Rho Ophiuchi dark cloud - an X-rat christmas tree", ApJ, 269, pp. 182-, 1983

[mouschovias:76] T. Mouschovias, L. Spitzer, "Note on the collapse of magnetic interstellar clouds", ApJ, 210, pp. 3261976

[mouschovias:91] T. Mouschovias, "Single-stage fragmentation and a modern theory of star formation", in *The physics of star formation and early stellar evolution*, eds. C. J. Lada and N. D. Kylafis, Dordrecht:Kluwer, pp. 449-468, 1991

[mundt:84] R. Mundt, "Mass loss in T Tauri stars: Observational studies of the cool part of their stellar winds and expanding shells", ApJ, 280, pp. 749-770, 1984

[muzerolle:98a] J. Muzerolle, L. Hartmann, N. Calvet, "Emission-line diagnostics of T Tauri magnetospheric accretion. I. Line profile observations", AJ, 116, pp. 455, 1998

[muzerolle:98b] J. Muzerolle, N. Calvet, L. Hartmann, "Magnetospheric accretion models for the hydrogeb emission lines of T Tauri stars", ApJ, 492, pp. 743, 1998

[myers:83] P. C. Myers, P. J. Benson, "Dense cores in darks clouds: II. NH_3 observations and star formation", ApJ, 266, pp. 309-320, 1883

[meyer:97] M. R. Meyer , N. Calvet, L. A. Hillenbrandt, "Intrinsic near-infrared excesses of T Tauri stars: understanding the classical T Tauri star locus", ApJ, 114, pp. 288-300, 1997

[noll:76] R.-J. Noll, "Zernike polynomials and atmospheric turbulence", J. Opt. Soc. of Am., 66, pp. 207-211, 1976

[northcott:96] M. Northcott, "Observing with adaptive optics", in Adaptive Optics conference, vol. 13 of 1996 OSA Technical Digest Series, Opt. Soc. of Am., Washington D.C., 1996, pp. 115-117

[obkuhov:49] A. M. Obkuhov, Izv. Akad. Nauk. S.S.S.R., Ser. Geograf. Geotiz. ,13, pp. 58, 1949

[palla:93] F. Palla, S. W. Stahler, " The pre-main-sequence evolution of intermediate-mass stars", ApJ, 418, pp. 414, 1993

[press:92] W. Press, S. Teukolsky, W. Vetterling, B. Flannery, "Numerical recipes in C: the art of scientific programming", Cambridge University Press, 1992

[rigaut:91] F. Rigaut, E. Gendron, P. Léna, P. Madec, P. Couvée et G. Rousset, "Partial correction with the adaptive optics system Come-on", in High resolution imaging by interferometry II, J. Beckers et F. Merckle, eds. vol. 39 of ESO Conference and Workshop Proc., ESO, Garching, pp. 1105-1112, 1991

[rigaut:94] F. Rigaut, R. Arsenault, J. Kerr, D. Salmon, N. Northcott, Y. Dutil, C. Boyer, "The Canada-France-Hawaii adaptive optics bonnette II: simulations and control" in *Adaptive Optics with Astronomy*, vol. 2201 of proc SPIE, 1994

[roddier:81] F. Roddier, "The effect of atmospheric turbulence in optical astronomy",in *Progress in* Optics, vol. XIX, E. Wolf, ed., pp. 281-376, North-Holland, Amsterdam, 1981

[roddier:93] F. Roddier, J. Northcott, J.E. Graves, D.L. McKenna, "One-dimensional spectra of turbulence-induced Zernike aberrations: time-delay and isoplanetic error in partial adaptive compensation", JOSA, 10, pp. 957-965, 1993

[rousset:87] G. Rousset, J. Primot, J.-C. Fontanella, "Visible wavefront sensor development", proc. LEST tech. rep. on Adaptive Optics on Solar Observation, p. 17, 1987

[rousset:90] G. Rousset, J. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, F. Rigaut, P. Léna, C. Boyer, P. Jagourel, J.-P. Gaffard, F. Merkle, "First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics", A&A, 230, pp. 29-32, 1990

[rousset:94a] G. Rousset, "Wavefront sensing", in Adaptive Optics for Astronomy", D. M. Alloin et J.-M. Mariotti, eds., vol. 423 of NATO Advanced Science Institutes Series, Kluwer Academic Publishers, pp. 115-138, 1994

[rousset:94b] G. Rousset, J.-L. Beuzit, N. Hubin, E. Gendron, P.-Y. Madec, C. Boyer, J.-P. Gaffard, J.-C. Richard, M. Vittot, P. Gigan et P. Léna, "Performance and results of the ComeOnPlus adaptive optics system at the 3.6m telescope", in Adaptive Optics in Astronomy, M.A. Ealy et F. Merkle, eds. vol. 2201, SPIE, pp. 1088-1095, mar. 1994

[rydgren:83] A. E. Rydgren, F. J. Vrba, "", ApJ, 267, pp. 191, 1983

[safier:95] P. Safier, "Another look at the UBV variability of T Tauri stars", ApJ, 444, pp. 818-830, 1995

[safier:98] P. Safier, "A critique of current magnetic-accretion models for classical T Tauri stars", ApJ, 494, pp. 336-, 1998

[schmelz:84] J. T. Schmelz, "An investigation of T Tauri variability", AJ, 89, pp. 108-, 1984

[siess:97] L. Siess, M. Forestini, C. Bertout, " Physics of accretion onto young stars. II Structure and evolution of accreting stars", A&A, 326, p. 1001, 1997

[shakura:73] N. I. Shakura, R. A. Sunyaev, "Black holes in binary systems: Observational appearance", A&A, 24,pp. 337-355, 1973

[shu:87] F. H. Shu, F. C. Adams, S. Lizano, "Star formation in molecular clouds: observation and theory", Ann. Rev. Astron. Astrophys., 25, pp. 23-81, 1987

[southwell:82] W. Southwell, "What's wrong with cross coupling on modal wave-front estimation?", vol. 365 of SPIE Proc. pp/ 97-104, 1982

[stahler:80] S. W. Stahler, F. H. Shu, R. E. Taam, "The evolution of protostars I. Global formulation and results", ApJ, 241, pp. 637- , 1980

[stahler:83] S. W. Stahler, "The birth-line of low-mas stars", ApJ, 274, pp. 822, 1983

[stapelfeldt:98] K. R. Stapelfeldt, J. E. Krist, F. Ménard, J. Bouvier, D. L. Padgett, C. J. Burrows, "", ApJ, 502, pp. L65, 1998

[strom:89] K. M. Strom, F. P. Wilkin, S. E. Strom, R. L. Seaman, "a", AJ, 98, pp. 1444, 1989

[strom:90] K. M. Strom, S. E. Strom, F. P. Wilkin, L. Carrasco, I. Cruz-Gonzalez, E. Recillas, A. Serrano, R. L. Seaman, J. R. Staufer, D. Dai, J. Sottile, "A study of the stellar population in the Lynds 1641 dark cloud IV. The Einstein X-ray sources", ApJ, 362, pp. 168-190, 1990

[strom:93] S. E. Strom, S. Edwards, M. F. Skrutskie, "Evolutionary time scales for circumstellar disks associated with intermediate- and solr-type stars", in *Protostars and Planets III,* eds. E. H. Levy & M. S. Matthews, Univ. of Arizon Press, pp. 837-866, 1993

[tatarski:61] V. I. Tatarski, "Wave propagation in a turbulent medium", Dover, New York, 1961

[valenti:93] J. A. Valenti, G. Basri, C. M. Johns, "Tauri stars in blue", AJ, 106, pp. 2024-2050, 1993

[veran:97a] J.P. Véran, "Éstimation de la réponse impulsionnelle et restauration d'image en optique adaptative: Application au système d'optique adaptative du télescope Canada-France Hawaii", Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 1997

[veran:97b] J.P. Véran, F. Rigaut, H. Maître, D. Rouan, "Estimation of the adaptive optics long-exposure point spread function using control loop data", JOSA A, 14(11), 1997

[veran:97c] J.P. Véran, F. Rigaut, H. Maître, D. Rouan, "Estimation of the adaptive optics long-exposure point spread function using control loop data: recent developments", in *Optical Science, Engineering and Instrumentation,* vol ??? of proc. SPIE, 1997

[vrba:86] F. J. Vrba, A. E. Rydgren, P. F. Chugainov, N. I. Shakovskaja, D. S. Zak, "", ApJ, 306, pp. 199-, 1986

[vogel:81] S. N. Vogel, L. V. Kuhi, "Rotational velocities of pre-main sequence stars", ApJ, 245, pp. 960-976, 1981

[wang:78] J. Wang & J. Markey, "Modal compensation of atmospheric turbulence phase distortion", JOAS, 68(1), pp. 78-87, 1978

[walker:72] M. F. Walker, "Studies of extremely young clusters. VI. Spectroscopic observations of the ultraviolet-excess stars in the Orion nebula cluster and NGC 2264", ApJ, 175, pp. 89-116, 1972

[walker:83] M. F. Walker, "Studies of extremely young clusters. VII - Spectroscopic observations of faint stars in the Orion nebula", ApJ, 271, pp. 642-, 1983

[walter86] M. F. Walter, "X-ray sources in regions fo star formation I. The naked T Tauri stars", ApJ, 306, pp. 573-586, 1986

[walter:88] M. F. Walter, A. Brown, R. D. Mathieu, P. C. Myers, F. J. Vrba, " X-ray sources in regions of star formation III. Naked T Tauri stars associated with the Taurus-Aurigae complex", AJ, 96, pp. 297-325, 1988

[worden:81] S. P. Worden, T. J. Schneeberger, J. R. Kuhn, J. L. Africano, "Flare activity on T Tauri stars", ApJ, 244, pp. 520-527, 1981

[yaglom:49] A. M. Yaglom, Dan. S.S.S.R., 69(6), pp. 743, 1949

[ziad:93] A. Ziad, "Estimation des échelles limites de cohérence spatiale des fronts d'onde et optimisation des observations à haute résolution angulaire en astronomie", Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 1993

[zernike:34] F. Zernike, Physica, 1934

A
Publications

Photometric observations of YY Orionis: New insight into the accretion process

Bertout C., Harder S., Malbet F., Mennessier C., Regev O., 1996, AJ, 122(5), 2159

CCD photometry of YY Orionis stars

Harder S., Bertout C., Mennessier C., 1998, A&ASS, 129, 337

Estimation of the point spread function for the adaptive optics system ADONIS

Harder S., Chelli A., 1998 vol. 3353 of SPIE Proc.

Reconstruction of the point spread function from ADONIS AO measurements: limits of the method and photometric accuracy

Harder S., Chelli A., 1999, ESO/OSA Topical meeting on "Astronomy with Adaptive Optics", ed. D. Bonaccinni

Estimating the point spread function of the adaptive optics system ADONIS using the wavefront measurements

Harder S., Chelli A., 1999, submitted to A&A

Résumé

La résolution angulaire des observations à partir du sol est limitée par la turbulence atmosphérique qui déforme aléatoirement le front d'onde de la lumière d'un objet céleste. L'optique adaptative a été développée pour corriger cette déformation en temps réel. Cependant, cette correction n'est souvent que partielle, et une déconvolution de l'image s'impose dans le but d'effectuer une photométrie de bonne précision. La première partie de ce manuscrit est consacrée à l'estimation de la réponse impulsionnelle pour le système d'optique adaptative ADONIS du télescope de 3.6m de l'ESO. La variabilité des conditions atmosphériques rend difficile sa calibration par l'observation d'une source quasi-ponctuelle. Pour cela, j'ai utilisé la méthode développée pour le système d'optique adaptative PUEO, qui estime la réponse impulsionnelle à partir des mesures de son senseur de courbure, et je l'ai adaptée au système ADONIS (basé sur un senseur de Shack-Hartmann). J'ai appliqué la méthode à des données obtenues dans différentes conditions atmosphériques et je discute ses limites. En particulier, le modèle ne peut pas reproduire une certaine aberration variable dont l'origine est probablement due à la présence d'une turbulence locale et non-stationnaire. Cette turbulence est clairement mise en évidence par le comportement spatial et temporel de la phase résiduelle. Dans la deuxième partie de cette thèse, je présente et discute les résultats d'une étude sur la variabilité photométrique des étoiles YY Orionis qui sont des étoiles jeunes montrant dans leurs spectres la signature de l'accrétion de matière. En particulier, une variabilité photométrique a pu être détectée pour l'étoile YY Ori. J'interprète cette variabilité par la présence d'une tache chaude relativement importante sur la surface de l'étoile, apparaissant et disparaissant périodiquement au cours de la rotation stellaire.

Mots-clés: Optique adaptative, turbulence atmosphérique, analyse des données, traitement de l'image, étoiles de la séquence pré-principale, formation stellaire, variabilité photométrique, étoiles YY Orionis

Summary

The angular resolution for ground-based observations is limited by the atmospheric turbulence which deforms randomly the light's wavefront of an astronomical object. Adaptive optics has been developed to correct this deformation in real time. The correction, however, is often only partial and deconvolution of the image is important in order to do accurate photometry. The first part of this thesis presents the estimation of the point spread function for the adaptive optics system ADONIS of the 3.6m ESO telescope. The variability of the atmospheric conditions makes it difficult to calibrate it properly by observing a point-like source. For this reason, I used the method developed for the adaptive optics system PUEO which estimates the point spread function from the wavefront measurements (based on a curvature sensor), and I adapted it for the ADONIS system (based on a Shack-Hartmann sensor). I applied the method to data obtained under different atmospheric conditions and discuss its limits. In particular, the model cannot reproduce a certain variable aberration. Its origin is probably due to the presence of a local non-stationary turbulence. This turbulence is clearly put to evidence from analyzing the spatial and temporal properties of the residual phase. In the second part of this thesis, I present and discuss the results of observations on the photometric variability of YY Orionis stars. These are young low-mass stars showing signatures of accreting material in their spectra. For the star YY Ori, a period could be determined in its light curve. I interpret this variability as the presence of a large spot on the stellar surface appearing and disappearing as the star rotates.

Keywords: Adaptive optics, atmospheric turbulence, data analysis, image processing, pre-main sequence stars, stellar formation, photometric variability, YY Orionis stars