

Université de Montréal

La recherche de naines brunes et d'exoplanètes:  
développement d'une technique d'imagerie multibande

par

Christian Marois

Département de Physique  
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)  
en physique

Juillet, 2004

©Christian Marois, 2004



QC

3

U54

2004

V.004

**Direction des bibliothèques**

**AVIS**

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

**NOTICE**

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée :

La recherche de naines brunes et d'exoplanètes:  
développement d'une technique d'imagerie multibande

présentée par :

Christian Marois

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes :

Pierre Bastien,	président du jury
Daniel Nadeau,	directeur de recherche
René Doyon,	codirecteur de recherche
Tony Moffat,	membre du jury
Jean-Luc Beuzit,	examineur externe

Thèse acceptée le : 8 octobre 2004

# Sommaire

Le projet se résume à faire l'observation, dans l'infrarouge, de plusieurs étoiles proches afin de détecter par imagerie directe des naines brunes et des exoplanètes. La technique utilisée est celle de l'imagerie différentielle simultanée multibande. Cette technique consiste à obtenir des images simultanées à différentes longueurs d'onde afin de les combiner pour atténuer les tavelures atmosphériques et les structures provenant des erreurs de front d'onde statiques et quasi-statiques dans le but d'atteindre la limite imposée par le bruit de photon. Les longueurs d'onde sont sélectionnées près de la bande d'absorption du méthane à  $1,6 \mu\text{m}$  de sorte qu'un objet méthanique émet plus à une longueur d'onde qu'aux autres. Ce choix permet de conserver une grande fraction du signal d'un compagnon méthanique à toutes les séparations angulaires lors de la combinaison des images. Un modèle analytique de la fonction d'étalement appuyé par des simulations numériques est d'abord présenté afin d'estimer les performances. Une caméra infrarouge à trois longueurs d'onde (TRIDENT) mise au point pour mettre en œuvre cette technique d'observation est par la suite décrite. Les résultats d'un sondage de 35 étoiles effectué au télescope Canada-France-Hawaii avec TRIDENT sont présentés. L'analyse des performances indique qu'un compagnon 9,5 magnitudes plus faible qu'une étoile est détectable ( $6\sigma$ ) à  $0,5''$  de celle-ci. Les observations suggèrent que les aberrations non communes des trois chemins optiques de la caméra limitent la soustraction des fonctions d'étalement. Un nouveau concept de caméra basé sur un détecteur multibande utilisant une matrice de microlentilles et de microfiltres est décrit pour résoudre le problème des aberrations non communes. Une autre technique d'imagerie, l'imagerie différentielle angulaire, est présentée pour obtenir des fonctions

d'étalement de référence dans chaque chemin optique à même les observations. Cette technique s'emploie avec des télescopes spatiaux ou des télescopes terrestres à monture altitude/azimut et consiste à tourner le télescope ou à attendre que le champ tourne suffisamment pour soustraire la fonction d'étalement et conserver le signal des compagnons. Finalement, la précision d'algorithmes de recentrage, de changement d'échelle et de rotation d'images basés sur la transformée de Fourier est étudiée pour montrer qu'ils sont suffisamment précis, en théorie, pour la détection d'un compagnon plus de  $10^9$  fois plus faible qu'une étoile.

Mots clés français : Astronomie, imagerie, infrarouge, optique adaptative, étoiles proches, systèmes planétaires, naines brunes/exoplanètes

## Summary

The technique of simultaneous spectral differential imaging (SSDI) is used to image directly brown dwarfs and exoplanets around nearby stars. SSDI consists of acquiring a number of images simultaneously at different adjacent narrowband wavelengths and combining them to attenuate atmospheric speckles and noise associated with quasi-static and static wavefront errors to reach photon noise limited PSF subtraction. Wavelengths are selected across the 1.6  $\mu\text{m}$  methane bandhead so that methanated companions are brighter in one wavelength than at others. This choice ensures that a significant fraction of the methanated companion flux is retained at all separations after combining the images. An analytical PSF model is first presented with numerical simulations to estimate the PSF noise attenuation performance. A three-wavelength infrared camera (TRIDENT) implementing the SSDI technique is then described. Results from a survey of 35 nearby stars carried out with TRIDENT at the Canada-France-Hawaii telescope are presented. Performance estimates show that a companion 9.5 magnitudes fainter than a star is detectable ( $6\sigma$ ) at 0.5'' separation. An analysis of the observations suggests that non-common path aberrations between TRIDENT optical channels are the limiting factor preventing further PSF noise attenuation. A new camera concept using a multi-wavelength detector featuring a microlens array combined with micro-filters is presented to overcome the non-common path aberration problem. Another imaging technique, differential angular imaging, is also discussed to obtain a reference PSF in each optical channel while observing a target. This technique can be used with space- and ground-based altitude/azimuth telescopes. It consists of rotating the telescope or waiting for sufficient field rotation to subtract the PSF and to preserve the

companion flux. Finally, the accuracy of FFT-based image shifting, scaling and rotating algorithms is studied to show that a companion  $10^9$  times fainter than a star can theoretically be detected by those algorithms.

Mots clés anglais : Astronomy, imaging, infrared, adaptive optic, nearby stars, planetary systems, brown dwarfs/exoplanets

# Table des matières

Sommaire	iii
Summary	v
Liste des tableaux	xi
Table des figures	xiv
Liste des abréviations	xxxv
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Les défis de l'imagerie directe de compagnons sous-stellaires . . . . .	11
1.1.1 La structure de la fonction d'étalement . . . . .	17
1.1.2 Les limites de la soustraction de la fonction d'étalement des étoiles	17
1.2 Le sujet de cette thèse . . . . .	20
<b>2 Imagerie différentielle multibande</b>	<b>22</b>
2.1 Modèle de la fonction d'étalement . . . . .	23
2.1.1 Symétrie de la structure de la fonction d'étalement . . . . .	28
2.1.2 Soustraction de fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde	29

2.1.3	Erreurs de front d'onde non communes . . . . .	39
2.2	Détection de compagnons . . . . .	43
2.3	Longueur centrale et bande passante des filtres . . . . .	46
2.4	Estimation des performances au TCFH . . . . .	52
<b>3</b>	<b>La caméra TRIDENT</b>	<b>62</b>
3.1	Introduction . . . . .	65
3.2	Description of the Camera . . . . .	66
3.2.1	Optical Design . . . . .	67
3.2.2	Mechanical Design . . . . .	69
3.2.3	Data Acquisition System and Software . . . . .	70
3.3	Instrument Performance . . . . .	73
3.3.1	Laboratory Performance . . . . .	73
3.3.2	On-Sky Performance . . . . .	76
3.4	Discussion . . . . .	79
3.4.1	Theoretical Predictions vs Observations . . . . .	79
3.4.2	SSDI Noise Attenuation Model . . . . .	82
3.4.3	Performance with PSF calibration . . . . .	86
3.4.4	Chromatic limit to SSDI subtraction . . . . .	92
3.5	Future Developments . . . . .	93
3.6	Conclusion . . . . .	94
3.7	Résumé des résultats . . . . .	95
<b>4</b>	<b>Sondage de compagnons</b>	<b>96</b>
4.1	Observations . . . . .	98

4.2	Dépouillement préliminaire des images . . . . .	100
4.3	Recentrage des images . . . . .	101
4.3.1	Images non saturées . . . . .	101
4.3.2	Images saturées . . . . .	102
4.4	Combinaison des images . . . . .	103
4.5	Ajustement des intensités relatives et des changements d'échelle . . . . .	103
4.6	Échelle spatiale et orientation des champs . . . . .	104
4.7	Limites de détection des images SD et DD . . . . .	106
4.8	Résultats . . . . .	107
4.9	Probabilité de la présence de compagnons méthaniques . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Le détecteur multibande</b>	<b>120</b>
5.1	Introduction and Motivation . . . . .	123
5.2	The Multicolor Detector Assembly Concept . . . . .	126
5.3	Simulated Performance with an MCDA . . . . .	130
5.4	Summary and Conclusion . . . . .	133
5.5	Résumé des résultats . . . . .	134
<b>6</b>	<b>L'imagerie différentielle angulaire</b>	<b>135</b>
6.1	Efficacité de la technique d'observation . . . . .	136
6.2	Premières observations de la technique d'IDA . . . . .	141
6.3	Sondage d'étoiles jeunes, proches et tardives par IDA . . . . .	150
	<b>Conclusion</b>	<b>153</b>

<b>A</b>	<b>Statistique de la fonction d'étalement</b>	<b>157</b>
<b>B</b>	<b>Manipulation d'images à haute précision</b>	<b>160</b>
B.1	Introduction . . . . .	164
B.2	FFT-based interpolation algorithms . . . . .	165
B.2.1	FFT-based Image Fractional Shifting . . . . .	165
B.2.2	FFT-based Image Scaling . . . . .	168
B.2.3	FFT-based Image Rotation . . . . .	170
B.3	Iterations - Finding the Right Parameters . . . . .	171
B.4	Discussion . . . . .	176
B.5	Conclusion . . . . .	177
B.6	Résumé des résultats . . . . .	178
<b>C</b>	<b>Sondage de 35 étoiles avec la caméra TRIDENT</b>	<b>179</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>265</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>266</b>

# Liste des tableaux

2.1	Rapport d'intensité étoile-compagnon normalisé à la bande $H$ pour différents types spectraux. Les rapports d'intensité sont estimés dans la bande spectrale $\lambda_1 = 1,58 \mu\text{m}$ avec différentes bandes passantes. . . . .	59
2.2	Limites de détection à $0,5''$ ( $\Delta H = 12$ ) pour des systèmes à 10 pc, en $M_{\text{Jup}}$ , en fonction du type spectral et de l'âge du système planétaire. . .	61
4.1	Rapport d'échelle des fonctions d'étalement pour les missions de juillet et de novembre 2001. Les longueurs d'onde approximatives sont : $\lambda_1 = 1,58 \mu\text{m}$ , $\lambda_2 = 1,625 \mu\text{m}$ et $\lambda_3 = 1,68 \mu\text{m}$ . . . . .	104
4.2	Position relative des étoiles des deux systèmes binaires HIP95593 et HIP96570 (époque 1991.5) . . . . .	105
4.3	Coordonnées des cinq étoiles du champ autour de TCC040 de Orion (époque J2000). . . . .	106
4.4	Rapports d'intensité détectés ( $6\sigma$ ) pour la SD à différentes séparations angulaires. Les cibles où un autre objet est visible dans le champ de TRIDENT sont mentionnées dans la dernière colonne. . . . .	110

- 4.5 Tableau des positions des objets détectés. Les séparations sont en secondes d’arc et l’angle de position, en degrés, est calculé par rapport au Nord et positif vers l’Est. La différence de magnitude  $\Delta m$  est celle observée entre le compagnon et l’étoile à la longueur d’onde  $\lambda_1 = 1,58 \mu\text{m}$ . Le rapport d’intensité  $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$  est celui du compagnon dans les deux bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  de TRIDENT. . . . . 111
- 4.6 Tableau des positions des objets détectés de TRIDENT (1ière ligne) par rapport à la littérature (2ième ligne). Voir tableau 4.5 pour plus de détails. Pour l’objet autour de GL229, on a ajouté 1,2 magnitude afin de convertir la magnitude en bande étroite à celle d’une bande  $H$  pour le type spectral déduit de l’objet. La position relative des compagnons de GL569 est présentée afin de permettre la comparaison avec les observations publiées dans la littérature. . . . . 113
- 4.7 Limite inférieure de masse (en  $M_{\text{Jup}}$ ) détectable par la caméra TRIDENT pour différentes séparations angulaires. Les valeurs entre parenthèses sont les limites imposées par le bruit de photons, de la PLU, du ciel et de la lecture. L’intervalle de masse détectable est défini pour des âges de 5 milliards d’années. . . . . 118
- 6.1 Coordonnées de la cible observée pour tester la technique d’IDA. . . . . 141
- B.1 Predefined relative shift, scale and orientation of the two simulated PSFs compared to the same parameters found after 4 iterations with the iterative technique. . . . . 174
- C.1 Tableau des cibles des missions d’observation de juillet et novembre 2001 au TCFH. Les items dans la colonne “Raisons” sont : “TS” type spectral favorisant un petit rapport d’intensité étoile-compagnon, “VR” résidu de vitesse radiale suggérant la présence d’un compagnon à grandes séparations, “réf” référence, “calib” calibration et “comp” le nombre de compagnons connus. . . . . 180

C.2	Suite du tableau C.1. . . . .	181
C.3	Tableau des observations de la mission du 8 au 11 juillet 2001. . . . .	182
C.4	Tableau des observations de la mission du 21 au 24 novembre 2001. L'item "Rot bonnette" dans la colonne "Commentaires" signifie que la technique de rotation de bonnette a été utilisée. . . . .	183
C.5	Suite du tableau C.4 . . . . .	184

# Table des figures

1.1	Séquence spectrale des objets sous-stellaires de type L3.5 à L8 pour le proche infrarouge (figure adaptée de Reid et al. (2001)). Les trois zones hachurées représentent les bandes d'absorption causées par la vapeur d'eau de l'atmosphère terrestre. L'absorption de la bande à $1,3 \mu\text{m}$ est moins importante que les deux autres. Les bandes d'absorption des éléments et des molécules les plus importants ont été ajoutées. . . . .	3
1.2	Séquence spectrale des objets sous-stellaires de type L7 à T8 pour le proche infrarouge (figure adaptée de Burgasser et al. (2002)). Les bandes d'absorption des éléments et molécules les plus importants sont identifiées en haut de la figure. L'acronyme CIA signifie "collision-induced absorption" ou absorption induite par collisions. . . . .	4
1.3	Température effective pour les types spectraux M9 à T8 (figure tirée de Burgasser et al. (2002)). Les carrés et les triangles représentent des observations d'objets de type M et L. Les deux cercles montrent la température effective pour les naines brunes GL229B et GL570D. Les deux lignes pleines sont les courbes déterminées par Kirkpatrick et al. (1999, 2000) et Basri et al. (2000). La ligne en pointillés est un ajustement linéaire des observations pour les types spectraux de M9 à L8. La courbe en points-tirets est un ajustement linéaire hypothétique entre L8 et T8. . . . .	5

- 1.4 Température effective en fonction de l'âge des objets sous-stellaires pour différentes masses. Les tirets représentent la limite supérieure de validité du modèle d'atmosphère COND (voir Baraffe et al. (2003) et Allard et al. (2001) pour plus de détails, figure tirée de Baraffe et al. (2003)). . . . . 6
- 1.5 L'image de gauche montre une fonction d'Airy avec un affichage logarithmique. La courbe de droite présente une coupe de l'intensité de la fonction d'étalement centrée sur la fonction d'Airy en fonction de la séparation angulaire (exprimée par rapport à la pleine largeur à mi-hauteur (PLMH) du cœur de la fonction d'Airy). . . . . 12
- 1.6 Rapport d'intensité pour la bande  $H$ , en magnitude, en fonction de la séparation étoile-compagnon pour des naines brunes (tirets) et exoplanètes (lignes pleines) de différentes masses. Une étoile de type solaire de 500 millions d'années est considérée. La lumière réfléchi sur la surface des compagnons est ajoutée. . . . . 14
- 1.7 S/B en fonction de la séparation étoile-compagnon pour des naines brunes (tirets) et exoplanètes (lignes pleines) de différentes masses. Une étoile de type solaire de 500 millions d'années est considérée. La lumière réfléchi sur la surface des compagnons est ajoutée. Cette dernière produit une inversion des courbes de S/B à des petites séparations pour des compagnons de faibles masses. La limite de détection pour un S/B de 6 est représentée par la droite en pointillés. . . . . 16
- 2.1 Atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction de l'erreur de phase pour une SD. La ligne pleine présente l'atténuation du bruit de structure pour un rapport de longueur d'onde de 1,03, alors que les tirets et la ligne en point tiret montrent l'atténuation pour un rapport de longueur d'onde de 1,06 et 1,09. Les pointillés présentent l'atténuation prédite ( $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$ ) par le modèle analytique. . . . . 34

2.2	Même simulation que la figure 2.1 en ajoutant la normalisation de la structure et la soustraction de l'image des résidus tournée de 180 degrés. Les pointillés présentent l'atténuation ( $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$ ) par le modèle analytique sans normalisation de la structure et sans soustraction d'une image des résidus tournée de 180 degrés. . . . .	35
2.3	Atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction de l'erreur de phase pour une DD. L'atténuation du bruit de structure est normalisée par rapport à la structure résiduelle $N$ de $I_{\lambda_1}$ . La ligne pleine présente l'atténuation du bruit de structure pour un rapport de longueur d'onde de 1,03, alors que les tirets et la ligne en point tiret montrent l'atténuation pour un rapport de longueur d'onde de 1,06 et 1,09 respectivement. Les pointillés présentent une atténuation de $\Delta\lambda_{2,1}\Delta\lambda_{3,2}/\lambda_2\lambda_3$ . . . . .	37
2.4	Même simulation que la figure 2.3 en ajoutant la normalisation de la structure et l'addition d'une image des résidus tournée de 180 degrés. Les pointillés présentent une atténuation de $\Delta\lambda_{2,1}\Delta\lambda_{3,2}/\lambda_2\lambda_3$ obtenue sans normalisation de la structure et sans l'addition d'une image tournée de 180 degrés. . . . .	38
2.5	Atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction d'une erreur de phase non commune. La ligne pleine présente l'atténuation du bruit de structure pour une erreur $\sigma$ de 0,1 radian, alors que les tirets et la ligne en point tiret montrent l'atténuation pour une erreur $\sigma$ de 0,2 et 0,4 radian d'ÉQM respectivement. Les pointillés présentent une dépendance linéaire en $\Delta\sigma/\sigma$ . . . . .	42
2.6	S/B d'un compagnon en fonction du décalage chromatique. Les contrastes spectraux $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$ sont : de 1 (ligne pleine), de 2 (ligne pointillée), de 7 (tirets) et aucun signal dans la seconde bande spectrale (contraste spectral infini, ligne en tiret point). Les S/B sont normalisés au S/B moyen d'un contraste spectral infini. . . . .	45

2.7	Spectre solaire (tirets) et celui d'une naine brune de type T8 (ligne pleine) pour une région spectrale à l'intérieur de la bande $H$ . . . . .	47
2.8	S/B d'un compagnon de type T8 en fonction de la largeur de la bande passante choisie. Les rapports S/B sont normalisés à la bande $H$ . . . . .	48
2.9	$S/B_c$ du compagnon de type T8 en fonction de la longueur d'onde centrale du deuxième filtre. Trois bandes passantes des filtres sont considérées : 1% (ligne pleine), 2% (ligne pointillée) et 5% (tirets). Les courbes sont normalisées au S/B maximum de la bande passante de 1%. . . . .	50
2.10	Raies OH pour le Mauna Kea (du site web de Gemini). Les régions entre les tirets représentent les bandes spectrales de TRIDENT centrées à 1,58, 1,625 et 1,68 $\mu\text{m}$ , 1% de bande passante. . . . .	51
2.11	Contraste spectral du compagnon ( $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$ ) en fonction de la bande passante des filtres pour des compagnons de type T. La ligne pleine montre le contraste obtenu pour un compagnon de type T2. Les tirets, point-tirets et pointillés sont respectivement pour les types spectraux, T5, T6 et T8. Les spectres utilisés proviennent de Burgasser et al. (2002). . . . .	53
2.12	Structure relative pour une exposition de 30 ms. La structure des résidus de correction de l'OA est utilisée comme référence. La ligne pleine montre la structure relative de l'erreur statique ayant 0,5 radian d'ÉQM. La ligne en pointillé montre la structure relative du bruit de photons de la fonction d'étalement. . . . .	57
2.13	Limites de détection de compagnons en fonction de la séparation pour un concept d'imagerie différentielle simultanée multibande au TCFH pour une magnitude 5 en $H$ et un temps d'exposition de 1 h. Les tirets et les point-tirets représentent respectivement la SD et la DD. La DD est limitée par le bruit de photons de la fonction d'étalement. La ligne pleine montre la structure de la fonction d'étalement en fonction de la séparation. . . . .	60

3.1	Near-IR spectrum of the T8 brown dwarf 2MASS 0415-0935 (Burgasser et al., 2002). The three dashed lines represent the central wavelength of the three TRIDENT filters (1.580 $\mu\text{m}$ , 1.625 $\mu\text{m}$ and 1.680 $\mu\text{m}$ , 1% bandwidth). . . . .	66
3.2	Optical layout of TRIDENT. The distance from the adaptive optics focal plane to the detector surface is 228 mm. The optical paths for two of the three simultaneous images are seen in the representation. The third one is in a perpendicular view not visible in this figure. See text for a detailed description. . . . .	68
3.3	TRIDENT projected side view. Left : global view of the instrument. Right : details of the opto-mechanical bench. . . . .	70
3.4	TRIDENT typical unprocessed image obtained at CFHT with the PUEO AOB. The upper left corner is the 1.580 $\mu\text{m}$ image, upper right is the 1.680 $\mu\text{m}$ image and lower right is the 1.625 $\mu\text{m}$ image. Cross talk (horizontal bright features) is visible across rows and between quadrants. The FOV is 9'' per quadrant at CFHT and 18'' at OMM. Amplifier glow is seen in the lower and upper right quadrant corners. . . . .	72
3.5	Median of the pixel-to-pixel ratio of residual noise to initial noise as a function of the distance from the PSF center. The solid line shows the results from the SD between $I_{\lambda_1}$ and $I_{\lambda_2}$ while the dashed line shows the results from the DD between $I_{\lambda_1}$ , $I_{\lambda_2}$ and $I_{\lambda_3}$ images. The dotted line shows the limit imposed by flat field, photon and read noises for the DD. Attenuation is calculated relative to the noise $N$ of the $I_{\lambda_1}$ image. Axis scale is adjusted to the one obtained at CFHT. . . . .	75
3.6	PSF noise attenuation with separation obtained with the TRIDENT camera at CFHT for the star GL526. The solid line represents the SD between $I_{\lambda_1}$ and $I_{\lambda_2}$ while the dashed line is for the DD. The dotted line represents the flat field accuracy, photon and read noise limit for the DD. . . . .	77

- 3.7 Two 20 minute integrations of the star  $\nu$  And acquired in the same wavelength with a 50 minute interval during the night of November 21, 2001. Azimuthally symmetric radial profiles have been subtracted. Linear intensity scale shown between  $\pm 3 \times 10^{-4}$  of the star peak intensity, the field of view is  $5.5'' \times 5.5''$ . . . . . 78
- 3.8 TRIDENT PSF noise attenuation with a 1 minute calibration interval on the same target. Images are combined by odd and even number. Total integration time is 7 minutes for each combined image. The solid line shows the odd and even PSF subtraction in one wavelength. The dashed line shows the subtraction gain achieved with a reference PSF acquired simultaneously at an adjacent wavelength. The dotted line is the flat field, photon and read noises for the odd and even image subtraction with simultaneous reference PSF subtracted. . . . . 80
- 3.9 Flat field accuracy for TRIDENT laboratory PSFs. One image at one wavelength is subdivided in four separate half-sampled images. The solid line shows the subtraction performance of two such images. The dotted line represents the calculated photon and read noises. The noise at large separation is not  $\sqrt{2}$  times the noise of a single image due to partial subtraction of low-frequency detector readout noise. . . . . 81
- 3.10 SD PSF noise attenuation with separation for two PSFs at  $1.58 \mu\text{m}$  and  $1.625 \mu\text{m}$  having 130 nm rms with  $\alpha = -2.7$  phase error. Dotted line shows the SD attenuation without non-common path aberration. This SD is limited by the PSF chromatic evolution. Non-common path aberrations having the same power-law distribution are gradually included in each channel : 0.2 nm rms (three dotted line), 1 nm (dot dashed line), 5 nm (dashed line) and 25 nm (solid line). . . . . 85
- 3.11 SD PSF noise attenuation with separation is shown for the star  $\nu$  And for the reference star subtraction technique (dashed line, reference star is  $\chi$  And) after 1 h integration and instrument rotation technique (solid line) after 1h30 integration. . . . . 87

- 3.12 Magnitude difference between a star and its companion such that the flux of the companion is  $\sim 6$  times the residuals at the corresponding angular separation from the star. The magnitude difference is calculated inside annuli of increasing radius and width  $\lambda/D$ . The solid line shows the magnitude difference obtained by 2-wavelength subtraction with TRIDENT at CFHT. The dashed line shows the magnitude difference after subtraction of a reference star. The dotted line shows the photon and read noises. . . . . 88
- 3.13 Unsaturated PSF center drift for a 2.5 hour integration on  $\nu$  And acquired during the night of November 21, 2001. The hour angle at the start of the sequence is  $-2.5$  h. The solid line is the PSF center drift for a single PSF while the dashed line is the PSF center drift differences between the  $1.580 \mu\text{m}$  and the  $1.680 \mu\text{m}$  PSFs multiplied by a factor of 10. . . . . 89
- 3.14 PSF attenuation with separation for the wavefront drift effect. The solid line shows the PSF noise attenuation performance for a  $1/100$  wavefront drift between two PSFs, while the dashed and dot dashed lines are respectively for a  $1/200$  and  $1/400$  wavefront drift between PSF. . . . . 90
- 3.15 Quasi-static PSF evolution with changing telescope pointing. A- Subtraction of two 20 minute integrations of the same object and wavelength acquired with a 50 minute interval. The PSF has moved by  $\sim 90$  mas (in the arrow direction) between the two images mostly due to differential refraction between the AO wavefront sensor visible wavelength and TRIDENT infrared wavelengths. The two images have been registered before being subtracted. B- Subtraction of two simulated PSFs with a differential wavefront drift of  $1/200$  of the wavefront diameter. FOV is  $9'' \times 9''$ ,  $\pm 3 \times 10^{-5}$  from the PSF peak intensity and linear intensity scale. 91

3.16	PSF attenuation with separation for two PSFs acquired with a different spectrum. Three bandpass widths are considered. The solid line shows the PSF attenuation for a 1% bandpass, while the dashed and dot dashed lines show, respectively, the PSF attenuation for 2% and 5% bandpass.	93
4.1	Histogramme des types spectraux de l'échantillon de TRIDENT. . . . .	99
4.2	Limite de détection pour l'étoile Ups And en fonction de la séparation angulaire pour TRIDENT au TCFH (ligne pleine) et pour les observations de Luhman & Jayawardhana (2002) au Keck (tirets). . . . .	108
5.1	Median of the pixel by pixel ratio of residual noise to initial noise as a function of the distance from the PSF center for (a) the difference of two simultaneous TRIDENT images (solid line), (b) the difference between differences of simultaneous TRIDENT images of two stars observed sequentially (dashed line), (c) a difference image whose noise would only consist of the speckle, read, photon and flat field noises of the TRIDENT images (dotted line) and (d) a simulated difference image with the same noises plus an RMS wave front difference between channels of $\lambda/20$ (dot-dash line). . . . .	125
5.2	Concept of a three wavelength differential imager with an MCDA showing the whole assembly (upper right) and the micro-filter array (upper left). Here, each microlens covers a $5 \times 5$ pixel cluster. A PSF and one of its checker board monochromatic samples are shown at the bottom. See text for details. . . . .	127
5.3	Effect of sample to sample cross talk in an MCDA from numerical simulations. This shows the noise attenuation achieved by the subtraction of two PSF samples as a function of speckle separation with wavelength, expressed in $\lambda/D$ units, when attenuation is only limited by 0.001 (dotted line), 0.01 (dashed line) and 0.1 (solid line) of the sample to sample cross talk. . . . .	129

5.4	PSF noise attenuation from numerical simulations calculated for an $m_H = 5$ star observed for $10^5$ second with an 8-m telescope, a high order AO system delivering a Strehl ratio of 0.91, a three-wavelength MCDA and 20% global optical transmission without (solid line) and with (dashed line) a Lyot coronagraph. The latter features a gaussian mask with a FWHM of $15 \lambda/D$ and a 60% transmissive Lyot mask. . . . .	131
5.5	$6\sigma$ detection limit with (three dots dashed line) and without (dot dashed line) a Lyot coronagraph after multicolor speckle suppression. The dashed and solid lines show respectively the noise of a single PSF with and without a Lyot coronagraph. The dotted line shows the magnitude difference for a 0.5 Gyr / $2.5 M_{Jup}$ (from Baraffe et al. (2003)) companion around a M0 star at 10 pc, including the effect of stellar flux reflection by the companion at small separations. . . . .	132
6.1	Dérivée par rapport au temps de l'angle parallactique $p$ en fonction de la déclinaison. La dérivée est calculée pour une latitude de 19,83 degrés lors du passage de l'objet au méridien. . . . .	139
6.2	Dépendance de la dérivée de l'angle parallactique par rapport au temps en fonction de l'angle horaire pour une déclinaison de 15 degrés (ligne pleine), 5 degrés (tirets), -15 degrés (pointillés) et 30 degrés (points tirets). 140	
6.3	Atténuation $\left[\frac{\Delta N}{N}\right]_0$ en fonction de la séparation angulaire pour différents intervalles temporels $\tau$ . La ligne pleine est pour un intervalle $\tau$ de 13 minutes. Les tirets, point-tirets et les pointillés sont respectivement pour un intervalle $\tau$ de 6 minutes, 1 minute 45 s et 35 s. . . . .	142

- 6.4 Résidus de soustraction produits par la technique d'IDA par rapport aux fonctions d'étalement obtenues par imagerie classique. L'image de gauche montre la fonction d'étalement dans le cas où la structure est fixe, alors que l'image du milieu montre la fonction d'étalement dans le cas où la structure tourne par rapport au ciel et aux instruments. L'image de droite montre le résultat produit avec l'IDA. Des profils azimutaux ont été soustraits. . . . . 144
- 6.5 Atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction de la séparation angulaire pour une combinaison de 28 images (14 différences). Les atténuations sont calculées par rapport à la fonction d'étalement pour une observation classique dans le cas où la structure reste fixe. La ligne pleine montre l'atténuation obtenue par la technique d'IDA alors que les tirets montrent celle d'une observation classique dans le cas où la structure tourne. . . . . 145
- 6.6 Atténuation en fonction de la séparation angulaire. L'atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement est calculée à partir du bruit d'une seule image après avoir soustrait un profil azimutal. La ligne pleine présente l'atténuation pour une seule différence d'images, alors que les tirets présentent l'atténuation pour une combinaison de 14 différences d'images. Les pointillés montrent le rapport des deux atténuations. . . 146
- 6.7 Limite de détection à  $6\sigma$  de la technique IDA en fonction de la séparation angulaire pour une observation de 6 h de Véga. La ligne pleine montre le bruit de la fonction d'étalement. Les tirets et les points tirets montrent respectivement le bruit de la différence de deux images et le bruit de la différence d'images après 6 h d'intégration. La ligne horizontale en pointillé montre le rapport d'intensité en bande  $H$  pour un compagnon de  $3 M_{\text{Jup}}$  de 350 millions d'années. . . . . 149

6.8	Limite de détection à $6\sigma$ de la technique IDA en fonction de la séparation angulaire pour une observation de 2 h pour une étoile de magnitude 6 en $H$ . La ligne pleine montre le bruit de la fonction d'étalement. Les tirets et les points tirets montrent respectivement le bruit de la différence de deux images et le bruit de la différence d'images après 2 h d'intégration. Les rapports d'intensité en bande $H$ de compagnons ayant 1 et 2 $M_{\text{Jup}}$ sont présentés par les deux lignes horizontales en pointillés. . . . .	151
6.9	Limite de détection à $6\sigma$ de la technique IDA avec une caméra multi-bande en fonction de la séparation angulaire pour une observation de 2 h sur une étoile de magnitude 6 en $H$ . La ligne pleine montre le bruit de la fonction d'étalement. Les tirets et les point-tirets montrent respectivement le bruit de la différence de deux images et le bruit de la différence d'images après 2 h d'intégration. Les rapports d'intensité en bande $H$ de compagnons ayant 1 et 2 $M_{\text{Jup}}$ sont présentés par les deux lignes horizontales en pointillés. . . . .	152
A.1	Distributions d'intensité des pixels de la fonction d'étalement de Ups And (ligne pleine) et d'une gaussienne (tirets) exprimées par rapport à l'écart type de l'intensité $\sigma$ . . . . .	158
A.2	Intervalle de confiance pour la fonction d'étalement de Ups And (ligne pleine) et d'une gaussienne (tirets) en fonction de l'intervalle $\sigma$ . . . . .	159
B.1	PSF noise attenuation obtained from different shifting algorithms. The two PSFs are generated with a 0.5 pixel registering error in both the X and Y axes. The PSF noise attenuation is showed for the IDL cubic algorithm (dashed line), the IRAF cubic spline algorithm (dotted line), the IRAF 2D sinc algorithm with $511 \times 511$ pixel box (dot dashed line) and the FFT algorithm (triple dots dashed line). . . . .	167

B.2 Same as figure B.1, but for interpolation noise from scaling algorithms. The scaling factor between the two generated PSFs is 1.0350318. The FFT algorithm is again better inside a  $30 \lambda/D$  radius while the two algorithms give similar performances outside a  $30 \lambda/D$  radius. . . . . 169

B.3 Same as figure B.1, but for interpolation noise from rotation algorithms. A symmetric PSF is rotated by 45 degrees and subtracted from itself. The FFT algorithm is better inside a  $30 \lambda/D$  radius while the 2D sinc algorithm is better outside a  $30 \lambda/D$  radius. . . . . 171

B.4 PSF subtraction residuals after 4 iterations to find the proper center, scale and rotation parameters. The iterated program retrieved the proper parameters to subtract the PSF with 22 magnitudes accuracy (dashed line). The dotted line shows the subtraction limit imposed by photon noise for a  $10^5$  s exposure on a  $m_H = 5$  star with an 8-m telescope, 800 actuators AO system, 2% bandwidth filters and 0.2 optical transmission. 175

B.5 PSF subtraction residual with an added simulated companion. The methaneted companion is 17 magnitudes fainter ( $H$  band) than its primary and at  $0.5''$  ( $12.5 \lambda/D$ ) separation from the primary and was added before running the iteration program. Photon noise was added to correspond to a 5 magnitude star in  $H$  band on an 8-m telescope with 2% bandwidth filters and 0.2 optical transmission. The companion (see arrow) is detectable to the upper right of the PSF center. . . . . 176

- C.1 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GSC 022283-00022 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Le champ en haut à gauche est l'image à  $1,58 \mu\text{m}$  après avoir soustrait une étoile de référence et un profil à symétrie azimutale. Le champ en haut à droite est similaire au champ précédent mais pour la SD ( $I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2}$ ) après avoir soustrait la fonction d'étalement de référence et un profil à symétrie azimutale. Les deux champs du bas sont identiques aux deux champs du haut, mais ils représentent les images S/B, c'est-à-dire que les résidus ont été normalisés par le profil de l'écart type en fonction de la séparation angulaire. Les champs sont affichés à  $\pm 6\sigma$ . Le nord est orienté vers le haut et l'est à gauche des images. La ligne noire représente une séparation angulaire de  $1''$ . On note un défaut cosmétique vers 6 h à environ  $3''$  du centre. . . . . 185
- C.2 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation angulaire pour l'étoile GSC 022283-00022 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. La ligne pleine représente la structure de la fonction d'étalement après avoir soustrait une fonction d'étalement de référence. Les tirets montrent la SD ( $I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2}$ ). Les pointillés représentent les bruits de photons, de la PLU, du ciel et de lecture pour la SD. La limite de détection est exprimée pour les filtres de 1% de TRIDENT. . . . . 186
- C.3 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GJ9022 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . . 187
- C.4 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GJ9022 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . . 188
- C.5 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Ups And observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . . 189
- C.6 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Ups And observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . . 190

C.7	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Ups And observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	191
C.8	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Ups And observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	192
C.9	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Chi And observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . .	193
C.10	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Chi And observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	194
C.11	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Eps Eri observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . .	195
C.12	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Eps Eri observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	196
C.13	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Eps Eri observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	197
C.14	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Eps Eri observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	198
C.15	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Del Eri observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	199
C.16	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Del Eri observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	200
C.17	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Pi Eri observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	201

C.18 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Pi Eri observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	202
C.19 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HR1983 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	203
C.20 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HR1983 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	204
C.21 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL229 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Sur ces images, le compagnon GL229B se trouve en dehors du champ de vue. . . . .	205
C.22 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL229 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	206
C.23 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL229 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet méthanique (pas de différence de rapport d'intensité entre les bandes spectrales $\lambda_1$ et $\lambda_2$ ) est visible vers 7 h à $\sim 7''$ du centre de GL229. . . . .	207
C.24 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HR2294 observée durant la nuit du 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	208
C.25 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HR2294 observée durant la nuit du 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	209
C.26 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Sirius observée durant la nuit du 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	210
C.27 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Sirius observée durant la nuit du 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	211

C.28	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile 55Cnc observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	212
C.29	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile 55Cnc observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	213
C.30	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile 55Cnc observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	214
C.31	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile 55Cnc observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	215
C.32	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile 58Cnc observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	216
C.33	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile 58Cnc observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	217
C.34	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL526 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	218
C.35	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL526 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	219
C.36	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD129972 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	220
C.37	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD129972 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	221
C.38	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD131156 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	222

C.39 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD131156 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	223
C.40 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL569 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir la figure C.1 pour plus de détails. Deux objets non méthaniques sont visibles vers 11 h à $\sim 5''$ du centre (voir la figure C.41 pour un affichage montrant bien les deux compagnons). . . . .	224
C.41 Même figure que C.40 avec un affichage différent. Les deux compagnons sont bien visible vers 11 h à $\sim 5''$ du centre. . . . .	225
C.42 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL569 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	226
C.43 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL570BC observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique a été détecté vers 6 h à $\sim 0,1''$ du centre et soustrait à l'aide d'une fonction d'étalement de référence. . . . .	227
C.44 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL569 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	228
C.45 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL570A observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	229
C.46 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL570A observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	230
C.47 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL614 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	231

C.48 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL614 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	232
C.49 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL644 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 2 h à $\sim 0,2''$ du centre. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet. . . . .	233
C.50 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL644 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	234
C.51 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL644C observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	235
C.52 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL644C observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	236
C.53 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD168443 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	237
C.54 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD168443 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	238
C.55 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL752A observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	239
C.56 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL752A observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	240

C.57	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL752B observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 9 h à $\sim 4''$ du centre de GL752B. Des défauts de lecture du détecteur et des résidus de soustraction de la fonction d'étalement de référence sont visibles dans les images S/B. . . . .	241
C.58	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL752B observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	242
C.59	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD186408 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 5 h à $\sim 3,5''$ du centre. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet. . . . .	243
C.60	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD186408 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	244
C.61	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD186427 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	245
C.62	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD186427 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	246
C.63	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD187123 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 10 h à $\sim 3''$ du centre. . . . .	247
C.64	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD187123 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	248

C.65	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GJ1245A observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique a été détecté vers 7 h à $\sim 0,5''$ du centre. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet. . . . .	249
C.66	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GJ1245A observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	250
C.67	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GJ1245B observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	251
C.68	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GJ1245B observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	252
C.69	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD210277 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	253
C.70	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD210277 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	254
C.71	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HIP111932 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 12 h à $\sim 1,5''$ du centre. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet. . . . .	255
C.72	Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HIP111932 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	256
C.73	Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL880 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	257

C.74 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL880 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	258
C.75 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD217107 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	259
C.76 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD217107 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	260
C.77 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL886 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. . . . .	261
C.78 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL886 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	262
C.79 Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL896 observée durant la nuit du 8 juillet 2001 (l'étoile GL896 est l'objet à 3h). Voir la figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 9 h à $\sim 5''$ de GL896. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet.	263
C.80 Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL896 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails. . . . .	264

# Liste des abréviations

CDA	Correcteur de dispersion atmosphérique
DD	Double différence
DMB ou MCDA	Détecteur multibande (multicolor detector assembly)
ÉQM ou RMS	Écart quadratique moyen
FFT	Fast Fourier transform
FOV	Field of view
IDA	Imagerie différentielle angulaire
$M_{\text{Jup}}$	Masse de la planète Jupiter
MTF	Modulation transfer function
OA ou AO	Optique adaptative
OMM	Observatoire du mont Mégantic
OTF	Optical transfer function
PLMH ou FWHM	Pleine largeur à mi-hauteur
PLU	Plage de lumière uniforme
PSF	Point spread function
S/B	Signal sur bruit
SD	Simple différence
SSDI	Simultaneous spectral differential imaging
TCFH ou CFHT	Télescope Canada-France-Hawaii
UA	Unité astronomique

# Chapitre 1

## Introduction

Un objet sous-stellaire, contrairement à une étoile, n'a pas une masse suffisante pour enclencher des réactions de fusion nucléaire d'hydrogène. Kumar (1963) estime cette limite à environ 80 fois la masse de la planète Jupiter ( $M_{\text{Jup}}$ ). La recherche et l'étude des objets sous-stellaires sont essentielles afin de mieux comprendre leur formation et leurs caractéristiques physiques, ainsi que d'estimer leur nombre dans la galaxie. Deux types d'objets sont recherchés : les naines brunes, des objets de 12 à 80  $M_{\text{Jup}}$ , et les exoplanètes, des objets ayant une masse inférieure à 12  $M_{\text{Jup}}$ . La frontière à 12  $M_{\text{Jup}}$  est choisie pour distinguer les objets qui brûlent le deutérium.

La première découverte confirmée par spectroscopie d'un objet sous-stellaire en dehors de notre système solaire est relativement récente. En effet, Nakajima et al. (1995) ont observé un objet sous-stellaire en orbite autour de l'étoile GL229. La présence de bandes d'absorption de méthane dans le spectre de son atmosphère (Oppenheimer et al., 1995) indique que cet objet est relativement froid, soit de l'ordre de 1000 degrés. La comparaison avec des modèles d'atmosphère (Allard et al., 1996), combinée avec l'âge de GL229 estimé entre un et cinq milliards d'années (Marley et al., 1996), permettent la détermination de la masse de cet objet, soit environ 50  $M_{\text{Jup}}$ . Par la suite, différents sondages ont détecté des objets sous-stellaires dans les régions de formation stellaire (Lucas & Roche, 2000; Reid & Mahoney, 2000; Pinfield et al., 2000; Chappelle et al., 2003; Pinfield et al., 2003), autour d'étoiles (Nakajima et al., 1994; Oppenheimer et al.,

2001; Metchev et al., 2002; Patience et al., 2002; Chauvin et al., 2003; Kaisler et al., 2003; McCarthy & Zuckerman, 2004) et isolés dans l'espace (Kleinmann et al., 1994; Delfosse et al., 1997; Kirkpatrick et al., 1999). La découverte de plusieurs dizaines de naines brunes isolées par les sondages 2MASS (two-micron all-sky survey : sondage à  $\lambda = 2$  microns du ciel entier) et DENIS (deep near-infrared survey : sondage profond en infrarouge proche) ont permis de classifier ces objets en introduisant deux nouveaux types spectraux, les types L (voir figure 1.1) et T (voir figure 1.2). Comme le reste des types spectraux, ces objets sont classés en fonction de la température effective de leur atmosphère (Reid et al., 2001; Burgasser et al., 2002). La limite entre les objets stellaires et sous-stellaires se situe autour de L2 pour un âge de 5 milliards d'années (Basri, 2000; Burgasser et al., 2002; Baraffe et al., 2003).

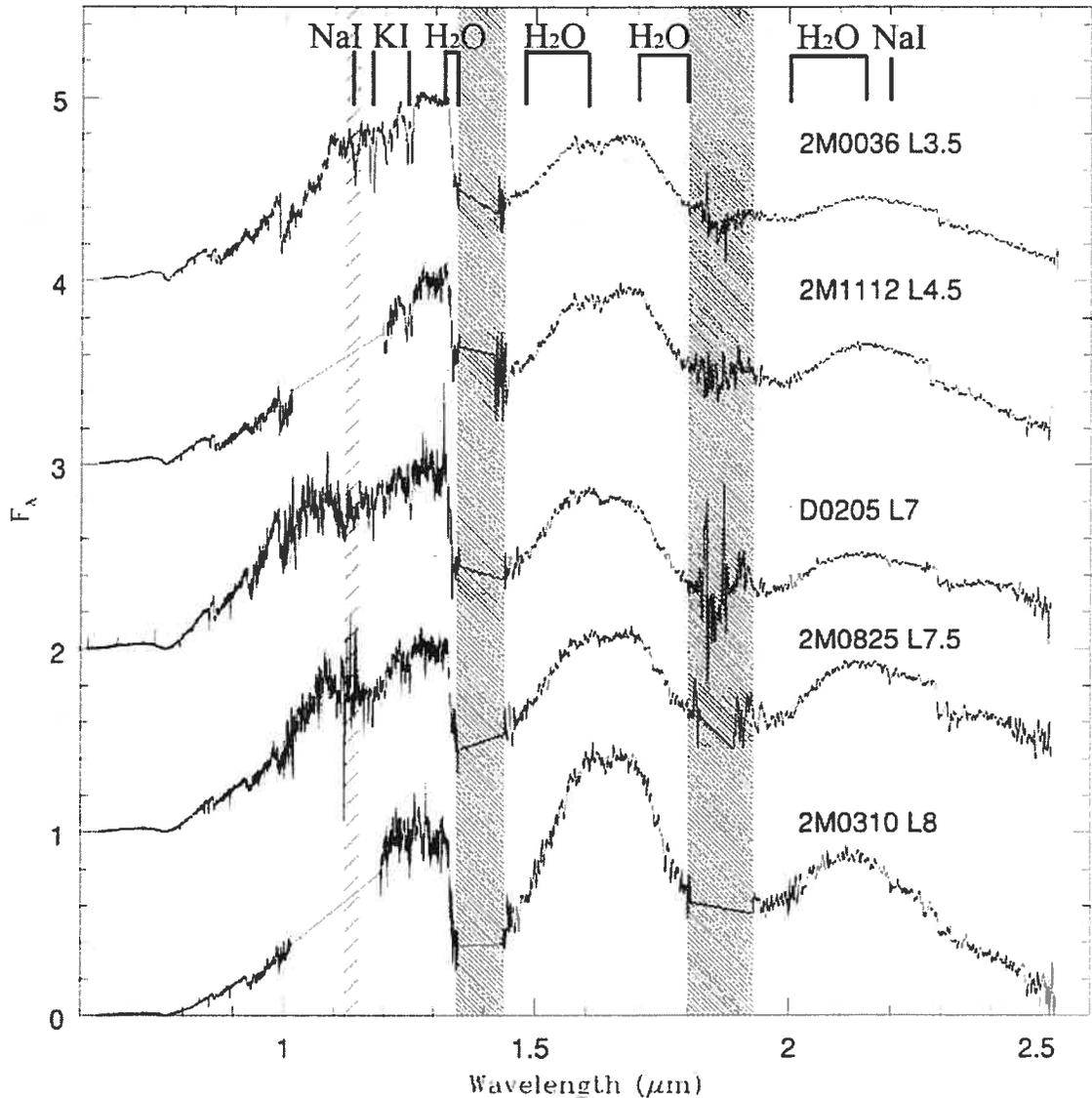


FIG. 1.1 – Séquence spectrale des objets sous-stellaires de type L3.5 à L8 pour le proche infrarouge (figure adaptée de Reid et al. (2001)). Les trois zones hachurées représentent les bandes d'absorption causées par la vapeur d'eau de l'atmosphère terrestre. L'absorption de la bande à  $1,3 \mu\text{m}$  est moins importante que les deux autres. Les bandes d'absorption des éléments et des molécules les plus importants ont été ajoutées.

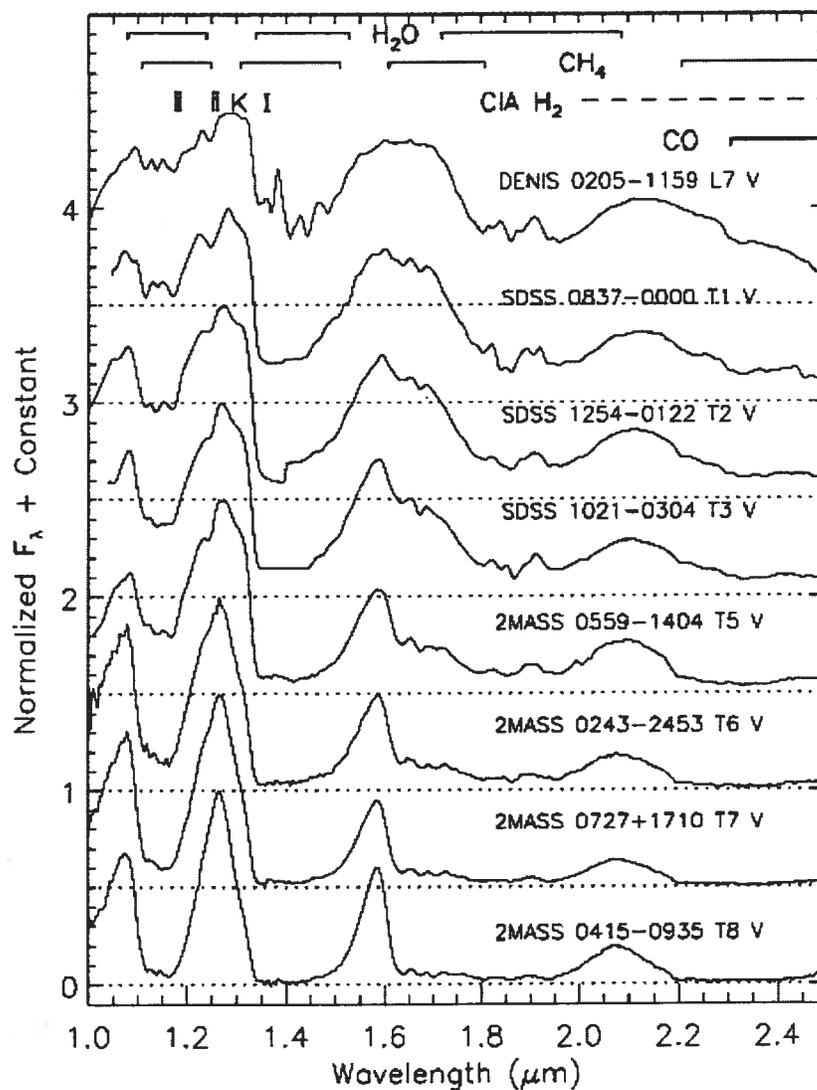


FIG. 1.2 – Séquence spectrale des objets sous-stellaires de type L7 à T8 pour le proche infrarouge (figure adaptée de Burgasser et al. (2002)). Les bandes d'absorption des éléments et molécules les plus importants sont identifiées en haut de la figure. L'acronyme CIA signifie "collision-induced absorption" ou absorption induite par collisions.

On remarque que les molécules d'eau et de méthane ( $\text{CH}_4$ ) produisent d'importantes régions d'absorption. La température effective correspondant à chaque type spectral est présentée dans la figure 1.3.

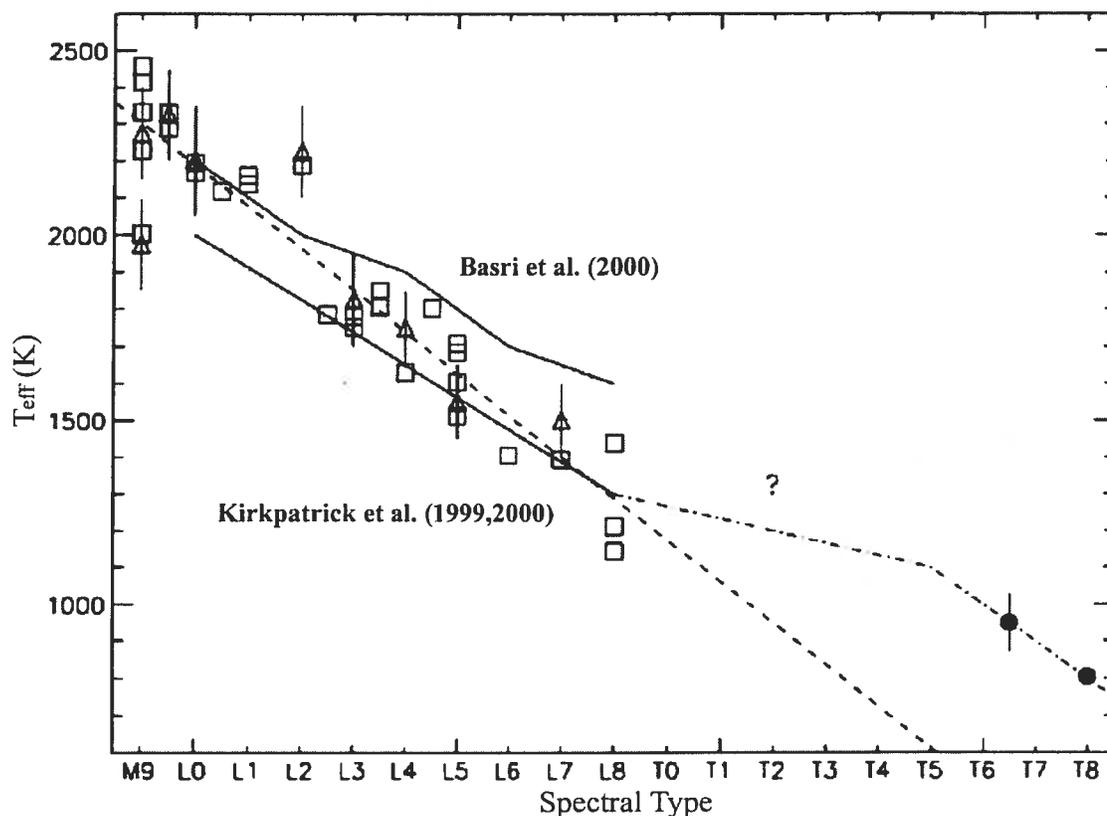


FIG. 1.3 – Température effective pour les types spectraux M9 à T8 (figure tirée de Burgasser et al. (2002)). Les carrés et les triangles représentent des observations d'objets de type M et L. Les deux cercles montrent la température effective pour les naines brunes GL229B et GL570D. Les deux lignes pleines sont les courbes déterminées par Kirkpatrick et al. (1999, 2000) et Basri et al. (2000). La ligne en pointillés est un ajustement linéaire des observations pour les types spectraux de M9 à L8. La courbe en points-tirets est un ajustement linéaire hypothétique entre L8 et T8.

Comme ces objets n'entretiennent pas de réactions nucléaires d'hydrogène, ils se refroidissent avec le temps en émettant l'énergie gravitationnelle emmagasinée lors de leur

formation. Pour les objets plus massifs, les naines brunes, le brûlage du Deutérium ralenti le refroidissement de ceux-ci. Le type spectral d'un objet sous-stellaire dépend donc de sa masse et de son âge. La figure 1.4 présente la température effective des objets sous-stellaires en fonction de leur masse et de leur âge.

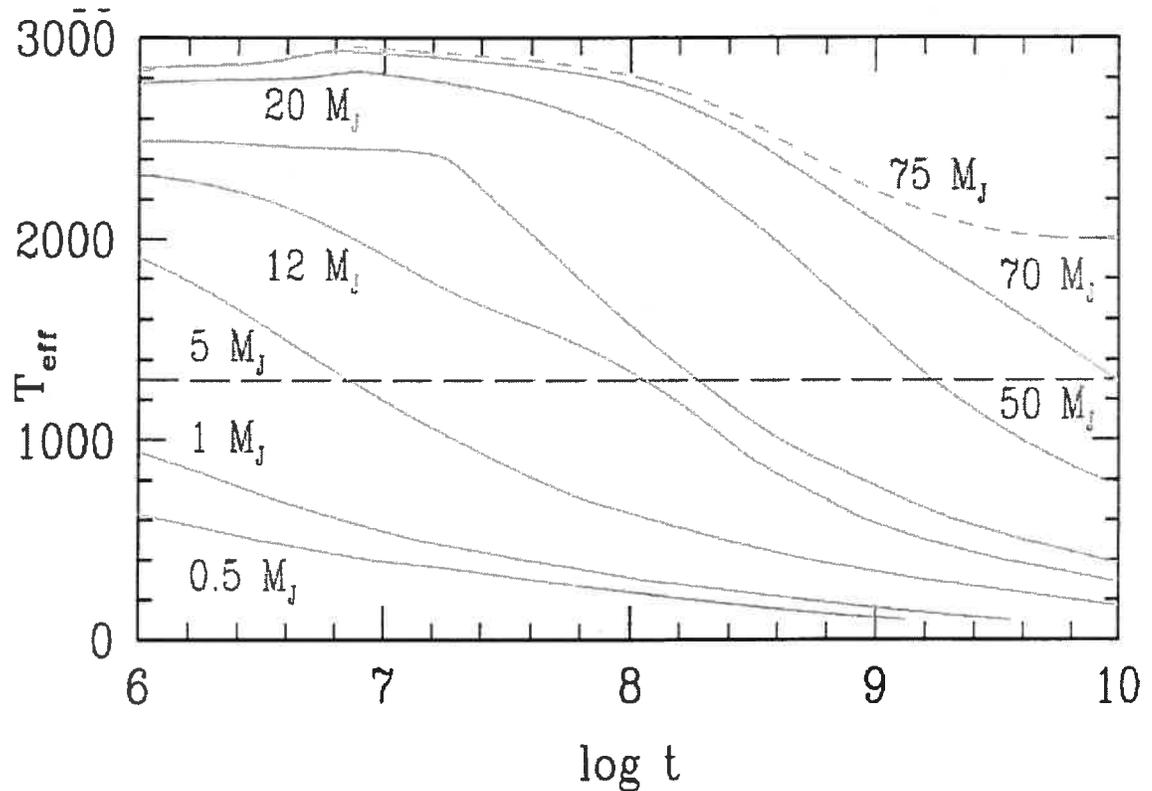


FIG. 1.4 – Température effective en fonction de l'âge des objets sous-stellaires pour différentes masses. Les tirets représentent la limite supérieure de validité du modèle d'atmosphère COND (voir Baraffe et al. (2003) et Allard et al. (2001) pour plus de détails, figure tirée de Baraffe et al. (2003)).

Ces modèles d'atmosphère supposent que l'objet sous-stellaire est isolé dans l'espace. Dans le cas où il se trouve à proximité d'une étoile (l'objet sous-stellaire est alors appelé "compagnon sous-stellaire" si celui-ci est en orbite autour de l'étoile), il capte une certaine quantité d'énergie de celle-ci, qui est absorbée et réémise dans l'espace. Si

le compagnon devient suffisamment froid ou s'il est situé près de l'étoile, cette source d'énergie domine. Le spectre émis par le compagnon sous-stellaire possède donc deux sources : une émission thermique intrinsèque  $F_\nu^p$  qui diminue à mesure qu'il se refroidit et un spectre de réflexion de la lumière de l'étoile sur son atmosphère (Marley et al., 1999). Ce dernier dépend de l'albédo, soit de la fraction de la lumière incidente réémise en fonction de la longueur d'onde, et de l'angle entre l'étoile, le compagnon et la Terre. On détermine donc le flux  $F_\nu$  reçu sur Terre de la façon suivante (Mihalas, 1978) :

$$F_\nu = \left(\frac{R_p}{d}\right)^2 F_\nu^p + \left(\frac{A}{4}\right) P(\phi) \left(\frac{R_*}{d}\right)^2 \left(\frac{R_p}{a}\right)^2 F_{\nu*}$$

où  $R_p$  est le rayon du compagnon,  $R_*$  le rayon de l'étoile,  $d$  la distance entre l'étoile et la Terre,  $F_{\nu*}$  le flux de l'étoile,  $A$  l'albédo,  $P(\phi)$  la fraction de lumière réfléchie sur la surface du compagnon et visible de la Terre en fonction de l'angle de phase  $\phi$  entre l'étoile, le compagnon et la Terre et  $a$  la distance entre l'étoile et le compagnon. Comme le rayon d'un objet sous-stellaire est essentiellement indépendant de sa masse (Chabrier & Baraffe, 2000), la quantité de lumière réémise s'avère également indépendante de sa masse. Si on prend comme exemple un objet d'une  $M_{\text{Jup}}$ , âgé de cinq milliards d'années, on trouve que cet objet devrait avoir une magnitude absolue en bande  $H$  de  $\sim 36,5$  (Baraffe et al., 2003). Si on place cet objet à 5 unités astronomiques (UA) d'une étoile de type solaire à 10 pc (magnitude en bande  $H$  de 3,6), on obtient que celui-ci est 32,9 magnitudes moins brillant que l'étoile en considérant uniquement son émission thermique. Si on ajoute le flux capté par l'objet, soit environ  $\sim 2,5 \times 10^{-9}$  du flux de l'étoile, un albédo de 0,5 en bande  $H$  (Sudarsky et al., 2000) et  $P(\phi) = 0,5$ , on trouve que l'objet est en fait 23 magnitudes moins brillant que l'étoile. La lumière réfléchie domine donc l'émission thermique intrinsèque du compagnon de plus de 10 magnitudes.

L'analyse des objets sous-stellaires autour des étoiles est intéressante car elle permet l'étude de leurs caractéristiques physiques en plus d'obtenir la distribution et la forme de leur orbite pour ainsi mettre en perspective notre système solaire. En effet, si un spectre du compagnon est obtenu, il est possible d'estimer la température de celui-

ci, et donc sa masse, en supposant qu'il s'est formé en même temps que l'étoile<sup>1</sup> (à condition que l'émission thermique intrinsèque du compagnon domine la composante de lumière réfléchi). On estime l'intervalle des séparations intéressantes pour la recherche de compagnons sous-stellaires à l'aide des deux origines supposées des objets sous-stellaires : les disques protoplanétaires et les régions de formation stellaire. Le modèle standard de formation des compagnons sous-stellaires dans les disques protoplanétaires stipule que les objets moins massifs qu'une  $M_{\text{Jup}}$  se forment à des séparations plus petites que 5 UA, alors que les compagnons plus massifs qu'une  $M_{\text{Jup}}$  se forment à des séparations plus grandes que 5 UA (Lissauer, 1993). L'interaction avec le disque de poussière peut provoquer la migration des compagnons massifs et les amener à quelques centièmes d'UA des étoiles (Goldreich & Tremaine, 1980). En supposant que la taille des disques protoplanétaires est du même ordre de grandeur que celle des disques circumstellaires (disque dans lequel se forme une étoile), on estime le rayon des disques protoplanétaires entre 50 et 1000 UA (McCaughrean & O'dell, 1996), la limite inférieure étant de l'ordre de grandeur de la taille du disque de Kuiper ( $\sim 50$  UA) de notre système solaire (Edgeworth, 1949; Kuiper, 1951; Luu & Jewitt, 1996). On s'attend donc à trouver les objets sous-stellaires formés à l'intérieur des disques protoplanétaires à des distances comprises entre quelques centièmes et quelques centaines d'UA des étoiles.

Les objets sous-stellaires peuvent aussi se former à proximité de l'étoile par fragmentation du nuage moléculaire dans une région de formation stellaire. L'observation de régions de formation d'étoiles indique que la masse inférieure des compagnons qui sont formés de cette façon est de l'ordre de  $5 M_{\text{Jup}}$  (Lucas et al., 2003). Un objet sous-stellaire formé de cette manière est possiblement présent dans notre système solaire. En effet, l'analyse des orbites des comètes de notre système solaire montre qu'il semble y avoir un compagnon de  $3 M_{\text{Jup}}$  en orbite autour du Soleil à plus de  $\sim 25000$  UA qui perturbe le nuage de Oort (Matese, 2000).

La séparation maximale attendue entre une étoile et un compagnon est limitée par

---

<sup>1</sup>L'âge d'une étoile s'estime à partir de sa vitesse de rotation, de son activité chromosphérique déterminée par l'analyse de la raie de CaII, l'abondance du lithium et son émission dans les rayons X (Montes et al., 2001; Wichmann et al., 2003).

les interactions gravitationnelles avec les autres étoiles de la galaxie qui perturbent les compagnons situés à grande distance lorsque les étoiles passent à proximité des systèmes planétaires. Cette distance est estimée à  $\sim 10000$  UA (Close et al., 2003), soit de l'ordre de grandeur (10000 UA) du nuage de Oort de notre système solaire (Oort, 1950; Tremaine, 1993). La région intéressante pour rechercher des compagnons sous-stellaires se situe donc entre  $\sim 0,01$  à  $\sim 10000$  UA des étoiles.

La recherche de compagnons sous-stellaires autour d'étoiles demeure difficile en raison de la petite masse et la faible luminosité de ceux-ci par rapport aux étoiles. La complexité de la tâche, ainsi que les défis à relever ont nécessité des années de recherche. Le développement de technologies de pointe en instrumentation astronomique ont finalement mené à la détection des premiers compagnons. En effet, Mayor et Queloz ont réalisé en 1995 la première détection d'une exoplanète en orbite autour d'une étoile semblable à notre Soleil à l'aide d'un télescope de 2 m (Mayor & Queloz, 1995). La technique utilisée est celle de l'analyse de la variabilité de la vitesse radiale de l'étoile à l'aide d'un instrument spécialisé (Baranne et al., 1996).

Aujourd'hui, quatre techniques sont généralement utilisées pour la recherche de compagnons sous-stellaires. Les deux premières méthodes, l'étude de la variabilité de la vitesse radiale des étoiles et la détermination précise de la position des étoiles par rapport aux étoiles lointaines (méthode astrométrique), permettent de détecter les compagnons par l'influence gravitationnelle qu'ils exercent sur leur étoile. Le déplacement périodique de l'étoile autour du centre de masse du système, engendré par le compagnon en orbite, est perceptible soit en mesurant la vitesse par l'effet Doppler ou en mesurant le déplacement angulaire de l'étoile par rapport aux étoiles lointaines. Ces deux techniques restent des détections indirectes des objets car le signal du compagnon n'est pas directement observé, limitant ainsi son étude.

La troisième technique consiste à étudier l'évolution temporelle de l'intensité des étoiles. Une première signature de la présence d'un compagnon autour d'une étoile est la détection d'occultations partielles des étoiles par un compagnon. L'étude du transit fournit plusieurs paramètres physiques sur les compagnons comme son rayon, sa masse et son spectre (Charbonneau et al., 2000, 2002). La très faible probabilité que l'aligne-

ment de l'orbite produise un transit ainsi que la courte durée de celui-ci limitent la détection de compagnons. Une deuxième signature de la présence de compagnons est une variabilité photométrique temporelle de l'ordre de quelques dizaines de micromagnitudes du système étoile/compagnon causée par la variation de l'angle de phase  $\phi$  entre l'étoile, le compagnon et la Terre et qui affecte la quantité de lumière réfléchie sur la surface du compagnon (Green et al., 2003). Cette technique est présentement testée à l'aide du télescope spatial MOST (abréviation signifiant "Microvariability and Oscillations of STars", Walker et al. (2003)). Une troisième signature de la présence de compagnons est une légère amplification du signal par le phénomène de lentille gravitationnelle (Bond et al., 2004). La faible probabilité d'alignement des étoiles pour produire une lentille gravitationnelle, la courte durée du phénomène, les difficultés d'interprétation des résultats, ainsi que l'impossibilité de faire des mesures supplémentaires contraignent l'étude des compagnons.

La dernière technique se résume à prendre une image des étoiles et de leurs environs afin de déceler directement le signal d'un compagnon (méthode d'imagerie directe). Un vaste sondage des étoiles dans l'environnement du Soleil par imagerie directe peut nous renseigner sur la fréquence des systèmes planétaires dans la galaxie tout en fournissant une grande quantité d'informations sur les compagnons. En effet, il serait possible de déterminer l'orbite des compagnons en suivant le déplacement de ceux-ci en fonction du temps et d'acquérir leur spectre de lumière par photométrie ou spectroscopie. L'analyse des spectres, l'estimation de l'âge de l'étoile et la comparaison avec des modèles d'atmosphère permettent l'étude de leur composition chimique, la détermination de leur température et de leur masse. Si le compagnon est aussi détecté par l'analyse de la variabilité de la vitesse radiale de l'étoile, une masse dynamique peut être obtenue, ce qui permet de vérifier la prédiction des modèles d'atmosphère. Ces analyses en fonction de la séparation des étoiles servent à mieux comprendre la formation des compagnons sous-stellaires. Il devient alors possible de mettre notre système solaire en perspective avec ces systèmes planétaires et de vérifier s'il est typique. Finalement, l'étude des orbites des compagnons fournit également d'importantes limites sur la probabilité de trouver une planète semblable à la Terre dans une région autour de l'étoile où l'eau serait liquide et où la vie pourrait se développer.

Depuis presque dix ans, une centaine de planètes ont été détectées par l'analyse de la vitesse radiale des étoiles. C'est sans contredit la technique ayant obtenu le plus de succès jusqu'à présent. Les autres techniques demeurent en développement et seulement quelques détections ont été effectuées. L'essentiel de cette thèse portera sur l'élaboration d'une technique d'imagerie directe de compagnons sous-stellaires.

## 1.1 Les défis de l'imagerie directe de compagnons sous-stellaires

La première détection d'un compagnon sous-stellaire par imagerie directe a été réalisée par Nakajima et al. (1995) autour de l'étoile GL229 située à six parsecs (pc). Le compagnon observé est une naine brune massive brillante située relativement loin de l'étoile, soit à  $7''$  ou  $\sim 40$  UA. La détection de compagnons moins massifs situés plus près de l'étoile se révèle être une tâche très ardue. À ce jour, aucune détection d'exoplanète n'a été réalisée par imagerie directe et seulement quelques naines brunes ont été observées à grande séparation. Les raisons qui peuvent expliquer ce résultat sont :

1. La rareté de la présence de compagnons sous-stellaires.
2. La faible séparation angulaire entre une étoile et son compagnon.
3. L'importante différence d'intensité entre une étoile et son compagnon.

Afin de quantifier les difficultés engendrées par les deux derniers points mentionnés ci-haut, il est nécessaire d'introduire une notion importante de l'imagerie : la diffraction. En supposant que l'objet est une source ponctuelle située à grande distance, sa lumière captée par le télescope (qu'on appelle le front d'onde de l'étoile) produit au foyer de celui-ci une fonction d'étalement qui dépend de la géométrie du télescope et de la longueur d'onde observée. L'image de la source produite par le télescope est étalée sur la surface du détecteur. Pour un télescope circulaire, la fonction d'étalement est appelée fonction d'Airy (Born & Wolf, 1993). La figure 1.5 montre une fonction d'Airy ainsi que son profil d'intensité en fonction de la séparation angulaire.

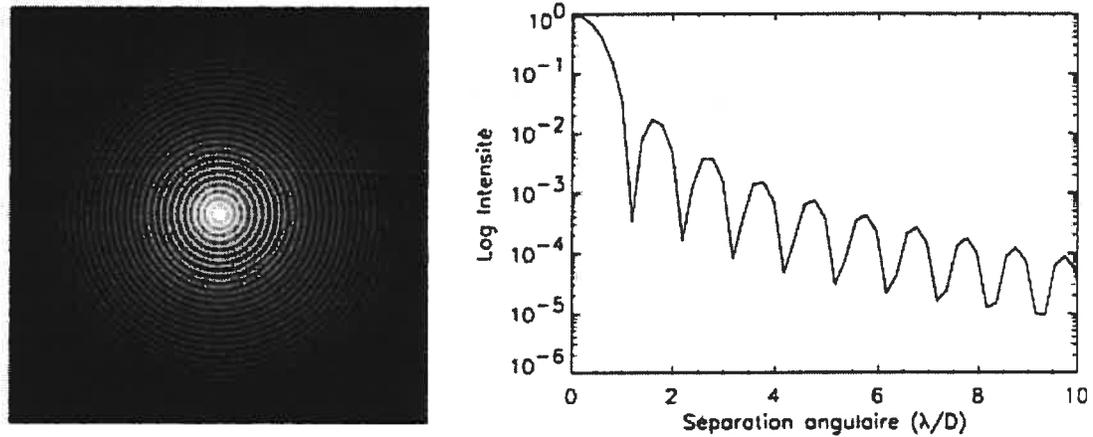


FIG. 1.5 – L'image de gauche montre une fonction d'Airy avec un affichage logarithmique. La courbe de droite présente une coupe de l'intensité de la fonction d'étalement centrée sur la fonction d'Airy en fonction de la séparation angulaire (exprimée par rapport à la pleine largeur à mi-hauteur (PLMH) du cœur de la fonction d'Airy).

On remarque que cette fonction d'étalement possède un cœur brillant entouré d'anneaux de diffraction qui diminuent d'intensité avec la séparation angulaire. Si le cœur de la fonction d'étalement du compagnon se trouve superposé à celui de l'étoile, il devient impossible de distinguer les deux objets. La capacité de résoudre un système étoile-compagnon s'obtient en exigeant que la séparation angulaire  $\theta$  entre les deux objets soit égale à ou plus grande que la pleine largeur à mi-hauteur (PLMH) du cœur de la fonction d'étalement. Cette condition, aussi appelée le critère de Rayleigh (Born & Wolf, 1993), se calcule ainsi :

$$\theta \gtrsim \frac{\lambda}{D} \quad (1.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $D$  le diamètre du télescope. Par exemple, si on observe un système à 10 pc composé d'une étoile semblable au Soleil et d'une planète comme Jupiter située à 5 UA de l'étoile, cette planète se trouve à  $0,5''$  de l'étoile. Afin de résoudre ce système, la PLMH de la fonction d'étalement du télescope doit donc être inférieure à  $0,5''$ . Pour des télescopes de 10 m de diamètre observant dans l'infrarouge

à  $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ , la PLMH est de  $0,05''$ , soit un facteur 10 en-dessous de la séparation Soleil-Jupiter à 10 pc. Les télescopes de 10 m peuvent donc résoudre un système Soleil-Jupiter à 10 pc.

Le dernier facteur qui limite l'imagerie directe d'un compagnon est l'importante différence d'intensité entre celui-ci et l'étoile. On définit le rapport d'intensité entre l'étoile et le compagnon comme étant le rapport, intégré sur une bande passante, de la densité de flux (photons/s/m<sup>2</sup>/nm) de l'étoile par rapport à celle du compagnon. On exprime cette différence d'intensité en magnitudes. Comme le compagnon, naine brune ou planète, ne peut soutenir des réactions de fusion nucléaire en son cœur, il se refroidit avec le temps. Le rapport d'intensité dépend donc de la quantité d'énergie emmagasinée lors de la formation du compagnon, l'âge du compagnon et la quantité de lumière réémise. La figure 1.6 montre les rapports d'intensité attendus pour une bande *H* (filtre ayant une bande passante de 1,58 à 1,80  $\mu\text{m}$ ) en fonction de la séparation angulaire, pour des compagnons sous-stellaires âgés de 500 millions d'années en orbite autour d'une étoile de type solaire (Baraffe et al., 2003). La lumière réfléchie est ajoutée en considérant un rapport d'intensité de 23 magnitudes à 5 UA de l'étoile. La dépendance radiale de cette composante est obtenue en multipliant ce flux par le carré de l'inverse de la séparation.

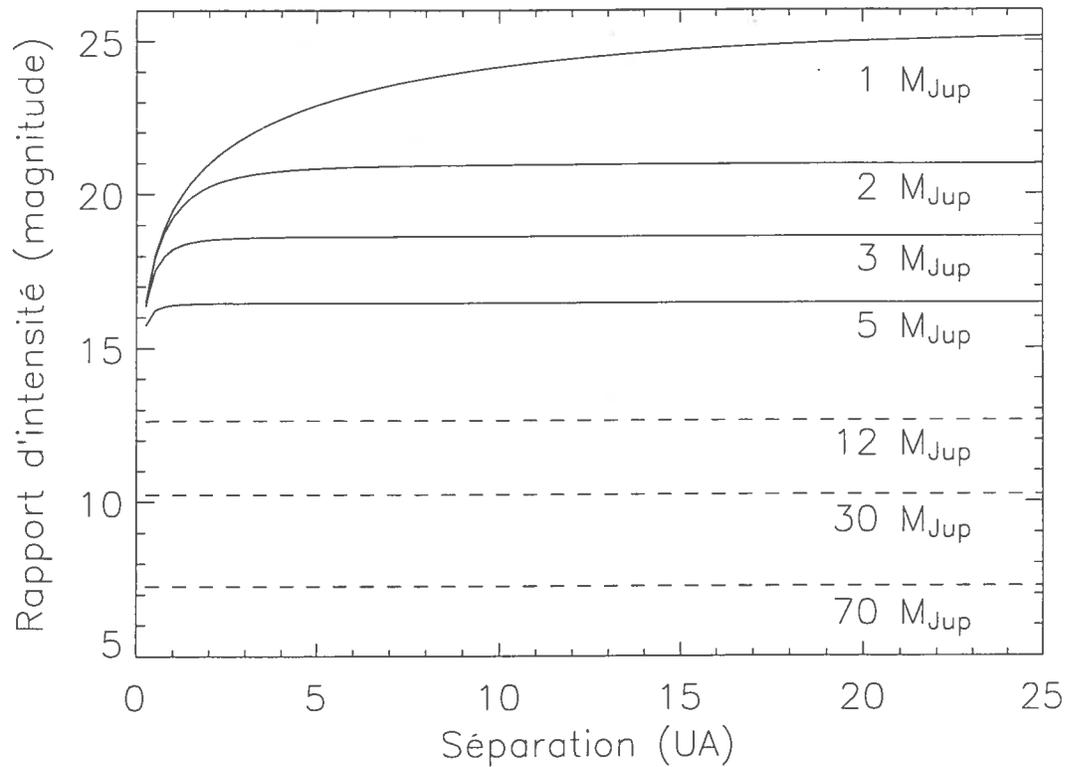


FIG. 1.6 – Rapport d'intensité pour la bande  $H$ , en magnitude, en fonction de la séparation étoile-compagnon pour des naines brunes (tirets) et exoplanètes (lignes pleines) de différentes masses. Une étoile de type solaire de 500 millions d'années est considérée. La lumière réfléchie sur la surface des compagnons est ajoutée.

Même si un télescope peut résoudre un système étoile-compagnon, l'important rapport d'intensité qui existe entre l'étoile et le compagnon implique que le signal de celui-ci peut être enfoui dans la fonction d'étalement de l'étoile. Pour détecter ce compagnon, il est nécessaire de soustraire cette fonction d'étalement. Dans le cas parfait montré à la figure 1.5, une simple soustraction d'un profil à symétrie circulaire suffit pour détecter le compagnon. Dans la réalité, la fonction d'étalement n'est pas parfaitement lisse. Elle contient une structure qui doit être moyennée et/ou soustraite pour détecter le compagnon. On définit le rapport signal/bruit ( $S/B$ ) d'un compagnon comme étant le

rapport du signal du compagnon sur le bruit de structure de la fonction d'étalement où se trouve le compagnon. Le signal du compagnon est obtenu en intégrant l'intensité du compagnon pour une certaine bande passante à l'intérieur d'un cercle de diamètre égal à la PLMH. Le bruit de structure de la fonction d'étalement  $N$ , calculé pour la même bande passante, est obtenu en calculant l'écart type du signal dans un anneau ayant comme rayon la séparation étoile-compagnon et comme largeur la PLMH. On considère qu'un S/B de 6 est nécessaire pour détecter avec suffisamment de confiance un compagnon. En faisant l'hypothèse que le bruit de structure de la fonction d'étalement est du même ordre de grandeur que l'intensité de la fonction d'étalement (une approximation raisonnable en pratique), on peut estimer le S/B pour des compagnons de différentes masses. La figure 1.7 présente le S/B de différentes masses en fonction de la séparation angulaire. Les étoiles sont considérées à 10 pc et une fonction d'étalement monochromatique en bande  $H$  d'un télescope circulaire de 3,6 m est choisie. Le profil du bruit de structure de la fonction d'étalement est estimé en ajustant une courbe du cinquième degré sur le profil d'intensité de la fonction d'étalement.

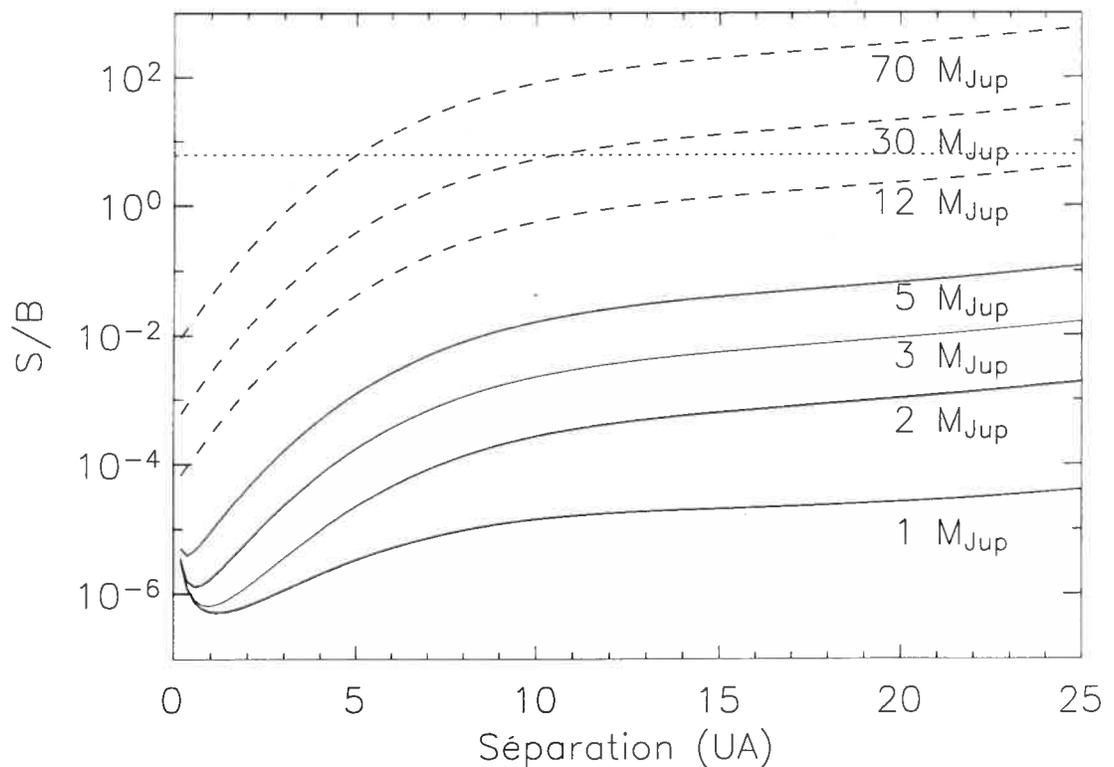


FIG. 1.7 – S/B en fonction de la séparation étoile-compagnon pour des naines brunes (tirets) et exoplanètes (lignes pleines) de différentes masses. Une étoile de type solaire de 500 millions d'années est considérée. La lumière réfléchiée sur la surface des compagnons est ajoutée. Cette dernière produit une inversion des courbes de S/B à des petites séparations pour des compagnons de faibles masses. La limite de détection pour un S/B de 6 est représentée par la droite en pointillés.

On remarque que le S/B augmente avec la séparation angulaire, ce qui implique qu'un compagnon est plus facilement détectable à grande séparation. La détection d'un compagnon d'une masse de Jupiter à 5 UA exige la soustraction de la structure de la fonction d'étalement de l'étoile sur plus de six ordres de grandeur. L'essentiel du défi de la recherche de compagnons sous-stellaires par imagerie directe réside dans l'élaboration d'une technique observationnelle permettant la *soustraction* précise de la structure de la fonction d'étalement des étoiles.

### 1.1.1 La structure de la fonction d'étalement

La structure de la fonction d'étalement est déterminée par la géométrie du télescope, la quantité de photons reçue, la longueur d'onde et les erreurs de phase et d'amplitude du front d'onde. Les erreurs de phase et d'amplitude du front d'onde proviennent du passage de celui-ci à travers les couches de turbulence de l'atmosphère terrestre et le système optique du télescope jusqu'au détecteur. La structure de la fonction d'étalement évolue avec le temps. En effet, les structures provenant de la turbulence atmosphérique changent selon les conditions atmosphériques et la vitesse des vents, alors que l'optique du télescope et des instruments se déforme ou se désaligne suivant l'orientation du télescope par rapport au vecteur de gravité. Cette réalité complique le défi de soustraction de la fonction d'étalement des étoiles.

### 1.1.2 Les limites de la soustraction de la fonction d'étalement des étoiles

Les sous-sections suivantes présentent les effets qui affectent la soustraction de la fonction d'étalement des étoiles et, par conséquent, les performances de détection de compagnons sous-stellaires.

#### Le bruit de photons

Le bruit de photons demeure la limite fondamentale lors d'une soustraction d'un signal. Pour la recherche de compagnons aux longueurs d'onde de l'infrarouge, la fonction d'étalement de l'étoile, l'émission thermique du télescope et des instruments, ainsi que le ciel sont les sources importantes de photons. À un endroit donné de la fonction d'étalement, la statistique de Poisson stipule qu'on ne peut soustraire un signal de  $N$  photons à mieux que  $\sqrt{N}$  de son intensité originale. Il demeure donc nécessaire d'obtenir suffisamment de photons pour diminuer l'amplitude relative  $\sqrt{N}/N$  de ce bruit. Certaines équipes développent présentement des coronographes permettant l'interférence destructive d'une fraction du signal de l'étoile tout en conservant celui des

compagnons. Ces instruments ont donc le potentiel d'augmenter considérablement le S/B d'un compagnon. Malheureusement, l'utilisation de tels systèmes demande une qualité d'image exceptionnelle qui n'est pas encore obtenue dans les observatoires.

### **Le bruit de tavelure atmosphérique**

Le bruit de tavelure atmosphérique est généré au moment où la lumière d'un objet traverse une couche turbulente de l'atmosphère terrestre avant d'être captée par le télescope. En effet, une couche de turbulence atmosphérique possède une densité non-uniforme. Comme la vitesse de la lumière dépend de la densité du milieu où elle se propage, des erreurs de phase sont introduites sur le front d'onde de l'objet. Le développement des systèmes d'optique adaptative (OA) depuis les quinze dernières années permet de corriger partiellement les erreurs de phase du front d'onde pour obtenir une fonction d'étalement s'approchant de la limite de diffraction. Les erreurs de phase non-corrigées par le système d'OA produisent des déformations de la fonction d'étalement semblables aux compagnons recherchés. Ces structures masquent le signal des compagnons. Comme l'atmosphère est un milieu turbulent qui évolue avec le temps, les structures générées persistent pour un certain temps. Pour les étoiles brillantes et une région près du centre de la fonction d'étalement, ces structures peuvent avoir une amplitude de plusieurs ordres de grandeur supérieure au bruit de photons (Racine et al., 1999). L'évolution de ces structures étant aléatoire, elles se moyennent suivant une loi statistique produisant un seuil de détection qui diminue selon  $\sqrt{t/\tau_{oa}}$  où  $t$  est le temps d'intégration et  $\tau_{oa}$  le temps de vie des structures (approximativement 0,03s). Racine et al. (1999) et Marois et al. (2000a) ont présenté un nouveau concept d'imagerie dénommé "imagerie différentielle simultanée multibande" permettant la soustraction de ces structures. Cette technique consiste à acquérir simultanément des fonctions d'étalement dans différentes longueurs d'onde. Ces fonctions d'étalement contiennent donc les mêmes structures produites par la turbulence atmosphérique et sont donc soustraites lors de la soustraction des images. Plus de détails sur cette technique d'observation sont présentés dans le chapitre 2.

### **Aberrations optiques statiques**

Contrairement aux résidus de correction de l'OA qui évoluent et se moyennent avec le temps, il existe une contribution statique d'erreurs de front d'onde provenant des défauts de polissage et/ou d'uniformité de réflexion du miroir primaire. La structure générée par ces erreurs de front d'onde dans la fonction d'étalement de l'étoile demeure constante. Même si la variance de ces structures est petite par rapport à celle provenant des résidus de correction de phase de l'OA, une fois ces dernières suffisamment moyennés, les structures produites par les erreurs statiques dominent complètement la structure de la fonction d'étalement. Les limites de détection sont alors indépendantes du temps d'intégration. Il devient nécessaire de soustraire cette structure statique à l'aide d'une fonction d'étalement de référence. Cette fonction d'étalement de référence peut être obtenue avec une étoile de référence située à proximité de l'étoile observée ou avec une caméra utilisant une technique d'imagerie simultanée multibande.

### **Aberrations optiques quasi-statiques**

Il existe une classe d'erreurs de front d'onde intermédiaire entre les erreurs de phase provenant des résidus de correction de l'OA et les défauts du miroir primaire. Ces erreurs proviennent de l'instabilité du chemin optique du télescope et des instruments. Ces aberrations ne demeurent pas parfaitement statiques et n'évoluent pas aussi rapidement que les résidus de l'OA. Le temps de vie des structures produites dans la fonction d'étalement par ces erreurs de front d'onde vont de quelques secondes à plusieurs minutes, ils ont donc le temps d'accumuler un grand nombre de photons. De plus, ces structures ne se soustraient pas très bien par l'utilisation d'étoiles de référence, car leurs temps de vie demeurent du même ordre de grandeur que le temps caractéristique nécessaire (cinq à dix minutes) pour les acquérir.

Différents phénomènes produisent des structures quasi-statiques. Le miroir primaire peut se déformer par la pression du vent et par la gravité lors du déplacement du télescope pour suivre un objet dans le ciel. De plus, les flexions du télescope et des instruments peuvent désaligner l'optique, ce qui change les sections des surfaces optiques

traversées par le front d'onde de l'objet. Finalement, une dernière cause générant une évolution des erreurs de front d'onde est la réfraction atmosphérique différentielle entre le senseur de front d'onde et la caméra scientifique. Comme les observations se font généralement dans l'infrarouge et le guidage de l'optique adaptative dans le visible, un décalage de position existe entre les deux fronts d'onde pour des observations à une certaine séparation angulaire du zénith. Comme le senseur de front d'onde recentre l'étoile dans le visible, le front d'onde infrarouge se déplace lentement à mesure que le télescope suit une étoile et que la distance zénithale augmente ou diminue. Le déplacement du front d'onde infrarouge dans l'optique décale les erreurs de front d'onde et produit une évolution de la structure de la fonction d'étalement.

Le gain obtenu avec l'augmentation du temps d'intégration suit la même statistique que le bruit de tavelure atmosphérique, c'est-à-dire  $\sqrt{t/\tau_o}$ , où  $t$  est le temps d'intégration et  $\tau_o$  le temps de vie de la structure quasi-statique de la fonction d'étalement. Le temps de vie de cette structure étant relativement long par rapport à celui des résidus de l'OA, cette structure limite la soustraction des fonctions d'étalement. Elle constitue le principal problème affectant actuellement la détection de compagnons par imagerie directe. L'emploi d'une caméra utilisant le concept d'imagerie différentielle simultanée multibande permet la soustraction de la structure produite par les aberrations quasi-statiques.

## 1.2 Le sujet de cette thèse

L'objectif de cette thèse se résume à développer la technique d'imagerie simultanée multibande dans le but de faire la recherche de compagnons sous-stellaires autour des étoiles dans le voisinage solaire. Cette technique d'observation permet en principe la soustraction de la structure de la fonction d'étalement provenant des résidus de l'OA, des aberrations statiques et quasi-statiques et d'atteindre des performances limitées par le bruit de photons. Le concept retenu afin de mettre en œuvre cette technique d'imagerie est celui où le faisceau est séparé en trois à l'aide d'un séparateur de faisceau suivi d'une mosaïque de filtres interférentiels pour produire trois images simultanées

sur le détecteur dans trois longueurs d'onde (Marois et al., 2000a,b).

Le chapitre 2 présente le concept d'imagerie différentielle simultanée multibande ainsi que les performances attendues, à l'aide d'un modèle analytique et de simulations numériques. Une discussion sur le choix des longueurs d'onde est aussi effectuée. Le chapitre 3 présente la caméra TRIDENT de même que ses performances obtenues au télescope Canada-France-Hawaii (TCFH). Le chapitre 4 résume le sondage effectué avec la caméra TRIDENT. Les illustrations du champ et les courbes de détection des étoiles du sondage de la caméra TRIDENT se retrouvent en annexes.

Les observations de la caméra TRIDENT montrent que les aberrations optiques du séparateur de faisceau ainsi que celles des surfaces optiques qui suivent décorrèlent les images et limitent les performances de la caméra. Dans le but d'éliminer ce problème, un nouveau concept de caméra basé sur l'idée d'un détecteur multibande est présenté au chapitre 5. Malgré l'emploi d'un tel système, certains effets peuvent limiter la soustraction de la fonction d'étalement et une fonction d'étalement de référence est nécessaire pour toutes les longueurs d'onde. Le chapitre 6 présente une technique d'observation pour la recherche de compagnons dénommée "imagerie différentielle angulaire" qui permet d'obtenir des fonctions d'étalement de référence à même les données de l'objet étudié sans faire usage d'une autre étoile.

Finalement, des techniques de manipulation d'images basées sur la transformée de Fourier, réduisant significativement le bruit numérique d'interpolation pour recentrer, tourner et changer l'échelle spatiale des images, sont expliquées en annexes.

## Chapitre 2

# L'imagerie différentielle simultanée multibande

L'imagerie différentielle simultanée multibande est un concept de soustraction de fonctions d'étalement qui consiste à acquérir simultanément une image d'une étoile dans des bandes spectrales différentes pour atténuer la structure de la fonction d'étalement et ainsi dévoiler les compagnons sous-stellaires. Dans le but d'estimer les performances de soustraction de la fonction d'étalement, on présente un modèle analytique et des simulations numériques basés sur certaines hypothèses expliquant comment la structure de la fonction d'étalement se forme, comment elle évolue avec la longueur d'onde et comment elle est soustraite par la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande. On discute ensuite de la possibilité de soustraire une partie de la structure en normalisant celle-ci en fonction de la longueur d'onde et en utilisant ses propriétés de symétrie, ce qui pourrait potentiellement améliorer les performances de la technique d'observation. On mentionne aussi l'importance de minimiser les erreurs de front d'onde non communes entre les faisceaux à différentes longueurs d'onde, car ces erreurs peuvent grandement limiter la soustraction de la fonction d'étalement.

Dans le but d'utiliser la technique d'imagerie simultanée multibande pour la recherche de compagnons, une étude est ensuite effectuée pour montrer comment le si-

gnal d'un compagnon est conservé après la soustraction de fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde. Une analyse des spectres d'une étoile et d'un compagnon sous-stellaire est par la suite présentée pour déterminer la longueur d'onde centrale et la bande passante des filtres en utilisant les estimations de performances prédites par le modèle analytique. Finalement, les performances attendues de détection de compagnons pour une observation au TCFH avec le système d'OA PUEO (Rigaut et al., 1998) sont présentées.

## 2.1 Modèle de la fonction d'étalement

Les fonctions d'étalement sont considérées dans l'approximation de Fraunhofer, c'est-à-dire que les objets observés sont des sources ponctuelles à l'infini et produisent un front d'onde plan incident sur le télescope et que la distance entre l'endroit où se forme l'image, que l'on appelle le plan image, et l'ouverture qui produit la diffraction, que l'on appelle le plan pupille, est beaucoup plus grande que le diamètre de l'ouverture produisant la diffraction. De plus, on suppose que toutes les erreurs du front d'onde se trouvent dans le plan pupille. Les fonctions d'étalement correspondantes s'obtiennent en calculant le module carré de la transformée de Fourier du front d'onde complexe de l'étoile (Schroeder, 1987) :

$$I(\eta, \xi) = |TF (A(x, y)e^{i\phi(x, y)})|^2 \quad (2.1)$$

où  $A$  est l'amplitude du front d'onde et  $\phi$  la phase de celui-ci.  $A$  et  $\phi$  sont réelles et la moyenne de  $\phi$  sur le front d'onde est nulle. Les paramètres  $A$  et  $\phi$  sont exprimés dans les coordonnées de fréquence spatiale  $(x, y)$ , alors que l'étalement  $I$  est exprimé en fonction des coordonnées de l'image  $(\eta, \xi)$  en radians. On suppose un front d'onde circulaire.

On étudie deux types d'erreurs sur le front d'onde : des erreurs d'amplitude  $\epsilon$  provenant de variations de transmission des milieux où se propage le front d'onde et des erreurs de phase  $\phi$  provenant de réflexions/réfractions sur des surfaces optiques

ayant des défauts de surface ou lors du passage du front d'onde dans un milieu ayant une densité non uniforme. On calcule  $\epsilon$  en prenant le rapport des erreurs d'amplitude sur l'amplitude moyenne du front d'onde, alors que l'erreur de phase, en radians, est  $\phi = 2\pi\delta/\lambda$ , où  $\delta$  est la déformation du front et  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière. On exprime aussi  $\epsilon$  en radians, c'est-à-dire qu'on multiplie l'erreur  $\epsilon$  par  $2\pi$ . Cette définition sert uniquement à obtenir une structure de la fonction d'étalement du même ordre de grandeur pour des erreurs  $\epsilon$  et  $\phi$  égales, en radians d'écart quadratique moyen (ÉQM). On considère les contributions suivantes pour les deux types d'erreurs de front d'onde : les résidus de correction de l'OA de la turbulence atmosphérique ( $\epsilon_{\text{atm}}$  et  $\phi_{\text{atm}}$ ), les aberrations statiques ( $\epsilon_{\text{stat}}$  et  $\phi_{\text{stat}}$ ) et quasi-statiques ( $\epsilon_{\text{quasi}}$  et  $\phi_{\text{quasi}}$ ). L'amplitude  $A$  est définie de la façon suivante :

$$A = P(1 + \epsilon) \quad (2.2)$$

où  $P$  est une fonction égale à un sur le front d'onde et zéro à l'extérieur de celui-ci et  $\epsilon$  est la somme des différentes contributions de modulation d'amplitude :

$$\epsilon = \epsilon_{\text{atm}} + \epsilon_{\text{quasi}} + \epsilon_{\text{stat}}. \quad (2.3)$$

De façon similaire, nous avons pour les erreurs de phase,

$$\phi = \phi_{\text{atm}} + \phi_{\text{quasi}} + \phi_{\text{stat}}. \quad (2.4)$$

La structure introduite dans la fonction d'étalement par ces erreurs de front d'onde peut être estimée en utilisant un développement en série de Taylor de l'exponentielle imaginaire (Bloemhof et al., 2001; Sivaramakrishnan et al., 2002; Perrin et al., 2003; Bloemhof, 2003) de l'équation 2.1. Le premier cas étudié est celui où  $\phi = 0$  et  $\epsilon = 0$ , c'est-à-dire le cas parfait sans erreur de front d'onde. Dans cette situation, la fonction d'étalement est

$$I(\eta, \xi) = |TF(P)|^2 = [TF(P)][TF(P)]^* \quad (2.5)$$

où l'astérisque désigne le complexe conjugué. On définit alors  $p = TF(P)$ , pour obtenir :

$$I(\eta, \xi) = pp^* = I_0 \quad (2.6)$$

où  $I_0$  est la fonction d'étalement théorique, soit une fonction d'Airy pour un télescope ayant une ouverture circulaire. Dans le cas où seulement des erreurs d'amplitude  $\epsilon$  sont présentes, soit  $\phi = 0$ , on obtient

$$I(\eta, \xi) = [TF(P + P\epsilon)][TF(P + P\epsilon)]^*. \quad (2.7)$$

Comme la transformée Fourier est une fonction linéaire (voir Bracewell (1965) pour les propriétés des transformées de Fourier), on peut distribuer la transformée de Fourier sur chaque terme de l'addition :

$$I(\eta, \xi) = [TF(P) + TF(P\epsilon)][TF(P) + TF(P\epsilon)]^*. \quad (2.8)$$

En sachant que la transformée de Fourier d'un produit est la convolution de la transformée de Fourier de chaque terme et en définissant  $E = TF(\epsilon)$ , on trouve que

$$I(\eta, \xi) = (p + p \star E)(p^* + p^* \star E^*) \quad (2.9)$$

et après multiplication des termes,

$$I(\eta, \xi) = pp^* + p(p^* \star E^*) + p^*(p \star E) + (p \star E)(p^* \star E^*) \quad (2.10)$$

pour finalement trouver que

$$I(\eta, \xi) = I_0 + 2\Re [p(p^* \star E^*)] + |p \star E|^2 \quad (2.11)$$

où  $\Re$  désigne la partie réelle de l'expression  $p(p^* \star E^*)$ . Le second terme de cette équation est linéaire en  $E$  et est multiplié par  $p$ , la transformée de Fourier de la pupille. Comme le module de  $p$  est la racine carrée de la fonction d'étalement, ce terme montre des maxima et minima à la même position que la fonction d'étalement. Pour une fonction d'Airy, ce terme produit donc des structures centrées sur les anneaux brillants de diffraction. Le dernier terme de cette équation représente le spectre de puissance des erreurs d'amplitude convoluées par  $p$ , c'est-à-dire du module carré de la transformée de Fourier de l'erreur d'amplitude. Comme ce terme n'est pas multiplié par  $p$ , il introduit des structures partout dans la fonction d'étalement, c'est-à-dire dans les anneaux sombres et brillants. Si le spectre de puissance possède la même dépendance angulaire que la fonction d'étalement théorique et que les erreurs sont petites, le terme linéaire en  $E$  domine dans tous les anneaux brillants de la fonction d'étalement et la structure est localisée sur les anneaux de diffraction (Bloemhof et al., 2001).

Un autre cas étudié est celui où uniquement des erreurs de phase sont présentes, soit  $\epsilon = 0$ . On trouve alors que :

$$I(\eta, \xi) = [TF(P(1 + i\phi - \phi^2/2 + \dots))] [TF(P(1 + i\phi - \phi^2/2 + \dots))]^* \quad (2.12)$$

En prenant la transformée de chaque terme, en définissant  $\Phi = TF(\phi)$  et en utilisant la notation suivante pour une suite de convolution,  $x \star^n y = x \star y \star y \dots n$  fois (pour  $n = 0$ , on obtient  $x \star^0 y = x$ ), Perrin et al. (2003) trouvent que le  $n^{\text{ième}}$  terme de la fonction d'étalement  $a_n$  est égal à

$$a_n = i^n \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^{n-k}}{k!(n-k)!} (p \star^k \Phi)(p^* \star^{n-k} \Phi^*) \quad (2.13)$$

où la fonction d'étalement  $I(\eta, \xi)$  est simplement

$$I(\eta, \xi) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n. \quad (2.14)$$

En supposant de petites erreurs de phase, on conserve uniquement les termes d'ordre deux en  $\Phi$  :

$$I(\eta, \xi) \cong I_0 + 2\Im [p(p^* \star \Phi^*)] - \Re [p(p^* \star^2 \Phi^*)] + |p \star \Phi|^2 \quad (2.15)$$

où  $\Im$  désigne la partie imaginaire de  $p(p^* \star \Phi^*)$ . On remarque que le deuxième et le troisième terme de cette équation sont multipliés par  $p$ . La structure produite dans la fonction d'étalement par ces termes est donc localisée sur les anneaux brillants de diffraction. Le dernier terme est le spectre de puissance des erreurs de phase convolué par  $p$ . Il produit donc une structure partout dans la fonction d'étalement. Comme pour les erreurs d'amplitude, pour les petites erreurs et un spectre de puissance qui possède la même dépendance angulaire que la fonction d'étalement théorique, le premier terme linéaire en  $\Phi$  domine dans tous les anneaux brillants de la fonction d'étalement et la structure est localisée dans les maxima de diffraction.

La combinaison des erreurs de phase et des modulations d'amplitude s'obtient en remplaçant  $p$  de l'équation 2.15 par  $p + p \star E$ . On trouve alors :

$$I(\eta, \xi) \cong I_0 + 2\Re [p(p^* \star E^*)] + |p \star E|^2 \quad (2.16)$$

$$+ 2\Im [p(p^* \star \Phi^*)] - \Re [p(p^* \star^2 \Phi^*)] + |p \star \Phi|^2 \quad (2.17)$$

$$+ 2\Im \{(p \star E)[(p \star E)^* \star \Phi^*]\} - \Re \{(p \star E)[(p \star E)^* \star^2 \Phi^*]\} \quad (2.18)$$

$$+ |(p \star E) \star \Phi|^2 \quad (2.19)$$

où les termes de l'équation 2.16 proviennent des modulations d'amplitude, alors que ceux de l'équation 2.17 proviennent des erreurs de phase et que ceux des équations 2.18 et 2.19 sont les termes croisés des structures provenant des erreurs d'amplitude et de phase. Comme tous les termes des équations 2.18 et 2.19 sont soit cubiques ou du quatrième ordre en  $E$  et  $\Phi$ , ils sont négligés pour la suite de l'analyse.

Les équations 2.16 et 2.17 sont maintenant utilisées pour étudier la symétrie, la dépendance avec la longueur d'onde de la structure de la fonction d'étalement, ainsi que l'importance des erreurs de front d'onde non communes lors de la soustraction de fonctions d'étalement.

### 2.1.1 Symétrie de la structure de la fonction d'étalement

Bloemhof et al. (2001), Sivaramakrishnan et al. (2002) et Perrin et al. (2003) ont mentionné que la structure des fonctions d'étalement est anti-centrosymétrique pour des petites erreurs de phase. Cette conclusion est basée sur le fait que la transformée de Fourier des fonctions réelles  $\phi$  et  $\epsilon$  est hermitienne, c'est-à-dire que leur partie réelle est centrosymétrique et que leur partie imaginaire est anti-centrosymétrique (Bracewell, 1965). Pour les erreurs de phase, le terme linéaire se résume à prendre la partie imaginaire de  $\Phi$ , cette fonction est donc bien anti-centrosymétrique. Bloemhof (2003) estime que pour de petites erreurs de phase ( $S \sim 0,99$ ), la structure de la fonction d'étalement peut être réduite d'un facteur 10 à 100 dans les premiers anneaux de diffraction par une simple addition de la fonction d'étalement tournée de 180 degrés. À partir des résultats déduits dans les équations 2.16 et 2.17, on remarque que cette conclusion n'est valide que si les modulations d'amplitude sont négligeables par rapport aux erreurs de phase. En effet, si on regarde les termes linéaires en  $E$  et  $\Phi$ , on trouve que :

$$I(\eta, \xi) \cong I_0 + 2\Re [p(p^* \star E^*)] + 2\Im [p(p^* \star \Phi^*)]. \quad (2.20)$$

Comme les structures des modulations d'amplitude proviennent de la partie réelle de  $E$ , ces structures sont centrosymétriques. Si  $E$  est du même ordre de grandeur que  $\Phi$ , la structure de la fonction d'étalement est formée d'autant de structures centrosymétriques qu'anti-centrosymétriques. Par conséquent, la structure ne montre pas de symétrie particulière et la soustraction d'une image tournée de 180 degrés ne permet pas d'enlever la structure de la fonction d'étalement.

### 2.1.2 Soustraction de fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde

Dans le but d'estimer les performances de la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande, des fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde sont maintenant calculées et soustraites. Un changement de longueur d'onde affecte la fonction d'étalement de deux façons. Le premier effet est simplement une différence d'échelle spatiale provenant de la chromaticité de la diffraction. La position des anneaux de diffraction et de la structure de la fonction d'étalement changent donc avec la longueur d'onde. Cet effet est négligé car il peut être corrigé en effectuant un changement d'échelle de l'image avant de soustraire les fonctions d'étalement. Le second effet est un changement de la structure de la fonction d'étalement. Deux hypothèses sont considérées ici : les modulations d'amplitude  $\epsilon$  sont achromatiques et les déformations  $\delta$  du front d'onde sont les mêmes (en nm d'ÉQM) pour toutes les longueurs d'onde. Les structures produites par les modulations d'amplitude  $\epsilon$  sont donc indépendantes de la longueur d'onde. Par contre, les structures provenant de la déformation du front d'onde ne le sont pas. En effet, pour une certaine déformation du front d'onde  $\delta$  (en nm), le déphasage  $\phi$  s'obtient par l'équation suivante :

$$\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}. \quad (2.21)$$

Une dépendance à la longueur d'onde  $\lambda$  est donc introduite. Comme les erreurs de phase ne sont pas les mêmes, la soustraction de fonctions d'étalement obtenues à différentes longueurs d'onde laisse des résidus. On appelle ces résidus de soustraction "évolution chromatique" de la fonction d'étalement. Deux types de soustraction de fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde sont analysés : une différence de deux fonctions d'étalement à deux longueurs d'onde ( $I_{\lambda_1}$  et  $I_{\lambda_2}$ ), appelée une "simple différence" (SD)

$$SD = I_{\lambda_2} - I_{\lambda_1} \quad (2.22)$$

et une soustraction de trois fonctions d'étalement à trois longueurs d'onde ( $I_{\lambda_1}$ ,  $I_{\lambda_2}$  et  $I_{\lambda_3}$ ), appelée une "double différence" (DD)

$$DD = \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\Delta\lambda_{3,1}}(I_{\lambda_3} - I_{\lambda_1}) - (I_{\lambda_2} - I_{\lambda_1}) \quad (2.23)$$

où le rapport des  $\Delta\lambda$  (où  $\Delta\lambda_{j,i} = \lambda_j - \lambda_i$ ) est nécessaire pour normaliser la différence de longueur d'onde entre les deux SDs. Dans la prochaine analyse, les performances d'atténuation de la structure par la SD et la DD sont présentées.

À partir de l'équation 2.21, on trouve la différence de phase  $\Delta\phi$  de deux fronts d'onde à deux différentes longueurs d'onde

$$\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 = 2\pi\delta\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1\lambda_2} = -2\pi\delta\frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_1\lambda_2} = -\phi_1\frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}. \quad (2.24)$$

L'erreur de phase  $\phi_2$  est alors :

$$\phi_2 = \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)\phi_1. \quad (2.25)$$

On obtient la SD à partir de la différence des deux fonctions d'étalement calculées avec les équations 2.16 et 2.17 pour les deux erreurs de phase  $\phi_1$  et  $\phi_2$ . On fait l'hypothèse que la différence de longueur d'onde des deux fonctions d'étalement est petite par rapport à la longueur d'onde  $\lambda_2$ . Les termes quadratiques en  $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$  sont donc négligés. Tous les termes provenant des modulations d'amplitude sont soustraits par cette différence d'images car ces erreurs sont considérées achromatiques, donc les mêmes dans les deux fonctions d'étalement. La SD est alors

$$SD \cong \{2\Im[p(p^* \star \Phi_2^*)] - \Re[p(p^* \star^2 \Phi_2^*)] + |p \star \Phi_2|^2\} \quad (2.26)$$

$$- \{2\Im[p(p^* \star \Phi_1^*)] - \Re[p(p^* \star^2 \Phi_1^*)] + |p \star \Phi_1|^2\} \quad (2.27)$$

$$\cong \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \{-2\Im[p(p^* \star \Phi_1^*)] + 2\Re[p(p^* \star^2 \Phi_1^*)] - 2|p \star \Phi_1|^2\} \quad (2.28)$$

où  $\Phi_2$  est remplacé par  $(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2})\Phi_1$ . On calcule alors le rapport de l'intensité de la structure de la SD sur celle de  $I_{\lambda_1}$ . L'intensité de la structure de  $I_{\lambda_1}$  est obtenue en calculant la différence  $I_{\lambda_1} - I_0$ , c'est-à-dire de la somme de tous les termes de la série sauf celui de la diffraction  $I_0$ . On estime la performance d'atténuation de la structure de la façon suivante :

$$\frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} = \frac{\frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \{-2\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)] + 2\Re [p(p^* \star^2 \Phi_1^*)] - 2|p \star \Phi_1|^2\}}{2\Re [p(p^* \star E_1^*)] + 2\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)] - \Re [p(p^* \star^2 \Phi_1^*)] + |p \star E_1|^2 + |p \star \Phi_1|^2}. \quad (2.29)$$

On peut simplifier cette équation en considérant deux régimes : l'atténuation du signal dans les anneaux brillants de diffraction et celle dans les anneaux sombres de diffraction. Comme les deux premiers termes du numérateur et les trois premiers du dénominateur de cette équation sont pondérés par l'amplitude de la fonction d'étalement théorique  $p$ , ces termes sont nuls dans les anneaux sombres de diffraction. Pour les anneaux brillants, on néglige les termes quadratiques en  $\Phi$  en supposant de petites erreurs. De plus, on considère de longues expositions, ce qui permet de négliger la structure provenant des résidus de correction de la turbulence atmosphérique par rapport aux aberrations statiques et quasi-statiques. On émet ensuite les hypothèses que les erreurs d'amplitude et de phase provenant des aberrations statiques et quasi-statiques sont du même ordre de grandeur (cette situation est observée dans les données de la caméra TRIDENT, voir section 3.4.1), et qu'elles possèdent le même spectre de puissance afin de faire les approximations suivantes :

$$2\sqrt{2}\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)] \cong 2\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)] + 2\Re [p(p^* \star E_1^*)] \quad (2.30)$$

$$\sqrt{2}|p \star \Phi_1|^2 \cong |p \star \Phi_1|^2 + |p \star E_1|^2. \quad (2.31)$$

On trouve alors les deux rapports d'intensité correspondants en négligeant les termes proportionnels à  $\Re [p(p^* \star^2 \Phi_1^*)]$  car ils sont multipliés par  $p$  en plus d'être quadratiques en  $\Phi_1$ , ils sont donc plus petits que  $|p \star \Phi_1|^2$  et  $\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)]$  :

$$\left[ \frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} \right]_{\text{Brillant}} = \frac{-2 \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \Im [p(p^* \star \Phi_1^*)]}{2\sqrt{2} \Im [p(p^* \star \Phi_1^*)]} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \quad (2.32)$$

$$\left[ \frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} \right]_{\text{Sombre}} = \frac{-2 \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} |p \star \Phi_1|^2}{\sqrt{2} |p \star \Phi_1|^2} = -\sqrt{2} \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \quad (2.33)$$

L'atténuation  $\Delta N/N$  du bruit de la structure de la fonction d'étalement est définie comme le rapport du bruit de structure de la différence d'images sur celui de la fonction d'étalement. Le bruit de structure est calculé en prenant l'écart type dans des anneaux de diamètres croissants ayant une largeur égale à une PLMH. L'atténuation s'obtient donc en prenant l'écart type en fonction de la séparation angulaire des numérateurs et dénominateurs des équations 2.32 et 2.33. Comme les dénominateurs et numérateurs diffèrent uniquement par une constante, les écarts types de ces fonctions sont aussi les mêmes à une constante près. L'atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement est alors égale à la valeur absolue de cette constante :

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{\text{SD,Brillant}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \quad (2.34)$$

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{\text{SD,Sombre}} = \sqrt{2} \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \quad (2.35)$$

On trouve une atténuation du bruit de structure proportionnelle à  $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$  et une différence d'un facteur deux entre celles des anneaux de diffraction sombres et brillants.

Les atténuations pour le cas sans modulation d'amplitude s'obtiennent en multipliant les atténuations des équations 2.34 et 2.35 par  $\sqrt{2}$ . On trouve alors les atténuations pour les minima et maxima de diffraction

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{SD, \text{Brillant}} = \frac{\Delta \lambda_{2,1}}{\lambda_2} \quad (2.36)$$

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{SD, \text{Sombre}} = 2 \frac{\Delta \lambda_{2,1}}{\lambda_2}. \quad (2.37)$$

Dans le but de vérifier cette prédiction, des simulations numériques sont utilisées pour produire des fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde. On estime par la suite l'atténuation de la structure de la fonction d'étalement de la SD en les soustrayant et en évaluant le rapport  $\Delta N/N$ . Les simulations numériques calculent la transformée de Fourier du front d'onde complexe, elles estiment donc la fonction d'étalement dans l'approximation de Fraunhofer. Les fonctions d'étalement sont calculées en considérant un front d'onde circulaire de 200 pixels dans une image de  $1024 \times 1024$  pixels. Les erreurs de front d'onde sont produites en conservant la partie réelle de la transformée de Fourier d'une loi de puissance ( $P \propto \nu^\alpha$ , où  $\nu$  est la fréquence spatiale et  $\alpha$  l'exposant de la loi de puissance). Un exposant  $\alpha = -2,7^1$  est obtenu suite à l'analyse des observations de la caméra TRIDENT (voir section 3.3). Uniquement une erreur de phase est considérée pour les simulations numériques. L'erreur de phase est normalisée à l'ÉQM désirée sur le front d'onde à la longueur d'onde  $\lambda_1$ . Les erreurs de phase pour les longueurs d'onde supplémentaires s'obtiennent en multipliant l'erreur de phase de  $\lambda_1$  par le rapport des longueurs d'onde  $\lambda_1/\lambda_i$ . La figure 2.1 présente l'atténuation  $\Delta N/N$  du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction de l'erreur de phase pour des SDs de deux fonctions d'étalement qui diffèrent de 3%, 6% et 9% en longueur d'onde.

---

<sup>1</sup>Cet exposant diffère de celui qui caractérise la turbulence atmosphérique,  $-11/3$ , car ce sont deux erreurs de phase produites différemment. L'une est générée par la turbulence atmosphérique alors que l'autre provient du polissage de l'optique.

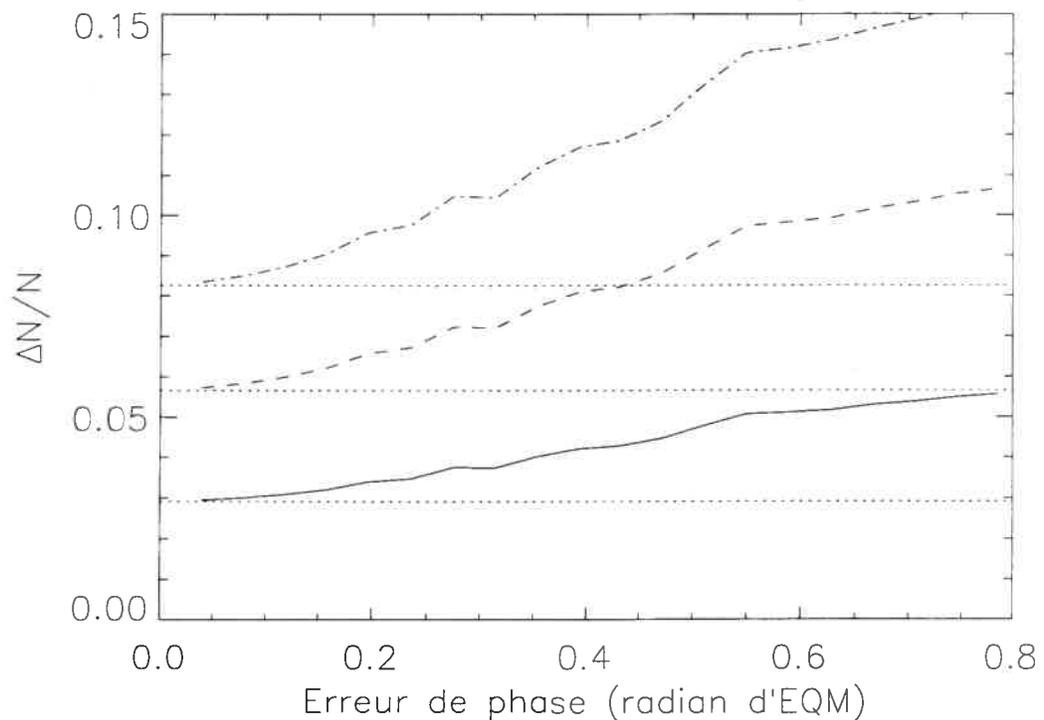


FIG. 2.1 – Atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction de l'erreur de phase pour une SD. La ligne pleine présente l'atténuation du bruit de structure pour un rapport de longueur d'onde de 1,03, alors que les tirets et la ligne en point tiret montrent l'atténuation pour un rapport de longueur d'onde de 1,06 et 1,09. Les pointillés présentent l'atténuation prédite ( $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$ ) par le modèle analytique.

Comme il a été démontré, la soustraction de deux fonctions d'étalement engendre une atténuation du bruit de structure qui est linéaire en  $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$  (voir équations 2.36 et 2.37). Une déviation des atténuations est observée avec l'augmentation des erreurs de phase à cause des termes d'ordre supérieur en  $\Phi$ .

Comme on trouve que le rapport du bruit de structure de la SD est simplement une constante, on remarque qu'une simple normalisation de la structure de  $I_{\lambda_2}$  suffit pour la soustraire. Tous les termes linéaires de tous les ordres en  $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$  seraient alors soustraits. Les termes d'ordre deux dominent alors les résidus. Comme ces termes

sont centrosymétriques, la soustraction d'une image des résidus tournée de 180 degrés permet de les soustraire et d'atteindre la limite imposée par les termes d'ordre trois. La figure 2.2 présente la même simulation que la figure 2.1 en ajoutant la normalisation de la structure et en soustrayant une image des résidus tournée de 180 degrés.

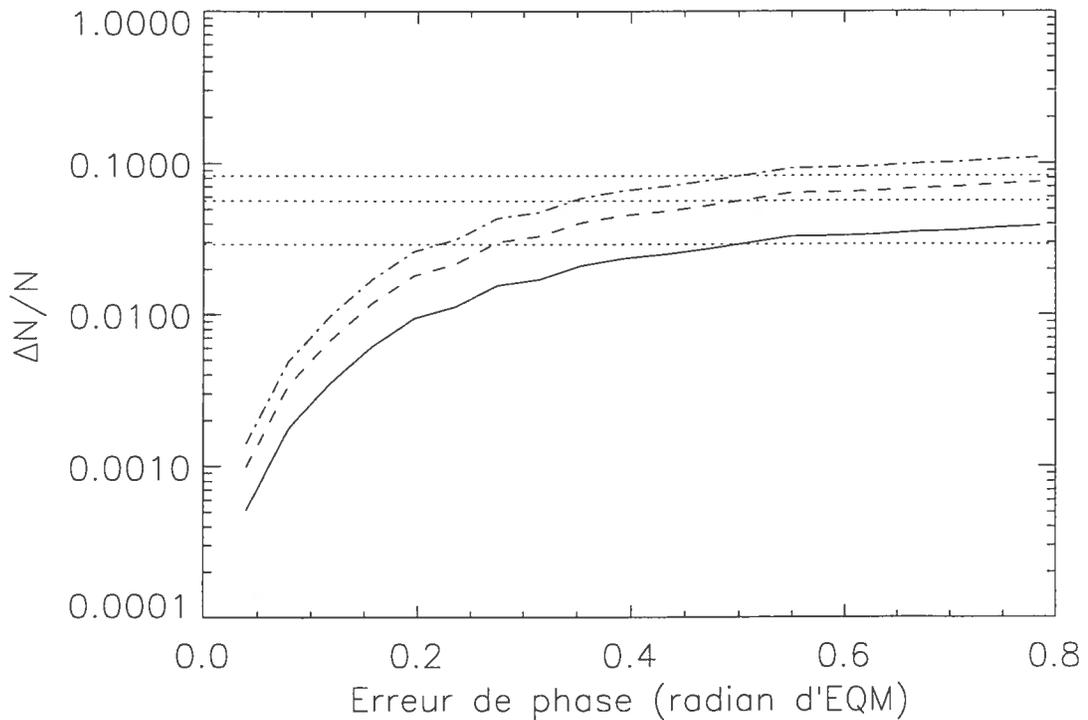


FIG. 2.2 – Même simulation que la figure 2.1 en ajoutant la normalisation de la structure et la soustraction de l'image des résidus tournée de 180 degrés. Les pointillés présentent l'atténuation ( $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$ ) par le modèle analytique sans normalisation de la structure et sans soustraction d'une image des résidus tournée de 180 degrés.

Pour de petites erreurs de phase (0,05 radian), on trouve une amélioration d'un facteur  $\sim 100$ .

La performance de la DD s'estime simplement en calculant la différence de deux SDs

$$DD = \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\Delta\lambda_{3,1}} SD_{3,1} - SD_{2,1} \quad (2.38)$$

où les SDs sont définies de la façon suivante :

$$SD_{j,i} = I_{\lambda_j} - I_{\lambda_i} = \frac{\Delta\lambda_{j,i}}{\lambda_j} (-2\Im [p(p^* \star \Phi_i^*)]) \quad (2.39)$$

$$+ \left[ \left( \frac{\Delta\lambda_{j,i}}{\lambda_j} \right)^2 - \frac{2\Delta\lambda_{j,i}}{\lambda_j} \right] \{|p \star \Phi_i|^2 - \Re [p(p^* \star^2 \Phi_i^*)]\}. \quad (2.40)$$

En négligeant le terme  $\Re [p(p^* \star^2 \Phi_i^*)]$  pour les mêmes raisons que lors du calcul de la SD en plus des termes quadratiques en  $\Delta\lambda/\lambda$ , on trouve l'atténuation  $\Delta N/N$  de la DD

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{DD, \text{Brillant}} = \frac{\Delta\lambda_{3,2}}{\lambda_3} \left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{SD, \text{Brillant}} \quad (2.41)$$

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{DD, \text{Sombre}} = \frac{\Delta\lambda_{3,2}}{\lambda_3} \left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{SD, \text{Sombre}} \quad (2.42)$$

L'ajout d'une troisième longueur d'onde permet d'atténuer le bruit de structure de la fonction d'étalement d'un facteur  $\sim \Delta\lambda_{3,2}/\lambda_3$  de plus qu'une SD. La figure 2.3 présente l'atténuation  $\Delta N/N$  du bruit de structure de la fonction d'étalement pour une DD obtenue par simulations numériques en fonction de l'erreur de phase pour trois fonctions d'étalement qui diffèrent de 3%, 6% et 9% en longueur d'onde.

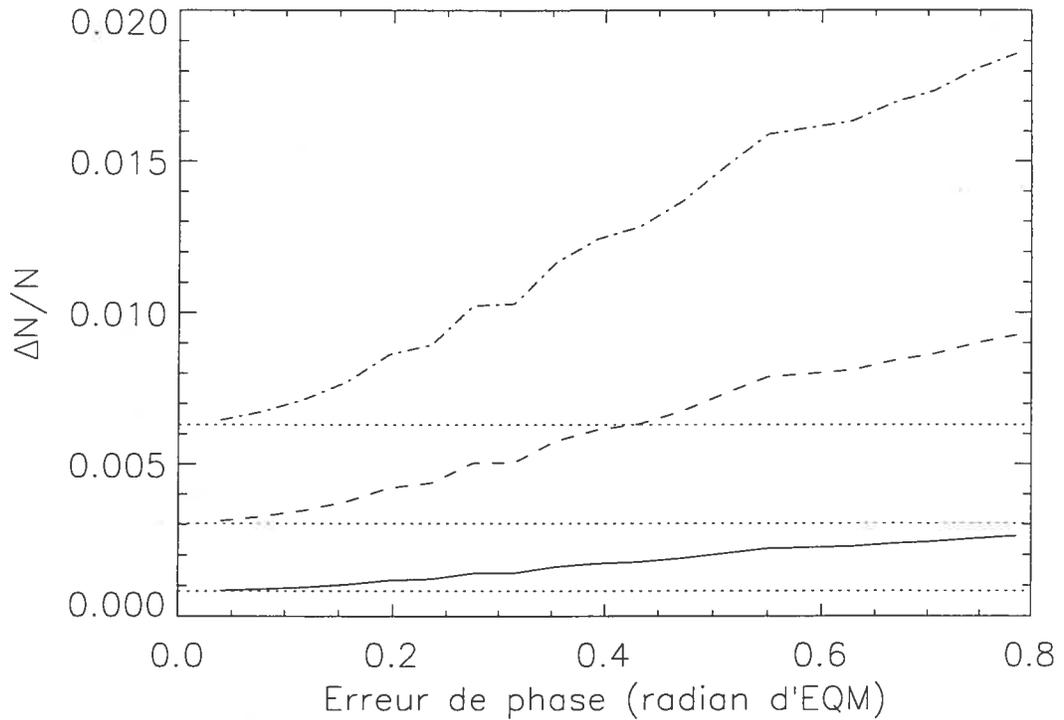


FIG. 2.3 – Atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction de l'erreur de phase pour une DD. L'atténuation du bruit de structure est normalisée par rapport à la structure résiduelle  $N$  de  $I_{\lambda_1}$ . La ligne pleine présente l'atténuation du bruit de structure pour un rapport de longueur d'onde de 1,03, alors que les tirets et la ligne en point tiret montrent l'atténuation pour un rapport de longueur d'onde de 1,06 et 1,09 respectivement. Les pointillés présentent une atténuation de  $\Delta\lambda_{2,1}\Delta\lambda_{3,2}/\lambda_2\lambda_3$ .

Un gain d'un facteur  $\sim \Delta\lambda_{3,2}/\lambda_3$  est donc bien obtenu en effectuant une DD par rapport à une SD. La déviation de l'atténuation avec l'augmentation des erreurs de phase provient des termes d'ordre supérieur en  $\Phi$ .

Comme pour la SD, on peut combiner une normalisation de la structure des images pour calculer les deux SDs et la soustraction des deux SDs, en plus d'utiliser les propriétés de symétrie de la structure de la fonction d'étalement pour améliorer les performances. Comme la DD est limitée par des termes d'ordre deux, la normalisation de la

structure permet d'atteindre la limite imposée par les termes d'ordre trois. Comme les termes d'ordre trois sont anti-centrosymétriques, on peut additionner une image des résidus tournée de 180 degrés pour soustraire ceux-ci et atteindre la limite imposée par les termes d'ordre quatre. La figure 2.4 présente la même simulation que la figure 2.3 en ajoutant la normalisation de la structure ainsi que l'addition d'une image des résidus tournée de 180 degrés.

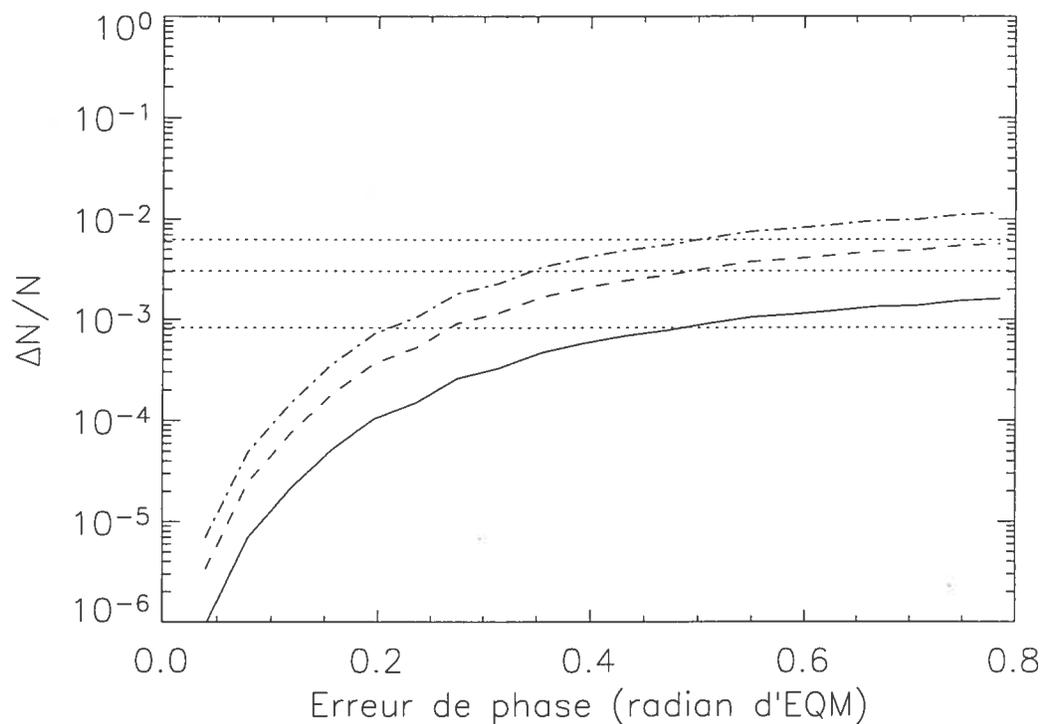


FIG. 2.4 – Même simulation que la figure 2.3 en ajoutant la normalisation de la structure et l'addition d'une image des résidus tournée de 180 degrés. Les pointillés présentent une atténuation de  $\Delta\lambda_{2,1}\Delta\lambda_{3,2}/\lambda_2\lambda_3$  obtenue sans normalisation de la structure et sans l'addition d'une image tournée de 180 degrés.

Cette méthode de calcul de la DD permet d'améliorer les performances d'un facteur  $\sim 500$  pour de petites erreurs de phase (0,05 radian).

### 2.1.3 Erreurs de front d'onde non communes

Une source potentiellement importante de structures résiduelles après la soustraction de fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde est une erreur de front d'onde non commune. Ces erreurs produisent des structures décorréliées dans les fonctions d'étalement et ne sont pas soustraites. Une caméra utilisant plusieurs chemins optiques pour obtenir des images simultanées sur un détecteur peut engendrer ces erreurs, car les fronts d'onde de chaque chemin optique traversent de l'optique différente. On estime l'atténuation de l'intensité de la structure de la fonction d'étalement en considérant les structures  $E_1$  provenant d'erreurs d'amplitude et celles provenant d'erreurs de phase  $\Phi_1$  pour un premier chemin optique. Les structures d'un second chemin optique  $E_2$  et  $\Phi_2$  s'obtiennent par rapport à celles du premier chemin optique de la façon suivante :

$$E_2 = E_1 + \Delta E \quad (2.43)$$

$$\Phi_2 = \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\right)\Phi_1 + \Delta\Phi. \quad (2.44)$$

Pour la suite de l'analyse, on suppose que les erreurs de phase  $\frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2}\Phi_1$  sont plus petites que  $\Delta\Phi$  afin d'étudier le cas où les erreurs non communes dominent les résidus d'évolution chromatique. On obtient l'atténuation de l'intensité des structures pour la SD de  $I_{\lambda_2}$  et  $I_{\lambda_1}$  à partir des équations 2.16 et 2.17 en supposant de petites erreurs de front d'onde et des erreurs  $\Delta E$  et  $\Delta\Phi$  petites par rapport à  $E_1$  et  $\Phi_1$  afin de négliger tous les termes quadratiques en  $\Delta E$  et  $\Delta\Phi$  :

$$\frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} \cong \frac{2\Re[p(p^* \star \Delta E^*)] + 2\Re(p \star E_1)(p^* \star \Delta E^*) + 2\Im[p(p^* \star \Delta\Phi^*)]}{2\Re[p(p^* \star E_1^*)] + |p \star E_1|^2 + 2\Im[p(p^* \star \Phi_1^*)] - \Re[p(p^* \star \Phi_1^*)] + |p \star \Phi_1|^2} \quad (2.45)$$

$$\frac{2\Re(p \star \Phi_1)(p^* \star \Delta\Phi^*) - 2\Re[p(p^* \star \Phi_1^*) \star \Delta\Phi^*]}{2\Re[p(p^* \star E_1^*)] + |p \star E_1|^2 + 2\Im[p(p^* \star \Phi_1^*)] - \Re[p(p^* \star \Phi_1^*)] + |p \star \Phi_1|^2}. \quad (2.46)$$

En faisant les mêmes hypothèses que lors du développement de la SD, c'est-à-dire que les modulations d'amplitude et les erreurs de phase contribuent également, soit  $\Delta E \cong \Delta\Phi$  et  $E_1 \cong \Phi_1$ , on a que

$$2\sqrt{2}\Re [p(p^* \star \Delta\Phi^*)] \cong 2\Re [p(p^* \star \Delta E^*)] + 2\Im [p(p^* \star \Delta\Phi^*)] \quad (2.47)$$

$$2\sqrt{2}\Re (p \star \Phi_1)(p^* \star \Delta\Phi^*) \cong 2\Re (p \star E_1)(p^* \star \Delta E^*) + 2\Re (p \star \Phi_1)(p^* \star \Delta\Phi^*) \quad (2.48)$$

$$2\sqrt{2}\Re [p(p^* \star \Phi_1^*)] \cong 2\Re [p(p^* \star E_1^*)] + 2\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)] \quad (2.49)$$

$$\sqrt{2}|p \star \Phi_1|^2 \cong |p \star E_1|^2 + |p \star \Phi_1|^2. \quad (2.50)$$

On trouve alors les atténuations de l'intensité des structures pour les anneaux brillants et sombres en négligeant les termes  $2\Re [p(p^* \star \Phi_1^* \star \Delta\Phi^*)]$  et  $\Re [p(p^* \star^2 \Phi_1^*)]$  car ils sont quadratiques et pondérés par  $p$ , donc plus petits que les termes  $2\Re (p \star \Phi_1)(p^* \star \Delta\Phi^*)$  et  $|p \star \Phi_1|^2$

$$\left[ \frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} \right]_{\text{Brillant}} \cong \frac{2\Im [p(p^* \star \Delta\Phi^*)]}{2\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)]} \quad (2.51)$$

$$\left[ \frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} \right]_{\text{Sombre}} \cong \frac{2(p^* \star \Delta\Phi^*)}{(p^* \star \Phi_1^*)} \quad (2.52)$$

En prenant le module des numérateurs et dénominateurs et en assumant que les erreurs  $\Delta E$ ,  $\Delta\Phi$  et  $E_1$  possèdent un spectre de puissance ayant la même dépendance à la séparation angulaire que  $\Phi_1$ , on trouve que les atténuations  $\Delta N/N$  du bruit de structure de la fonction d'étalement pour les anneaux sombres et brillants sont :

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{\text{Brillant}} \cong \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \quad (2.53)$$

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{\text{Sombre}} \cong 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \quad (2.54)$$

où  $\Delta\sigma$  et  $\sigma$  sont les écarts types des erreurs de front d'onde non communes et communes. Comme le calcul de la SD, on trouve qu'il y a un facteur deux d'atténuations entre les anneaux sombres et brillants. L'effet des erreurs non communes est étudié à

l'aide de simulations numériques en considérant des erreurs de phase de 0,1, 0,2 et 0,4 radian. Pour chaque erreur de phase, deux fonctions sont obtenues : une première avec seulement les erreurs de phase mentionnées ci-haut et une autre avec une erreur de phase supplémentaire correspondant aux erreurs de phase non communes. Des erreurs non communes ayant  $\Delta\sigma/\sigma$  de 0,025 à 0,5 par saut de 0,025 sont calculées pour les trois erreurs de phase. Les atténuations de la structure sont normalisées à l'atténuation de 0,1 radian d'ÉQM pour un  $\Delta\sigma/\sigma = 0,025$ . La figure 2.5 présente l'atténuation  $\Delta N/N$  du bruit de structure de la fonction d'étalement obtenue par simulations numériques après la soustraction des deux fonctions d'étalement ayant une certaine quantité d'erreurs de phase non commune.

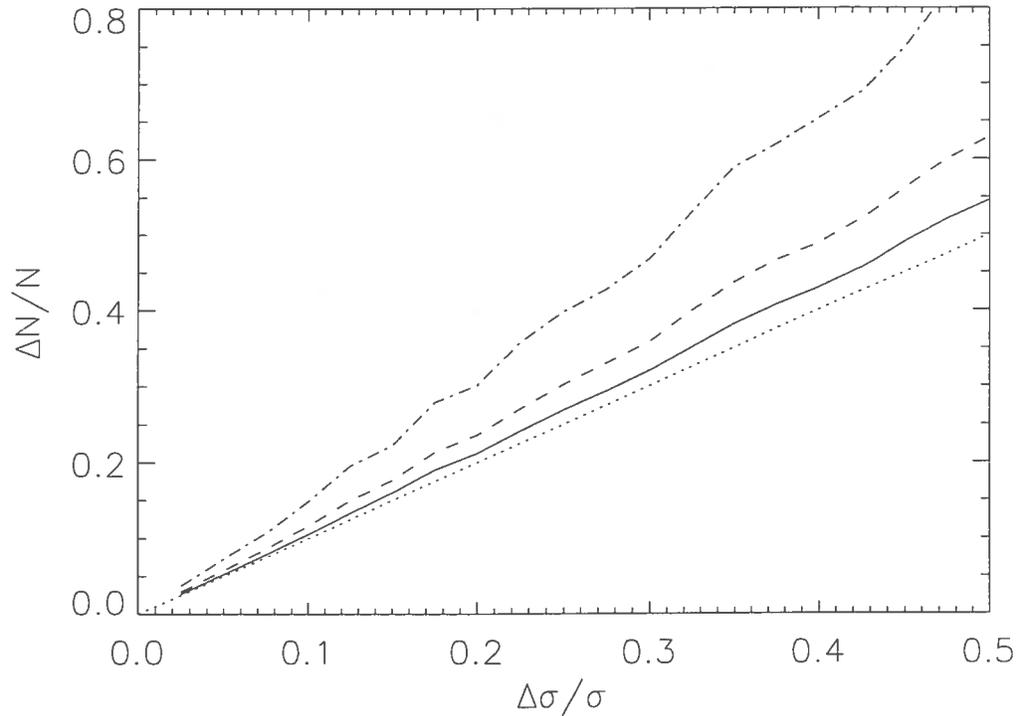


FIG. 2.5 – Atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction d'une erreur de phase non commune. La ligne pleine présente l'atténuation du bruit de structure pour une erreur  $\sigma$  de 0,1 radian, alors que les tirets et la ligne en point tiret montrent l'atténuation pour une erreur  $\sigma$  de 0,2 et 0,4 radian d'ÉQM respectivement. Les pointillés présentent une dépendance linéaire en  $\Delta\sigma/\sigma$ .

On remarque que l'atténuation est linéaire pour les petites erreurs de phase non communes. L'atténuation est semblable pour des erreurs de phase de 0,1 et 0,2 radian, mais est légèrement supérieure pour une erreur de 0,4 radian. Ces différences proviennent des termes d'ordre supérieur en  $\Phi$  et  $\Delta\Phi$ . En comparant les équations 2.53 et 2.54 avec 2.36 et 2.37, on remarque que les erreurs de front d'onde non communes dominent l'évolution chromatique de la fonction d'étalement pour la condition suivante :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \gtrsim \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} \quad (2.55)$$

Comme il sera démontré dans le chapitre 3, les erreurs non communes sont présentement le facteur limitant l'utilisation de la technique d'imagerie simultanée multibande en utilisant une caméra à plusieurs chemins optiques.

## 2.2 Détection de compagnons

Dans le but d'augmenter le S/B des compagnons, la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande permet la soustraction de la structure de la fonction d'étalement. On estime maintenant de quelle façon on retrouve le signal du compagnon lors de la soustraction d'images à différentes longueurs d'onde. On considère un spectre de compagnon quelconque, c'est-à-dire qu'il ne montre pas nécessairement une différence de rapport d'intensité entre les différentes bandes spectrales.

Il a été mentionné dans la section précédente que les fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde doivent subir un changement d'échelle spatiale avant d'être soustraites pour corriger la chromaticité de la diffraction. Comme le compagnon se trouve à la même position par rapport à l'étoile dans toutes les images, le changement d'échelle spatiale déplace le compagnon et la séparation angulaire entre l'étoile et le compagnon devient alors dépendante de la longueur d'onde. L'amplitude du déplacement du compagnon dépend de la séparation angulaire entre l'étoile et celui-ci, ainsi que de la différence de longueur d'onde  $\Delta\lambda/\lambda$ , entre les bandes spectrales. La soustraction des fonctions d'étalement de l'étoile après le changement d'échelle spatiale laisse un signal positif et négatif à l'endroit où se trouve le compagnon. L'intensité relative entre le signal positif et négatif dans l'image résiduelle dépend du rapport d'intensité du compagnon entre les bandes spectrales, que l'on appelle le "contraste spectral".

La figure 2.6 présente le S/B d'un compagnon avec différents contrastes spectraux et pour une gamme de séparations étoile-compagnon exprimées en décalage chromatique  $\theta_c$ , c'est-à-dire de la séparation angulaire où le compagnon se déplace d'une PLMH ( $\lambda/D$ ) après changement d'échelle de l'image.

$$\theta_c = \frac{\lambda/D}{\Delta\lambda/\lambda} \quad (2.56)$$

Le compagnon est simulé par une gaussienne de trois pixels de PLMH. Le flux résiduel positif/négatif est obtenu en prenant la différence de deux gaussiennes dont l'une est décentrée d'une certaine fraction de sa PLMH. La différence d'amplitude des deux gaussiennes représente le contraste spectral. Un bruit poissonnien est ajouté dans le fond de l'image afin de permettre une estimation du rapport S/B. L'image résiduelle est ensuite convoluée par une version d'elle-même sans bruit poissonnien pour lisser le bruit pixel à pixel et amplifier le S/B du compagnon recherché. Les rapports S/B sont normalisés à un contraste spectral infini (ceci correspond à une situation où tout le flux du compagnon se retrouve dans une seule longueur d'onde).

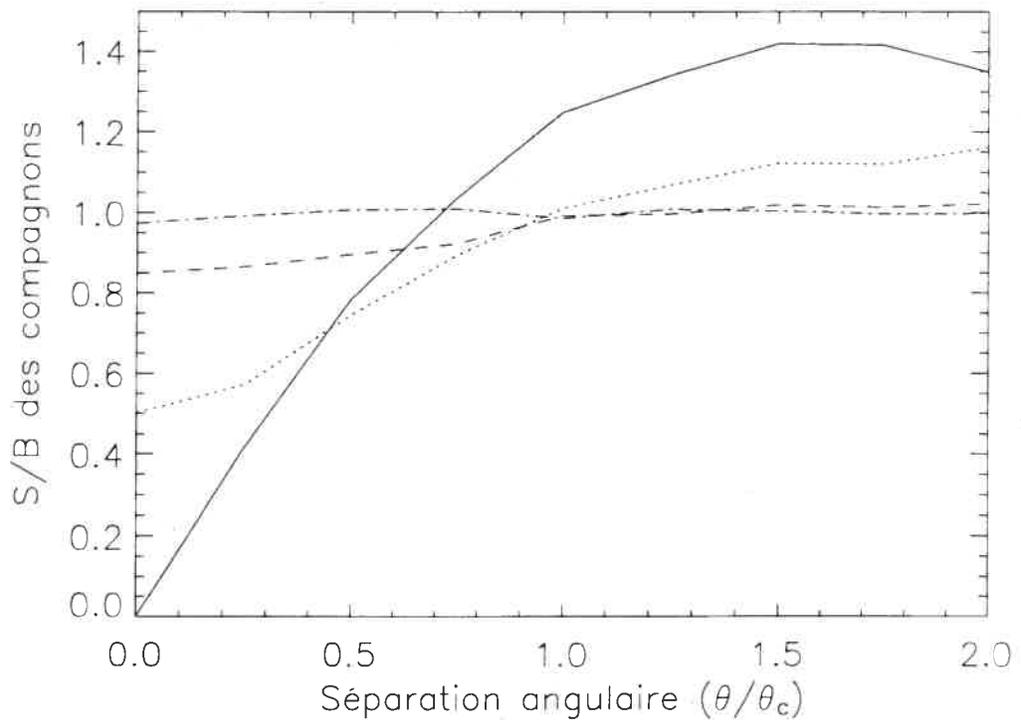


FIG. 2.6 – S/B d'un compagnon en fonction du décalage chromatique. Les contrastes spectraux  $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$  sont : de 1 (ligne pleine), de 2 (ligne pointillée), de 7 (tirets) et aucun signal dans la seconde bande spectrale (contraste spectral infini, ligne en tiret point). Les S/B sont normalisés au S/B moyen d'un contraste spectral infini.

La détection de compagnons ayant un contraste spectral  $\sim 1$  est constante pour des décalages chromatiques plus grands que l'unité. Pour des séparations inférieures à  $\theta_c$ , le S/B diminue linéairement pour atteindre zéro au centre de la fonction d'étalement. Pour un objet montrant un important contraste spectral, le S/B est essentiellement indépendant de la séparation. Cette caractéristique est intéressante, car elle permet la détection de ces types d'objets très près des étoiles.

## 2.3 Longueur centrale et bande passante des filtres

Le choix des longueurs d'onde centrales des filtres est complexe, car beaucoup de paramètres influencent le S/B des compagnons. En effet, le rapport d'intensité étoile-compagnon, les résidus de l'OA, l'émission thermique et la diffraction changent en fonction de la longueur d'onde. Il a été décidé de travailler en bande  $H$  car cette région spectrale est un juste milieu entre l'émission thermique des instruments qui devient importante aux grandes longueurs d'onde, la baisse du Strehl fournie par les systèmes d'OA pour de plus petites longueurs d'onde et une bonne résolution angulaire. Les deux paramètres à fixer sont la longueur d'onde et la bande passante des filtres. Trois filtres sont sélectionnés afin de calculer une DD.

La présence de la bande d'absorption du méthane au-delà de  $1,6 \mu\text{m}$  s'avère intéressante, car le méthane se retrouve uniquement dans l'atmosphère des compagnons de type spectral plus tardif que  $\sim T3$  (voir figure 1.2). On appelle des objets sous-stellaires de type plus tardif que T3 en orbite autour d'une étoile des "compagnons méthaniques". La détection de la bande d'absorption du méthane dans le spectre d'un compagnon permet donc de distinguer un compagnon méthanique d'un objet sous-stellaire sans méthane, d'un compagnon stellaire ou d'une étoile de champ (Rosenthal et al., 1996). Un important contraste spectral permet en principe la détection d'un tel objet jusqu'aux plus petites séparations angulaires (voir section 2.2). De plus, l'importante variation d'intensité du compagnon sur un petit intervalle spectral, permet de rapprocher les filtres en longueur d'onde et ainsi minimiser le rapport  $\Delta\lambda_{2,1}/\lambda_2$ , soit la limite d'atténuation de la SD. Pour la suite de l'étude, on assume que les compagnons recherchés possèdent un important contraste spectral, c'est-à-dire qu'ils sont des compagnons méthaniques.

On choisit un premier filtre à l'endroit où les objets méthaniques sont brillants. Si on regarde un spectre typique d'un objet sous-stellaire, la région spectrale dans la bande  $H$  où il paraît plus brillant se situe autour de  $1,585 \mu\text{m}$ . Comme exemple, la figure 2.7 présente un spectre d'une naine brune de type T8 (Burgasser et al., 2002) superposé à un spectre solaire (les données du spectre solaire, produites par NSF/NOAO,

proviennent du spectrographe à transformée de Fourier du NSO/Kitt Peak).

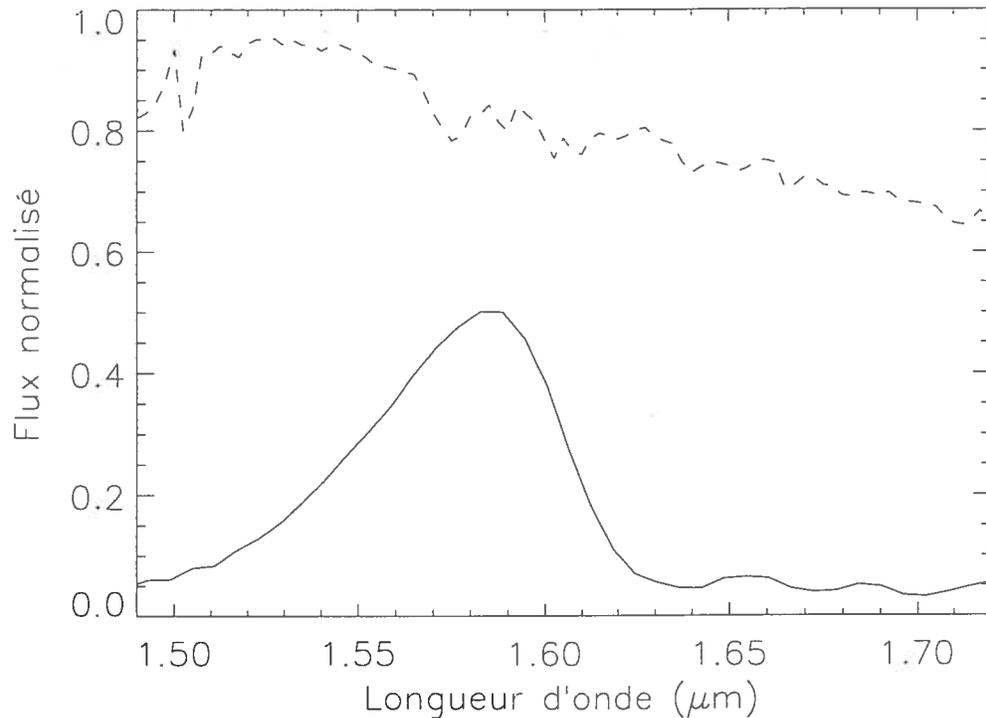


FIG. 2.7 – Spectre solaire (tirets) et celui d’une naine brune de type T8 (ligne pleine) pour une région spectrale à l’intérieur de la bande  $H$ .

On remarque que la région où la naine brune émet le plus de lumière se situe entre 1,54 et 1,61  $\mu\text{m}$ . Par opposition, le spectre solaire reste approximativement constant à travers toute la bande  $H$ .

Le second paramètre à fixer est la bande passante de ce filtre. Dans le cas où on suppose que la soustraction d’images est limitée par le bruit de photons de la fonction d’étalement de l’étoile ( $\sqrt{F_*}$ ), le rapport  $S/B$  du compagnon limité par le bruit de photons  $S/B_\gamma$  se calcule en prenant le rapport du signal du compagnon dans une bande spectrale centrée à 1,58  $\mu\text{m}$  par rapport au bruit de photons  $B_\gamma$  à l’intérieur

d'un disque d'une PLMH de diamètre après soustraction d'une fonction d'étalement à une autre longueur d'onde possédant le même flux  $F_*$  que l'étoile,

$$S/B_\gamma(\theta) = \frac{F_c}{\sqrt{2F_*f(\theta)}} \quad (2.57)$$

où la fonction  $f(\theta)$  décrit le profil d'intensité de la fonction d'étalement en fonction de la séparation angulaire. La figure 2.8 présente le rapport  $S/B_\gamma$  d'un compagnon obtenu pour différentes bandes spectrales et normalisé au  $S/B$  obtenu en intégrant sur toute la bande  $H$  (1,48-1,80  $\mu\text{m}$ ). En supposant que la fonction  $f(\theta)$  est la même en bande étroite qu'en bande  $H$ , la normalisation est indépendante de  $\theta$ .

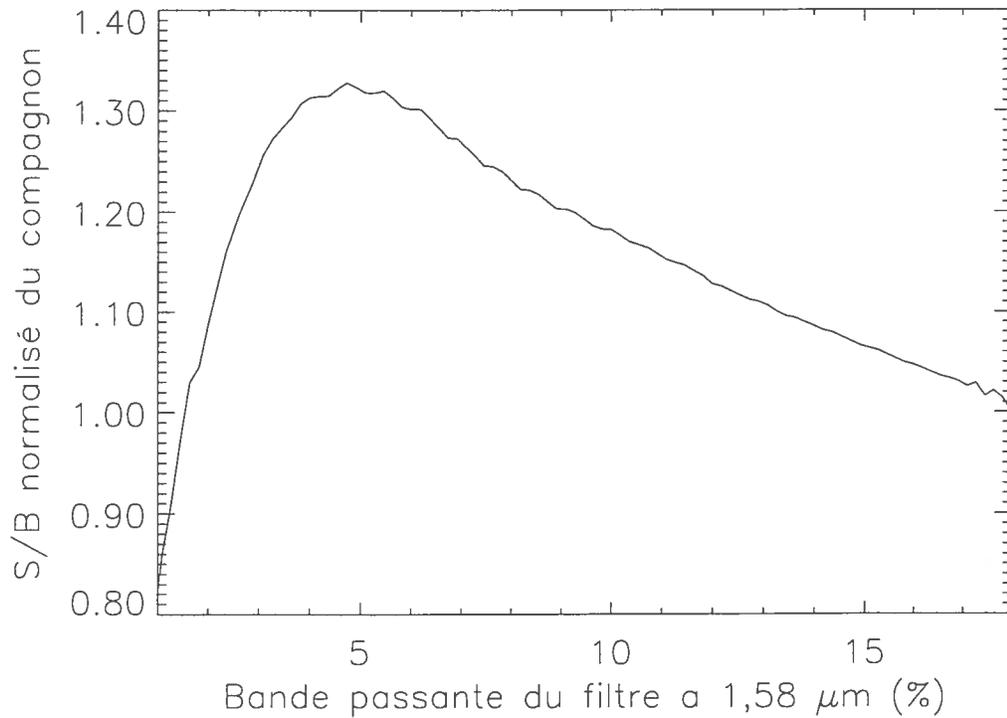


FIG. 2.8 –  $S/B$  d'un compagnon de type T8 en fonction de la largeur de la bande passante choisie. Les rapports  $S/B$  sont normalisés à la bande  $H$ .

Pour un même temps d'intégration, un filtre de 5% de bande passante montre des compagnons avec un rapport S/B 1,3 fois supérieur à une observation effectuée avec un filtre  $H$ . Il s'avère donc avantageux de prendre des filtres étroits afin de diminuer le rapport d'intensité étoile-compagnon.

Le choix de la longueur centrale des deux autres filtres est maintenant étudié. Comme la région spectrale pour les longueurs d'onde plus grandes que  $1,58 \mu\text{m}$  des compagnons méthaniques montre une importante variation d'intensités sur une petite gamme spectrale et que l'absorption demeure significative sur le reste de la bande  $H$ , il a été décidé de choisir les deux derniers filtres dans cette bande spectrale. Afin d'estimer la position idéale des longueurs d'onde centrales des filtres, on analyse deux possibilités :

1. Le résidu d'une SD est limitée par le bruit de photons de la fonction d'étalement de l'étoile. Dans cette situation, l'optimisation du S/B du compagnon se réalise en maximisant le flux de celui-ci tout en minimisant le bruit de photons de la fonction d'étalement de l'étoile. Ce S/B a déjà été calculé et est simplement  $S/B_\gamma$ . Il a été déterminé à la figure 2.8 que la largeur optimale des filtres est  $\sim 5\%$ . Afin d'obtenir un important contraste spectral, on peut choisir un  $\Delta\lambda/\lambda$  de 3%, soit un  $\Delta\lambda$  de  $\sim 0,05 \mu\text{m}$ .
2. Le résidu d'une SD est limitée par l'évolution chromatique des fonctions d'étalement. Le rapport  $S/B_c$  est obtenu en divisant le signal du compagnon par le bruit  $B_c$  de l'évolution chromatique ( $\frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} N$ ) (voir équation 2.36) :

$$S/B_c = \frac{(F_c(\lambda_2) - F_c(\lambda_1))}{\frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\lambda_2} N}, \quad (2.58)$$

où  $F_c(\lambda_1)$  et  $F_c(\lambda_2)$  sont respectivement le flux du compagnon dans les bandes passantes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . La figure 2.9 présente le  $S/B_c$  d'un compagnon de type T8 pour une différence de deux images dont la première est obtenue à  $\lambda = 1,58 \mu\text{m}$ , alors que la deuxième est obtenue à une longueur d'onde plus grande. Des bandes passantes de 1%, 2% et 5% sont présentées.

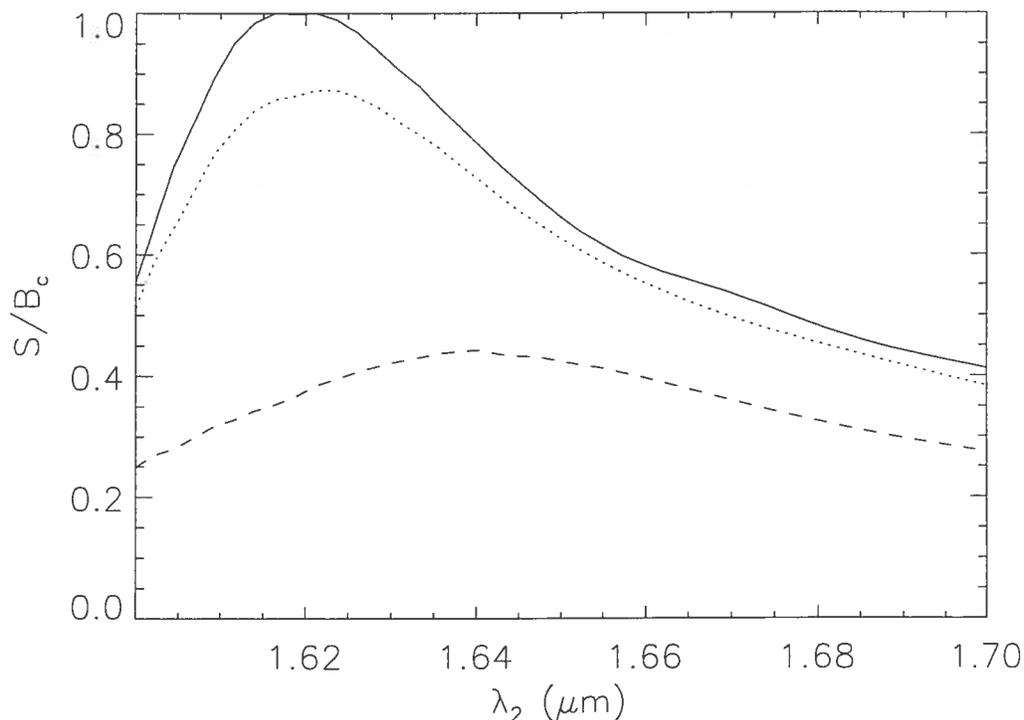


FIG. 2.9 –  $S/B_c$  du compagnon de type T8 en fonction de la longueur d'onde centrale du deuxième filtre. Trois bandes passantes des filtres sont considérées : 1% (ligne pleine), 2% (ligne pointillée) et 5% (tirets). Les courbes sont normalisées au  $S/B$  maximum de la bande passante de 1%.

La position idéale de la bande spectrale se trouve donc autour de  $1,62 \mu\text{m}$ , soit une séparation, en longueur d'onde, de  $0,040 \mu\text{m}$ . Afin d'avoir la même différence de longueur d'onde entre les images  $I_{\lambda_1}$  et  $I_{\lambda_2}$  que les images  $I_{\lambda_2}$  et  $I_{\lambda_3}$ , on choisit la troisième bande spectrale à  $\sim 1,66 \mu\text{m}$ . D'après la figure 2.7, ces deux filtres sont bien dans la bande d'absorption du méthane et offrent un bon contraste spectral par rapport au filtre à  $1,58 \mu\text{m}$ . De plus, on remarque que le rapport  $S/B$  est meilleur pour une bande passante de 1% qu'une bande passante de 5% dans le cas où l'évolution chromatique domine les résidus de soustraction.

Finalement, les filtres peuvent être légèrement décalés spectralement afin d'éviter des raies OH brillantes du ciel (voir figure 2.10).

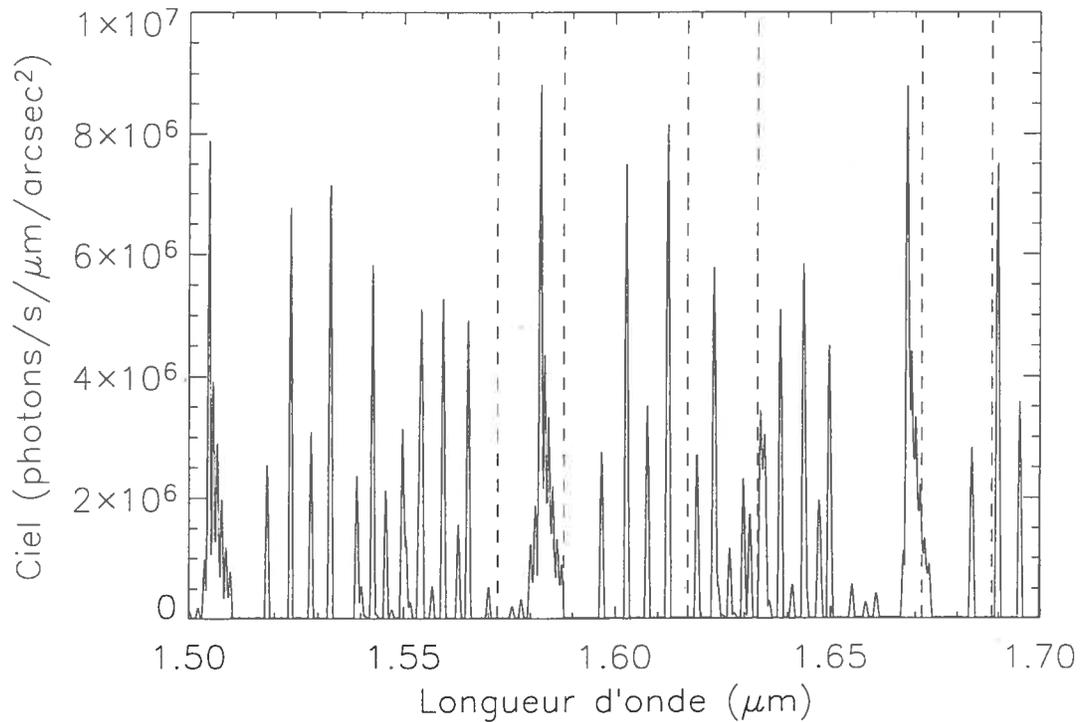


FIG. 2.10 – Raies OH pour le Mauna Kea (du site web de Gemini). Les régions entre les tirets représentent les bandes spectrales de TRIDENT centrées à 1,58, 1,625 et 1,68  $\mu\text{m}$ , 1% de bande passante.

Les raies OH brillantes produisent un niveau de ciel important sur les images et masquent les compagnons les plus faibles à grande séparation. En tenant compte de toutes ces analyses, les trois longueurs sélectionnées de la caméra TRIDENT sont : 1,58, 1,625 et 1,680  $\mu\text{m}$ . La raie OH brillante à 1,58  $\mu\text{m}$  n'a pu être évitée car le filtre doit être positionné à cette longueur d'onde afin de maximiser le signal des compagnons. Le troisième filtre est légèrement décalé de la position optimale à 1,67  $\mu\text{m}$  afin d'éviter une raie OH brillante.

On discute maintenant du choix de la bande passante des filtres. Il a été mentionné qu'une bande passante de l'ordre de 5% est préférable si la soustraction des images est limitée par du bruit de photons, alors qu'une bande passante plus étroite, de l'ordre de 1%, est préférable lorsque la soustraction des images est limitée par du bruit d'évolution chromatique. Un autre facteur qui peut influencer le choix de la bande passante des filtres par rapport au choix de leur longueur centrale est l'analyse du contraste spectral. En effet, ce contraste permet d'estimer le type spectral, et, par conséquent, la température effective et possiblement la masse du compagnon si l'âge de l'étoile est connu. La figure 2.11 présente le contraste spectral entre des images acquises à 1,58 et 1,625  $\mu\text{m}$  pour plusieurs bandes passantes des filtres pour différents types spectraux de type T.

On remarque que plus les filtres sont étroits, plus le contraste spectral augmente, procurant ainsi une plus grande précision pour déterminer le type spectral du compagnon. Pour cette raison, une bande passante de 1% pour les filtres de la caméra TRIDENT a été choisie.

En résumé, avec ce choix de filtres, il est possible de détecter des compagnons méthaniques à toutes les séparations, ce qui permet de détecter ceux-ci très près du cœur de la fonction d'étalement de l'étoile. La bande passante de 1% des filtres offre une bonne précision afin de déterminer le type spectral des compagnons et augmente le S/B des compagnons dans le cas où la soustraction des images est limitée par l'évolution chromatique. De plus, il est possible avec ce choix de filtres de détecter des compagnons avec un contraste spectral  $\sim 1$ , mais le S/B de ceux-ci dépend alors de la séparation angulaire.

## 2.4 Estimation des performances au TCFH

Les performances d'atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement par la technique d'imagerie simultanée multibande ont été présentées dans la section 2.1 pour différentes valeurs d'erreurs de phase et de modulations d'amplitude. On utilise maintenant les simulations numériques afin d'estimer les performances pour des er-

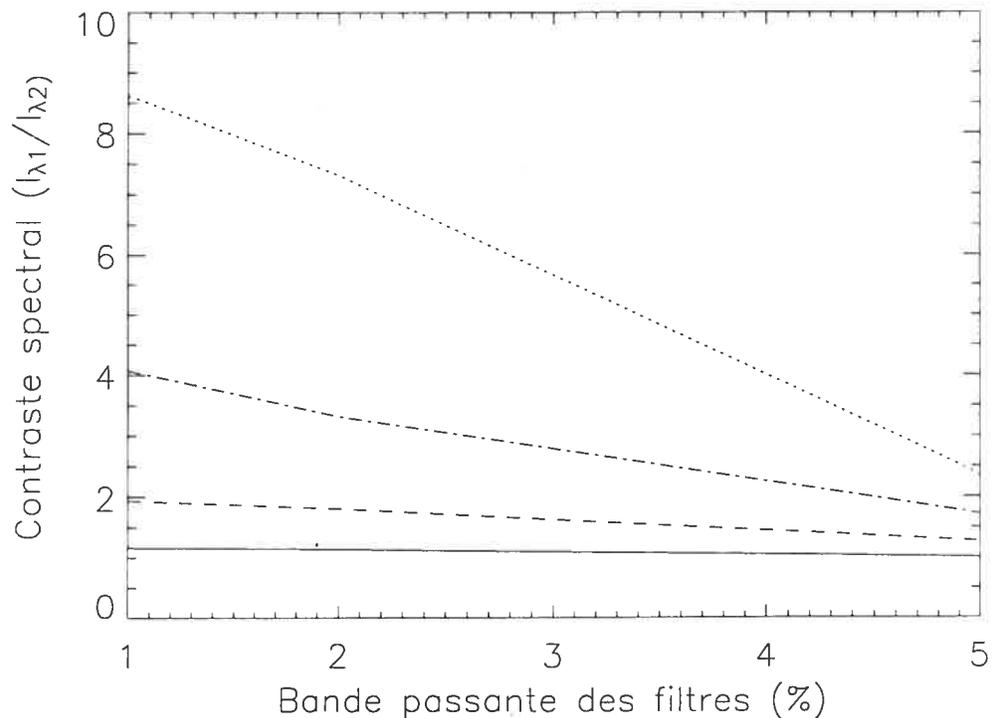


FIG. 2.11 – Contraste spectral du compagnon ( $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$ ) en fonction de la bande passante des filtres pour des compagnons de type T. La ligne pleine montre le contraste obtenu pour un compagnon de type T2. Les tirets, point-tirets et pointillés sont respectivement pour les types spectraux, T5, T6 et T8. Les spectres utilisés proviennent de Burgasser et al. (2002).

reurs de front d'onde correspondant à une observation faite au TCFH avec un système d'OA de 19 actuateurs (système PUEO (Rigaut et al., 1998)) dans des conditions d'observation typiques avec les longueurs (1,58, 1,625 et 1,68  $\mu\text{m}$ ) déterminées dans la section précédente. Afin de simplifier le problème, on néglige les erreurs d'amplitude provenant de l'optique, car elles sont supposées achromatiques, et les erreurs de phase quasi-statiques, qu'on suppose du même ordre de grandeur que les erreurs statiques. On néglige aussi la scintillation atmosphérique, c'est-à-dire de la modulation d'ampli-

tude produite par la propagation du front d'onde dans l'atmosphère. On assume aussi que tous les fronts d'onde aux différentes longueurs d'onde traversent la même section de l'atmosphère et des surfaces optiques, on néglige donc la décorrélation du front d'onde causée par la réfraction atmosphérique et par celle de l'optique réfractive des instruments. Les déformations du front d'onde (en nm d'ÉQM) sont donc les mêmes pour tous les fronts d'onde. Finalement, la simulation est monochromatique, c'est-à-dire qu'on approxime une fonction d'étalement à bande étroite à l'aide d'une seule fonction d'étalement.

Deux composantes d'erreurs de phase sont donc considérées : les erreurs provenant de la turbulence atmosphérique et les erreurs de phase statiques. Les deux erreurs de phase sont produites à l'aide d'un spectre de puissance ( $P$ ) décrit par une loi de puissance,

$$P \propto \nu^\alpha \quad (2.59)$$

où  $\nu$  est la fréquence spatiale des erreurs de phase. Kolmogorov (1941) estime que l'exposant  $\alpha$  de la turbulence atmosphérique est  $-11/3$ . L'exposant  $\alpha$  des erreurs de phase statiques est choisi égal à  $-2,7$ . Cet estimé est basé sur les observations de la caméra TRIDENT (voir section 3.3.1) et il est consistant avec ceux obtenus,  $-1$  à  $-3$ , lors du polissage de surfaces optiques (Church, 1988). L'erreur de phase associée à ces lois de puissance s'obtient en prenant la partie réelle de la transformée de Fourier de la loi de puissance avec une phase aléatoire (nombres aléatoires calculés avec le logiciel "randomu" d'IDL). La normalisation de l'écran de phase statique consiste à ajuster l'écart type de l'écran de phase sur le front d'onde à celle désirée. La normalisation de l'erreur de phase atmosphérique s'effectue en utilisant la loi de structure de celle-ci, qui implique que la variance de l'écran de phase est proportionnelle au rapport  $(D/r_0)^{5/3}$  (voir Noll (1976)),

$$\sigma^2 = 1,0299 \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.60)$$

où  $D$  est le diamètre du télescope et  $r_0$  le paramètre de Fried (Fried, 1965; Racine, 1996b), c'est-à-dire le diamètre d'un front d'onde qui possède un écart type d'un radian.

Les simulations présentées ici utilisent un  $r_0$  de  $\sim 0,6$  m à  $\lambda = 1,60 \mu\text{m}$ , une valeur typique observée au TCFH (Rigaut et al., 1998). L'équation 2.60 fournit la variance observée à l'intérieur d'un front d'onde de diamètre  $D$ . L'écran de phase atmosphérique est alors découpé en une multitude de petites images de dimension égale à celle choisie, en pixel, pour la pupille du télescope. La médiane des écarts types de toutes les sous-sections est ajustée en fonction de celle calculée à l'équation 2.60.

La prochaine étape consiste à filtrer l'erreur de phase atmosphérique pour simuler les corrections du système d'OA. L'erreur de phase est filtrée en effectuant une transformée de Fourier et en ajustant l'amplitude des fréquences spatiales inférieures à deux fois la distance inter-actuateur à celle obtenue à cette frontière. L'évolution temporelle des erreurs de phase atmosphériques est effectuée en utilisant l'approximation de Taylor, c'est-à-dire que l'erreur de phase atmosphérique ne change pas en fonction du temps et qu'elle se déplace à une certaine vitesse sur le front d'onde. Une séquence temporelle de fonctions d'étalement est obtenue en prenant le module carré de la transformée de Fourier du front d'onde complexe où les erreurs de phase sont la somme des erreurs statiques et atmosphériques. Pour chaque calcul d'une fonction d'étalement, on déplace d'un diamètre de front d'onde l'erreur de phase atmosphérique. Des fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde sont simplement réalisées en multipliant les erreurs de phase par le rapport entre la longueur d'onde utilisée pour générer les erreurs de phase et la longueur d'onde désirée. Comme on utilise la même pupille pour obtenir toutes les images aux différentes longueurs d'onde, toutes les fonctions d'étalement calculées ont le même échantillonnage et le même bruit de pixélisation de la pupille (pupille circulaire simulée avec des pixels carrés). Les images simulées sont donc équivalentes aux images observées qui ont été changées d'échelle spatiale.

Une fonction d'étalement représentant une longue exposition s'obtient en additionnant toutes les fonctions d'étalement instantanées à une longueur d'onde donnée. Si nécessaire, le bruit de photons est ensuite ajouté en fonction de la magnitude de l'étoile simulée, de la transmission de l'optique, de la bande passante des filtres, du nombre

de chemins optiques de la caméra et du temps de vie  $\tau_{\text{atm}}$  de la structure provenant de la turbulence atmosphérique. Ce temps de vie s'estime en prenant le rapport de la longueur  $r_0$  sur la vitesse de déplacement de l'erreur de phase atmosphérique  $\Delta v$  (Roddir, 1981)

$$\tau_{\text{atm}} = \frac{r_0}{\Delta v}. \quad (2.61)$$

Pour une vitesse de 20 m/s et un  $r_0$  de 0,6 m à 1,6  $\mu\text{m}$ , on trouve un temps de vie de l'ordre de 30 ms. Le flux de la fonction d'étalement est alors ajusté par rapport au flux de référence de Véga en bande  $H$ , soit  $10^7$  photons/s/m<sup>2</sup>/nm pour une magnitude zéro. Finalement, la SD et la DD sont obtenues en combinant les fonctions d'étalement générées dans différentes bandes spectrales en suivant les équations présentées à la section 2.1.

La simulation est effectuée avec les conditions suivantes d'observation : un télescope de 3,6 m de diamètre (TCFH), une occultation centrale ayant 40% de ce diamètre, une transmission optique de 20%, un système d'OA ayant 19 actuateurs, un  $r_0$  de 0,6 m à 1,60  $\mu\text{m}$ , une étoile de magnitude  $m_H = 5$ , un temps de vie de la structure produite par les erreurs de phase atmosphérique  $\tau_{\text{atm}} = 30$  ms et une caméra à trois chemins optiques.

Afin d'étudier la contribution relative des différentes sources de structure de la fonction d'étalement (résidus de correction atmosphérique, erreur statique et bruit de photons), on présente une simulation correspondant à une exposition d'un temps de vie  $\tau_{\text{atm}}$ . Le bruit de structure provenant des résidus de l'OA est estimé à partir d'une différence de deux fonctions d'étalement indépendantes ayant des résidus de correction de l'OA qui sont différents. La différence d'images est ensuite divisée par  $\sqrt{2}$  pour obtenir le bruit de structure d'une seule image. Le bruit de structure statique provenant des erreurs de phase statiques est estimé à partir de la différence de deux fonctions d'étalement où l'une contient des résidus de correction de l'OA et une erreur de phase statique, alors que l'autre contient seulement des résidus de correction de l'OA. Le bruit de photons est estimé à partir des paramètres mentionnés ci-haut. La

figure 2.12 présente les contributions relatives en fonction de la séparation angulaire pour le bruit de photons et la structure statique par rapport à la structure provenant des résidus de correction de l'OA de la turbulence atmosphérique. Une erreur statique de 0,5 radian d'ÉQM produite à l'aide d'une loi de puissance ayant  $\alpha = -2,7$  est présentée.

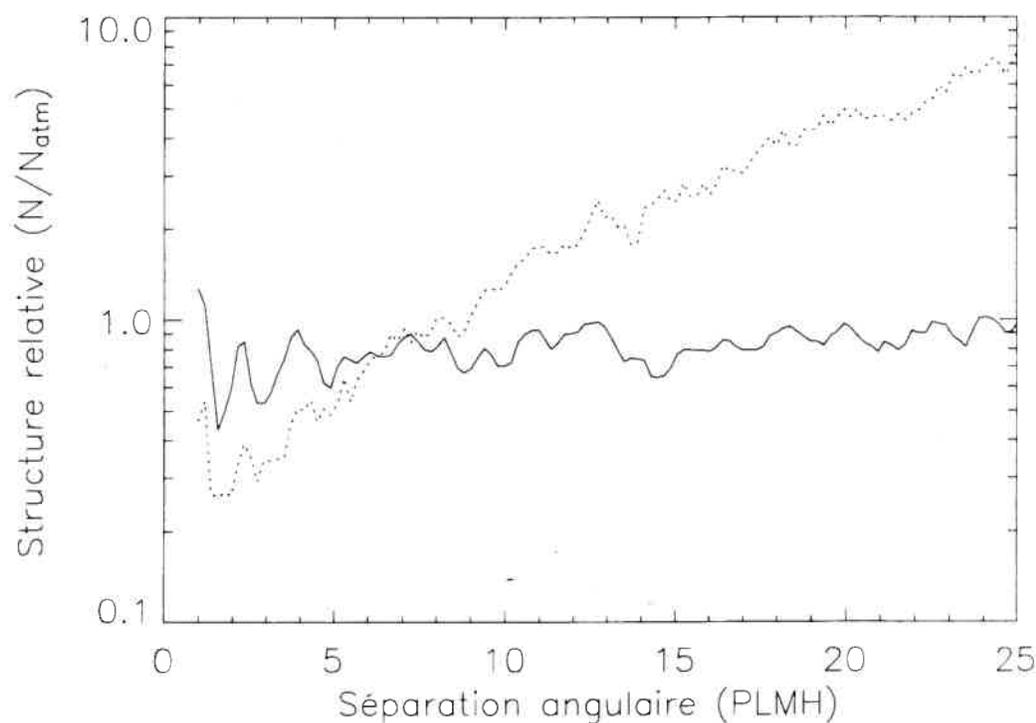


FIG. 2.12 – Structure relative pour une exposition de 30 ms. La structure des résidus de correction de l'OA est utilisée comme référence. La ligne pleine montre la structure relative de l'erreur statique ayant 0,5 radian d'ÉQM. La ligne en pointillé montre la structure relative du bruit de photons de la fonction d'étalement.

On remarque que le bruit de photons domine les résidus de correction de l'OA pour des séparations angulaires plus grandes que 7 PLMH. Les structures statiques de 0,5 radian d'ÉQM sont du même ordre de grandeur que les résidus de correction de l'OA.

L'utilisation d'une technique d'imagerie différentielle simultanée multibande permet de soustraire les résidus de l'OA et les structures statiques dans le bruit de photons. Un gain d'un facteur  $\sim 2$  est obtenu à une séparation angulaire de 5 PLMH. Avec le temps d'exposition, la courbe de la structure statique augmente d'importance par rapport aux résidus de correction de l'OA d'un facteur  $\sqrt{t/\tau_{\text{atm}}}$ . La structure statique domine donc rapidement celle de la fonction d'étalement.

On détermine maintenant la limite de détection des compagnons en fonction de la séparation angulaire pour une longue exposition. On définit la limite de détection de compagnons comme le rapport du bruit de structure de la fonction d'étalement sur le signal de l'étoile. Le signal de l'étoile est obtenue en intégrant l'intensité de celle-ci à l'intérieur d'un disque ayant un diamètre d'une PLMH. On choisit de présenter la limite de détection à  $6\sigma$  afin d'obtenir un bon intervalle de confiance sur une détection d'un compagnon (voir l'annexe A).

Cette façon de calculer la limite de détection néglige la perte de flux causée par la soustraction des fonctions d'étalement à différentes longueurs d'onde, on suppose donc que le flux du compagnon se retrouve essentiellement dans une bande spectrale (ce qui est approximativement vrai pour les compagnons méthaniques), et l'isoplanétisme, c'est-à-dire du changement de la fonction d'étalement en fonction de la séparation angulaire de l'étoile utilisée pour corriger l'erreur de phase atmosphérique. Au TCFH, avec PUEO, la séparation angulaire où le Strehl d'un objet a diminué d'un facteur deux est estimée à  $30''$  en bande  $H$  (voir la page web de PUEO à <http://www.cfht.hawaii.edu>), soit bien supérieure aux séparations typiques ( $\sim 1''$ ) où l'on cherche des compagnons.

Les limites de détection de la SD et la DD sont généralement présentées en bande  $H$  afin de faciliter la comparaison avec les modèles d'atmosphère. Comme l'imagerie différentielle simultanée multibande utilise des filtres ayant des bandes étroites, il est nécessaire de calculer le rapport d'intensité étoile-compagnon dans les bandes étroites sur celui obtenu dans la bande  $H$ . Le tableau 2.1 présente les rapports d'intensité étoile-compagnon calculés dans la bande spectrale à  $\lambda_1 = 1,58 \mu\text{m}$  pour la séquence spectrale de type T pour des bandes passantes de 1%, 2%, 5% et 10% normalisées à la bande  $H$  (les spectres des naines brunes proviennent de Burgasser et al. (2002)).

TAB. 2.1 – Rapport d'intensité étoile-compagnon normalisé à la bande  $H$  pour différents types spectraux. Les rapports d'intensité sont estimés dans la bande spectrale  $\lambda_1 = 1,58 \mu\text{m}$  avec différentes bandes passantes.

Type spectral du compagnon	Rapports d'intensité Bande passante des filtres			
	1%	2%	5%	10%
T2	0,75	0,77	0,83	0,91
T6	0,36	0,38	0,45	0,71
T8	0,30	0,31	0,40	0,63

L'utilisation de filtres ayant 1% de bande passante permet de réduire d'un facteur trois le rapport d'intensité pour un compagnon de type spectral plus tardif que  $\sim T6$ .

Les résidus de la DD ont été multipliés par un facteur  $\sim 2$  afin qu'un objet méthanique, c'est-à-dire un objet qui émet essentiellement à  $\lambda_1$ , possède la même intensité dans la DD que dans l'image  $I_{\lambda_1}$ . En effet, si on regarde l'équation de la DD (voir équation 2.23), on trouve que

$$DD = \left[ 1 - \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\Delta\lambda_{3,1}} \right] I_{\lambda_1} + \frac{\Delta\lambda_{2,1}}{\Delta\lambda_{3,1}} I_{\lambda_3} - I_{\lambda_2}. \quad (2.62)$$

Pour un espacement approximativement uniforme des longueurs d'onde, le facteur multipliant  $I_{\lambda_1}$  est  $\sim 2$ . Un objet émettant essentiellement à  $\lambda_1$  est donc  $\sim 2$  fois moins brillants dans la DD que dans l'image originale  $I_{\lambda_1}$ . Il est donc nécessaire de multiplier la DD par ce facteur afin de ne pas surestimer les performances.

La figure 2.13 présente les limites de détection ( $\Delta H$  pour les types spectraux T6) de l'imagerie différentielle simultanée multibande de la SD et la DD (sans normalisation de la structure ou de soustraction/addition d'une image des résidus tournée de 180 degrés) pour une exposition de 1 h sur une étoile de magnitude 5 en  $H$ , avec une moyenne de 100 positions de turbulence atmosphérique et des aberrations statiques de 130 nm ÉQM ayant une loi de puissance avec  $\alpha = -2,7$ . Cette erreur de phase statique est estimée à partir des observations de la caméra TRIDENT au TCFH (voir

section 3.3.2). Des fonctions d'étalement aux trois bandes spectrales sélectionnées pour TRIDENT, 1,58  $\mu\text{m}$ , 1,625  $\mu\text{m}$  et 1,68  $\mu\text{m}$  avec 1% de bande passante, sont utilisées pour illustrer les performances attendues de la SD et DD.

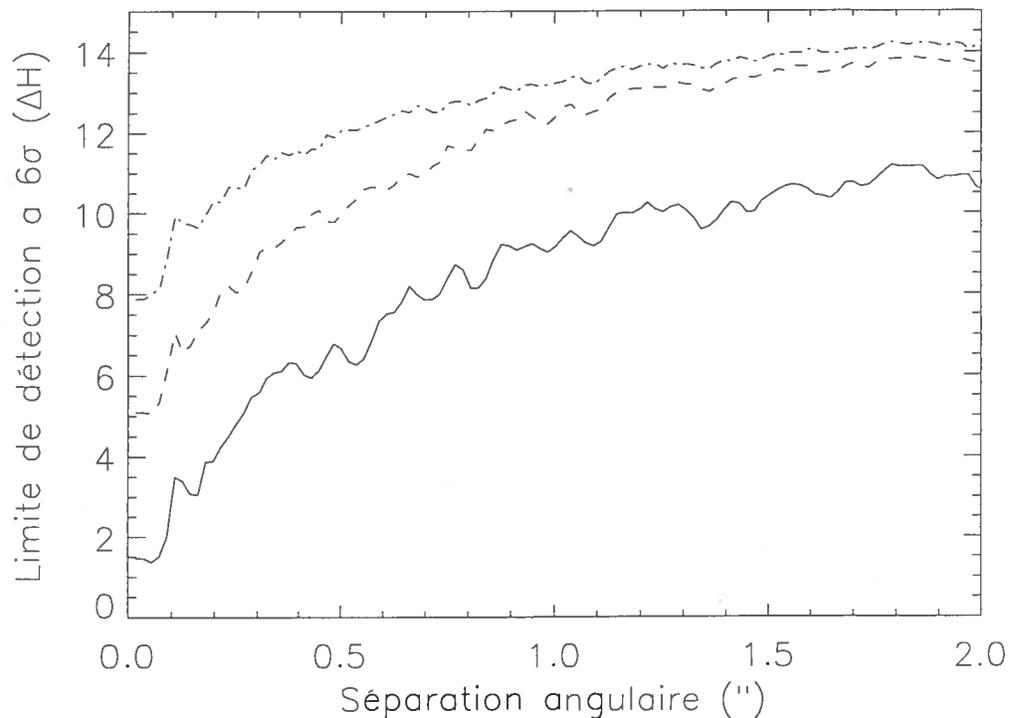


FIG. 2.13 – Limites de détection de compagnons en fonction de la séparation pour un concept d'imagerie différentielle simultanée multibande au TCFH pour une magnitude 5 en  $H$  et un temps d'exposition de 1 h. Les tirets et les point-tirets représentent respectivement la SD et la DD. La DD est limitée par le bruit de photons de la fonction d'étalement. La ligne pleine montre la structure de la fonction d'étalement en fonction de la séparation.

Le tableau 2.2 résume les masses détectables à 0,5" ( $\Delta H = 12$ ) à 10 pc en fonction de l'âge du système planétaire et du type spectral de l'étoile.

TAB. 2.2 – Limites de détection à  $0,5''$  ( $\Delta H = 12$ ) pour des systèmes à 10 pc, en  $M_{\text{Jup}}$ , en fonction du type spectral et de l'âge du système planétaire.

Type Spectral de l'étoile	Magnitude $M_H$ de l'étoile	Masse limite détectable ( $M_{\text{Jup}}$ )		
		Âge (Ga) 0,5	Âge (Ga) 1,0	Âge (Ga) 5,0
A5	1,59	32	X	X
F2	2,69	25	33	62
G2	3,64	18	27	55
K4	4,35	12	22	47
M0	5,68	10	15	35
M4	7,27	6	9	23

Un sondage complet pour détecter des naines brunes, compagnons de 12 à 80  $M_{\text{Jup}}$ , peut donc être réalisé au TCFH pour les étoiles à l'intérieur de 10 pc ayant un âge inférieur à 500 million d'années et de types spectraux plus tardifs que K4, ou plus tardifs que  $\sim M2$  pour les étoiles plus jeunes qu'un milliard d'années. Le méthane devient important dans l'atmosphère des compagnons ayant un type spectral plus tardif que T3, ou encore, les objets moins massifs que 27, 35 et 60  $M_{\text{Jup}}$  pour des âges respectifs de 0,5, 1,0 et 5,0Ga (Baraffe et al., 2003).

## Chapitre 3

# La caméra TRIDENT

L'essentiel de cette thèse se résume à la conception, la construction et l'essai de la caméra infrarouge "TRIDENT" basée sur la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande. Le concept retenu est celui où trois images à trois bandes spectrales sont utilisées pour obtenir une DD. Ce choix permet d'atteindre, en théorie, des limites de détection de l'ordre de 12 magnitudes à 0,5" en 1 h de temps d'exposition au TCFH, ce qui s'avère suffisant pour détecter des compagnons de 12  $M_{\text{Jup}}$  autour d'une étoile de type K4 de 500 millions d'années. La mise en œuvre de cette méthode d'observation est réalisée en séparant en trois le faisceau provenant du système d'OA. Trois images sont ainsi formées sur le détecteur et lues simultanément. Trois filtres interférentiels, conçus pour prendre des images autour de la bande d'absorption du méthane à 1,6  $\mu\text{m}$ , sont placés devant le détecteur afin d'isoler chaque bande spectrale.

Mes travaux, sous la supervision de mes directeurs de recherche et du Dr. René Racine, ont consisté à réaliser et à tester la caméra, ainsi qu'à effectuer les observations au TCFH, puis réduire et analyser les données. J'ai par la suite effectué les simulations numériques qui ont servi à l'interprétation des résultats et j'ai rédigé l'article avec la participation de mes collaborateurs. L'électronique de la caméra a été réalisée par Philippe Vallée et Martin Riopel à conçu le logiciel d'acquisition des données.

TRIDENT : an Infrared Differential Imaging Camera Optimized for the Detection of Methanated Substellar Companions around Nearby Stars

Christian Marois<sup>1</sup>, René Doyon<sup>1</sup>, René Racine<sup>1</sup>, Daniel Nadeau<sup>1</sup>, Martin Riopel,  
Philippe Vallée, David Lafrenière

Observatoire du Mont Mégantic and Département de physique, Université de  
Montréal, Montréal, QC H3C 3J7, Canada

[REDACTED] : [REDACTED]  
[REDACTED]  
[REDACTED] [REDACTED] [REDACTED] [REDACTED]

Cet article a été soumis à  
“Publications of the Astronomical Society of the Pacific”.

---

<sup>1</sup>Visiting Astronomer, Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, the Centre National de la Recherche Scientifique, France, and the University of Hawaii.

## ABSTRACT

A near-infrared camera in use at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) and at the 1.6-m telescope of the Observatoire du Mont-Mégantic is described. The camera is based on a Hawaii-1  $1024 \times 1024$  HgCdTe array detector. Its main feature is to acquire three simultaneous images at three wavelengths across the methane absorption bandhead at  $1.6 \mu\text{m}$ , enabling, in theory, an accurate subtraction of the stellar point spread function (PSF) and the detection of faint close methanated companions. The instrument has no coronagraph and features fast data acquisition, yielding high observing efficiency on bright stars. The performance of the instrument is described, and it is illustrated by laboratory tests and CFHT observations of the nearby stars GL526,  $\nu$  And and  $\chi$  And. TRIDENT can detect ( $6\sigma$ ) a methanated companion with  $\Delta H = 9.5$  at  $0.5''$  separation from the star in one hour of observing time. Non-common path aberrations and amplitude modulations differences between the three optical paths are likely to be the limiting factors preventing further PSF attenuation. Instrument rotation and reference star subtraction improve the detection limit by a factor of 2 and 4 respectively. A PSF noise attenuation model is presented to estimate the non-common path wavefront difference effect on PSF subtraction performance.

*Keywords* : Instrumentation : high angular resolution, infrared : stars, stars : low-mass, brown dwarfs, stars : planetary systems.

*Suggested running page header* : Differential Simultaneous Imaging.

### 3.1 Introduction

The search for substellar companions (brown dwarfs and exoplanets) around nearby stars is essential to better understand their formation history, physical characteristics and to establish whether our Solar system is typical. Following the discovery of the first confirmed brown dwarf (Nakajima et al., 1995), several surveys (Burgasser et al., 2000; Oppenheimer et al., 2001; Luhman & Jayawardhana, 2002; Metchev et al., 2002; Patience et al., 2002; Kaisler et al., 2003; McCarthy & Zuckerman, 2004) have searched the Solar neighborhood and found several brown dwarf companions. Detection at small separations of fainter, Jupiter mass, companions having a planet to star brightness ratio as low as  $10^{-8}$  is more difficult. Current attempts with 4 to 10-m telescopes and adaptive optics (AO) systems can detect, at  $0.5''$  separation, companions with a brightness ratio of  $\sim 10^{-4}$ . The main limitation is the structure of the stellar point spread function (PSF) that masks the faint substellar companion signal.

PSF subtraction is a challenging endeavour. Atmospheric speckles (Racine et al., 1999) and quasi-static instrumentally induced aberrations (Marois et al., 2003a) produce a PSF that changes with time, limiting the efficiency of PSF subtraction. Simultaneous spectral differential imaging (SSDI) is a promising technique to calibrate both of these effects and achieve photon noise limited detections (Smith, 1987; Racine et al., 1999; Marois et al., 2000a; Sparks & Ford, 2002; Biller et al., 2004). It consists of simultaneously acquiring images at adjacent wavelengths through a spectral range where the companion and stellar spectra differ appreciably, and combining the images in a way that separates the stellar and companion signals (Marois et al., 2000a). A good spectral feature for SSDI is the sharp methane absorption bandhead at  $1.6 \mu\text{m}$  (Rosenthal et al., 1996) found only in relatively cold atmospheres ( $<1300 \text{ K}$ ) (Burgasser et al., 2002) such as those of T type brown dwarfs and Jovian planets.

This paper describes the TRIDENT near-infrared camera based on the SSDI concept presented in Marois et al. (2000a,b). Details about the camera design, laboratory tests, results on CFHT along with performance simulations are presented.

## 3.2 Description of the Camera

TRIDENT is designed to operate with an adaptive optics (AO) system (PUEO at CFHT, (Rigaut et al., 1998) or the OMM AO system (Ivanescu et al., 2003)) to benefit from diffraction-limited images. The goal was to build a compact and simple instrument that would be easy to carry from the laboratory to any observatory. Commercial components were used as much as possible to minimize development time. The camera features a special beam-splitter allowing the acquisition of simultaneous images in three distinct narrow spectral bands. The wavelengths ( $1.580 \mu\text{m}$ ,  $1.625 \mu\text{m}$  and  $1.680 \mu\text{m}$ , 1% bandwidth) have been selected across the  $1.6 \mu\text{m}$  methane absorption bandhead (see Fig. 3.1). The filter centered at  $1.580 \mu\text{m}$  minimizes the stellar-to-methanated companion flux ratio.

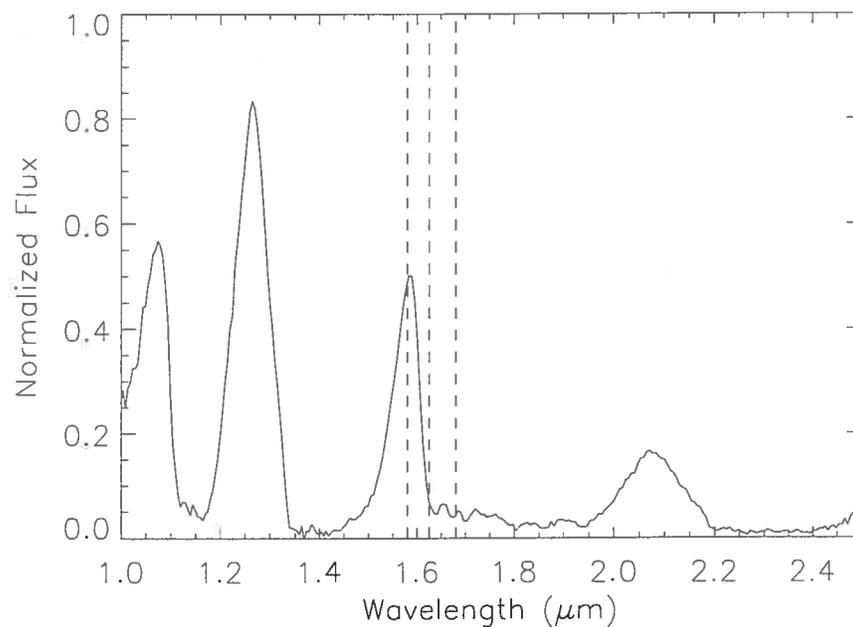


FIG. 3.1 – Near-IR spectrum of the T8 brown dwarf 2MASS 0415-0935 (Burgasser et al., 2002). The three dashed lines represent the central wavelength of the three TRIDENT filters ( $1.580 \mu\text{m}$ ,  $1.625 \mu\text{m}$  and  $1.680 \mu\text{m}$ , 1% bandwidth).

### 3.2.1 Optical Design

An optical layout of the instrument is shown in Fig. 3.2. The optics are split in two sections : i) a field stop, achromatic doublet lens (Melles Griot LAL11), Lyot stop, beam separator and BK7 cryostat window, all at room temperature, and ii) an  $H$  band filter to block radiation longward of  $1.8 \mu\text{m}$ , three narrow-band (1%) filters, and the detector, inside the cryostat. The diameter of the circular field stop is chosen to obtain the maximum field of view (FOV) with minimum overlap. The achromatic doublet (Melles Griot LAL11) re-images the AO focal plane on the detector and creates an image of the pupil on the 2 mm diameter Lyot stop. The designed image scale is  $0.018'' \text{ pixel}^{-1}$  at CFHT and  $0.038'' \text{ pixel}^{-1}$  at OMM, corresponding to  $\sim 5 \text{ pixels/FWHM}$ . The main reason for such an oversampling is to ensure accurate PSF rescaling and registering and avoid potential interpolation noise that could mask faint companions.

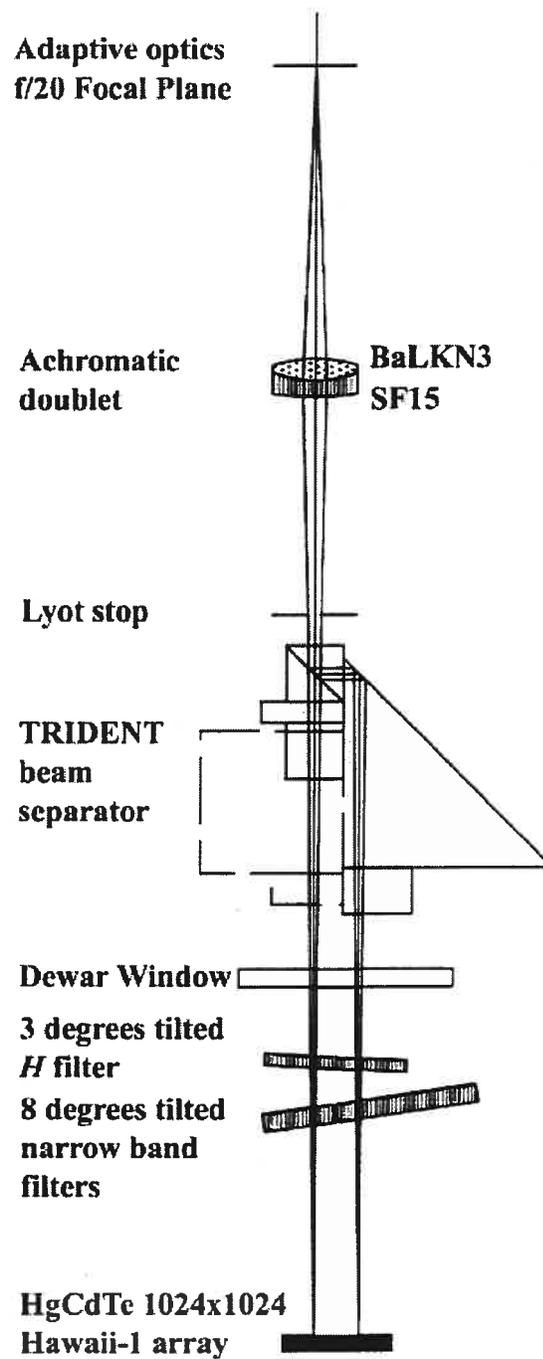


FIG. 3.2 – Optical layout of TRIDENT. The distance from the adaptive optics focal plane to the detector surface is 228 mm. The optical paths for two of the three simultaneous images are seen in the representation. The third one is in a perpendicular view not visible in this figure. See text for a detailed description.

The beam separator uses a combination of two polarizing beam splitters, two right angle prisms and a first order quarter wave retarder to generate three optical beams, organized in a “L” shape, each forming an image on one quadrant of the detector, so that all three can be read simultaneously. The first beam is reflected off a beam splitter and a prism to the entrance of the cryostat. The transmitted light has its polarization changed from linear to circular by the retarder. The second beam then goes through the second beam splitter and to the entrance of the cryostat. The third beam is reflected off this beam splitter and a prism to the entrance of the detector. Thin sheets of glass were cemented under the two prisms to ensure co-focality of the three channels. All optical components of the beam separator were optically cemented together using a Norland optical Adhesive with UV curing.

Light enters the cryostat and goes through an  $H$  band and narrow-band filters to the detector. All filters were manufactured by Barr Associates. The  $H$  band filter is tilted by 3 degrees and the narrow-band filters by 8 degrees to make most of the ghosts fall outside the FOV, which is critical for accurate relative registration and scaling of the three PSFs. The brightest ghost has an intensity of 0.8% of the actual PSF and it is located 0.46" from the PSF core.

### 3.2.2 Mechanical Design

A mechanical layout of the cryostat is shown in Fig. 3.3. The camera is housed in a ND8 Infrared Laboratories (Tucson, AZ) cryostat with a diameter of 21 cm and an overall height of 32 cm. It contains a single liquid nitrogen reservoir with a hold time of 50 h. A temperature controller (Lakeshore model 331) is used to stabilize the detector temperature at 80 K within mK accuracy. There is no moving part.

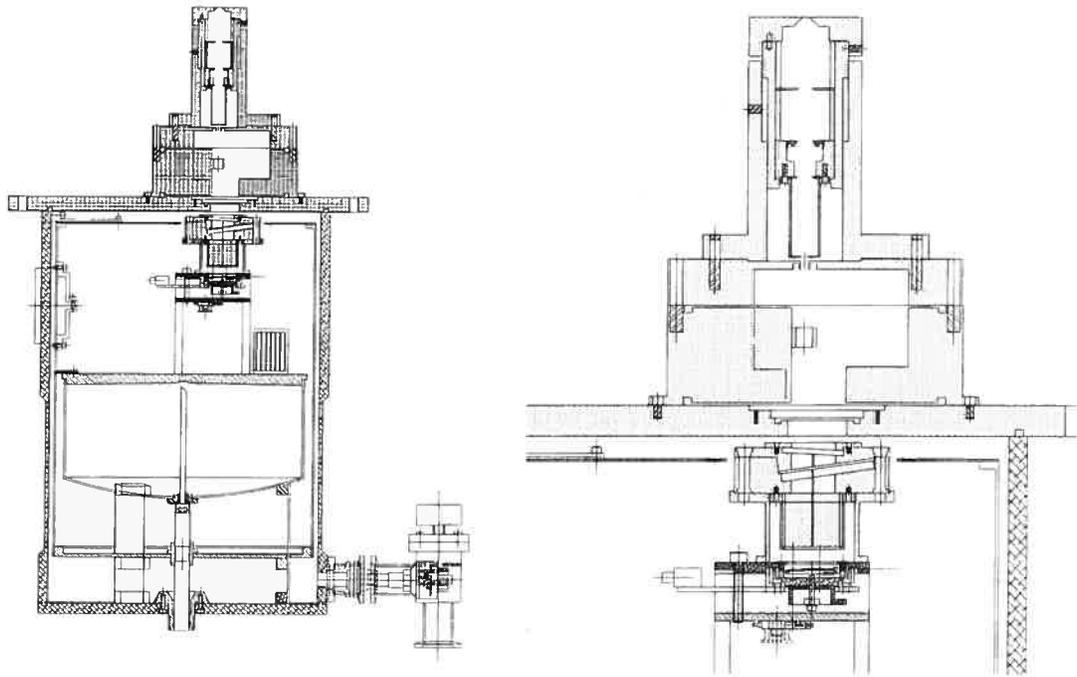


FIG. 3.3 – TRIDENT projected side view. Left : global view of the instrument. Right : details of the opto-mechanical bench.

### 3.2.3 Data Acquisition System and Software

The detector is a Hawaii-1 1024×1024 HgCdTe array, mounted on a IRLab fanout board. The four channels, one for each quadrant, are first pre-amplified in parallel just outside the cryostat and then fed to an SDSU-2 controller where the analog-to-digital conversion takes place. The measured read noise is  $18 e^-$ . The minimum conversion time of  $1 \mu s$  is used for reading the array as fast as possible to allow unsaturated observations of bright stars with high efficiency. The frame read time is 0.262 s. On board image co-addition enables Fowler sampling (Fowler & Gatley, 1990) to minimize readout noise. The system also features a unique clocking pattern that eliminates the reset anomaly of the Hawaii array without loss of observing time (Riopel et al., 2004). These features make the data-acquisition process very efficient and simple.

The host computer is a SUN Microsystem Ultra 5 with a PCI acquisition board connected to the SDSU-2 via a 40 Mbits/sec fiber optic link for fast data transfer (0.75 s per  $1024 \times 1024$  pixel, 32 bit image).

During an observing session, control is done from a single computer display. A C-based program with Tcl/Tk user interface with a shared memory link to the SAOimage DS9 display program controls image acquisition and display. The data are stored on disk as 32 bit integers in FITS format (Wells et al., 1981; Hanisch et al., 2001) with a header that includes all the observational parameters. The computer can be used at any time to look at recently acquired images to ascertain the data quality with the DS9 display program. An example of a TRIDENT image is shown in Fig. 3.4.

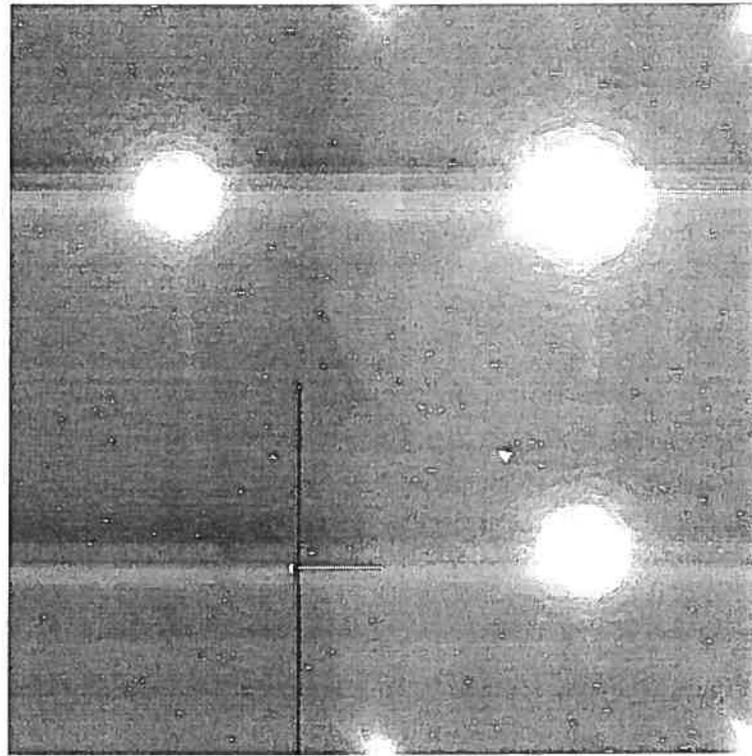


FIG. 3.4 – TRIDENT typical unprocessed image obtained at CFHT with the PUEO AOB. The upper left corner is the  $1.580 \mu\text{m}$  image, upper right is the  $1.680 \mu\text{m}$  image and lower right is the  $1.625 \mu\text{m}$  image. Cross talk (horizontal bright features) is visible across rows and between quadrants. The FOV is  $9''$  per quadrant at CFHT and  $18''$  at OMM. Amplifier glow is seen in the lower and upper right quadrant corners.

Images can be downloaded to another computer in the local network for further image analysis. An IDL-based software reduction pipeline is used to do image reduction and analysis (dark subtraction, flat field normalization, bad pixel correction and image trimming, registration, scaling and subtraction) while observing at the telescope.

## 3.3 Instrument Performance

### 3.3.1 Laboratory Performance

Laboratory tests were done to measure optical quality and instrumental PSF attenuation performances. A 5 pixels/FWHM PSF was produced with a 3  $\mu\text{m}$  pinhole situated at the TRIDENT entrance focal plane and a pupil mask. Non-saturated data were acquired to ensure good PSF registration. Dark frames having the same exposure time and number of multiple sampling readouts were subtracted from images and flat fields. Each image was then divided by the combined flat field image. Bad and hot pixels were corrected by interpolating from nearby pixels. The  $512 \times 512$  pixel images at each of the three wavelengths were then extracted from the original  $1024 \times 1024$  pixel images. An iterative recentering technique using a fast Fourier transform (FFT) algorithm (Marois et al., 2004a) is used for precise registration of the PSF center with respect to a common image center.

Strehl ratios for the three optical channels were estimated by comparing the instrumental PSF peak intensities with those of theoretical PSFs convolved by the pinhole diameter and having the same flux normalization and number of pixels per FWHM. The Strehl ratios were found to be 0.95 with estimated errors of  $\pm 0.03$ . Assuming power-laws for phase errors produced by optical surface polishing (Church, 1988), an empirical fit to the PSF structure was found with a combination of two phase error power-law spectra ( $P_i \propto \nu^{\alpha_i}$ ) having  $\alpha_1 = -1.0$  and  $\alpha_2 = -2.7$  with 45 nm and 20 nm rms respectively, for a combined value of 50 nm rms ( $S = 0.96$ ), in good agreement with our estimated Strehl ratios.

Images at 1.625 and 1.680  $\mu\text{m}$  were then scaled spatially to 1.580  $\mu\text{m}$  to account for the PSF chromaticity. Scaling factors obtained empirically were found to be very close to the ratio of observing wavelengths, as one would expect from diffraction theory. Image scaling was achieved using an iterative FFT padding technique (Marois et al., 2004a). The three simultaneous images ( $I_{\lambda_1}$ ,  $I_{\lambda_2}$  and  $I_{\lambda_3}$ ) are then normalized to the same integrated intensity.

The three images ( $I_{\lambda_1}$ ,  $I_{\lambda_2}$  and  $I_{\lambda_3}$ ) are combined following Marois et al. (2000a). First, two simple image differences ( $SD_{3,1}$  and  $SD_{2,1}$ ) are evaluated :

$$SD_{j,i} = I_{\lambda_j} - I_{\lambda_i} \quad (3.1)$$

A double difference image ( $DD$ ) is then obtained by subtracting the two simple differences :

$$DD = k_2 (k_1 SD_{3,1} - SD_{2,1}) \quad (3.2)$$

where  $k_1$  and  $k_2$  are normalizing constants. The factor  $k_1$  normalizes the wavelength differences between the wavelengths of the two SDs. For TRIDENT wavelengths, this factor is 0.45. Since a methanated companion has been chosen to be brighter in the  $I_{\lambda_1}$  image, the DD image must be normalized so that methanated companions are as bright in the DD image as in the  $I_{\lambda_1}$  image. This additional normalizing factor  $k_2$  can be derived from Eq. 3.2 and TRIDENT wavelengths, it is found to be  $\sim 2$ .

The DD image allows examining the level of noise attenuation achieved. The noise attenuation factor  $\Delta N/N$  is defined as the median over an annulus, of width equal to the PSF FWHM, of the pixel-to-pixel ratio of the absolute value of the intensity in the difference image to its absolute value in the original image after subtraction of an azimuthally averaged profile. Figure 3.5 shows the SD and DD PSF noise attenuations measured in the laboratory.

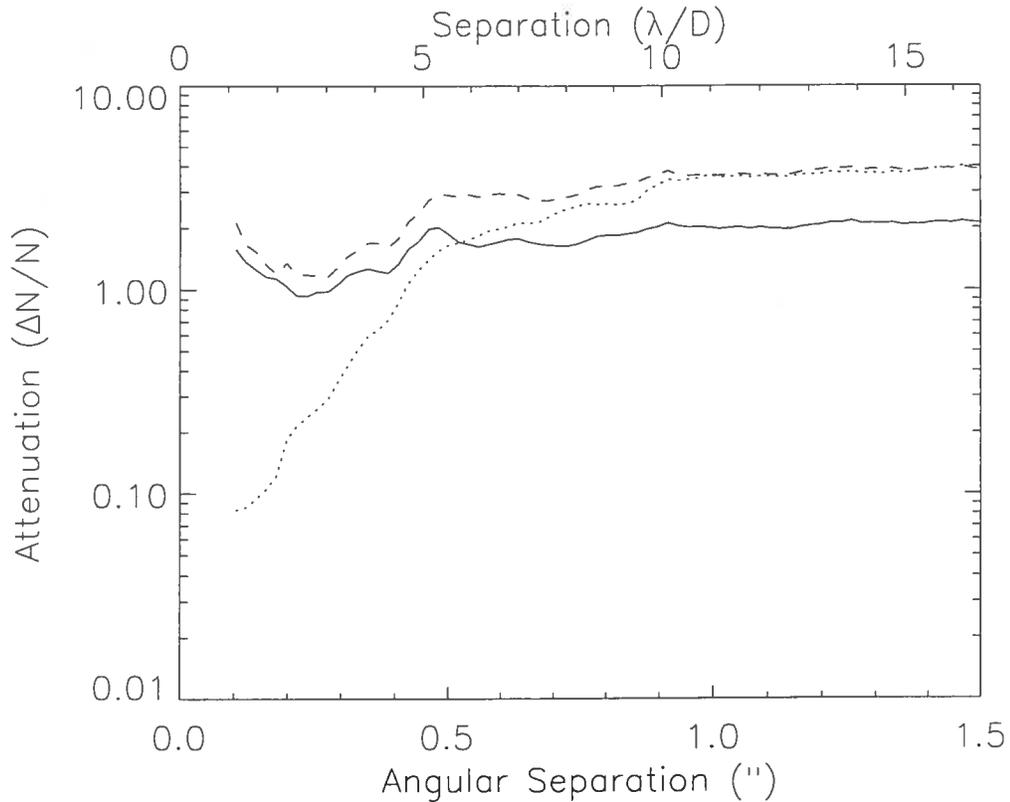


FIG. 3.5 – Median of the pixel-to-pixel ratio of residual noise to initial noise as a function of the distance from the PSF center. The solid line shows the results from the SD between  $I_{\lambda_1}$  and  $I_{\lambda_2}$  while the dashed line shows the results from the DD between  $I_{\lambda_1}$ ,  $I_{\lambda_2}$  and  $I_{\lambda_3}$  images. The dotted line shows the limit imposed by flat field, photon and read noises for the DD. Attenuation is calculated relative to the noise  $N$  of the  $I_{\lambda_1}$  image. Axis scale is adjusted to the one obtained at CFHT.

As it can be seen in Fig. 3.5, the instrumental PSF noise attenuation at  $0.3''$  is a factor of  $\sim 3$  from being photon and read noise limited. For separations greater than  $0.6''$ , where the PSFs are read noise limited, the SD read noise is twice the one of a single image due to the factor  $\sim 2$  flux difference between  $I_{\lambda_1}$  and  $I_{\lambda_2}$ . The DD read noise is  $\sim 2$  times that of the SD since the  $I_{\lambda_2}$  image, having a factor of two less flux than  $I_{\lambda_1}$  and  $I_{\lambda_3}$ , is multiplied by two in the DD image combination algorithm (see Eq. 3.2). The SD and DD PSF residuals have amplitudes of the same order or larger than the original PSF noise, showing that, for these images, the PSF noise is largely decorrelated.

### 3.3.2 On-Sky Performance

Data were obtained on 2001 July 8-12 and on 2001 November 21-24 at the  $f/20$  focus of the CFHT under the adaptive optics bonnette PUEO (Rigaut et al. 1998) with TRIDENT. In total, 35 stars were observed during these two runs with spectral type ranging from B to M.

In July, data well inside the linear regime of the detector were acquired to test the PSF stability. Total integration time was typically 1 h per target. Seeing conditions for this run were medium to good (Strehl of 0.2-0.5 in  $H$  band). In November, sequences of unsaturated and saturated images were acquired. Total integration time was  $\sim 1$  h per target with good seeing conditions (Strehl of 0.5 in the  $H$  band). Plate scale and field orientation were determined by observation of the double stars HIP95593 and HIP96570 (Perryman et al., 1997) in July, while in November, the McCaughrean & Stauffer (1994) TCC040 Orion field was observed. Both measurements yield a plate scale of  $0.0189 \pm 0.0001''/\text{pixel}$ , very close to the expected value.

Dark subtraction, flat fielding, bad pixel correction and image registration were performed as described in the laboratory performance section. Strehl ratios were calculated by normalizing the PSF integrated flux to unity, and dividing its central pixel by that of a theoretical PSF taking into account the telescope central obscuration. If the image is saturated, Strehl ratios are taken to be the average of previous non-saturated images. A combined image (weighted by the square of the Strehl ratio) for each wavelength of an object was generated by coadding all images for that object. The PSF structure can be well approximated using a power-law phase error distribution with an  $\alpha$  exponent of  $-2.7$  and 130 nm rms phase error. This level of aberration is consistent with the one found by Rigaut et al. (1998) from the PUEO performance analysis. Images at 1.625 and 1.680  $\mu\text{m}$  were then spatially scaled to the 1.580  $\mu\text{m}$  image using an iterative FFT padding technique (Marois et al., 2004a). Finally, the three simultaneous images ( $I_{\lambda_1}$ ,  $I_{\lambda_2}$  and  $I_{\lambda_3}$ ) were normalized and combined following Eq. 3.1 and Eq. 3.2.

The performance is illustrated by data obtained in 1 h integration time during the night of 2001 July 8, on the star GL526. Fig. 3.6 shows the PSF noise attenuation with separation for both the SD and DD compared to the estimated photon and read noises.

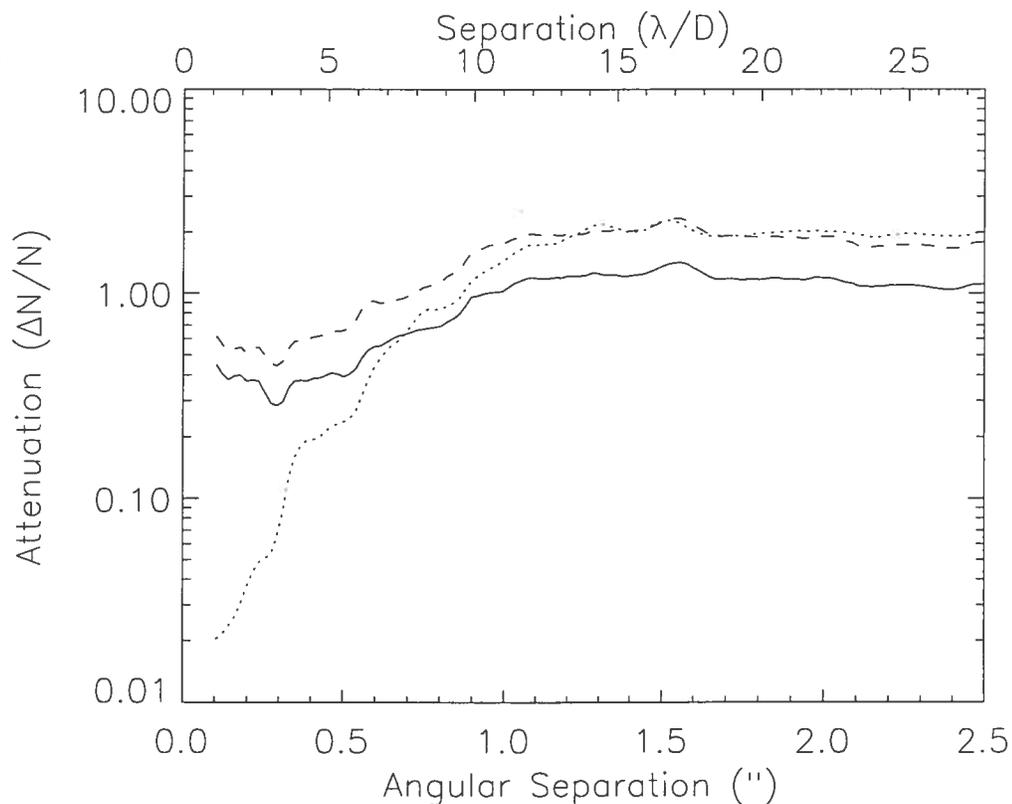


FIG. 3.6 – PSF noise attenuation with separation obtained with the TRIDENT camera at CFHT for the star GL526. The solid line represents the SD between  $I_{\lambda_1}$  and  $I_{\lambda_2}$  while the dashed line is for the DD. The dotted line represents the flat field accuracy, photon and read noise limit for the DD.

The PSF noise is attenuated by a factor  $\sim 2$  inside  $1''$  radius. The DD is noisier than the SD, to the same degree as for laboratory measurements (see Fig. 3.5). For further analysis, only the SD between  $I_{\lambda_1}$  and  $I_{\lambda_2}$  will be considered.

A PSF structure analysis shows that atmospheric speckles are not the limiting factor for long AO-corrected exposures. The structure converges after a few minutes of integration even for independent exposures (see Fig. 3.7).

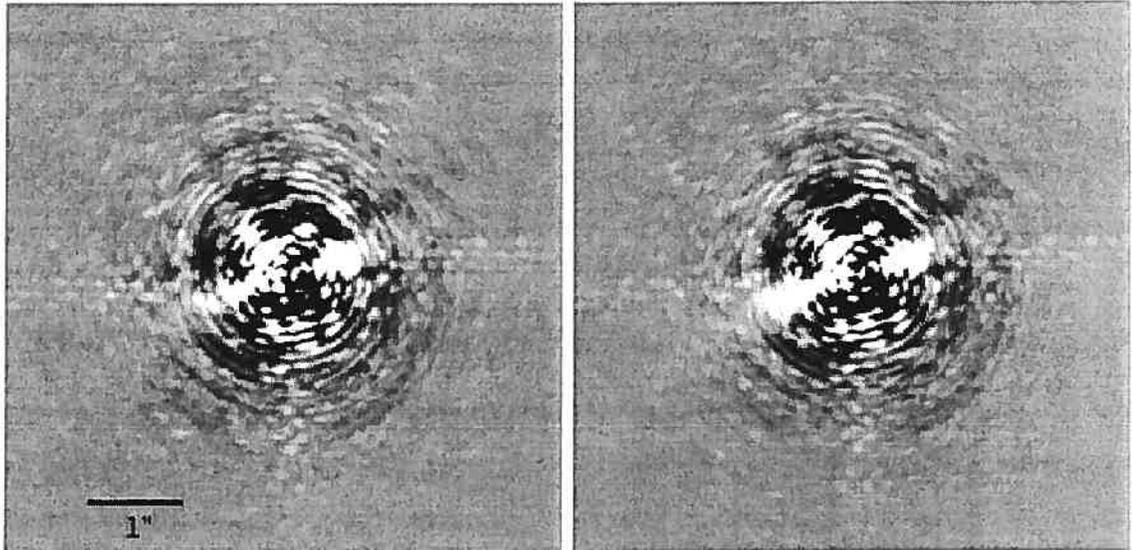


FIG. 3.7 – Two 20 minute integrations of the star  $\nu$  And acquired in the same wavelength with a 50 minute interval during the night of November 21, 2001. Azimuthally symmetric radial profiles have been subtracted. Linear intensity scale shown between  $\pm 3 \times 10^{-4}$  of the star peak intensity, the field of view is  $5.5'' \times 5.5''$ .

It is believed that telescope and instrument optical aberrations are producing this structure. Even if this structure has a smaller amplitude than atmospheric speckles on short time scales, its relative importance increases with time due to its longer lifetime. Subtraction of a reference PSF acquired simultaneously at another wavelength through a different optical channel attenuates this structure by a factor  $\sim 2$  (see Fig. 3.6), while in theory, a factor of  $\sim 50$  should be possible if the SD were limited by chromatism (Marois et al., 2000a). PSFs are thus partially decorrelated between channels.

The gain when using simultaneous images can be estimated by looking at a series of consecutive images of  $\nu$  And acquired during the night of November 21, 2001. For this observation sequence, images were acquired every minute. For each wavelength,

seven odd and even numbered images are coadded separately. The resulting images have a good seeing correlation and same average quasi-static aberrations. The subtraction, for each wavelength, of the odd and even images removes the average quasi-static structure and should be limited by atmospheric speckle noise. Fig. 3.8 shows the PSF attenuation for the subtraction of the odd and even images and calibration with simultaneous data compared to estimated photon noise. Differential imaging increases the PSF attenuation by a factor of  $\sim 2$  inside a  $0.7''$  radius, indicating that some amount of atmospheric speckles is subtracted.

## 3.4 Discussion

The data are now studied to understand the current SSDI PSF noise attenuation performance. A theoretical PSF noise attenuation model is first derived to show that non-common path errors between the three optical channels in TRIDENT can explain the observed attenuation for both the laboratory and on-sky observations. The PSF noise attenuation gain of calibration PSFs acquired on nearby targets is then presented. The chromatic limit to SSDI is then discussed. Finally, future developments are mentioned.

### 3.4.1 Theoretical Predictions vs Observations

In previous sections, it was shown that PSF noise attenuation is far from the theoretical predictions of  $10^{-2}$  for the SD and  $10^{-4}$  for the DD (Marois et al., 2000a). Three causes could explain the limited PSF subtraction performance : flat field errors and non-common path phase errors or amplitude modulation non-uniformities between channels. These three possibilities are analyzed with the laboratory PSF.

Flat field accuracy was estimated from the laboratory PSF in half-sampled images obtained by selecting one pixel from each  $2 \times 2$  pixel cluster of the original image. Two of those images are registered and subtracted from each other, and the attenuation achieved is shown in Fig. 3.9.

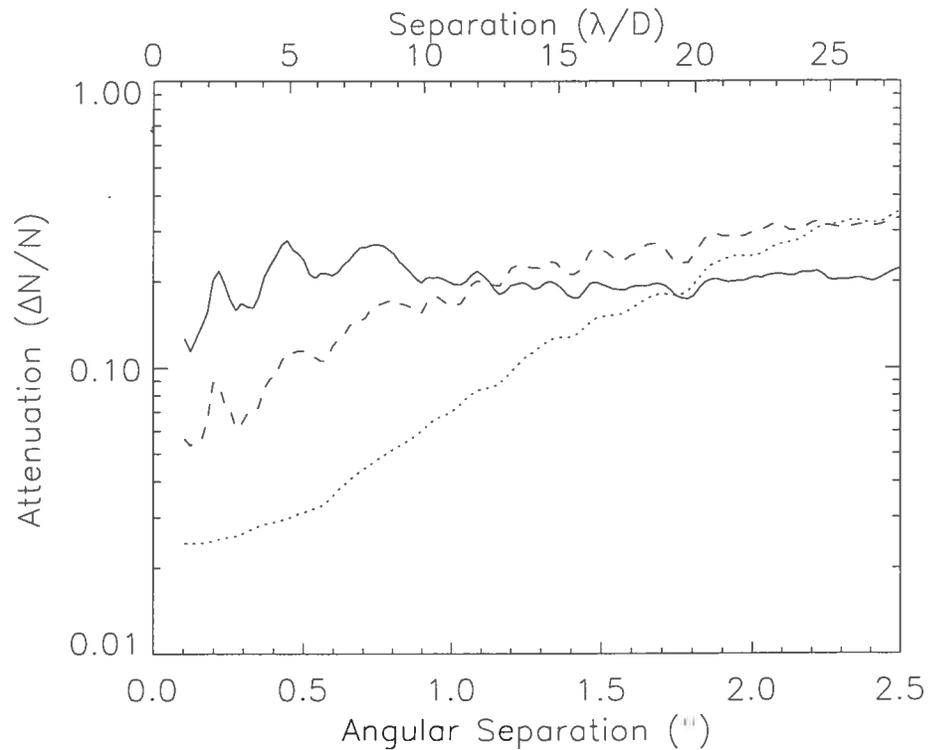


FIG. 3.8 – TRIDENT PSF noise attenuation with a 1 minute calibration interval on the same target. Images are combined by odd and even number. Total integration time is 7 minutes for each combined image. The solid line shows the odd and even PSF subtraction in one wavelength. The dashed line shows the subtraction gain achieved with a reference PSF acquired simultaneously at an adjacent wavelength. The dotted line is the flat field, photon and read noises for the odd and even image subtraction with simultaneous reference PSF subtracted.

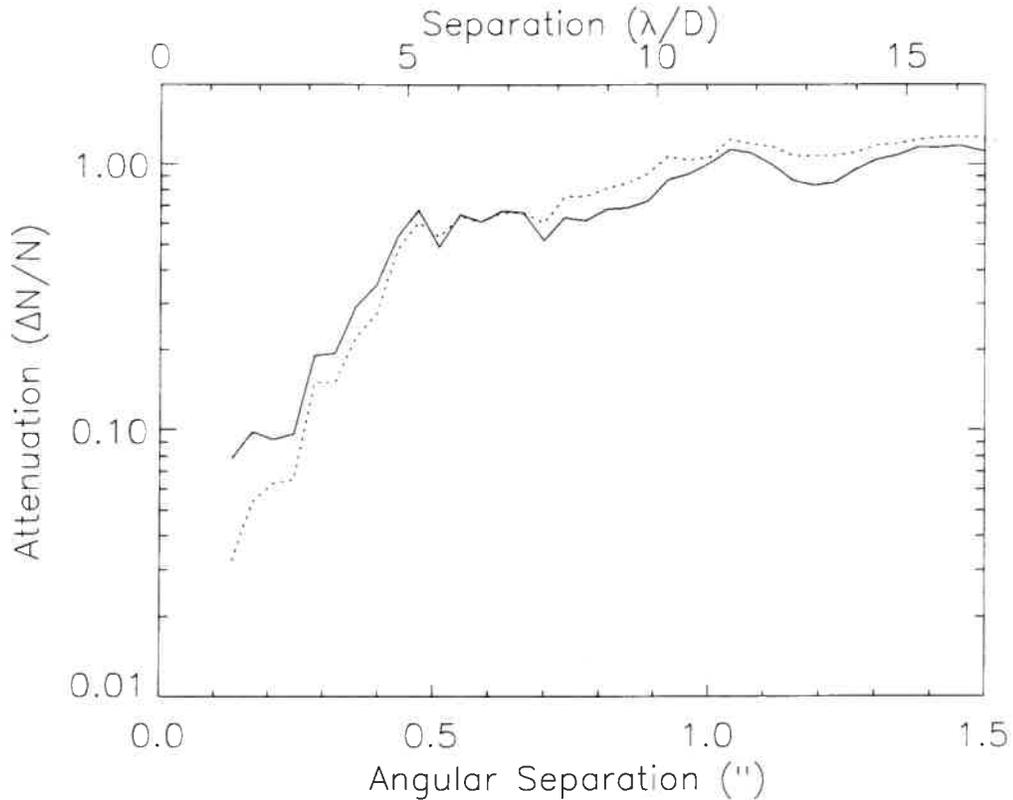


FIG. 3.9 – Flat field accuracy for TRIDENT laboratory PSFs. One image at one wavelength is subdivided in four separate half-sampled images. The solid line shows the subtraction performance of two such images. The dotted line represents the calculated photon and read noises. The noise at large separation is not  $\sqrt{2}$  times the noise of a single image due to partial subtraction of low-frequency detector readout noise.

The residual noise after subtraction confirms that flat field noise is not the limiting factor for the noise attenuation.

Phase error and amplitude modulation differences between channels are the next possible causes that limit PSF noise attenuation. Perrin et al. (2003) have shown that phase errors for unobstructed/unapodized wavefronts (relevant to our laboratory PSF) produce an anti-centrosymmetric PSF structure within a radius of a few  $\lambda/D$  when the Strehl ratio is greater than 0.9, while amplitude modulations produce a centrosymmetric PSF structure. Thus, a PSF noise symmetry analysis can give some insight

into the dominant source of PSF structure. Since neither centrosymmetry nor anti-centrosymmetry is seen in the laboratory PSFs, phase errors and amplitude modulations contribute approximately equally to the PSF structure. Since the SD and DD do not significantly attenuate the PSF structures, non-common path optics inside TRIDENT are probably the dominant source of this structure in the laboratory PSFs. For on-sky observations, aberrations and amplitude modulations from non-common path optics interfere with wavefront errors from common path optics to partially decorrelate the PSF structure between channels and limit SSDI PSF noise attenuation.

### 3.4.2 SSDI Noise Attenuation Model

Marois et al. (2000a) derived a noise attenuation model from the derivative of the Maréchal Strehl equation (Maréchal, 1947). In light of the non-common path problem, this model needs to be modified. Following Bloemhof et al. (2001); Sivaramakrishnan et al. (2002); Perrin et al. (2003); Bloemhof (2003), considering only phase error for simplicity, we can expand the wavefront complex exponential and write the PSF,  $I$ , as the following expansion

$$I = \sum_n a_n \quad (3.3)$$

$$a_n = i^n \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^{n-k}}{k!(n-k)!} (p \star^k \Phi)(p^* \star^{n-k} \Phi^*) \quad (3.4)$$

where  $p$  and  $\Phi$  are respectively the Fourier transform of the pupil  $P$  and phase error  $\phi$ . The  $\star^n$  symbol is for an  $n$ -fold convolution operator, e.g.,  $x \star^3 y = x \star y \star y \star y$ . Assuming small phase errors, we conserve only the first two orders in  $\Phi$  to obtain the corresponding PSFs

$$I \cong I_0 + 2\Im [p(p^* \star \Phi^*)] - \Re [p(p^* \star^2 \Phi^*)] + |p \star \Phi|^2 \quad (3.5)$$

where  $I_0$  is simply  $pp^*$ , the perfect diffraction figure.

The SD noise intensity attenuation can be defined as the SD over the PSF noise intensity given by  $I_{\lambda_1} - I_0$

$$\frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} \cong \frac{2\Im [p(p^* \star \Delta\Phi^*)] + 2\Re(p \star \Phi_1)(p^* \star \Delta\Phi^*) - 2\Re [p(p^* \star \Phi_1^* \star \Delta\Phi^*)]}{2\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)] - \Re [p(p^* \star^2 \Phi_1^*)] + |p \star \Phi_1|^2} \quad (3.6)$$

where  $\Delta\Phi$  is the Fourier transform of  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ . We can simplify this equation by assuming  $\Delta\Phi \ll \Phi_1$  and by considering two cases (1) near diffraction maxima ( $p_{\max}$ ) and (2) near diffraction minima ( $p_{\min} \cong 0$ ). For the first case, since the phase error  $\Phi_1$  is small, we neglect  $2\Re(p \star \Phi_1)(p^* \star \Delta\Phi^*)$ ,  $2\Re [p(p^* \star \Phi_1^* \star \Delta\Phi^*)]$ ,  $\Re [p(p^* \star^2 \Phi_1^*)]$  and  $|p \star \Phi_1|^2$  terms since they are quadratic in  $\Phi_1$  and  $\Delta\Phi$  and are thus small compared to  $2\Im [p(p^* \star \Delta\Phi^*)]$  and  $2\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)]$  that are linear in  $\Delta\Phi$  and  $\Phi_1$ . For the second case, we neglect terms multiplied by  $p$  rather than  $p \star \Phi_1$  since  $p \cong 0$  near diffraction minima but not  $p \star \Phi_1$ . The PSF noise intensity attenuation for both diffraction maxima and minima are thus

$$\left[ \frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} \right]_{\text{Maximum}} \cong \frac{2\Im [p(p^* \star \Delta\Phi^*)]}{2\Im [p(p^* \star \Phi_1^*)]} \quad (3.7)$$

$$\left[ \frac{SD}{I_{\lambda_1} - I_0} \right]_{\text{Minimum}} \cong \frac{2(p^* \star \Delta\Phi^*)}{(p^* \star \Phi_1^*)}. \quad (3.8)$$

The PSF noise attenuation is then obtained by calculating the noise rms inside annuli of increasing diameter for both the numerator and denominator of Eqs. 3.7 and 3.8. If we assume that  $\Delta\Phi$  and  $\Phi_1$  have a similar power spectrum, the noise structure of both the numerator and denominator will only differ by the ratio of the phase rms errors. We thus simply find that the PSF noise attenuations are

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{\text{Maximum}} \approx \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \quad (3.9)$$

$$\left[ \frac{\Delta N}{N} \right]_{\text{Minimum}} \approx 2 \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \quad (3.10)$$

where  $\Delta \sigma$  and  $\sigma$  are respectively the rms noise amplitude of the non-common and common phase error. The TRIDENT experiment at CFHT has shown an attenuation of  $\sim 0.5$  at  $0.5''$  (see Fig. 3.6). With the empirical fitted aberrations of 130 nm rms (assuming only phase errors), a  $\Delta \sigma = 65$  nm rms is found. Each optical channel thus has  $\sim 45$  nm rms ( $S=0.97$  in the  $H$  band), consistent with laboratory Strehl ratios. The partially decorrelated PSF structure found in the laboratory experiment is believed to be the limiting factor that prevents better PSF noise attenuation at CFHT.

To illustrate the effect of non-common path errors, a simulation has been performed using only phase aberrations. A set of PSFs having 130 nm rms phase error with  $\alpha = -2.7$  are generated at  $1.58 \mu\text{m}$  and  $1.625 \mu\text{m}$ . Non-common path aberrations (0.2, 1, 5 and 25 nm rms) are included using the same power-law function. Photon noise, read noise, flat field accuracy and atmospheric turbulence are neglected. Fig. 3.10 shows the SD noise attenuation of these simulated PSFs as a function of separation.

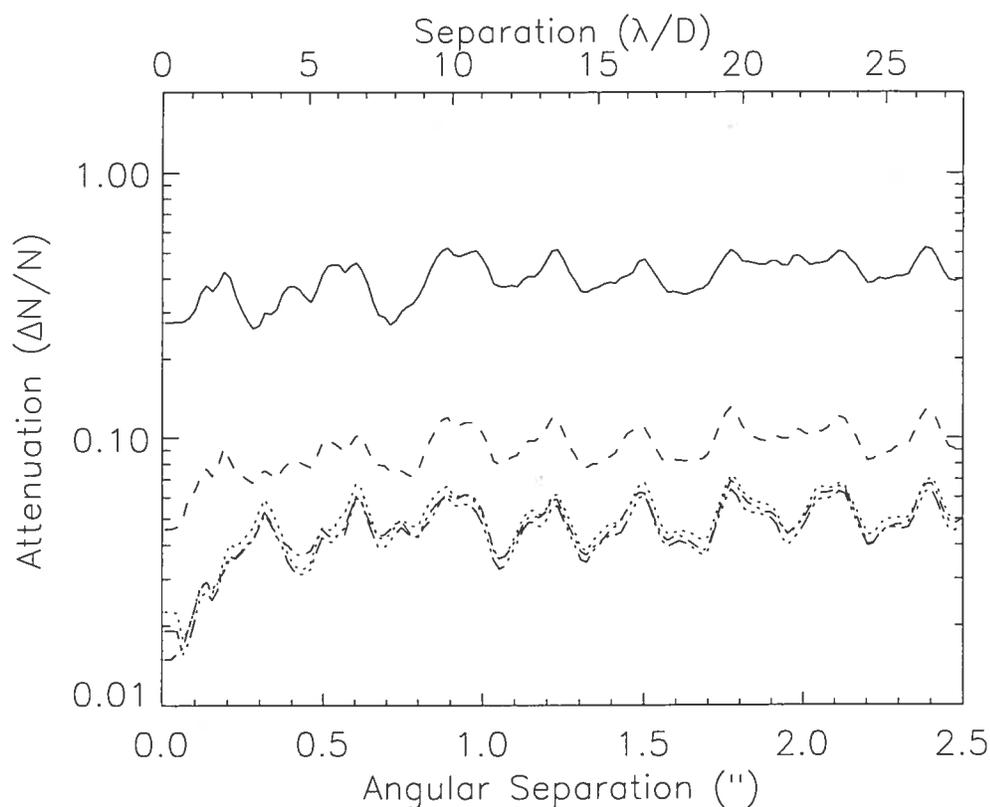


FIG. 3.10 – SD PSF noise attenuation with separation for two PSFs at  $1.58 \mu\text{m}$  and  $1.625 \mu\text{m}$  having  $130 \text{ nm}$  rms with  $\alpha = -2.7$  phase error. Dotted line shows the SD attenuation without non-common path aberration. This SD is limited by the PSF chromatic evolution. Non-common path aberrations having the same power-law distribution are gradually included in each channel :  $0.2 \text{ nm}$  rms (three dotted line),  $1 \text{ nm}$  (dot dashed line),  $5 \text{ nm}$  (dashed line) and  $25 \text{ nm}$  (solid line).

As deduced from Eq. 3.9, Eq. 3.10 and Fig. 3.10, PSF noise attenuation is proportional to  $\Delta\sigma/\sigma$  if non-common path aberration are bigger than the PSF chromatic evolution (approximately  $4 \text{ nm}$  rms in the above simulation).

### 3.4.3 Performance with PSF calibration

Two methods for improving PSF noise attenuation were tested in November : (1) subtraction of PSF residuals using a reference star and (2) instrument rotation. The reference star is selected to be approximately of the same magnitude, spectral type and declination but 10 minutes East or West compared to the target. This setup ensures that when both objects are acquired 10 minutes apart, the telescope orientation is approximately the same to keep the PSF as stable as possible. The second method consisted of rotating the AOB and TRIDENT to smooth aberrations from both instruments. Aberrations from the AOB and TRIDENT stay aligned with the detector, while aberrations from the telescope and the FOV rotate. The PSF structure from the AOB and TRIDENT will be smoothed when the images are rotated back to align the fields before coaddition. A set of 90 images acquired by steps of 2 degrees from  $-90^\circ$  to  $+90^\circ$  was obtained. The two techniques improve the detection limit at  $0.5''$  by a factor of  $\sim 2$  for the instrument rotation technique and  $\sim 4$  for the reference star subtraction, as shown in Fig. 3.11.

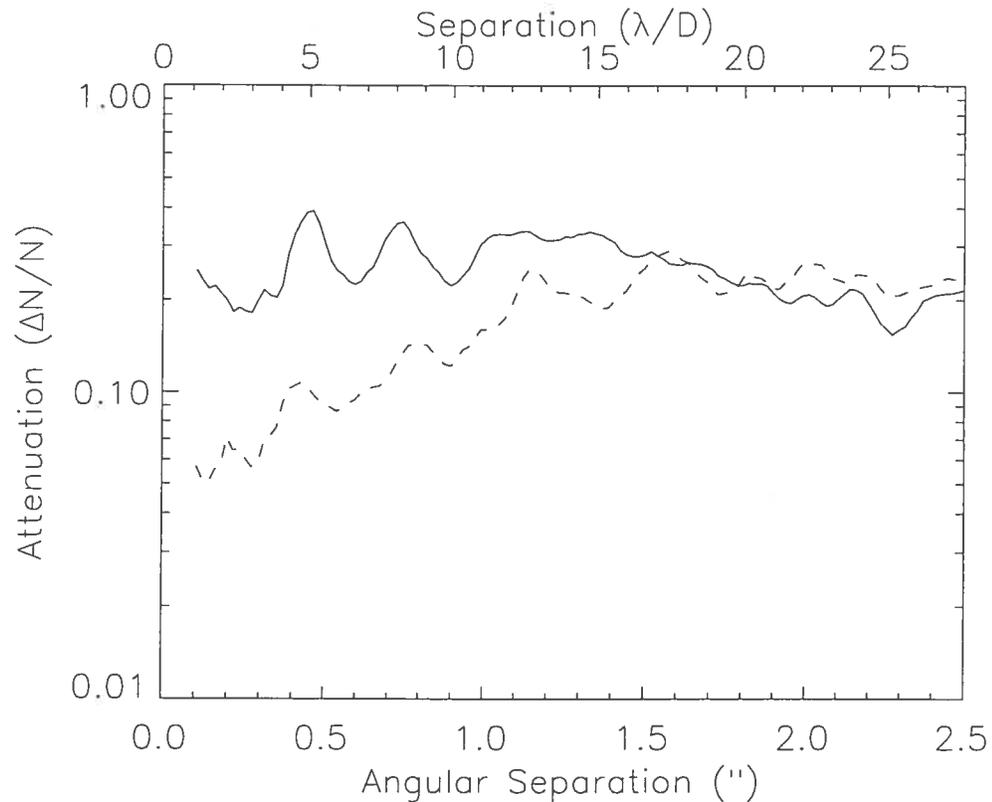


FIG. 3.11 – SD PSF noise attenuation with separation is shown for the star  $\nu$  And for the reference star subtraction technique (dashed line, reference star is  $\chi$  And) after 1 h integration and instrument rotation technique (solid line) after 1h30 integration.

Most of the observed 130 nm rms quasi-static aberrations are coming from the AOB and TRIDENT as the PSF structure rotates with instrument rotation.

The detection limit (expressed in difference of magnitude) for the reference star subtraction technique is presented in Fig. 3.12. The two targets are  $\nu$  And and  $\chi$  And, acquired during the night of November 21, 2001. The magnitude difference in the  $H$  band is shown to facilitate comparison with brown dwarf cooling models (Baraffe et al., 2003). With a 1% bandpass filter, the flux ratio between the star and methanated companion is decreased by a factor  $\sim 3$  compared to a broad-band  $H$  filter, as inferred from the T8 brown dwarf spectrum of Burgasser et al. (2002).

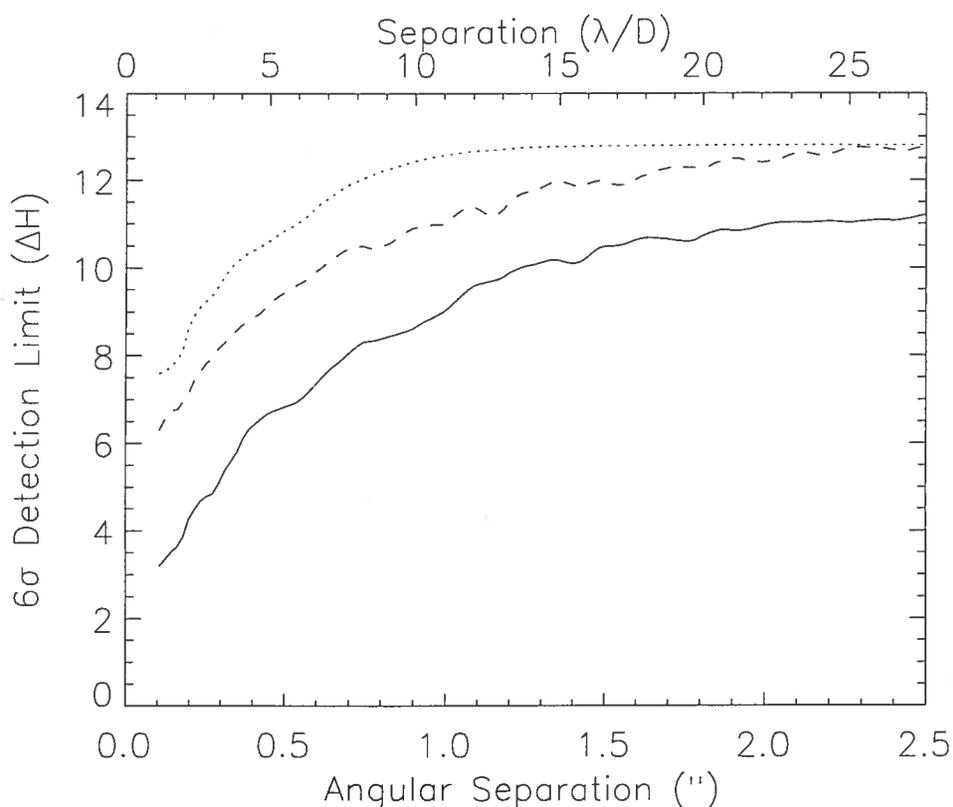


FIG. 3.12 – Magnitude difference between a star and its companion such that the flux of the companion is  $\sim 6$  times the residuals at the corresponding angular separation from the star. The magnitude difference is calculated inside annuli of increasing radius and width  $\lambda/D$ . The solid line shows the magnitude difference obtained by 2-wavelength subtraction with TRIDENT at CFHT. The dashed line shows the magnitude difference after subtraction of a reference star. The dotted line shows the photon and read noises.

A companion being  $\sim 9.5$  magnitudes fainter than its star in the  $H$  band is detectable at  $0.5''$ . Reaching photon noise limited detection with TRIDENT would require PSF noise attenuation of  $10^{-2}$  at  $0.5''$ . Since TRIDENT has approximately 130 nm rms aberration, less than  $\sim 1$  nm of non-common path aberration would be necessary.

One limitation to the reference PSF subtraction technique is the PSF structure evolution due to flexures and atmospheric refraction that cause relative drifts of the visible AO and the infrared wavefronts. Even if this effect is small (see Fig. 3.13), some PSF structure evolution can occur.

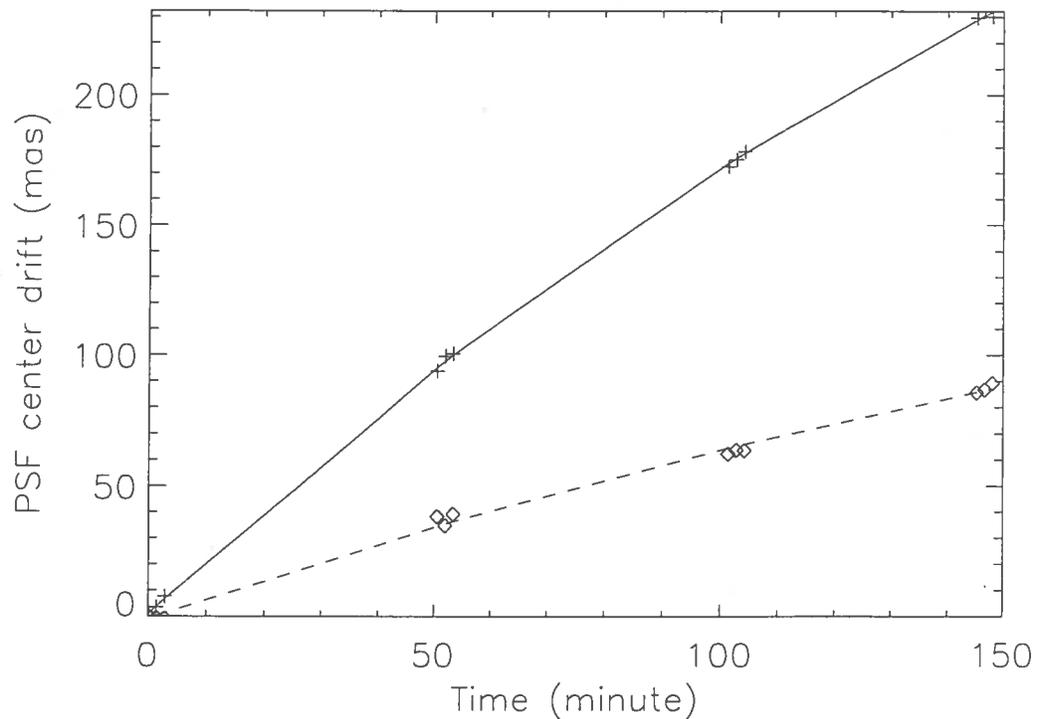


FIG. 3.13 – Unsaturated PSF center drift for a 2.5 hour integration on  $\nu$  And acquired during the night of November 21, 2001. The hour angle at the start of the sequence is  $-2.5$  h. The solid line is the PSF center drift for a single PSF while the dashed line is the PSF center drift differences between the  $1.580 \mu\text{m}$  and the  $1.680 \mu\text{m}$  PSFs multiplied by a factor of 10.

A numerical simulation was performed to simulate the effect of a wavefront drift on an aberrated optical surface and to estimate the noise attenuation performance. A theoretical PSF is generated with the estimated 130 nm rms phase error at the pupil with  $\alpha = -2.7$  at  $1.580 \mu\text{m}$ . Photon noise, read noise, flat field error and atmospheric turbulence are neglected. Another PSF is then generated at the same wavelength with phase error drift of  $1/100$ ,  $1/200$  and  $1/400$  of the pupil diameter. The two PSFs of each set are then subtracted. Fig. 3.14) shows the resulting noise attenuation.

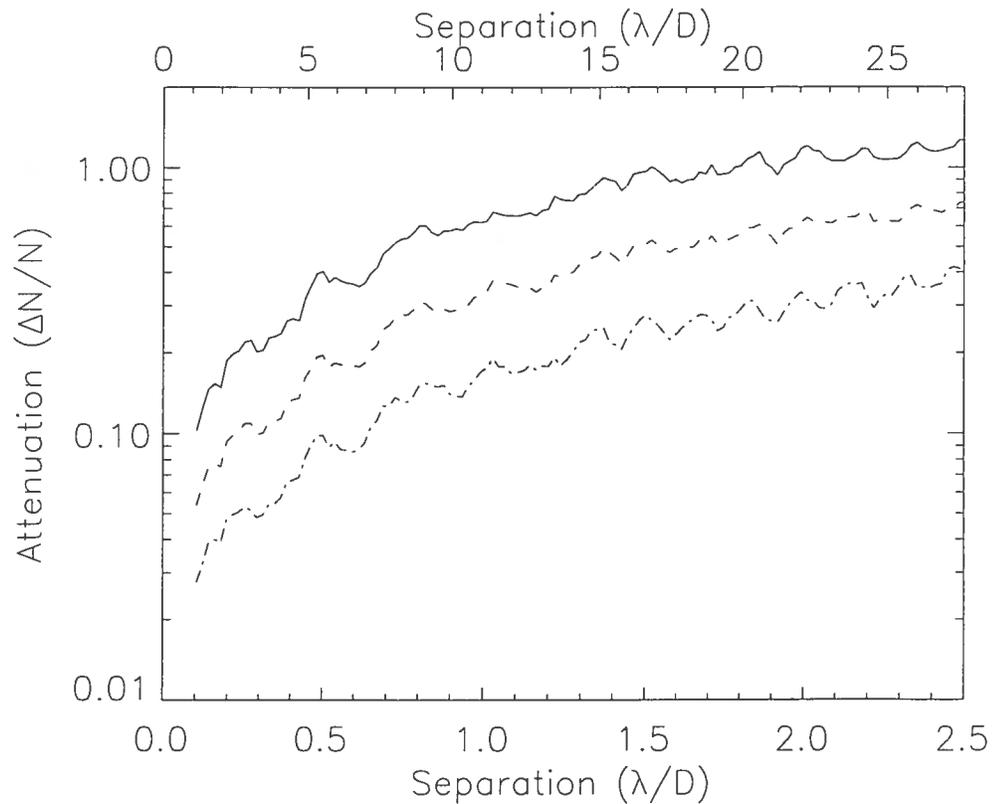


FIG. 3.14 – PSF attenuation with separation for the wavefront drift effect. The solid line shows the PSF noise attenuation performance for a 1/100 wavefront drift between two PSFs, while the dashed and dot dashed lines are respectively for a 1/200 and 1/400 wavefront drift between PSF.

A wavefront drift tends to decorrelate more higher pupil spatial frequencies than lower spatial frequencies, producing reduced PSF attenuation performances with increasing angular separation. Evidence of the PSF drift effect is visible in TRIDENT data. Fig. 3.15 shows the subtraction of two 20 minute  $\nu$  And images separated by a 50 minute interval acquired at  $-2.5$  h from the meridian. During that period, the PSF moves by  $\sim 90$  mas, in close agreement with a numerical estimate using an atmospheric diffraction model (Allen, 1976) for  $0^\circ\text{C}$  and 600 mm Hg. This PSF drift corresponds to a wavefront drift of  $\sim 1/3000$  of the wavefront diameter at the PUEO collimator and up to  $\sim 1/10$  of the wavefront diameter at the TRIDENT narrow band filters (last optical surface before the detector). A simulated 1/200 wavefront drift PSF subtraction

residual is shown for visual comparison.

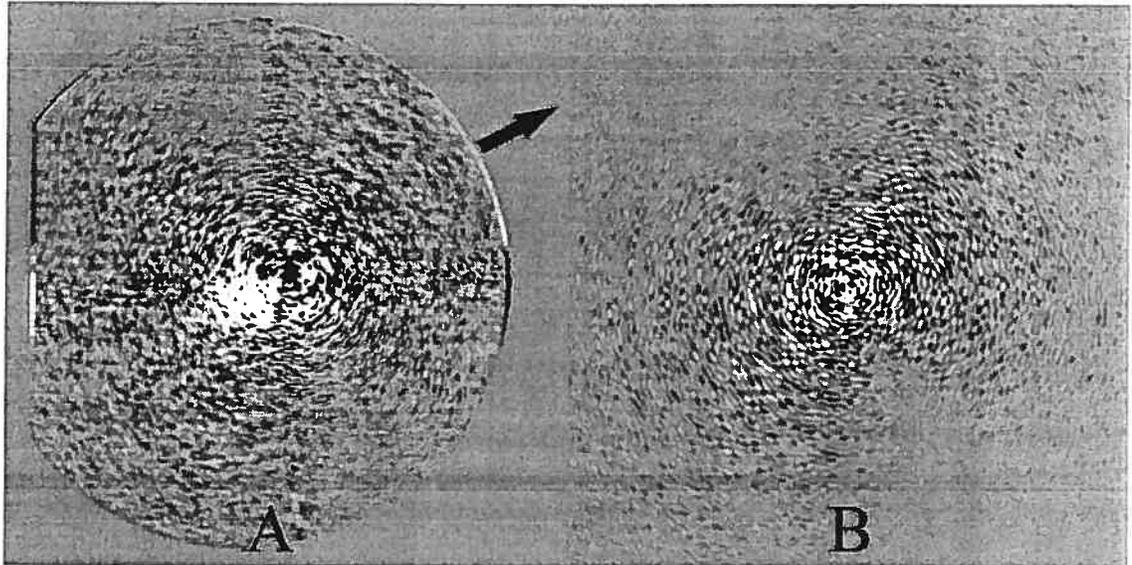


FIG. 3.15 – Quasi-static PSF evolution with changing telescope pointing. A- Subtraction of two 20 minute integrations of the same object and wavelength acquired with a 50 minute interval. The PSF has moved by  $\sim 90$  mas (in the arrow direction) between the two images mostly due to differential refraction between the AO wavefront sensor visible wavelength and TRIDENT infrared wavelengths. The two images have been registered before being subtracted. B- Subtraction of two simulated PSFs with a differential wavefront drift of  $1/200$  of the wavefront diameter. FOV is  $9'' \times 9''$ ,  $\pm 3 \times 10^{-5}$  from the PSF peak intensity and linear intensity scale.

Note that the PSF subtraction “structure free” region perpendicular to the wavefront displacement in Fig. 3.15A is also visible in Fig. 3.15B. This analysis shows that reference stars are of limited use for precise PSF noise attenuation if there is not compensation for atmospheric refraction.

### 3.4.4 Chromatic limit to SSDI subtraction

A polychromatic speckle has a structure that results from the convolution of the monochromatic PSF with the spectral distribution. Hence, the subtraction of speckles will be limited by spectral differences. Those differences will come from the stellar spectrum, the Earth atmospheric transmission, the instrument optical transmission, the filter bandpass profile and the detector response with wavelength.

To simulate this effect, two polychromatic PSFs are generated at  $1.58 \mu\text{m}$  with  $130 \text{ nm rms}$  and  $\alpha = -2.7$  with different bandpass widths (1%, 2% and 5%) using the spectral distribution of the Solar spectrum at  $1.58 \mu\text{m}$  and  $1.625 \mu\text{m}$  (NSO/Kitt Peak FTS data were produced by NSF/NOAO). Atmospheric transmission and filter bandpass profile differences are neglected. PSFs are spatially scaled to optimize PSF subtraction. Fig. 3.16 shows the PSF attenuation performances with angular separation for the three bandpasses.

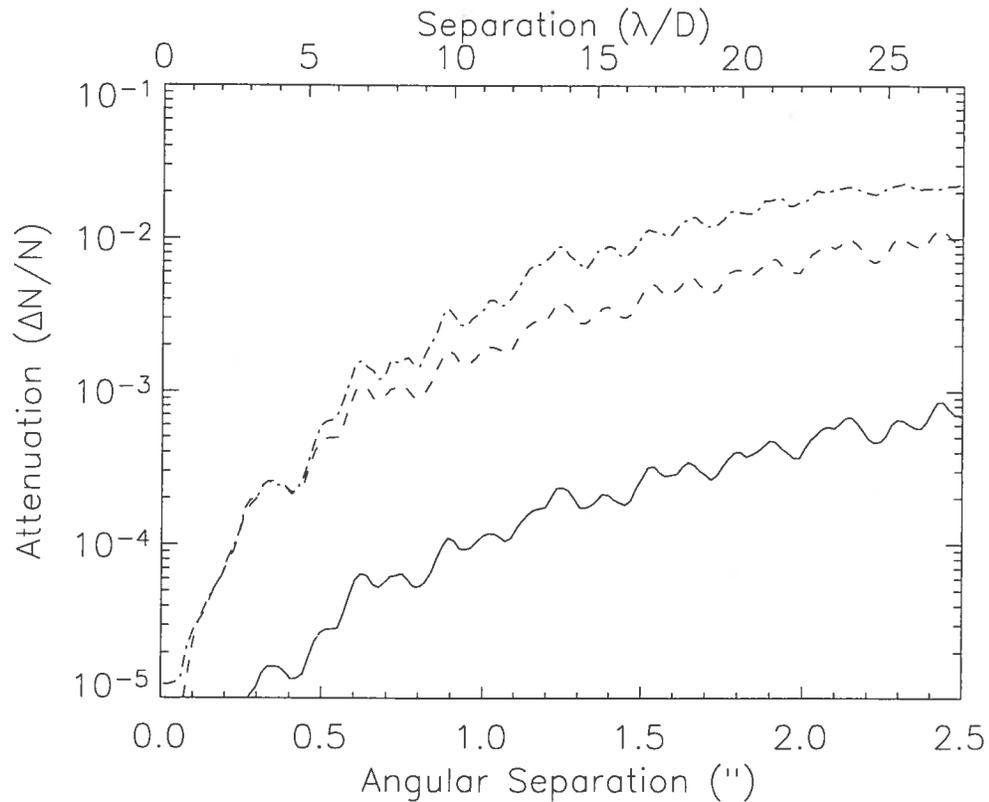


FIG. 3.16 – PSF attenuation with separation for two PSFs acquired with a different spectrum. Three bandpass widths are considered. The solid line shows the PSF attenuation for a 1% bandpass, while the dashed and dot dashed lines show, respectively, the PSF attenuation for 2% and 5% bandpass.

This effect is more significant at larger separation and for larger bandwidths.

### 3.5 Future Developments

TRIDENT does not currently include a coronagraph. A coronagraph increases detection efficiency by suppressing coherent light and associated photon noise from the primary star. The typical Strehl ratio of 0.5 obtained with the PUEO adaptive optics system in the  $H$  band would lower coronagraph efficiency since half the flux goes into an incoherent halo. The use of a coronagraph with SSDI will be valuable at higher Strehl

ratios. Differential atmospheric refraction and optical flexures will have to be corrected to ensure proper alignment between the star PSF and the coronagraph occulting mask at all observing wavelengths.

The TRIDENT experience shows that differential imaging is very challenging, requiring optical surface errors to be less than a few nm rms. A new camera design using a Multi Color Detector Assembly consisting of microlens and micro-filter arrays has been devised (Marois et al., 2004b) to overcome the non-common path problem.

### 3.6 Conclusion

We have designed, built and tested a differential imager optimized for searching for faint substellar companions in the 1.6  $\mu\text{m}$  methane absorption band head. On-sky performance is limited by a quasi-static noise structure. This structure is attenuated by a factor  $\sim 2$  when an image acquired simultaneously at a different wavelength is subtracted. This performance is a factor  $\sim 25$  from the predicted noise attenuation. Laboratory experiments show that small ( $\sim \lambda/20$ ) non-common path phase errors and amplitude modulations can explain the partial decorrelation of the PSF structure between bandpasses.

A PSF noise attenuation model was presented to estimate the noise attenuation performance for subtraction of PSFs produced by slightly different wavefronts. The simple equation  $\Delta\sigma/\sigma$  can be used to calculate the predicted SD noise attenuation.

A  $\Delta H$  ( $6\sigma$ ) of 9.5 magnitudes at 0.5'' is reached with the reference star subtraction technique. This technique can be limited by small PSF drifts that slowly decorrelate the PSF structure if the reference PSF is not acquired with the same telescope orientation.

The authors are very grateful to CFHT staff for their excellent support at the telescope. This work is supported in part through grants from the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada and from the Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies, Québec.

### 3.7 Résumé des résultats

Les expériences réalisées avec la caméra TRIDENT au TCFH montrent que l'objectif d'obtenir des soustractions de fonctions d'étalement des étoiles limitées par le bruit de photons pour de longues expositions n'est pas atteint. La structure de la fonction d'étalement est limitée par celle provenant des aberrations quasi-statiques. L'atténuation de cette structure en soustrayant une image obtenue simultanément à une autre longueur d'onde n'atteint pas la limite imposée par l'évolution chromatique. Le problème principal demeure les erreurs d'amplitude et de phase non communes qui décorrèlent les fonctions d'étalement des trois bandes spectrales, rendant alors impossible la soustraction précise de celles-ci. La mise en œuvre d'une technique d'imagerie différentielle multibande exige donc une optique d'excellente qualité, ainsi que de minimiser les différences de chemins optiques entre les fronts d'onde aux différentes longueurs d'onde. Dans le but d'améliorer les performances de la caméra, des rotations d'instruments sont effectuées et des étoiles de référence sont observées pour respectivement lisser et soustraire la structure de la fonction d'étalement de chaque bande spectrale. Ces méthodes permettent d'améliorer la détection de compagnons, mais demeurent limitées par la structure quasi-statique de la fonction d'étalement. Les performances d'atténuation de la structure de la fonction d'étalement en fonction des aberrations non communes, des décalages différentiels des fronts d'onde dans l'optique, ainsi que des différences spectrales entre les bandes passantes sont montrées à l'aide de simulations numériques. Finalement, un modèle analytique d'atténuation du bruit de la fonction d'étalement pour la soustraction de deux fonctions d'étalement est présenté. L'équation  $\Delta\sigma/\sigma$ , où  $\sigma$  est l'écart type de l'erreur commune des deux fronts d'onde et où  $\Delta\sigma$  est celle de l'erreur non commune entre les deux fronts d'onde, a été dérivée.

## Chapitre 4

# Sondage de compagnons avec la caméra TRIDENT

L'analyse des résidus de vitesse radiale a déjà sondé des milliers d'étoiles et a trouvé qu'environ  $\sim 5\%$  des étoiles de types spectraux F à M ont un compagnon ayant une orbite de semi-grand axe inférieur à 3 UA et une masse comprise entre 0,5 et 8  $M_{\text{Jup}}$  (Marcy & Butler, 2000; Marcy et al., 2004). De ces étoiles, plus de 42% montrent des résidus de vitesse radiale suggérant la présence possible de compagnons sur des orbites plus éloignées (Fisher et al., 2001). La distribution de masse des compagnons indique qu'il y a moins de 0,5% des étoiles de type F à M qui montrent un compagnon  $> 8 M_{\text{Jup}}$  à l'intérieur de 3 UA des étoiles (appelé le "désert de naines brunes", Marcy & Butler (2000)). La région au-delà de 3 UA est difficile à sonder par cette technique d'observation car les périodes deviennent plus longues que le temps écoulé depuis le début des mesures de vitesse radiale, soit de l'ordre de 10 ans. Une étude sur le biais observationnel de l'analyse des résidus de vitesse radiale, cette méthode détectant plus facilement les compagnons massifs de courte période, indique que  $\sim 100\%$  des étoiles semblables au Soleil pourraient posséder des compagnons à grandes séparations (Lineweaver & Grether, 2003). L'imagerie directe est idéale pour la recherche de compagnons au-delà de 3 UA. En effet, quelques observations photométriques et de mouvements propres, l'estimation de l'âge de l'étoile, ainsi que la comparaison avec des modèles d'atmosphère

suffisent à confirmer la nature sous-stellaire des objets et le lien gravitationnel entre ceux-ci et leurs étoiles.

Différents sondages réalisés par imagerie directe ont déjà découvert douze compagnons naines brunes à des séparations  $> 3$  UA (Nakajima et al., 1995; Burgasser et al., 2000; Gizis et al., 2001; Wilson et al., 2001; Kenworthy et al., 2001; Liu et al., 2002; Freed et al., 2003; McCaughrean et al., 2004). Ces découvertes semblent démontrer qu'il n'y a peut-être pas de "désert de naines brunes" à grandes séparations. Il est difficile d'obtenir des statistiques de binarité des naines brunes autour des étoiles à partir de ces observations, car les auteurs se concentrent sur l'étude des objets détectés et mentionnent rarement le nombre d'étoiles observées dans leur sondage. Une exception est le sondage de  $\sim 100$  étoiles jeunes par McCarthy & Zuckerman (2004) dans la région entre 75 et 300 UA. Les auteurs ont déterminé une binarité de  $1 \pm 1\%$ . Cet estimé indique qu'il y a moins de naines brunes entre 75 et 300 UA (binarité de  $1 \pm 1\%$ ) que de planètes à l'intérieur de 3 UA (binarité de  $\sim 5\%$ ). Cette différence est significative, car en supposant une binarité réelle de 5%, on trouve qu'il y a seulement une probabilité de 3% d'obtenir une binarité de 1% avec un échantillon de 100 étoiles. On conclut donc qu'il y a aussi un "désert de naines brunes" entre 75 et 300 UA. Il n'est toutefois pas possible d'affirmer si le "désert de naines brunes" entre 75 et 300 UA (binarité de  $1 \pm 1\%$ ) est aussi important que pour la région à l'intérieure de 3 UA (binarité inférieure à 0.5%) en raison de l'incertitude sur la binarité estimé par McCarthy & Zuckerman (2004). Un sondage d'un plus grand nombre d'étoiles est nécessaire pour répondre à cette question.

L'efficacité de la plupart de ces sondages par imagerie directe est limitée par le bruit de structure de la fonction d'étalement pour des séparations inférieures à plusieurs dizaines d'UA, ce qui empêche la détection des compagnons ayant de petites séparations angulaires avec leur étoile. Il existe donc une région intermédiaire qui demeure inexplorée entre les détections effectuées par l'analyse des résidus de vitesse radiale et celles effectuées par imagerie directe. C'est d'ailleurs dans cette région que l'on retrouve toutes les planètes massives de notre système solaire. Un sondage des étoiles du voisinage solaire à des séparations de 3 à 100 UA est nécessaire pour obtenir

des statistiques précises et complémentaires à celles obtenues par l'analyse des résidus de vitesse radiale et par imagerie directe à grandes séparations.

Le sondage de TRIDENT consiste à observer un grand nombre d'étoiles afin de détecter des compagnons dans l'intervalle 3 à 100 UA et d'obtenir la probabilité de présence de ceux-ci et de leur distribution en fonction de la masse et de la distance orbitale. L'étude de la variation de ces distributions avec l'âge estimé des systèmes planétaires, ainsi que du nombre de compagnons par système permettent l'étude des interactions possibles entre les compagnons et la migration (Goldreich & Tremaine, 1980) de ceux-ci. Les simulations numériques sans erreur de front d'onde non commune prédisent que les observations de la caméra TRIDENT devraient permettre la détection de compagnons ayant  $12 M_{\text{Jup}}$  à 5 UA autour d'étoiles situées à 10 pc et ayant un âge de 500 millions d'années en 1 h de temps d'exposition.

## 4.1 Observations

Les observations avec la caméra TRIDENT ont été faites à l'OMM en avril 2001 et au TCFH en juillet et novembre 2001. La mission à l'OMM a surtout servi à tester le bon fonctionnement de l'instrument et à développer les algorithmes de réduction et d'analyse des données. Les cibles pour les missions au TCFH ont été principalement choisies selon deux critères :

1. Les étoiles possèdent des résidus de vitesse radiale suggérant la présence de compagnons massifs à grande séparation (Fisher et al., 2001).
2. Les étoiles sont tardives pour minimiser le rapport d'intensité entre l'étoile et le compagnon (Walker, G. A. H., communication privée).

Au total, 35 étoiles ont été observées lors des deux missions au TCFH (voir les tableaux C.1 et C.2). La distribution des types spectraux de ces cibles est présentée à la figure 4.1.

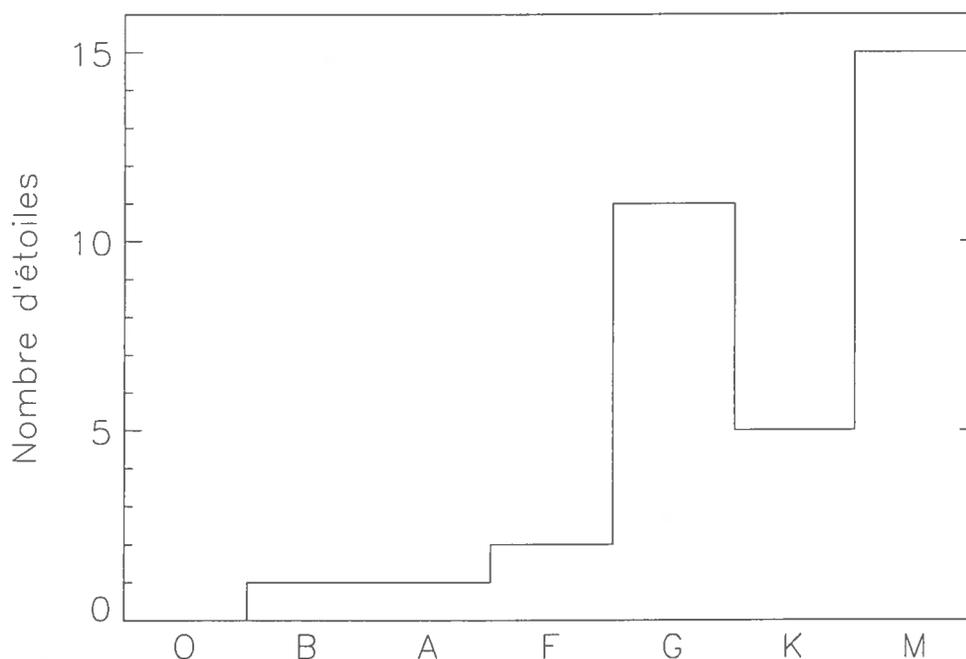


FIG. 4.1 – Histogramme des types spectraux de l'échantillon de TRIDENT.

Les conditions d'observation s'avéraient relativement bonnes. Les rapports de Strehl variaient typiquement entre 30% et 50% durant les deux missions, sauf pour la nuit du 24 novembre où le Strehl était plutôt autour de 20% à 30%. La mission de juillet 2001 a été consacrée à un sondage de quelques dizaines d'étoiles. Les données n'ont pas été saturées afin de s'assurer de la linéarité des observations et ainsi faciliter la réduction et l'analyse des images. La mission de novembre 2001 a servi à poursuivre le sondage tout en testant la technique de soustraction d'une fonction d'étalement de référence et le lissage des structures de la fonction d'étalement par rotation de bonnette. Dans le but de réduire la contribution relative du bruit de lecture, les temps d'intégration ont été augmentés au point de saturer le cœur de l'image stellaire. Des images non-saturées ont aussi été acquises afin de permettre un bon recentrage des images.

## 4.2 Dépouillement préliminaire des images

La calibration des images  $I$  se résume premièrement à soustraire une image de courant sombre  $CS$  ayant le même temps d'exposition afin de soustraire les défauts systématiques du détecteur. Les images de courant sombre ont été prises en pointant le télescope sur le ciel à la suite des expositions astronomiques de la mission de juillet 2001, et pendant la journée avec l'obturateur fermé pour la mission de novembre 2001. Aucune différence n'a été observée entre les deux méthodes, favorisant une prise des images de courant sombre pendant la journée afin de maximiser le nombre de cibles observées pendant la nuit. La différence de sensibilité entre les pixels est corrigée en divisant l'image par une plage de lumière uniforme (PLU). La PLU est construite en prenant la différence d'images du dôme avec les lumières allumées  $I_{\text{PLU}}$  et éteintes  $CS_{\text{PLU}}$  dans le but de soustraire le courant sombre du détecteur. L'intensité moyenne de la PLU résultante dans chacun des trois champs de TRIDENT est normalisée à l'unité. L'équation de réduction des images est donc la suivante :

$$I_{\text{reduc}} = \frac{I - CS}{(I_{\text{PLU}} - CS_{\text{PLU}}) / \langle I_{\text{PLU}} - CS_{\text{PLU}} \rangle}. \quad (4.1)$$

TRIDENT produit trois champs circulaires simultanés de  $\sim 10''$  de diamètre. Les pixels qui sont situés à l'extérieur de ces champs sont mis à zéro.

Finalement, les mauvais pixels sont corrigés en interpolant les pixels voisins. Les mauvais pixels sont identifiés à partir de la PLU et de l'image de courant sombre associée à l'image astronomique. Les pixels étant moins de 0,4 ou plus de 1,4 fois le flux médian de la PLU ainsi que les pixels étant huit fois plus brillants que la médiane de l'intensité de l'image de courant sombre sont considérés mauvais. Il y a typiquement 4000 mauvais pixels par quadrant.

## 4.3 Recentrage des images

Dans le but de coadditionner les images d'un même objet prises à des temps différents, il est essentiel de recentrer entre elles les images obtenues aux trois longueurs d'onde. Comme différentes techniques d'observation ont été explorées, nécessitant des algorithmes de recentrage particuliers, chacune de ces techniques est présentée dans les sous-sections suivantes.

### 4.3.1 Images non saturées

Un recentrage grossier (au pixel près) est effectué en amenant le maximum de la fonction d'étalement au centre de l'image. Afin de minimiser l'effet des rayons cosmiques ou des mauvais pixels ayant échappé à l'algorithme de correction, la détermination de ce recentrage grossier est effectuée sur l'image lissée par une gaussienne ayant une PLMH de largeur, dans une boîte de  $100 \times 100$  pixels positionnée sur le centre de l'image afin d'éviter les mauvais pixels situés sur le bord du champ. Le recentrage grossier s'effectue sur l'image originale non lissée.

Un recentrage fin est ensuite effectué. La détermination de ce recentrage s'effectue en lissant d'abord l'image par une gaussienne de dix pixels de PLMH. Cette étape permet le recentrage à partir de la distribution à basse fréquence du flux de la fonction d'étalement. La détermination du recentrage fin s'obtient en prenant l'algorithme présenté à l'annexe B. Une gaussienne de dix pixels de PLMH est utilisée comme fonction d'étalement de référence. Finalement, le recentrage de l'image est effectué à partir de l'image non lissée en employant un algorithme basé sur la transformée de Fourier.

Cette séquence a été utilisée pour tous les objets de la mission de juillet 2001, sauf pour la séquence de HD131156 (10 juillet 2001).

### 4.3.2 Images saturées

Lorsque des images non saturées ont été acquises en alternance avec des images saturées, une courbe du troisième degré est ajustée sur le changement de position de la fonction d'étalement non saturée en fonction du temps. Cette courbe est ensuite utilisée pour recentrer les images saturées. Afin d'éviter un bruit important d'interpolation numérique de la transformée de Fourier causé par la saturation de l'image, la fonction d'étalement non saturée est recentrée sur la position estimée de celle saturée. Les deux fonctions d'étalement sont par la suite combinées en remplaçant les pixels à l'intérieur de  $0,5''$  de diamètre de la fonction d'étalement saturée par ceux de la fonction d'étalement non saturée renormalisée au flux de l'image saturée. Les flux des images non saturées et saturées sont calculés dans un anneau ayant 100 pixels de diamètre et 20 pixels de largeur. L'image combinée est par la suite recentrée au centre de l'image en employant l'algorithme de recentrage par transformée de Fourier. Cette séquence a été utilisée pour les objets suivants : Ups And, Chi And, 55 Cnc et 58Cnc du 21 et 22 novembre.

En l'absence d'images non saturées, les fonctions d'étalement sont recentrées à partir du signal de leur halo. Avant d'effectuer le recentrage de l'image saturée, une fonction d'étalement non saturée d'un autre objet observé la même nuit est déplacée sur celle saturée. Les deux images sont alors combinées et ensuite recentrées au centre de l'image. Cette étape minimise le bruit d'interpolation de la transformée de Fourier d'images saturées.

Ces techniques de recentrage ont été utilisées pour les objets suivants : Eps Eri, Del Eri, Pi Eri, GL229, HR1983b, Sirius, HR2294, 55Cnc et 58Cnc pour les nuits du 21, 22 et 24 novembre et pour la séquence saturée de l'étoile HD131156 de la mission de juillet 2001.

## 4.4 Combinaison des images

Les images de la mission de juillet et de novembre 2001 ont été coadditionnées en pondérant chacune d'elles par le carré de son Strehl. Le Strehl des images saturées est fixé au Strehl moyen des images non saturées prises précédemment. Dans le cas où seulement des images saturées sont disponibles, les images ont été combinées en effectuant une médiane sur toutes les images disponibles. Dans le cas où une rotation de bonnette est appliquée, les images sont combinées en alignant d'abord le champ à l'aide d'un algorithme de rotation par transformée de Fourier décrit dans l'annexe B.

## 4.5 Ajustement des intensités relatives et des changements d'échelle

La détection de compagnons se fait à partir de la SD ou de la DD. La SD et la DD s'obtiennent par la combinaison des images aux différentes longueurs d'onde. Pour optimiser la soustraction, les images doivent d'abord être renormalisées. La renormalisation du flux s'effectue en prenant la médiane du flux dans un disque de 50 pixels de diamètre centré sur le centre de la fonction d'étalement.

Afin de corriger le chromatisme des fonctions d'étalement, l'échelle spatiale des images est ajustée. Comme les compagnons méthaniques émettent plus intensément à la longueur d'onde de  $1,58 \mu\text{m}$ , il a été décidé d'ajuster l'échelle spatiale des images de la deuxième ( $1,625 \mu\text{m}$ ) et de la troisième longueur d'onde ( $1,68 \mu\text{m}$ ) afin de minimiser l'interpolation du flux du compagnon. L'algorithme itératif présenté à l'annexe B est utilisé pour déterminer la renormalisation, le recentrage et le changement d'échelle à effectuer sur chaque image. Il a été observé que les résidus de soustraction des images ne sont pas très sensibles à une erreur de changement d'échelle. Un facteur d'échelle fixe a donc été choisi pour les missions de juillet et de novembre 2001. Le tableau 4.1 présente les changements d'échelle choisis pour les deux missions d'observation.

TAB. 4.1 – Rapport d'échelle des fonctions d'étalement pour les missions de juillet et de novembre 2001. Les longueurs d'onde approximatives sont :  $\lambda_1 = 1,58 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 1,625 \mu\text{m}$  et  $\lambda_3 = 1,68 \mu\text{m}$ .

Mois de la mission	Rapport d'échelle	
	$\lambda_1/\lambda_2$	$\lambda_1/\lambda_3$
Juillet 2001	0.9746	0.9336
Novembre 2001	0.9604	0.9314

Une légère différence existe entre les deux missions provenant possiblement de différences d'inclinaison des filtres lors du montage de ceux-ci dans la caméra et/ou de différences spectrales entre les étoiles utilisées pour optimiser les rapports d'échelle.

## 4.6 Échelle spatiale et orientation des champs

Dans le cas où un compagnon est détecté, il est important de connaître l'échelle spatiale et l'orientation du champ sur le détecteur afin de déterminer précisément sa position par rapport à l'étoile. Des champs de calibration ont été observés lors des deux missions d'observation.

Pour la mission de juillet 2001, les binaires HIP95593 et HIP96570 d'Hipparcos ont été observées. La position relative (séparation  $\rho$  et orientation  $\theta$ ) des étoiles de ces deux systèmes binaires est donnée dans le tableau 4.2.

TAB. 4.2 – Position relative des étoiles des deux systèmes binaires HIP95593 et HIP96570 (époque 1991.5)

Étoile	$\rho$ (")	$d\rho/dt$ ("/année)	$\theta$ (degrés)	$d\theta/dt$ (degrés/année)
HIP95593	5,622	-0,14	85,92	-0,013
HIP96570	5,256	-	195,47	-

La position et l'orientation de ces étoiles permettent de calculer l'échelle spatiale, ainsi que l'orientation du champ de TRIDENT. Les valeurs déterminées sont  $0,0190 \pm 0,0001$  "/pixel pour l'échelle spatiale et un angle de champ de  $2,60 \pm 0,05$  degrés dans le sens horaire. Pour la mission de novembre, le champ autour de TCC040 de Orion a été observé (McCaughrean & Stauffer, 1994). Dans ce champ, cinq étoiles sont visibles. Les coordonnées de ces étoiles sont données dans le tableau 4.3.

TAB. 4.3 – Coordonnées des cinq étoiles du champ autour de TCC040 de Orion (époque J2000).

Étoile	Coordonnées de l'étoile	
	AD	Déc
TCC040	5h 32 15,768	-5 23 10,06
TCC043	5h 32 15,801	-5 23 12,14
TCC045	5h 32 15,821	-5 23 14,45
TCC048	5h 32 15,859	-5 23 10,90
TCC059	5h 32 16,100	-5 23 14,33

La position et l'orientation relative de ces étoiles permettent de calculer l'échelle spatiale, ainsi que l'orientation du champ. Les valeurs déterminées sont  $0,0189 \pm 0,0001$  "/pixel pour l'échelle spatiale et un angle de champ de  $176,8 \pm 0,02$  degrés dans le sens horaire.

Les images du sondage sont finalement tournées afin que le nord se retrouve en haut et l'est à gauche.

## 4.7 Limites de détection des images SD et DD

La première étape pour obtenir les limites de détection des SD et DD consiste à soustraire une fonction d'étalement de référence. Des étoiles de référence ont été obtenues pour la mission de juillet en comparant les fonctions d'étalement de chaque objet à celles des autres objets de la mission. Celles qui minimisent les résidus après une soustraction sont choisies comme référence. La structure de la fonction d'étalement est par la suite obtenue en soustrayant un profil radial. Ce profil est construit en prenant la médiane de sept rotations de chaque image. La médiane de chaque ligne est ensuite soustraite afin d'enlever le courant induit ("crosstalk") entre les quadrants du détecteur. Les images sont ensuite combinées selon les équations présentées à la section 2.1 pour obtenir la SD et la DD. La limite de détection est produite en prenant le rapport de l'écart type calculée pixel à pixel dans des anneaux de diamètres croissants et de largeur

égale à une PLMH sur le maximum de la fonction d'étalement. La tâche "robust sigma" d'IDL est utilisée pour obtenir les écarts types. Les profils sont tracés à  $6\sigma$ . L'annexe A présente l'intervalle de confiance correspondant à une statistique gaussienne dans le cas où le bruit de structure de la fonction d'étalement domine le bruit pixel à pixel provenant du bruit de photons, de la PLU, du ciel et de la lecture.

## 4.8 Résultats

Les performances de la caméra TRIDENT ont été présentées dans le chapitre 3. On présente maintenant les performances de la caméra TRIDENT au TCFH par rapport à celles obtenues avec une autre caméra au Keck. La figure 4.2 montre la limite de détection de TRIDENT pour l'étoile Ups And observée le 21 novembre 2001 par rapport à la même étoile observée au Keck par Luhman & Jayawardhana (2002). Les observations de Luhman et Jayawardhana sont réalisées en mode "classique" (en bande  $H$ ), c'est-à-dire sans utiliser la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande et l'usage d'une fonction d'étalement de référence obtenue en observant une autre étoile.

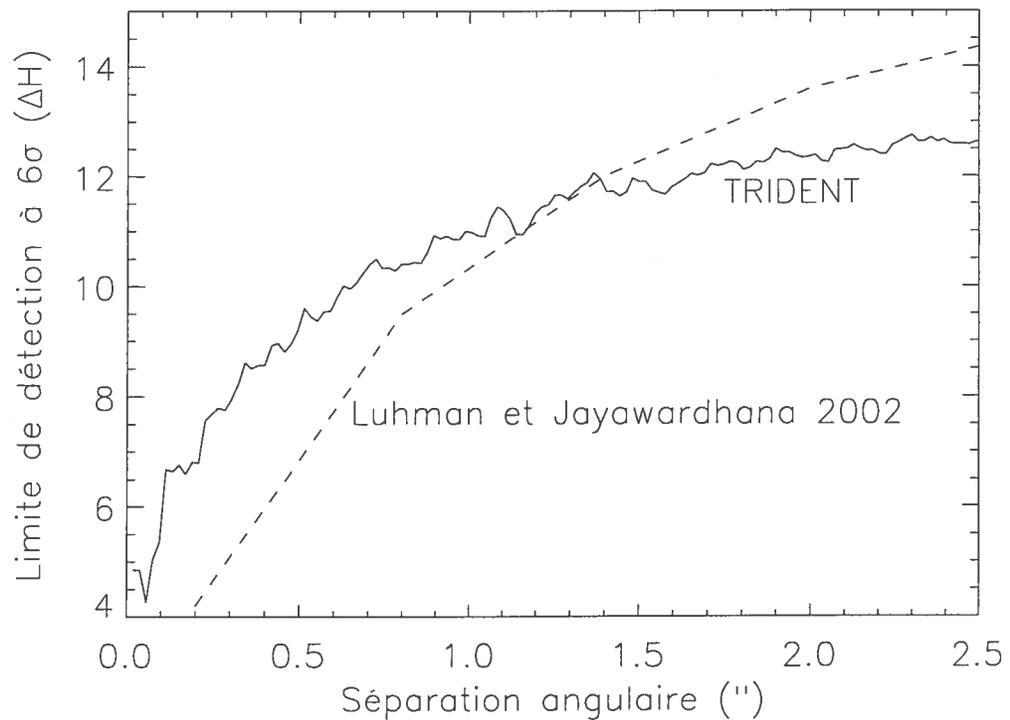


FIG. 4.2 – Limite de détection pour l'étoile Upsilon And en fonction de la séparation angulaire pour TRIDENT au TCFH (ligne pleine) et pour les observations de Luhman & Jayawardhana (2002) au Keck (tirets).

On note que les performances de TRIDENT sont supérieures pour des séparations inférieures à 1,3". TRIDENT détecte un rapport d'intensité étoile-compagnon presque dix fois plus grand à 0,5".

Il a été démontré que des erreurs d'amplitude et de phases non communes entre les chemins optiques de TRIDENT limitent les performances de la SD et de la DD. Comme la DD n'améliore pas les limites de détection, uniquement la SD de  $I_{\lambda_1}$  et  $I_{\lambda_2}$  ( $\lambda_1 = 1,58 \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 = 1,625 \mu\text{m}$ ) est considérée. Les résultats sont présentés dans l'annexe C. Deux figures sont présentées pour chaque objet. La première figure montre le champ autour de chaque objet obtenu avec la première longueur d'onde  $\lambda_1$  (en haut

à gauche) et la SD ( $I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2}$ ) (en haut à droite). Les images S/B de ces deux champs sont aussi présentées en bas de chacun d'eux. Ces images sont obtenues en divisant l'image  $I_{\lambda_1}$  et la SD par leur bruit calculé à chaque séparation angulaire. Les figures sont montrées avec un affichage linéaire à  $\pm 6\sigma$ . La seconde figure présente la limite de détection en fonction de la séparation angulaire. Le rapport d'intensité est calculé à travers les bandes spectrales de TRIDENT, soit des filtres de 1%. Pour obtenir les rapports d'intensité dans la bande  $H$  pour les fins de comparaison avec des modèles d'atmosphère, il est nécessaire de normaliser les résidus par rapport à la différence de rapport d'intensité entre une bande étroite et une bande  $H$ . Pour un objet méthanique de type T5 à T8 et les deux bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , le rapport d'intensité du compagnon entre les bandes est  $\sim 3$  (voir tableau 2.1).

Les limites de détection sont présentées dans le tableau 4.4. La liste des objets détectés ainsi que leur position et leur rapport d'intensité entre les bandes spectrales sont présentés dans le tableau 4.5. Tous les objets détectés sont visibles dans les images réduites sans avoir besoin de soustraire les images  $I_{\lambda_1}$  et  $I_{\lambda_2}$ . Les différences de magnitude et les rapports d'intensité entre les bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont donc obtenus à partir des images non soustraites. La position et la différence de magnitude de l'objet par rapport à l'étoile dans les deux bandes spectrales sont calculées en déplaçant et en soustrayant la fonction d'étalement de l'étoile sur l'objet et en ajustant l'intensité de celle-ci afin d'optimiser la soustraction de la fonction d'étalement de l'objet. Les incertitudes sont estimées qualitativement en déplaçant et en changeant l'intensité de la fonction d'étalement. Ces incertitudes sont par la suite combinées à celles estimées pour l'angle et pour l'échelle spatiale du champ (voir section 4.6). Afin de certifier qu'un objet détecté est lié à l'étoile, une étude de mouvement propre des deux objets s'avère nécessaire.

TAB. 4.4 – Rapports d'intensité détectés ( $6\sigma$ ) pour la SD à différentes séparations angulaires. Les cibles où un autre objet est visible dans le champ de TRIDENT sont mentionnées dans la dernière colonne.

Objet	Séparation angulaire			Détections
	0.5''	1.0''	2.0''	
GJ9022	6,4	7,4	7,6	
GSC 02283-00022	6,6	7,5	7,8	
Ups And	8,2	9,8	11,6	
Chi And	8,1	9,7	11,4	
Eps Eri	7,9	9,2	10,9	
Delta Eri	7,5	8,9	10,3	
Pi Eri	8,0	9,4	11,0	
HR1983b	7,4	9,1	10,5	
GL229	7,6	9,3	10,7	objet détecté
HR2294	6,4	8,4	10,0	
Sirius	6,1	8,3	10,0	
55 Cnc	8,5	9,9	11,7	
58 Cnc	8,3	9,6	11,4	
GL526	6,9	7,5	7,5	
HD129972	5,9	7,3	8,6	
HD131156	6,4	7,8	9,0	
GL569	5,9	7,4	8,1	2 objets détectés
GL570B	5,9	6,9	7,8	objet détecté
GL570A	6,2	7,4	8,0	
GL614	6,1	6,8	6,7	
GL644C	5,9	5,9	5,8	
GL644	5,6	6,5	6,5	objet détecté
HD168443	6,9	8,0	8,3	
GL752A	6,4	7,5	7,8	
GL752B	3,7	3,8	3,6	objet détecté
HD186408	6,4	7,7	9,0	objet détecté
HD186427	5,8	7,1	8,4	
HD187123	6,5	7,9	8,5	objet détecté
GJ1245A	5,9	6,8	6,9	objet détecté
GJ1245B	6,0	6,5	6,4	
HD210277	6,7	7,8	7,9	
HIP111932	6,3	6,8	6,8	objet détecté
G1880	6,2	7,3	7,9	
HD217107	6,9	8,0	8,2	
GL886	6,4	7,5	8,2	
GL896	6,3	7,0	7,5	objet détecté

TAB. 4.5 – Tableau des positions des objets détectés. Les séparations sont en secondes d’arc et l’angle de position, en degrés, est calculé par rapport au Nord et positif vers l’Est. La différence de magnitude  $\Delta m$  est celle observée entre le compagnon et l’étoile à la longueur d’onde  $\lambda_1 = 1,58 \mu\text{m}$ . Le rapport d’intensité  $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$  est celui du compagnon dans les deux bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  de TRIDENT.

Étoile	Caractéristiques des objets détectés				Référence
	Séparation(")	Angle de position (°)	$\Delta m$ (mag)	$I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$	
GL229	$7,23 \pm 0,04$	$165,6 \pm 0,3$	$8,8 \pm 0,2$	$5 \pm 1$	GL229B <sup>1</sup>
GL569	$4,98 \pm 0,03$	$29,72 \pm 0,08$	$4,7 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	GL569Ba <sup>2</sup>
	$5,07 \pm 0,03$	$29,09 \pm 0,08$	$5,0 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,3$	GL569Bb <sup>2</sup>
GL570B	$0,100 \pm 0,004$	$194 \pm 3$	$1,7 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,2$	GL570C <sup>3</sup>
GL644	$0,222 \pm 0,004$	$309,3 \pm 0,7$	$0,8 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	GL644B <sup>4</sup>
GL752B	$3,89 \pm 0,02$	$86,3 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	?
HD186408	$3,49 \pm 0,02$	$205,1 \pm 0,1$	$5,9 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	compagnon <sup>5</sup>
HD187123	$3,41 \pm 0,02$	$70,7 \pm 0,1$	$7,7 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	étoile de champ <sup>6</sup>
GJ1245A	$0,467 \pm 0,004$	$153,7 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	GJ1245C <sup>7</sup>
HIP111932	$1,53 \pm 0,01$	$353,9 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	?
GL896	$5,34 \pm 0,03$	$90,77 \pm 0,07$	$1,9 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,2$	LHS3966 <sup>8</sup>

L’erreur typique pour détecter une différence de rapports d’intensité entre les deux bandes spectrales est typiquement 0,1 magnitude. TRIDENT peut donc discerner une différence de rapport d’intensité entre les bandes spectrales si le rapport d’intensité est supérieure à  $\sim 1,3$ . En se rapportant à la figure 2.11, on trouve que TRIDENT détecte le méthane dans l’atmosphère des objets sous-stellaires plus tardifs que  $\sim T3$ .

<sup>1</sup>Nakajima et al. (1995)

<sup>2</sup>Lane et al. (2001)

<sup>3</sup>Forveille et al. (1999)

<sup>4</sup>Mazeh et al. (2001)

<sup>5</sup>Patience et al. (2002)

<sup>6</sup>Luhman & Jayawardhana (2002)

<sup>7</sup>Henry et al. (1994)

<sup>8</sup>Simbad

La majorité de ces objets ont déjà été détectés et étudiés par d'autres équipes. Le tableau 4.6 montre les positions, les angles de position et les différences de magnitude en bande  $H$  déterminées à partir des observations de TRIDENT par rapport à celles obtenues de la littérature. La différence de magnitude en bande  $H$  est estimée égale à celle obtenue à  $\lambda_1$  si aucune différence de rapport d'intensité est détectée entre  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . Pour les objets autour de GL569A, on indique la position relative de ceux-ci. L'incertitude sur la position relative des deux objets est indépendante de celle de l'échelle spatiale du champ car les objets sont très rapprochés ( $\sim 0,1''$ ). Par contre, l'erreur sur l'orientation du champ affecte la détermination de l'angle de position entre les deux objets. Cette incertitude est donc combinée à celle déterminée pour les positions relatives de ceux-ci.

TAB. 4.6 – Tableau des positions des objets détectés de TRIDENT (1ière ligne) par rapport à la littérature (2ième ligne). Voir tableau 4.5 pour plus de détails. Pour l’objet autour de GL229, on a ajouté 1,2 magnitude afin de convertir la magnitude en bande étroite à celle d’une bande  $H$  pour le type spectral déduit de l’objet. La position relative des compagnons de GL569 est présentée afin de permettre la comparaison avec les observations publiées dans la littérature.

Étoile	Caractéristiques des objets détectés			
	Séparation(")	Angle de position (°)	$\Delta H$ (mag)	Type Spectral
GL229	$7,23 \pm 0,04$	$165,6 \pm 0,3$	$10,0 \pm 0,2$	T6,5
	$7,78 \pm 0,1^1$	$163 \pm 1^1$	$9,75^2$	T6,5 <sup>3</sup>
GL569 (Ba-Bb)	$0,108 \pm 0,004$	$358 \pm 2$	$0,3 \pm 0,2$	M8,5/M9 <sup>4</sup>
	$0,097 \pm 0,001^4$	$341 \pm 3^4$	$0,5-0,9 \pm 0,1^5$	
GL570B	$0,100 \pm 0,004$	$194 \pm 3$	$1,7 \pm 0,1$	M1,5 <sup>6</sup>
			$1,15 \pm 0,07^6$	
GL644	$0,222 \pm 0,004$	$309,3 \pm 0,7$	$0,8 \pm 0,1$	M2,5 <sup>7</sup>
HD186408	$3,49 \pm 0,02$	$205,1 \pm 0,1$	$5,9 \pm 0,1$	
	$3,43 \pm 0,05^8$	$204,7 \pm 1^8$	$5,36 \pm 0,1^8$	
HD187123	$3,41 \pm 0,02$	$70,7 \pm 0,1$	$7,7 \pm 0,1$	
	$3,36^9$	$70,4^9$	$7,8^9$	
GJ1245A	$0,467 \pm 0,004$	$153,7 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,1$	M5,5 <sup>10</sup>
GL896	$5,34 \pm 0,03$	$90,77 \pm 0,07$	$1,9 \pm 0,1$	M4,5 <sup>11</sup>

<sup>1</sup>Nakajima et al. (1995)

<sup>2</sup>Matthews et al. (1996)

<sup>3</sup>Burgasser et al. (2002)

<sup>4</sup>Lane et al. (2001)

<sup>5</sup>Kenworthy et al. (2001)

<sup>6</sup>Forveille et al. (1999)

<sup>7</sup>Mazeh et al. (2001)

<sup>8</sup>Patience et al. (2002)

<sup>9</sup>Luhman & Jayawardhana (2002)

<sup>10</sup>Henry et al. (1994)

<sup>11</sup>Simbad

La position et l'angle de position déduits à partir des observations de la caméra TRIDENT sont en accord avec les données de la littérature. Il faut noter que ces objets se déplacent dans le champ avec le temps, car la plupart sont liés avec leur étoile. De petites différences sont donc attendues.

Seul l'objet autour de GL229, dénommé GL229B, montre un rapport d'intensité important ( $\sim 5$ ) entre les images acquises aux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . L'étude du mouvement propre de cet objet par rapport à GL229 montre qu'il est bien un compagnon de l'étoile (Nakajima et al., 1995). En négligeant les différences d'intensité de l'étoile entre les bandes spectrales, ce rapport d'intensité, pour des filtres ayant 1% de bande passante, implique un type spectral entre T6 et T7 (voir figure 2.11), soit un rapport d'intensité en bande  $H$  de  $\sim 10$  magnitudes (voir tableau 2.1). En sachant que GL229 est une étoile de type M2V ( $M_H = 5,75$ ), on trouve une magnitude absolue en  $H$  de  $15,8 \pm 0,2$  pour GL229B (Matthews et al. (1996) trouvent  $M_H = 15,5$ ). En utilisant l'âge estimé de GL229, soit 1 à 5 milliards d'années (Marley et al., 1996), et en supposant que le compagnon s'est formé en même temps que l'étoile, on déduit, à l'aide du modèle de refroidissement des compagnons (Baraffe et al., 2003), une masse de 25 à 55  $M_{\text{Jup}}$ . Cette masse est consistante avec celle déterminée par spectroscopie, soit 40 à 55  $M_{\text{Jup}}$  (Allard et al., 1996). Cette analyse démontre bien qu'une simple observation d'un compagnon méthanique dans différentes bandes spectrales permet de déterminer sa température effective (type spectral) et sa masse en supposant un âge pour celui-ci.

Les autres objets détectés ne montrent pas de différence de rapport d'intensité entre les bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . Il est donc impossible de distinguer, avec les observations de TRIDENT, des objets sous-stellaires sans méthane, des étoiles de champ ou des compagnons stellaires. Une étude du mouvement propre et une estimation de l'âge de l'étoile sont nécessaires pour confirmer si l'objet est lié à l'étoile et pour déduire si le rapport d'intensité étoile-objet est consistant avec celui d'un objet sous-stellaire. Comme la plupart de ces objets ont été observés par d'autres équipes, les analyses du mouvement propre et l'estimé de l'âge de l'étoile de la majorité des objets sont déjà publiées.

Les deux objets autour de l'étoile GL569 sont un système de deux naines brunes (GL569Ba et GL569Bb) de types M8,5 et M9 ayant des masses de  $69 M_{\text{Jup}}$  et de  $59 M_{\text{Jup}}$  et un âge d'environ 300 millions d'années (Lane et al., 2001). L'étude du mouvement propre de ce système montre qu'ils sont liés à l'étoile GL569 (Forrest et al., 1988) (les observations de Forrest et al. (1988) n'ont pas permis de résoudre le système). Comme ces deux objets n'ont pas un type spectral plus tardif que  $\sim T3$ , il est normal que la caméra TRIDENT n'ait pas observé de différence de rapport d'intensité entre les deux bandes spectrales.

L'objet autour de GL570B a été étudié par Forveille et al. (1999). L'analyse de la vitesse radiale des deux composantes montre que celles-ci sont en orbite l'une avec l'autre, ce qui confirme que les objets sont liés. Cette équipe a déterminé que ce compagnon, dénommé GL570C, a une différence de magnitude en bande  $H$  de  $1,15 \pm 0,07$  et a une masse  $\sim 400 M_{\text{Jup}}$  avec un type spectral  $\sim M1V$ . Cet objet n'est donc pas un compagnon sous-stellaire.

L'objet à  $\sim 0,2''$  de l'étoile GL644, dénommé GL644B, a été étudié par Mazeh et al. (2001). C'est un système binaire (Ba et Bb) dont les deux étoiles ont une masse d'environ  $300 M_{\text{Jup}}$  et un type spectral  $\sim M2,5$ . L'analyse de la vitesse radiale des trois étoiles montre que ces objets sont liés. La période de l'orbite de GL644Ba et GL644Bb est d'environ 3 jours, correspondant à une séparation maximale d'environ  $0,03''$ . Les données de la caméra TRIDENT n'ont pas permis de séparer les deux composantes, car leur séparation est au maximum  $\sim 3$  fois plus petites que la PLMH de la fonction d'étalement du TCFH en bande  $H$ .

L'objet détecté à  $3,89''$  à l'Est de l'étoile GL752B n'a pas été identifié. Comme GL752B se trouve à basse latitude galactique ( $b \cong -3$ ) et qu'il a déjà été observé par une autre équipe (Simons et al., 1996) qui a noté une importante contamination d'étoiles galactiques aux magnitudes attendues des naines brunes, cet objet a une forte probabilité d'être une étoile à l'arrière-plan. Si cet objet est lié à GL752B, en supposant un âge conservateur de 5 milliards d'années, on trouve que cet objet pourrait être une naine brune massive de  $\sim 65 M_{\text{Jup}}$ . Une analyse de mouvement propre de ces deux objets serait nécessaire pour confirmer s'ils sont liés ou non.

L'étoile HD186408 montre un objet à  $3,5''$  vers le Sud. Cet objet a été détecté par Patience et al. (2002) et identifié comme un compagnon de l'étoile par l'analyse de son mouvement propre. Ce système est probablement plus vieux que le nôtre (Friel et al., 1993). En supposant un âge de  $\sim 5$  milliards d'années, un type spectral de type G1,5 pour HD186408, on trouve que ce compagnon a une masse de plus de  $100 M_{\text{Jup}}$  (Baraffe et al., 2003), soit qu'il est stellaire.

L'étoile HD187123 montre un objet à  $3''$  vers l'Est. Cet objet a été détecté par le sondage de Luhman & Jayawardhana (2002) et confirmé par l'étude de son mouvement propre comme étant une étoile à l'arrière plan.

L'objet autour de GJ1245A est indentifié comme GJ1245C (Henry et al., 1994; Oppenheimer et al., 2001). Henry et al. (1994) trouvent un type spectral de M5,5 pour ce compagnon. Pour que cet objet soit sous-stellaire, il faudrait que le système soit plus jeune que  $\sim 50$  millions d'années. McCarthy et al. (1988) estiment l'âge de ce système entre 1 et 2 milliards d'années. Cet objet est donc stellaire.

L'étoile HIP111932 montre un objet non-méthanique vers le Nord à  $1,5''$  du centre de celle-ci. Cet objet n'a pas été identifié lors de recherches dans la littérature. Si cet objet est lié à l'étoile, la différence de magnitude estimée en bande  $H$  (qu'on suppose égale à la différence de magnitude dans les bandes étroites de TRIDENT, donc un  $\Delta H = 3,2$  magnitudes) et le type spectral de HIP111932 (M2,  $M_H = 6,31$  si l'étoile se situe sur la séquence principale), on trouve que l'âge du système doit être de l'ordre de ou inférieur à 100 millions d'années afin que cet objet soit sous-stellaire (Baraffe et al., 2003). Les recherches dans la littérature n'ont pas permis de trouver un âge pour HIP111932. Une analyse de mouvement propre de ces deux objets serait nécessaire pour déterminer s'ils sont liés et un estimé de l'âge de HIP111932 permettrait de confirmer si l'objet détecté est sous-stellaire.

L'objet autour de GL896 a été identifié comme le compagnon dénommé GL896B de type spectral M4,5 (Simbad). L'étude du mouvement propre, confirmant que les deux objets sont liés, a été effectuée par Poveda et al. (1994). Selon l'âge estimé de GL896,  $200 \pm 100$  millions d'années (voir Barrado et al. (1997)), on trouve que ce compagnon a une masse supérieure à  $100 M_{\text{Jup}}$ , soit celle d'un objet stellaire.

## 4.9 Probabilité de la présence de compagnons méthaniques

Comme la caméra TRIDENT n'a pas détecté de nouveaux objets méthaniques, et, par conséquent, de nouveaux compagnons méthaniques, il est possible d'estimer la probabilité de détecter un compagnon méthanique dans l'intervalle de séparation et de masse détectable par le sondage de TRIDENT. Afin de déterminer une probabilité de présence de compagnons méthaniques autour des étoiles dans le voisinage solaire, on considère un âge moyen des étoiles de 5 milliards d'années et une distance moyenne des étoiles égale à la moyenne de celles observées (29 pc). L'âge moyen des étoiles est calculé en prenant la médiane des âges des étoiles du disque mince local (Lambert & Reddy, 2004).

Une première analyse est effectuée sur les limites imposées par le bruit de photons, de la PLU, du ciel et de la lecture (les courbes pointillées des figures C.1 à C.80) des observations de TRIDENT afin d'obtenir les limites qui auraient été obtenues si les fonctions d'étalement avaient été parfaitement soustraites. On calcule ces limites pour trois séparations angulaires : 0,5", 1,0" et 2,0", soit des séparations projetées dans le plan du ciel de 15, 29 et 58 UA à 29 pc. Pour un âge moyen de 5 milliards d'années, seuls les objets moins massifs que  $50 M_{\text{Jup}}$  ont une température inférieure à 1000 degrés (type plus tardif que T3) présentant une différence d'intensité détectable entre les bandes passantes par la caméra TRIDENT. Les limites de détection sont calculées en  $\Delta H$  en supposant que les objets présentent une bande d'absorption du méthane à  $1,6 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire qu'une correction de 1,2 magnitude est ajoutée aux limites de détection. La magnitude absolue de ces objets est obtenue en ajoutant la magnitude absolue moyenne en bande  $H$  des étoiles (supposées de type K4 - magnitude absolue en  $H$  de 4,35). Le modèle de Baraffe et al. (2003) est par la suite utilisé pour déterminer les masses limites détectées. Le tableau 4.7 présente les limites de détection théoriques et observées pour les missions de juillet et novembre 2001.

TAB. 4.7 – Limite inférieure de masse (en  $M_{\text{Jup}}$ ) détectable par la caméra TRIDENT pour différentes séparations angulaires. Les valeurs entre parenthèses sont les limites imposées par le bruit de photons, de la PLU, du ciel et de la lecture. L'intervalle de masse détectable est défini pour des âges de 5 milliards d'années.

Mois de la mission	Masse limite détectable ( $M_{\text{Jup}}$ )		
	0,5''	1,0''	2,0''
Juillet 2001	75 (72)	73 (72)	71 (71)
Novembre 2001	71 (55)	65 (42)	45 (35)

Comme la frontière entre un objet stellaire et sous-stellaire se situe à  $\sim 80 M_{\text{Jup}}$ , les données de juillet 2001 ne sont pas suffisamment profondes, en moyenne, pour sonder un intervalle intéressant de masse des compagnons sous-stellaires.

Lors de la mission de novembre, l'ajout d'étoiles de référence pour soustraire les structures statiques, la saturation des fonctions d'étalement afin de réduire l'importance du bruit de lecture et de plus longues expositions ont permis d'atteindre des limites théoriques qui auraient dû permettre en moyenne la détection de naines brunes plus massives que  $\sim 42 M_{\text{Jup}}$  pour des séparations supérieures à 1'' (29 UA à 29 pc).

Les limites théoriques imposées par le bruit de photons, de la PLU, du ciel et de la lecture n'ont pas été atteintes en raison des aberrations optiques différentielles entre les chemins optiques de la caméra TRIDENT. Ces aberrations ont décorrélé la structure des fonctions d'étalement aux différentes longueurs d'onde, limitant ainsi la soustraction de la fonction d'étalement.

Les compagnons méthaniques (masse  $< 50 M_{\text{Jup}}$ ) sont détectables, en moyenne, pour des séparations angulaires supérieures à  $\sim 2''$ . Comme  $\sim 11$  étoiles ont été observées durant la mission de novembre, on estime qu'il y a moins d'un compagnon ayant une masse dans l'intervalle 45 à 50  $M_{\text{Jup}}$  entre 58 et 145 UA par onze étoiles, soit une probabilité  $\sim 0\%$ . L'incertitude sur cet estimé est obtenue à l'aide d'une statistique binomiale en cherchant la probabilité qui, après 11 observations, donne onze résultats nuls dans 10% des cas, soit un intervalle de confiance de 90%. On obtient ainsi une

probabilité de 19%. On peut donc estimer que pas plus de 19% des étoiles ont un compagnon ayant une masse comprise entre 45 et 50  $M_{\text{Jup}}$  et situé entre 58 et 145 UA avec une confiance de 90%. Comme l'analyse des vitesses radiales trouvent que  $\sim 5\%$  des étoiles de type F à M possèdent une planète à moins de 3 UA et que moins de 0,5% de celles-ci montrent un compagnon naine brune, la probabilité de trouver un compagnon naine brune autour d'une étoile déterminée à partir du sondage de TRIDENT n'est pas suffisamment précise pour affirmer si la présence de compagnons naines brunes de masse 45 à 50  $M_{\text{Jup}}$  situés entre 58 et 145 UA est différente de celle des planètes. Un plus grand échantillon, des expositions plus longues, le ciblage d'étoiles de type tardif et une caméra pouvant soustraire précisément la fonction d'étalement pouvant atteindre des seuils de détection limités par le bruit de photons permettraient de réduire cette incertitude et d'abaisser la limite de masse détectable des compagnons.

# Chapitre 5

## Le détecteur multibande

Le succès de la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande nécessite la minimisation des erreurs de phases et d'amplitudes non communes. Le problème des erreurs non communes en est un de taille. Une solution simple à ce problème a été trouvée et consiste à remplacer le séparateur de faisceau conventionnel par un détecteur multibande (DMB). Le DMB permet de séparer le faisceau directement au plan focal du détecteur en plaçant une matrice de microlentilles afin que chaque microlentille focalise la lumière au centre d'une mosaïque de  $5 \times 5$  pixels. Sur la face lisse de la matrice de microlentilles, des microfiltres interférentiels isolent la bande spectrale. Les images aux différentes bandes spectrales sont simplement assemblées en choisissant les bons pixels dans l'image produite par le DMB et ensuite combinées suivant les équations présentées à la section 2.1. Le concept du DMB est étudié pour une approche à trois bandes spectrales.

J'ai imaginé le concept du détecteur multibande et les détails de développement ont été effectués avec l'aide de mes superviseurs de recherche, du Dr. René Racine et de David Lafrenière. J'ai effectué les simulations numériques (sauf celle du coronographe de Lyot qui a été réalisée par David Lafrenière) et j'ai rédigé l'article avec la participation de mes collaborateurs.

Differential Imaging with a Multicolor Detector Assembly : A New  
ExoPlanet Finder Concept

Christian Marois<sup>1</sup>, René Racine<sup>1</sup>, René Doyon<sup>1</sup>, David Lafrenière<sup>1</sup>, Daniel Nadeau<sup>1</sup>

Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. A, Montréal, QC,  
Canada H3C 3J7

Email : *marois@astro.umontreal.ca* *racine@astro.umontreal.ca*  
*doyon@astro.umontreal.ca* *david@astro.umontreal.ca* *nadeau@astro.umontreal.ca*

Cet article a été accepté le 23 septembre 2004 pour publication dans  
“Astrophysical Journal Letters”.

---

<sup>1</sup>Visiting Astronomer, Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, the Centre National de la Recherche Scientifique, France, and the University of Hawaii.

## ABSTRACT

Simultaneous spectral differential imaging is a high contrast technique by which subtraction of simultaneous images reduces noise from atmospheric speckles and optical aberrations. Small non-common wave front errors between channels can seriously degrade its performance. We present a new concept, a multicolor detector assembly (MCDA), which can eliminate this problem. The device consists of an infrared detector and a microlens array onto the flat side of which a checkerboard pattern of narrow-band micro-filters is deposited, each micro-filter coinciding with a microlens. Practical considerations for successful implementation of the technique are mentioned. Numerical simulations predict a noise attenuation of  $10^{-3}$  at  $0.5''$  for a  $10^5$  second integration on a  $m_H = 5$  star of Strehl ratio 0.9 taken with an 8-m telescope. This reaches a contrast of  $10^{-7}$  at an angular distance of  $0.5''$  from the center of the star image.

*Keywords* : stars : imaging, stars : planetary systems, Instrumentation : AO, Instrumentation : detector

*Suggested running page header* : Differential Simultaneous Imaging

## 5.1 Introduction and Motivation

Direct imaging and spectroscopy of exoplanets are crucial to constrain their masses, study their atmospheres and, ultimately, find telltale signatures of life. The task is dauntingly difficult. The planet image is hugely fainter than the background from the brilliant stellar image. The most obvious problem is photon noise in the bright star point spread function (PSF). A remedy is coronagraphy (Lyot & Marshall, 1933; Roddier & Roddier, 1997; Rouan et al., 2000; Baudoz et al., 2000; Abe et al., 2001; Kasdin et al., 2003), which attenuates the coherent diffraction pattern of the on-axis PSF. At high Strehl ratios the diffraction pattern dominates much of the PSF and coronagraphs can achieve strong attenuation (Kilston et al., 2002). With the relatively modest Strehl ratios achieved with current adaptive optics (AO) systems on large ground based telescopes, the efficiency of coronagraphy is limited by the presence of a rapidly changing halo of speckles generated by atmospheric phase distortion. This increases the local PSF variance by orders of magnitude above that caused by photon noise (Racine et al., 1999). In addition, aberrations in the optical train, unfiltered by the AO system, produce speckles of much longer lifetime, hence much brighter in a long-exposure image, than atmospheric speckles. This noise can be dominant for integrations longer than a few seconds (Marois et al., 2003a, 2004c). Quasi-static speckles also limit the high-contrast performance of the Hubble Space Telescope (Schneider & Silverstone, 2003), in the form of the so-called “breathing” problem. All this underscores the importance of PSF calibration for high contrast imaging, which is the topic of this paper.

Simultaneous spectral differential imaging (Smith, 1987; Racine et al., 1999; Marois et al., 2000a; Sparks & Ford, 2002; Biller et al., 2004) is such a calibration technique. Images are acquired simultaneously at adjacent wavelengths in a spectral range where the planetary and stellar spectra differ appreciably. Judicious image subtraction removes the stellar image and conserves that of any companion. A useful spectral feature for this purpose is the sharp methane absorption band head at  $1.6 \mu\text{m}$  (Rosenthal et al., 1996) found in relatively cold atmospheres (Burgasser et al., 2002) such as those of cold T type brown dwarfs and Jovian planets.

The TRIDENT camera (Marois et al., 2000b, 2003a,b,c, 2004c), a 3-channel (1.580, 1.625 and 1.680  $\mu\text{m}$ , 1% bandwidth) differential imager, has been extensively used with the AO system of the 3.6-m Canada-France-Hawaii Telescope (Rigaut et al., 1998). From the data, one can determine the level of noise attenuation achieved. The noise attenuation factor  $\Delta N/N$  is defined as the median over an annulus of the pixel-by-pixel ratio of the absolute value of the intensity in the difference image to its absolute value in the original image after subtraction of an azimuthally averaged profile. The noise structure of the PSF at one wavelength is dominated by static aberrations and is well approximated with  $\sim 130$  nm of static phase screen following a power-law distribution  $P \propto \nu^\alpha$  with  $\alpha = -2.7$ . This level of aberration is consistent with that measured (110 nm RMS) for the static component of the PUEO AO system (Rigaut et al., 1998). Fig. 5.1 illustrates typical noise attenuations obtained with TRIDENT.

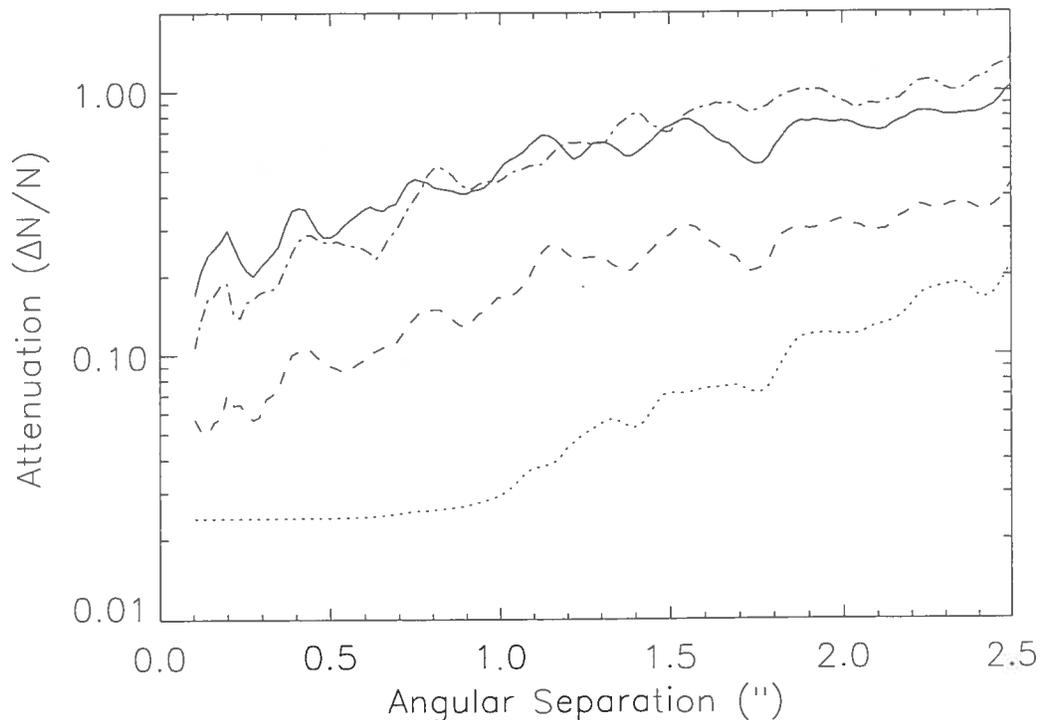


FIG. 5.1 – Median of the pixel by pixel ratio of residual noise to initial noise as a function of the distance from the PSF center for (a) the difference of two simultaneous TRIDENT images (solid line), (b) the difference between differences of simultaneous TRIDENT images of two stars observed sequentially (dashed line), (c) a difference image whose noise would only consist of the speckle, read, photon and flat field noises of the TRIDENT images (dotted line) and (d) a simulated difference image with the same noises plus an RMS wave front difference between channels of  $\lambda/20$  (dot-dash line).

At subarcsecond separations the noise residuals in a difference image are  $\sim 10$  times larger than the sum of the photon and read noises. Results from numerical simulations indicate that  $\sim \lambda/20$  of non-common path aberrations can explain TRIDENT limited performance. A factor of  $\sim 4$  improvement is obtained by subtraction of the residuals of a reference star observed shortly after and under the same conditions as the science target. This indicates that differential aberrations between channels contribute a large

fraction of the residual noise in a difference of simultaneous images. It also appears that some of the noise after subtraction of the reference star image is caused by slight changes in optical aberrations between the target and the reference star observations.

In this paper, in light of the non-common path limitations, a new differential imager concept is introduced that should improve detection limits by a large factor. Simulations are made to estimate the performances and the expected detection limits with 8-m class telescopes and high order AO systems.

## 5.2 The Multicolor Detector Assembly Concept

A solution to the non-common path problem is to perform the spectral separation in the image plane of a single optical path imager with a Multicolor Detector Assembly (MCDA). A three-wavelength MCDA is illustrated in Fig. 5.2.

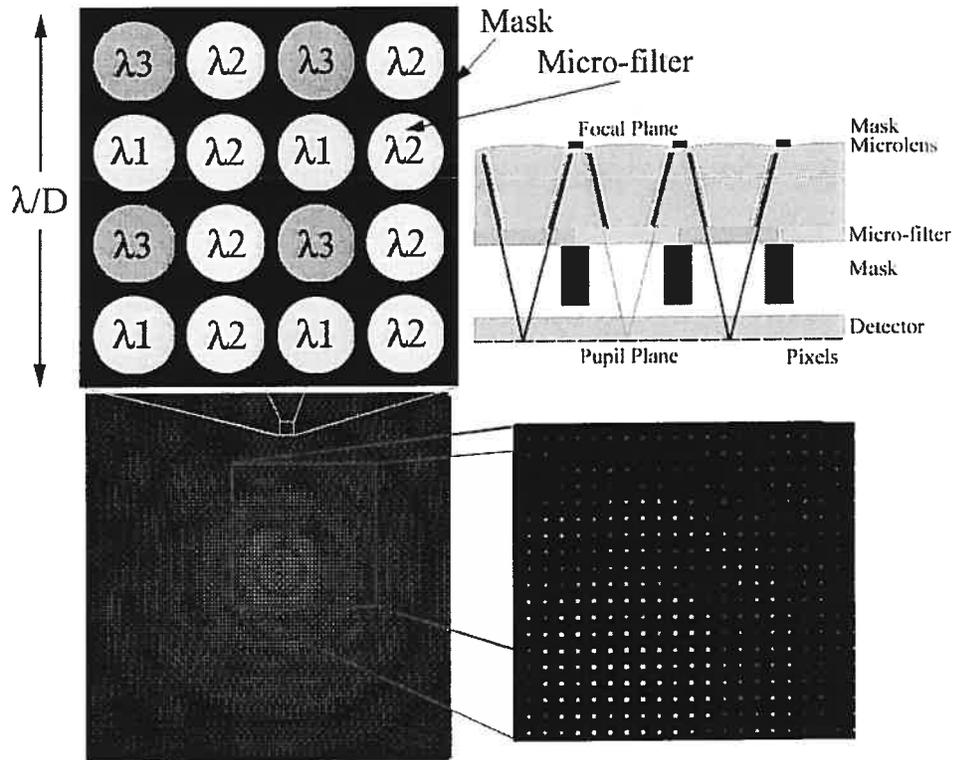


FIG. 5.2 – Concept of a three wavelength differential imager with an MCDA showing the whole assembly (upper right) and the micro-filter array (upper left). Here, each microlens covers a  $5 \times 5$  pixel cluster. A PSF and one of its checker board monochromatic samples are shown at the bottom. See text for details.

A microlens array located at the focal plane is used to concentrate the light of each PSF spatial sample into well separated detector pixels (each microlens covers a  $5 \times 5$  pixel cluster) in order to minimize interpixel cross talk, as discussed below. A mask on both faces of the microlens array blocks the light which may scatter between microlenses. Each microlens in a  $2 \times 2$  microlens cluster is covered with one of three different micro-filters, two microlenses having the same filter for signal-to-noise optimization. The fact that only a small central area of each micro filter is used relaxes the requirement for edge-to-edge filter uniformity. A detector read-out yields four critically sampled “checkerboard” images of the PSF, one at each wavelength, that can be interpolated to construct a filled image.

The attenuation of noise structures allowed by this device, in the absence of photon, read and flat field noises, can theoretically be arbitrarily large if the noise structures - speckles - are critically sampled at each wavelength over a PSF image whose extent is unlimited. This is so because, by the sampling theorem for bandwidth limited images, it is then possible to perfectly interpolate the pixel intensity at a given wavelength for any pixel which is “blind” at that wavelength. Complete attenuation is of course not achievable in practice because the idealized conditions posed above cannot be realized. Flat field errors will probably be the dominant limitation at high flux levels. The MCDA itself may entail limiting factors such as the two mentioned below.

The microlens array is required to minimize signal cross talk between PSF sampling points. With current infrared detectors, a pixel can leak as much as 40% of its signal to its adjacent pixels (Finger et al., 1998). Diffraction by the microlenses can also be a significant source of cross talk. Cross talk limits the PSF noise attenuation as follows. The distance of a speckle to the PSF center is proportional to wavelength. PSFs obtained at different wavelengths must be re-scaled before being subtracted. The leak of a speckle signal sampled at one wavelength to a sampling point for another wavelength no longer coincides spatially with itself after re-scaling. Subtraction of the re-scaled images leaves a residual whose intensity is equal to the cross talk coefficient  $X$  times the difference in the speckle intensity between the radially shifted samples. The average residual noise after image subtraction then increases from zero at the PSF center, where the wavelength shift is nil, to  $X$  times its initial level when the radial shift between wavelengths exceeds the FWHM ( $\sim \lambda/D$ ) of the speckles, i.e. at an angular offset  $\theta > \lambda^2/(\Delta\lambda \times D)$ . At larger offsets, the cross talk induced noise saturates at an amplitude of  $X$  times the speckle intensity and the limiting attenuation factor becomes equal to the cross talk level  $X$ . Numerical simulations (Fig. 5.3) confirm this analysis.

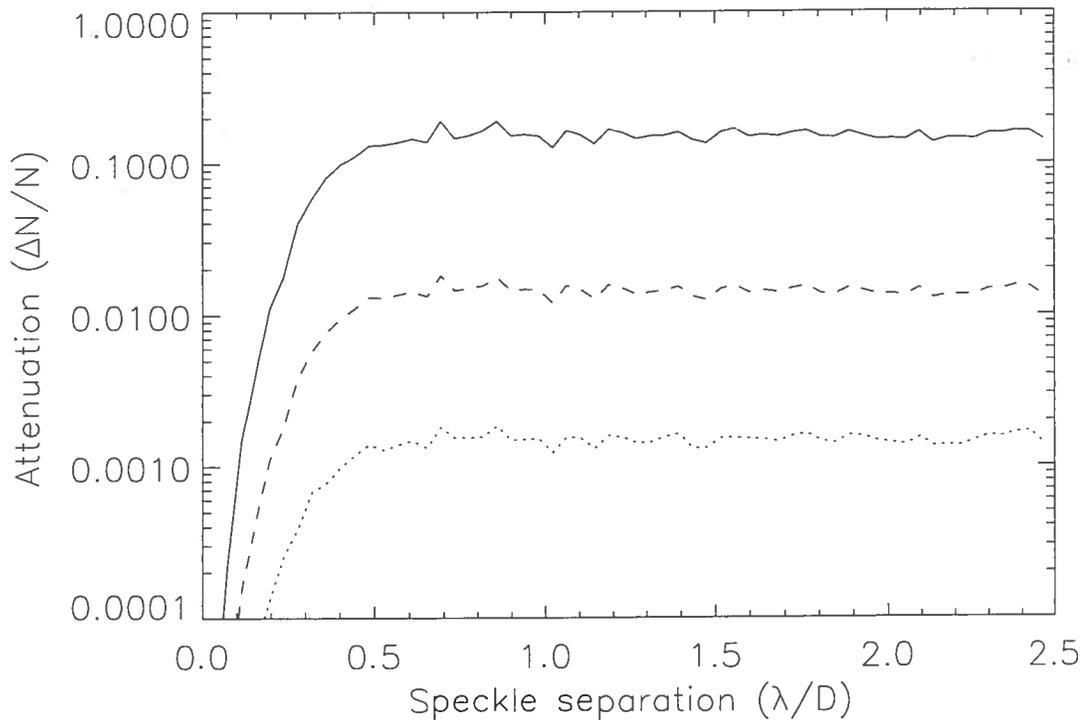


FIG. 5.3 – Effect of sample to sample cross talk in an MCDA from numerical simulations. This shows the noise attenuation achieved by the subtraction of two PSF samples as a function of speckle separation with wavelength, expressed in  $\lambda/D$  units, when attenuation is only limited by 0.001 (dotted line), 0.01 (dashed line) and 0.1 (solid line) of the sample to sample cross talk.

It is expected that sample separations  $\sim 5 \times 18.5 \mu\text{m}$  pixels (to reduce charge leaks between samples to  $< 0.001$ ) and microlens f-ratios  $< 17$  (to limit the spillover of a pupil diffraction pattern onto an adjacent pupil image) will allow  $X < 0.001$  at  $\lambda \sim 1.6 \mu\text{m}$ .<sup>2</sup> To minimize the sample to sample cross talk and to block gaps between microlenses, two masks are introduced above and under the microlens array.

PSF decorrelation between wavelengths can also occur with an MCDA if the optical

<sup>2</sup>For a circular aperture, the mean intensity diffracted at radius  $r$  is  $\sim 0.04 [r/(\lambda \times f/D)]^{-3}$  for unit central intensity. For diffraction cross talk to be  $< 0.001$  at a wavelength of  $1.6 \mu\text{m}$  and at a distance of  $5 \times 18.5 \mu\text{m}$  requires  $f/D < 17$ .

path is chromatic. Refractive optics produce wave fronts of different dimensions at different wavelengths because of the wavelength dependence of the index of refraction. Atmospheric dispersion also decorrelates the PSFs noise structure because the wave fronts for different wavelengths follow different optical paths through the atmosphere and instrument. This leads to non-common path errors since the footprints on optical surfaces of wave fronts at different wavelengths will be sheared. Simulations indicate that a  $\sim 1/1000$  wave front shear limits attenuation to  $\sim 10^{-3}$ . The effects of chromatism and atmospheric refraction can be mitigated by using reflective optics and atmospheric dispersion compensators.

### 5.3 Simulated Performance with an MCDA

Numerical simulations were done to estimate the PSF noise attenuation achievable with a three-wavelength ( $\lambda_1 = 1.52 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 1.58 \mu\text{m}$  and  $\lambda_3 = 1.64 \mu\text{m}$ ) MCDA in quasi-realistic conditions. Simulations are for a  $10^5$  s total integration divided in 60 s exposures on an  $m_H = 5$  star observed with an 8-m telescope and 4k actuator AO system of 20% transmission and 2% bandpass. AO phase filtering is simulated by choosing a flat power spectrum for spatial frequencies lower than twice the interactuator spacing. Static aberrations are included using a power-law power spectrum with  $\alpha = -2.7$  to obtain 100 nm RMS total aberrations, of which 15 nm RMS are not corrected by the AO system due to non-common path optics. The three images are the average of 500 atmospheric speckle realizations for  $0.5''$  seeing at  $0.5 \mu\text{m}$ . AO filtering of both the static and Kolmogorov atmospheric phase screens yields PSFs with Strehl ratios of 0.96 at  $1.60 \mu\text{m}$ . These also include a typical level of read noise of 5 e- per pixel per 60 s exposure, photon noise, random flat field errors of  $10^{-4}$ , sky noise and sample to sample cross talk of  $10^{-3}$ . PSF evolution with wavelength is included and partly compensated by appropriate combination of the multi-wavelength images (Marois et al., 2000a; Marois, 2004). For the sake of completeness, simulations were done both with and without an optimized Lyot coronagraph. For the coronagraph simulation, the 15 nm RMS unfiltered static aberration is split in two uncorrelated 10 nm RMS

aberrations that are respectively included before and after the coronagraph. The results are shown in Fig. 5.4.

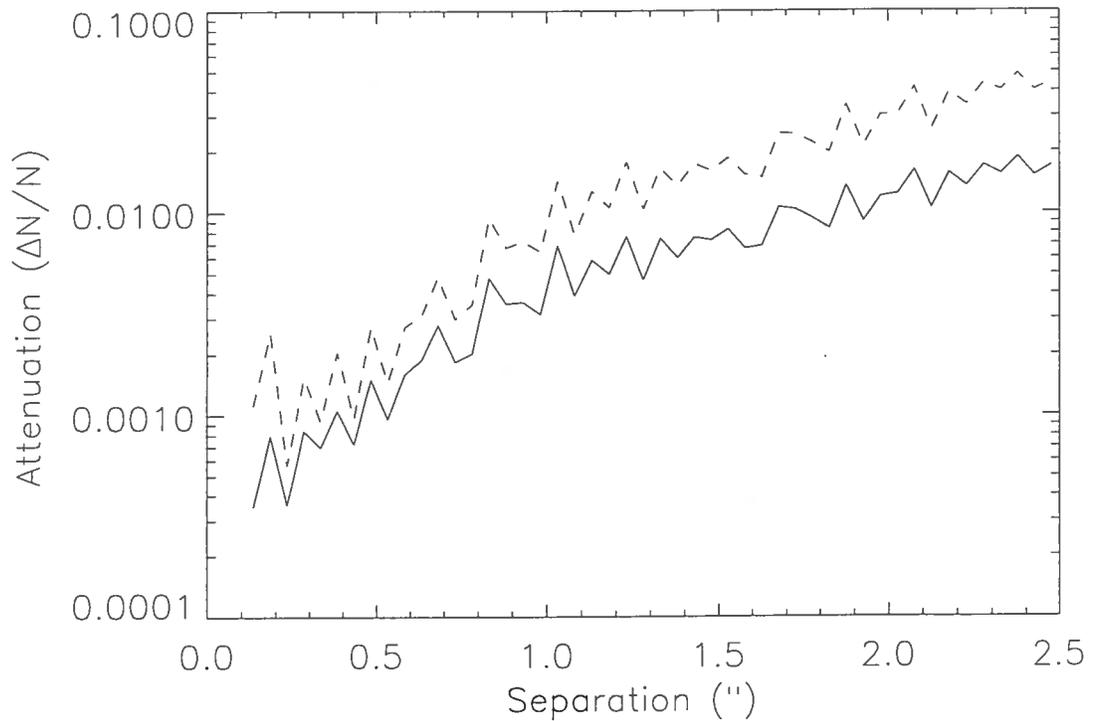


FIG. 5.4 – PSF noise attenuation from numerical simulations calculated for an  $m_H = 5$  star observed for  $10^5$  second with an 8-m telescope, a high order AO system delivering a Strehl ratio of 0.91, a three-wavelength MCDA and 20% global optical transmission without (solid line) and with (dashed line) a Lyot coronagraph. The latter features a gaussian mask with a FWHM of  $15 \lambda/D$  and a 60% transmissive Lyot mask.

These lead to the detection limits (Fig. 5.5), checked with off-axis companion images, which are compared to the contrast required for the detection of  $2.5 M_{\text{Jup}}$  exoplanets around 0.5 Gyr M0 stars (Baraffe et al., 2003).

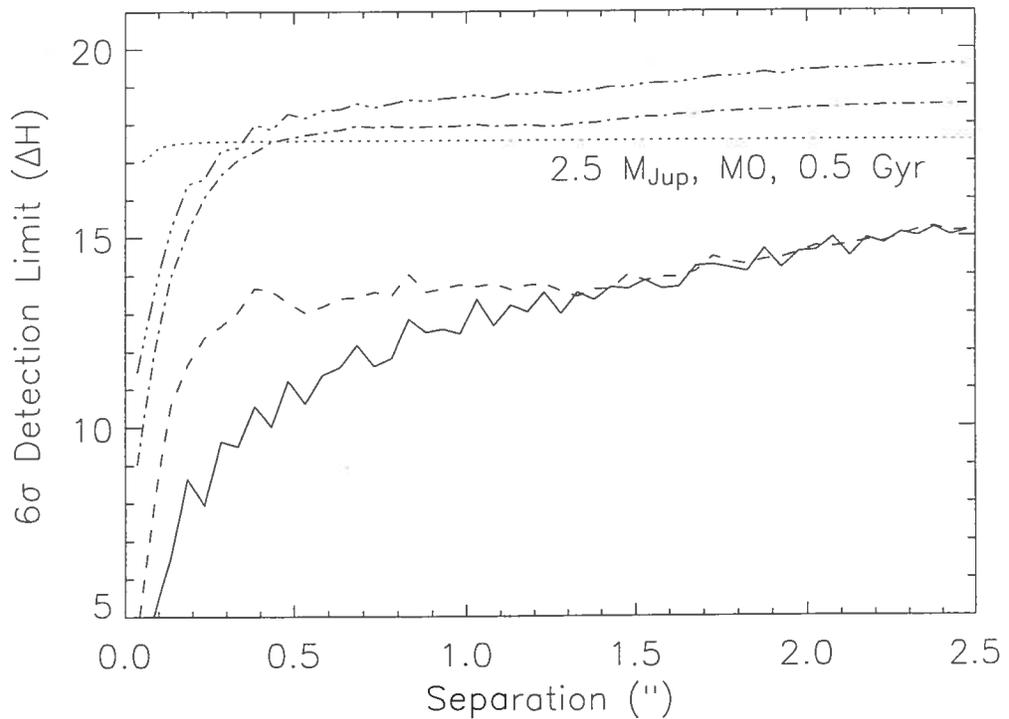


FIG. 5.5 –  $6\sigma$  detection limit with (three dots dashed line) and without (dot dashed line) a Lyot coronagraph after multicolor speckle suppression. The dashed and solid lines show respectively the noise of a single PSF with and without a Lyot coronagraph. The dotted line shows the magnitude difference for a 0.5 Gyr /  $2.5 M_{\text{Jup}}$  (from Baraffe et al. (2003)) companion around a M0 star at 10 pc, including the effect of stellar flux reflection by the companion at small separations.

When combined with a MCDA, the coronagraph does  $\sim 1$  magnitude better. The coronagraph has effectively attenuated the PSF structure by an order of magnitude inside a  $0.5''$  radius, thus reducing the flat field accuracy needed to achieve  $\Delta H = 17.5$ .

## 5.4 Summary and Conclusion

Experience with the TRIDENT camera has shown that small non-common path aberrations in multiple optical channel instruments seriously limit PSF noise attenuation hence faint companion detection. The MCDA concept described here can overcome this problem. Numerical simulations predict that, with an MCDA,  $2.5 M_{\text{Jup}}$  exoplanets around 0.5 Gyr M0 stars should be detectable in  $10^5$  seconds with an 8-m telescope and a 4k actuator AO system.

Planet finders based on MCDAs would enable detection and characterization of exoplanets with present large telescopes and high order AO systems. The technique is relatively simple to implement and would complement coronagraph projects, or telescopes like HST, where it could calibrate evolving noise structure. An MCDA combined with a coronagraph would be a powerful tool for detecting ozone in the mid-IR (Des Marais et al., 2002), water in the near-IR, molecular oxygen in the red and, eventually, the chlorophyll “red edge” with the Terrestrial Planet Finder. An optimized MCDA-type polarimeter could study reflected star light from exoplanets (Saar & Seager, 2003), or disks and zodiacal dust. Instead of micro-filters, micro-polarizers would be used to produce simultaneous polarized images with a single optical channel.

This work is supported in part through grants from the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada and from the Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies, Québec.

## 5.5 Résumé des résultats

Le DMB se révèle être un concept prometteur pour enlever le problème des erreurs de front d'onde non communes. Une difficulté rencontrée est la diffusion du signal reçu par un pixel à ses pixels voisins. Cette diffusion corréle les pixels entre eux et est équivalente à une corrélation spectrale entre les images à différentes longueurs d'onde. Pour obtenir des performances comparables aux limites d'évolution chromatique des fonctions d'étalement, la diffusion doit être inférieure ou de l'ordre de 0,1%. Les détecteurs actuels fournissent une diffusion plutôt de l'ordre de 10%-20% pour chaque pixel. Une solution pour obtenir une diffusion de l'ordre de 0,1% est d'utiliser une matrice de microlentilles devant le détecteur, focalisant localement le flux de la fonction d'étalement. Chaque microlentille recouvre  $5 \times 5$  pixels du détecteur, isolant ainsi les pixels illuminés et minimisant la diffusion du détecteur tout en conservant la majeure partie du flux de l'étoile. Avec ce concept, on atteindrait donc des différences de magnitudes de 18 à 0,5" en 30 h de temps d'exposition sur un télescope de 8 m.

## Chapitre 6

# L'imagerie différentielle angulaire

Comme il a été montré dans les chapitres précédents, plusieurs effets peuvent limiter la détection de compagnons. En effet, la turbulence atmosphérique, les aberrations statiques et quasi-statiques, le chromatisme introduit par des différences spectrales à travers la bande passante des filtres et le décalage des fronts d'onde à différentes longueurs d'onde limitent, à un certain niveau, la soustraction des fonctions d'étalement. L'utilisation d'une technique d'imagerie simultanée à plusieurs longueurs d'onde à l'aide d'un détecteur multibande (DMB) permet de soustraire la plupart de ces effets. Malgré les bonnes performances prédites pour le DMB, certaines de ces limites demeurent, comme la chromaticité des fonctions d'étalement provenant de différences spectrales à travers la bande passante des filtres et le décalage chromatique des fronts d'onde à travers l'optique. De plus, le DMB présente aussi le problème du "crosstalk" entre les images produites par les microlentilles limitant les performances de soustraction de la fonction d'étalement. Afin de s'assurer que la soustraction de la fonction d'étalement soit limitée par le bruit de photons, une fonction d'étalement de référence est nécessaire pour chaque bande spectrale. Mais comme il a été démontré au chapitre 3, l'acquisition d'une fonction d'étalement de référence permet, au plus, d'atténuer la structure d'un facteur  $\sim 4$ .

L'imagerie différentielle angulaire (IDA) est une méthode d'observation qui peut fournir une fonction d'étalement de référence à chaque bande spectrale à même les

données de l'étoile. Cette technique consiste à acquérir une étoile et ses environs dans des poses successives où le champ a tourné. Cette technique s'utilise sur les télescopes spatiaux et les télescopes terrestres à monture altitude/azimut comme le Keck, le VLT et Gemini. Sur ces télescopes, il est facile de faire pivoter le champ en tournant le télescope (télescopes spatiaux) ou en désactivant le rotateur de champ (télescopes à monture altitude/azimut). La technique d'observation consiste à acquérir des images de sorte qu'à la séparation angulaire où l'on cherche un compagnon, celui-ci se déplace d'une PLMH entre deux images. La soustraction des deux images recentrées permet ainsi d'éliminer les structures fixes de la fonction d'étalement de l'étoile, le signal provenant du ciel et les fantômes produits par l'optique et de conserver le signal du compagnon. En effet, comme le compagnon s'est déplacé d'une PLMH entre les images, le signal résiduel dans la différence d'images montre une composante positive et négative. Comme le champ tourne continuellement, l'orientation du champ diffère pour chaque soustraction d'images. Pour accroître le rapport S/B des compagnons, les différences d'images sont ensuite tournées et coadditionnées. Finalement, l'image résiduelle est convoluée par le signal attendu (signal positif et négatif) du compagnon.

La technique IDA est une variante de la technique de "déconvolution angulaire" utilisée par les télescopes spatiaux (Schneider & Silverstone, 2003). La technique de déconvolution angulaire consiste à soustraire deux images obtenues avec une différence de rotation du télescope. L'IDA est donc une généralisation de la technique de déconvolution angulaire utilisant une multitude de différences d'images à différents angles de positions.

## 6.1 Efficacité de la technique d'observation

Pour les télescopes terrestres avec une monture altitude/azimut, l'efficacité de cette technique dépend de trois paramètres : la corrélation de la structure de la fonction d'étalement de l'étoile des images à soustraire, la distance zénithale de l'étoile et la séparation angulaire entre l'étoile et le compagnon. Plus l'étoile est proche du zénith ou plus le compagnon se trouve à grandes séparations angulaires par rapport à l'étoile, plus

le compagnon se déplace rapidement autour de l'étoile (le déplacement du compagnon est causé par la rotation du champ et non par un déplacement réel du compagnon autour de l'étoile). En faisant l'hypothèse que chaque différence d'images est décorrélée et que les résidus de soustraction obéissent à une statistique gaussienne, l'atténuation  $\frac{\Delta N}{N}$  du bruit de structure de la fonction d'étalement de cette technique est proportionnelle à l'atténuation  $\left[\frac{\Delta N}{N}\right]_0$  d'une différence d'images multipliée par la racine carrée du nombre de différences d'images d'une séquence d'observation. Le nombre de différences d'images se calcule à l'aide du temps  $\tau$  pour que le compagnon se déplace d'une PLMH, du temps d'exposition par fichier  $t_{\text{exp}}$  et du temps total  $t$  de la séquence d'images. Deux régimes d'observation existent, soit  $\tau < t/2$  et  $t > \tau \geq t/2$ . Pour le premier cas ( $\tau < t/2$ ), on obtient l'atténuation de la fonction d'étalement

$$\frac{\Delta N}{N} = \left[\frac{\Delta N}{N}\right]_0 / \sqrt{\frac{t - \tau \left(\left[\frac{t}{\tau}\right] \bmod 2\right)}{2t_{\text{exp}}}} \quad (6.1)$$

alors que pour le deuxième cas ( $t > \tau \geq t/2$ ) :

$$\frac{\Delta N}{N} = \left[\frac{\Delta N}{N}\right]_0 / \sqrt{\frac{t - \tau}{t_{\text{exp}}}}. \quad (6.2)$$

Le facteur  $[t/\tau] \bmod 2$  ainsi que le facteur 2 au dénominateur de l'équation 6.1 sont insérés afin de calculer le nombre de différences d'images indépendantes, c'est-à-dire que chaque image est utilisée qu'une seule fois. De plus, il demeure important de mentionner que l'atténuation du bruit de structure d'une différence d'images  $\left[\frac{\Delta N}{N}\right]_0$  dépend aussi de  $\tau$ ,  $t_{\text{exp}}$ , de la séparation angulaire  $\theta$  et de la turbulence atmosphérique. Comme les structures quasi-statiques de la fonction d'étalement changent avec le temps, si la technique d'IDA est employée sans une caméra utilisant l'imagerie différentielle simultanée multibande, il est préférable de choisir des cibles de sorte que  $\tau$  soit petit afin de maximiser la corrélation des fonctions d'étalement à soustraire. De plus, la turbulence atmosphérique à faibles séparations angulaires limite aussi la soustraction des images. Les cibles doivent donc passer près du zénith et la région de recherche des compagnons doit être choisie à plusieurs secondes d'arc des étoiles. Cette technique d'observation,

si elle est utilisée sans la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande, est donc plus appropriée pour la recherche de compagnons à grandes séparations angulaires.

Le temps  $\tau$  se calcule en trouvant le rapport de la dimension angulaire de la PLMH d'un compagnon par rapport à la vitesse de rotation du champ. La dimension angulaire de la PLMH d'un compagnon se détermine en prenant l'arctangente du rapport de la dimension de sa fonction d'étalement par rapport à sa séparation angulaire avec l'étoile. Par exemple, la PLMH de la fonction d'étalement d'un télescope de 8 m est d'environ 0,04" à 1,6  $\mu\text{m}$ . La dimension angulaire de ce compagnon sera alors de  $\sim 2,3$  degrés s'il se trouve à 1" de l'étoile. La vitesse de rotation du champ s'obtient en prenant la dérivée première par rapport au temps de l'angle de position du champ. L'angle de position du champ est l'angle entre le système de coordonnées en ascension droite/déclinaison et celui en altitude/azimut des télescopes. L'angle de champ entre ces deux systèmes de coordonnées est l'angle parallactique  $p$ . On détermine l'angle parallactique de la façon suivante (Smart, 1965)

$$p = \arcsin \left[ \frac{\sin Az \cos \phi}{\cos \delta} \right] \quad (6.3)$$

où  $Az$  est l'azimut de l'objet lors de l'observation,  $\delta$  la déclinaison de l'objet et  $\phi$  la latitude du lieu d'observation. La figure 6.1 présente la dérivée par rapport au temps de l'angle parallactique pour un observatoire situé sur le Mauna Kea ( $\phi = 19,83$  degrés).

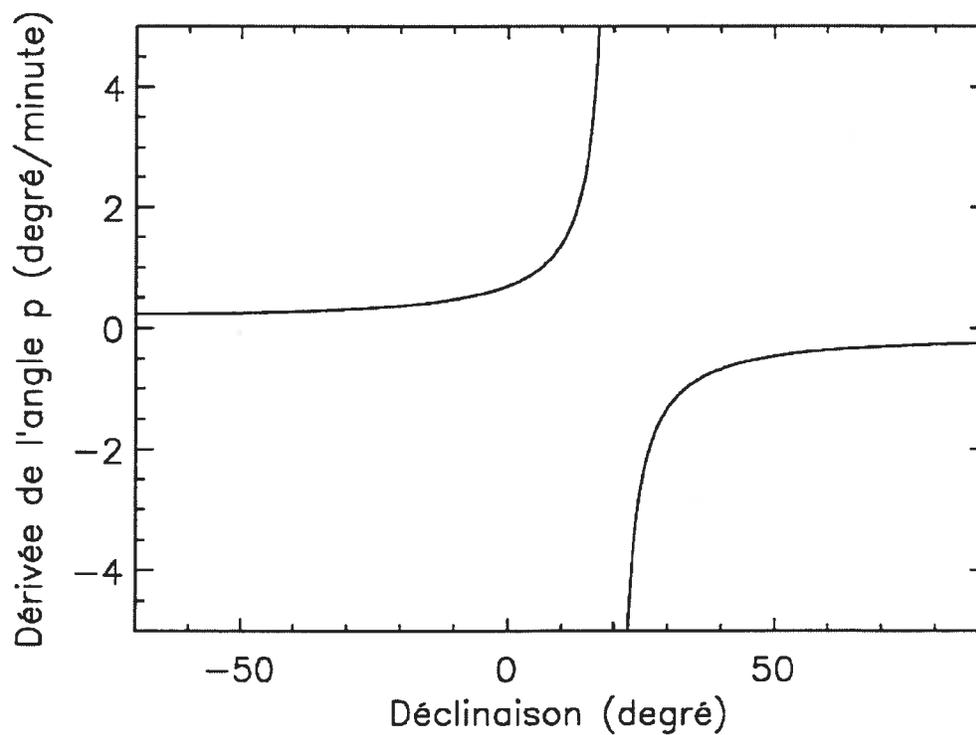


FIG. 6.1 – Dérivée par rapport au temps de l'angle parallactique  $p$  en fonction de la déclinaison. La dérivée est calculée pour une latitude de 19,83 degrés lors du passage de l'objet au méridien.

La dépendance de la vitesse de rotation du champ par rapport à l'angle horaire pour une latitude de 19,83 degrés est présentée à la figure 6.2.

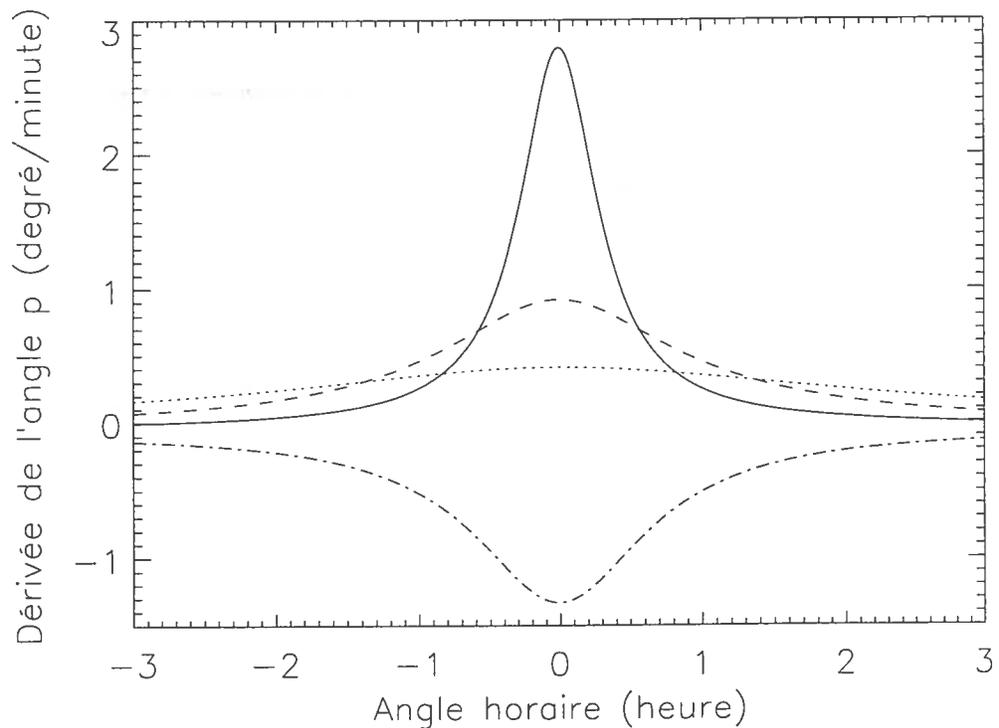


FIG. 6.2 – Dépendance de la dérivée de l'angle parallactique par rapport au temps en fonction de l'angle horaire pour une déclinaison de 15 degrés (ligne pleine), 5 degrés (tirets), -15 degrés (pointillés) et 30 degrés (points tirets).

On remarque que la dérivée de l'angle parallactique par rapport au temps est maximale près du méridien et du zénith. Pour les déclinaisons plus grandes que la latitude du lieu d'observation, le sens de rotation est inversé.

Il faut combiner les images sur des échelles de temps plus ou moins longues, ce qui implique que les variations de la structure provenant des résidus de correction de l'OA et celles des erreurs de phase quasi-statiques risquent de limiter la soustraction des images. Dans ce cas, l'utilisation combinée d'une caméra ayant un DMB et de la technique IDA semble idéale. En effet, la méthode d'IDA relaxe les contraintes associées à l'imagerie différentielle simultanée multibande en exigeant seulement que cette dernière soustraie la fonction d'étalement dans le bruit de photons pour un temps d'exposition  $\sim \tau$ .

## 6.2 Premières observations de la technique d'IDA

Des observations utilisant la technique d'IDA ont été prises au télescope Gemini avec la caméra NIRI (Hodapp et al., 2000) (cette caméra ne possède pas de mode d'imagerie différentielle simultanée multibande) lors d'une mission "Science Verification" du système d'OA Altair (Herriot et al., 1998) le 18 novembre 2003. Un seul objet a été observé durant cette mission (voir tableau 6.1).

La séquence d'observation consistait à prendre une image dans le filtre FeII (1,644  $\mu\text{m}$ , 1% de bande passante) suivie d'une pose courte (15 coadditions de 2 s d'exposition) et de quatre images poses longues (2 coadditions de 15 s d'exposition) dans le filtre  $H$ . La séquence est terminée par une autre image dans la bande FeII. Cette séquence est répétée huit fois. Afin d'analyser uniquement les performances de la technique d'IDA, seulement les observations poses longues obtenues dans le filtre  $H$  dans les sept premières séquences sont présentées. Au total, environ 15 minutes (28 fichiers, soit 14 différences d'images) d'IDA ont été analysées. La réduction des images est effectuée en suivant la technique standard, c'est-à-dire que le ciel a été soustrait des images et une PLU divisée pour corriger les différences de sensibilité pixel à pixel. Par la suite, le recentrage des images a été déterminé et effectué en utilisant la technique de recentrage présentée à l'annexe B utilisant la transformée de Fourier.

Le premier paramètre qu'on peut estimer est l'atténuation  $[\frac{\Delta N}{N}]_0$  pour différentes combinaisons d'images. Cette atténuation est obtenue en calculant le bruit de structure dans la différence de deux images  $\Delta N$  sur celui d'une fonction d'étalement  $N$ . La figure 6.3 présente l'atténuation  $[\frac{\Delta N}{N}]_0$  en fonction de la séparation angulaire pour des expositions de 30 s avec différents intervalles temporels  $\tau$  entre les images.

L'atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement semble approximati-

TAB. 6.1 – Coordonnées de la cible observée pour tester la technique d'IDA.

Étoile	Ad (J2000)	Déc (J2000)	Type Spectral	V	Distance (pc)
HIP18859	4h 02 36,74	-00 16 08,12	F5V	5,38	19

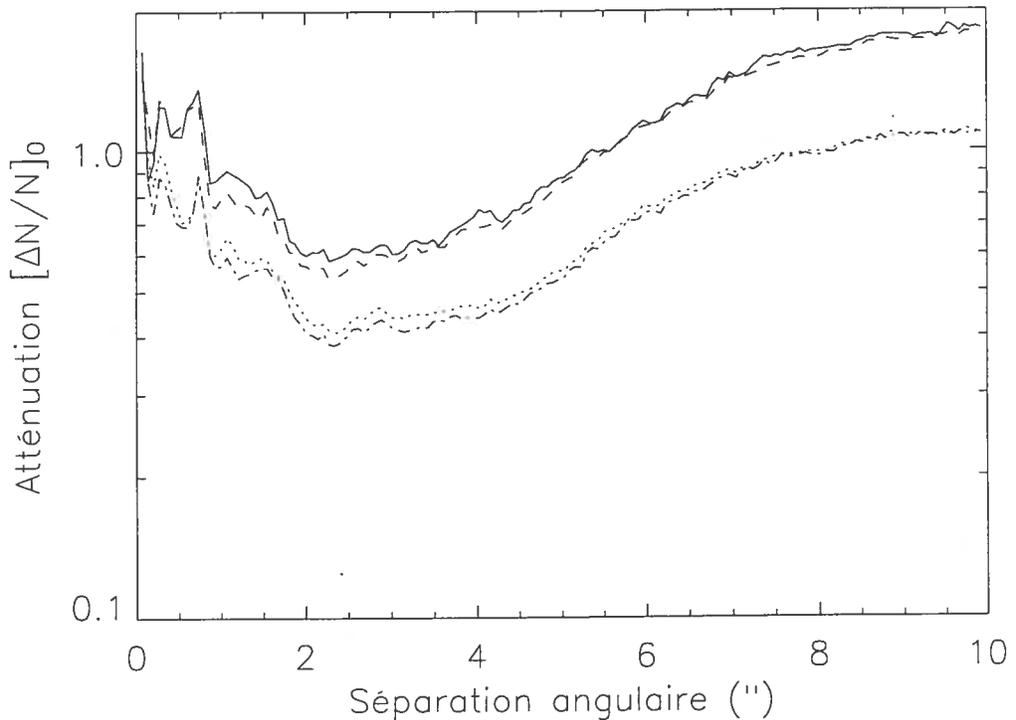


FIG. 6.3 – Atténuation  $[\frac{\Delta N}{N}]_0$  en fonction de la séparation angulaire pour différents intervalles temporels  $\tau$ . La ligne pleine est pour un intervalle  $\tau$  de 13 minutes. Les tirets, point-tirets et les pointillés sont respectivement pour un intervalle  $\tau$  de 6 minutes, 1 minute 45 s et 35 s.

vement constante pour un intervalle temporel de 35 s à 1 minute 45 s, mais une décorrélation des structures d'un facteur  $\sim 2$  existe pour les intervalles de 6 et 13 minutes. Comme ces deux dernières différences d'images ont été produites avec des images de séquences d'observation différentes, cette décorrélation provient possiblement du changement de filtre entre les séquences d'observation. Si le filtre ne revient pas exactement au même endroit, le front d'onde ne traverse pas les mêmes surfaces optiques, ce qui peut produire une décorrélation des structures de la fonction d'étalement. Il semble donc préférable de ne pas changer de filtre lors de l'acquisition des images

afin de s'assurer de la stabilité de la fonction d'étalement. On remarque toutefois que la structure est du même ordre de grandeur pour les intervalles de 6 et 13 minutes, ce qui semble indiquer que la structure pourrait être stable sur ces échelles de temps.

Par la suite, les images ont été combinées deux par deux (première moins la troisième, deuxième moins la quatrième, cinquième moins la septième, ...) afin de maximiser l'espace temporel entre les images à soustraire. Ce choix permet en plus de conserver toutes les images d'une séquence d'observation et d'éviter de soustraire des images de séquences d'observation différente, évitant ainsi la structure produite par le changement de filtre au début et à la fin de chaque séquence. Chaque différence d'images est par la suite tournée afin d'aligner le champ et un profil azimuthal est enlevé. Une médiane sur toutes les différences d'images tournées est par la suite effectuée. Dans le but de comparer les performances de la technique d'IDA avec une technique d'imagerie classique (sans rotation de champ), deux cas extrêmes sont considérés : la structure de la fonction d'étalement provient des instruments ou la structure de la fonction d'étalement provient des miroirs primaire et secondaire. Dans le premier cas, la structure reste fixe avec les instruments et le ciel. La fonction d'étalement correspondante est simulée en prenant la médiane sur toutes les images de la séquence d'observation sans les avoir tournées. Dans le deuxième cas, la structure tourne par rapport aux instruments et le ciel. La fonction d'étalement correspondante est simulée en prenant la médiane de toutes les images de la séquence d'observation après les avoir tournées. La figure 6.4 présente les trois fonctions d'étalement après avoir soustrait un profil azimuthal. La figure 6.5 présente l'atténuation  $\Delta N/N$  du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction de la séparation angulaire pour la technique d'IDA, ainsi que celle de l'imagerie classique avec rotation de la structure par rapport à l'imagerie classique sans rotation de la structure.

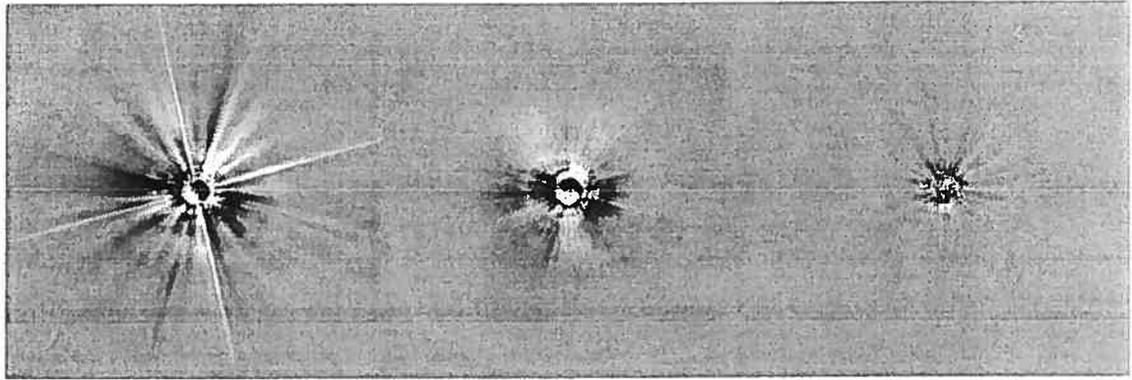


FIG. 6.4 – Résidus de soustraction produits par la technique d'IDA par rapport aux fonctions d'étalement obtenues par imagerie classique. L'image de gauche montre la fonction d'étalement dans le cas où la structure est fixe, alors que l'image du milieu montre la fonction d'étalement dans le cas où la structure tourne par rapport au ciel et aux instruments. L'image de droite montre le résultat produit avec l'IDA. Des profils azimutaux ont été soustraits.

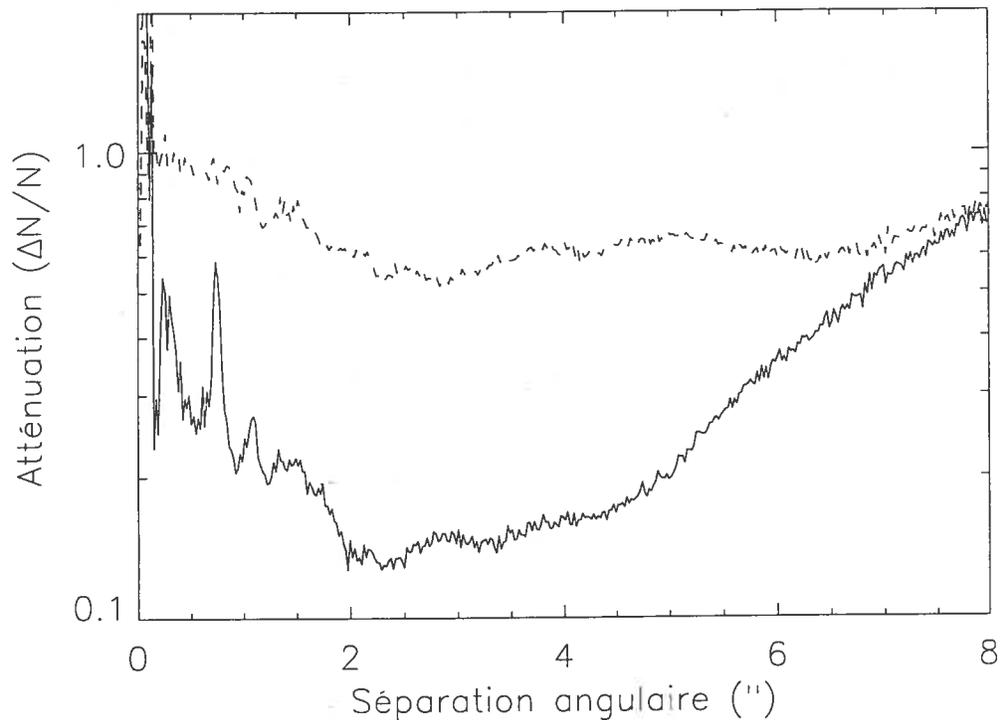


FIG. 6.5 – Atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement en fonction de la séparation angulaire pour une combinaison de 28 images (14 différences). Les atténuations sont calculées par rapport à la fonction d'étalement pour une observation classique dans le cas où la structure reste fixe. La ligne pleine montre l'atténuation obtenue par la technique d'IDA alors que les tirets montrent celle d'une observation classique dans le cas où la structure tourne.

La technique d'IDA permet de soustraire le bruit de structure de la fonction d'étalement d'un facteur  $\sim 10$  à  $3''$  par rapport au cas où la structure est fixe et d'un facteur  $\sim 5$  à  $3''$  dans le cas où la structure tourne par rapport au ciel et aux instruments.

La comparaison de ce profil d'atténuation d'une seule soustraction d'images (voir figure 6.3 pour  $\tau = 30$  s) permet d'estimer le gain avec le nombre de différences et de vérifier les prédictions de l'équation 6.1. À partir des 28 fichiers, on obtient 14 différences d'images, soit une atténuation prédite de  $\sqrt{14} = 3,7$ . La figure 6.6 présente l'atténuation en fonction de la séparation angulaire pour une seule différence d'images

et pour la combinaison des 14 différences par rapport au bruit de structure d'une seule fonction d'étalement après avoir soustrait un profil azimuthal.

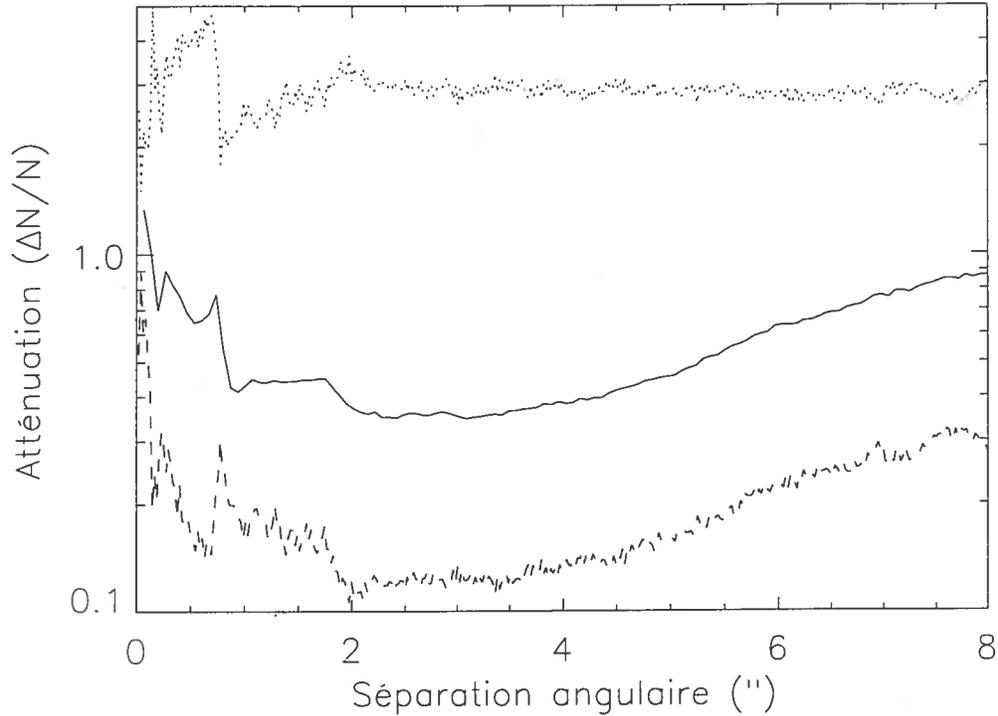


FIG. 6.6 – Atténuation en fonction de la séparation angulaire. L'atténuation du bruit de structure de la fonction d'étalement est calculée à partir du bruit d'une seule image après avoir soustrait un profil azimuthal. La ligne pleine présente l'atténuation pour une seule différence d'images, alors que les tirets présentent l'atténuation pour une combinaison de 14 différences d'images. Les pointillés montrent le rapport des deux atténuations.

On retrouve une atténuation d'un facteur  $\sim 3$  après la combinaison de 14 différences, soit un résultat se rapprochant de la prédiction de l'équation 6.1. On remarque que le gain, c'est-à-dire le rapport entre la courbe en tirets par rapport à celle pleine, est constant pour toutes les séparations angulaires, indiquant que le bruit résiduel dans les différences d'images est décorrélé à toutes les séparations angulaires. La petite

différence entre l'atténuation observée et celle prédite peut venir des différences temporels de l'atténuation  $[\frac{\Delta N}{N}]_0$  causées par des variations de turbulence atmosphérique, de changement de la structure quasi-statique ou une structure n'obéissant pas à une statistique gaussienne.

On peut appliquer ce qui a été déterminé des performances de la technique d'IDA (sans le mode d'imagerie différentielle simultanée multibande) à une observation de 6 h de l'étoile Véga au télescope Gemini avec le système d'OA Altair. La présence d'une exoplanète de  $3 M_{\text{Jup}}$  à  $7''$  autour de Véga est supposée suite à l'observation de vides de matière dans le disque de poussière de celle-ci (Holland et al., 1998; Ozernoy et al., 2000; Koerner et al., 2001). Le temps nécessaire pour que cette planète se déplace d'une PLMH en bande  $H$  (équivalent à une rotation d'environ  $0,3$  degré du champ) est de  $\sim 30$  s lors du passage de l'objet au méridien. On peut estimer la magnitude de cette planète à l'aide du modèle de Baraffe et al. (2003) où l'on trouve  $20,5$  magnitudes en bande  $H$  avec une température effective de  $\sim 400$  degrés en supposant un âge de 350 millions d'années (Song et al., 2001). Il est donc attendu que le compagnon montre des bandes d'absorption du méthane.

Les performances attendues de la technique d'IDA sur Véga sont estimées à l'aide des données observées de HIP18859 et de simulations numériques. Les simulations s'avèrent nécessaires pour obtenir un profil de bruit de la fonction d'étalement normalisé au maximum d'intensité de celle-ci. Malheureusement, il n'a pas été possible d'obtenir ce profil à l'aide des observations, car toutes les images de HIP18859 sont saturées (même les poses courtes). La fonction d'étalement simulée est produite pour un télescope de 8 m et un système d'OA de 177 actuateurs (configuration pour Gemini et Altair) fournissant un Strehl d'environ  $0,2$  en  $H$ . Des erreurs de phase fixes de 170 nm d'ÉQM sont considérées avec  $\alpha = -2,7$ . Au total, 1000 réalisations atmosphériques sont moyennées. Le bruit de photons correspondant à une intégration de 30 s dans une bande de  $6,5\%$  centrée à  $1,58 \mu\text{m}$  (filtre de méthane), le bruit de la lecture et celui du ciel sont ensuite ajoutés. Le profil de bruit de la fonction d'étalement en fonction de la séparation angulaire est ensuite calculé. Ce profil est multiplié par l'atténuation en fonction de la séparation angulaire d'une seule soustraction d'images ayant un inter-

valle temporel d'une minute obtenue lors des observations de HIP18859 (voir figure 6.3). Comme l'étoile HIP18859 est plus de 5 magnitudes plus faible que Véga, l'atténuation de la technique IDA à grande séparation ( $> 3''$ ) est probablement sous-estimée en raison du bruit de la lecture et du ciel qui dominent le bruit de la fonction d'étalement à ces séparations. Le profil résiduel est ensuite divisé par la racine carrée du nombre de soustraction attendu en 6 h en utilisant l'équation 6.1. Comme l'isoplanétisme n'est pas négligeable pour des séparations angulaires de  $7''$  avec le système Altair, le profil résiduel est normalisé par la chute du Strehl  $S$  en fonction de la séparation angulaire  $\theta$ . L'équation obtenue lors des missions d'ingénierie d'Altair est (tiré du site web de Gemini) :

$$S(\theta)/S(0) = e^{-(\theta/12,5)^2} \quad (6.4)$$

où  $\theta$  est en secondes d'arc. Le profil du bruit est normalisé pour le gain obtenu lors de la convolution de l'image résiduelle par le signal laissé par le compagnon lors de la soustraction des images. Ce signal a la forme d'une composante positive et négative. Si on considère l'hypothèse que le bruit de soustraction des images est pixel à pixel (bruit de photons, de la PLU, du ciel ou de la lecture), cette étape augmente le S/B par un facteur  $\sim 2$ . Cette hypothèse est probablement valide pour de grandes séparations angulaires ( $> 3''$ ). Finalement, le profil du bruit est normalisé pour la différence de rapports d'intensité de la bande étroite (6,5%) par rapport à une bande  $H$ . Ce gain est d'environ un facteur 2,5 (voir tableau 2.1) pour un compagnon méthanique. La figure 6.7 présente la limite de détection à  $6\sigma$  normalisée au maximum de la fonction d'étalement.

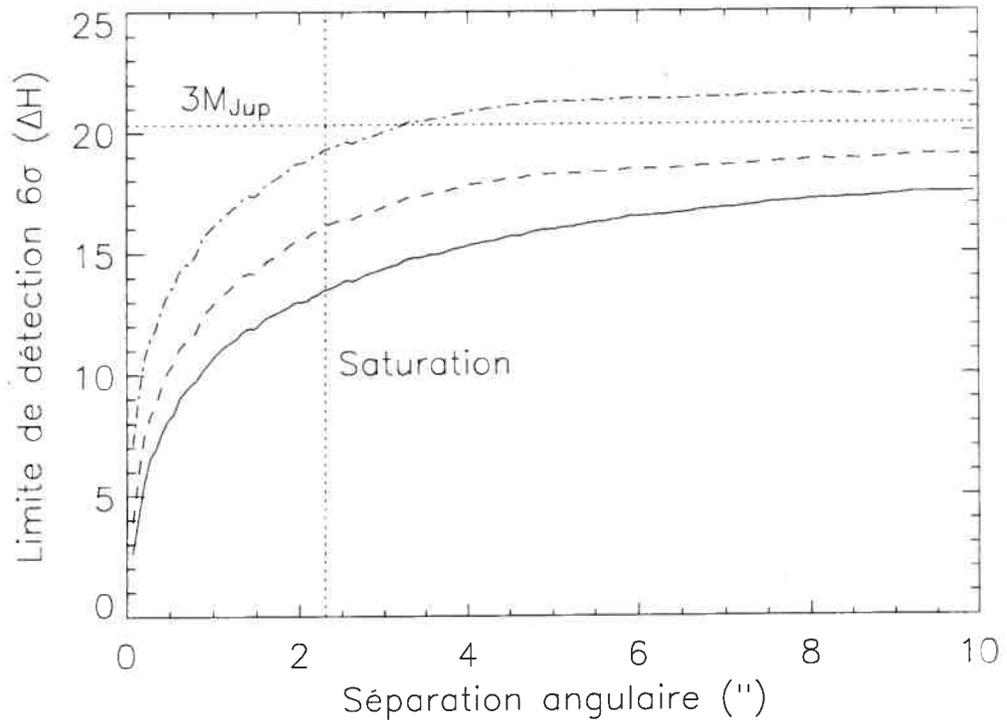


FIG. 6.7 – Limite de détection à  $6\sigma$  de la technique IDA en fonction de la séparation angulaire pour une observation de 6 h de Véga. La ligne pleine montre le bruit de la fonction d'étalement. Les tirets et les points tirets montrent respectivement le bruit de la différence de deux images et le bruit de la différence d'images après 6 h d'intégration. La ligne horizontale en pointillé montre le rapport d'intensité en bande  $H$  pour un compagnon de  $3 M_{\text{Jup}}$  de 350 millions d'années.

Une observation de 6 h de Véga en utilisant la technique d'IDA devrait permettre de détecter un compagnon de  $3 M_{\text{Jup}}$  à  $7''$ . Les simulations numériques calibrées à l'aide des données observationnelles indiquent donc qu'il est possible de rechercher des compagnons de masses joviennes au-delà de quelques secondes d'arc des étoiles.

### 6.3 Sondage d'étoiles jeunes, proches et tardives par IDA

Il a été démontré dans les sections précédentes que la technique d'IDA permet de soustraire une partie des structures de la fonction d'étalement de l'étoile et de moyenner les résidus de soustraction d'images pour détecter des compagnons de quelques  $M_{\text{Jup}}$ . L'utilisation de cette technique d'imagerie pour effectuer un sondage d'étoiles proches, même sans une caméra utilisant l'imagerie différentielle simultanée multibande, demeure très attrayante.

Dans le but de minimiser le rapport d'intensité étoile-compagnon, on choisit des étoiles jeunes et tardives situées à quelques dizaines de parsec. Pour une distance moyenne de 20 pc, le champ de la caméra NIRI représente une section de  $400 \times 400$  UA centrée sur l'étoile, ce qui permet d'étudier la région comprise entre quelques dizaines d'UA à quelques centaines d'UA. De plus, comme les compagnons se refroidissent avec le temps, ils deviennent moins brillants, donc plus difficiles à détecter. Des étoiles jeunes sont choisies (Wichmann et al., 2003) dans le but d'observer des compagnons peu massifs pendant qu'ils sont brillants. Afin d'estimer les limites de détection d'un tel sondage, une simulation similaire à celle effectuée pour Véga est réalisée. Une étoile de type K4 âgée de 10 millions d'années de magnitude six en bande  $H$  à 20 pc ainsi qu'une séquence d'exposition de 2 h par objet avec un filtre de méthane à  $1,58 \mu\text{m}$  ayant 6,5% de bande passante sont considérées. Les limites de détection sont présentées à la figure 6.8.

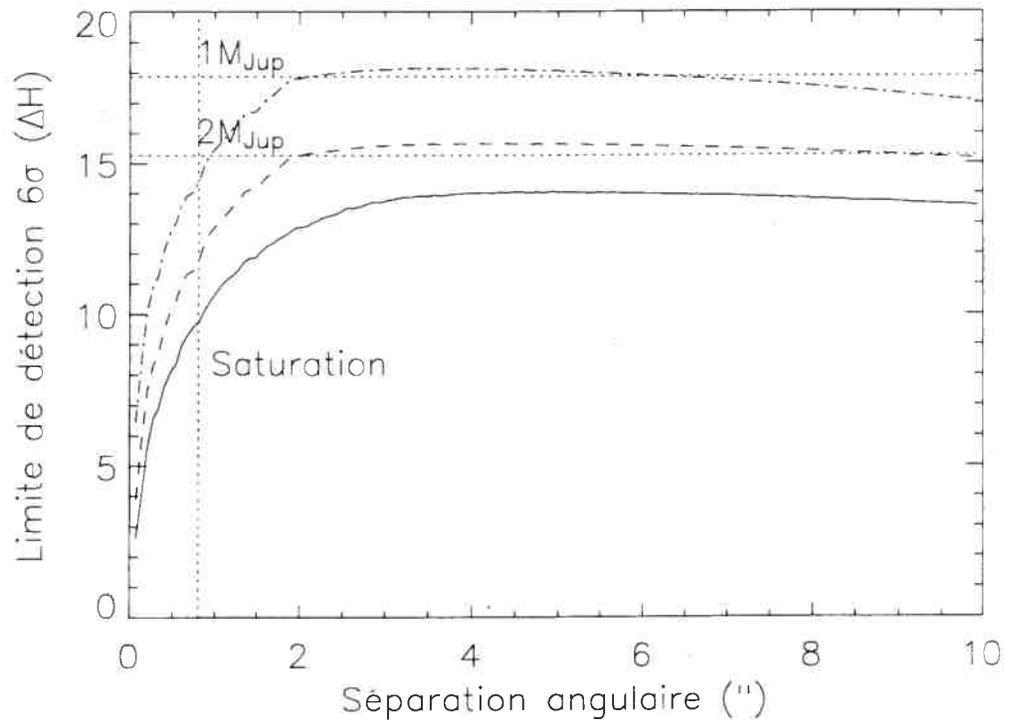


FIG. 6.8 – Limite de détection à  $6\sigma$  de la technique IDA en fonction de la séparation angulaire pour une observation de 2 h pour une étoile de magnitude 6 en  $H$ . La ligne pleine montre le bruit de la fonction d'étalement. Les tirets et les points tirets montrent respectivement le bruit de la différence de deux images et le bruit de la différence d'images après 2 h d'intégration. Les rapports d'intensité en bande  $H$  de compagnons ayant 1 et 2  $M_{\text{Jup}}$  sont présentés par les deux lignes horizontales en pointillés.

Un tel sondage permet d'atteindre des rapports d'intensités de 18 magnitudes, donc de détecter des compagnons plus massifs que  $\sim 1 M_{\text{Jup}}$  au-delà de  $2''$  (40 UA à 20 pc) des étoiles K4 ayant un âge de 10 millions d'années.

L'ajout d'une caméra utilisant la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande améliore les performances de détection à faibles séparations. Les performances de cette approche sont estimées à l'aide de la dernière simulation où l'atténuation de la soustraction d'images ADI est remplacée par l'atténuation nécessaire pour atteindre

le bruit de photons, du ciel ou de la lecture à toutes les séparations angulaires.

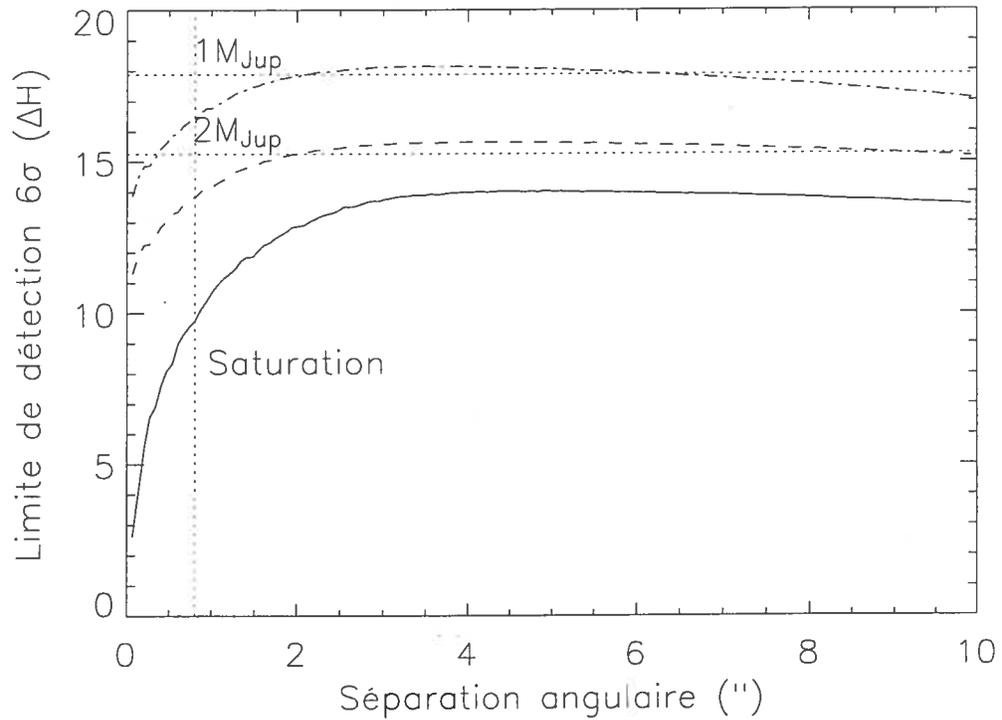


FIG. 6.9 – Limite de détection à  $6\sigma$  de la technique IDA avec une caméra multibande en fonction de la séparation angulaire pour une observation de 2 h sur une étoile de magnitude 6 en  $H$ . La ligne pleine montre le bruit de la fonction d'étalement. Les tirets et les point-tirets montrent respectivement le bruit de la différence de deux images et le bruit de la différence d'images après 2 h d'intégration. Les rapports d'intensité en bande  $H$  de compagnons ayant 1 et 2  $M_{Jup}$  sont présentés par les deux lignes horizontales en pointillés.

La caméra multibande améliore de  $\sim 3$  magnitudes les performances de détection à  $0,5''$  et permettrait la détection de compagnons ayant 2  $M_{Jup}$  à moins de  $0,5''$  (10 UA à 20 pc) des étoiles de type K4 ayant un âge de 10 millions d'années.

## Conclusion

L'essentiel de cette thèse a été de tester la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande à l'aide de la caméra TRIDENT au TCFH. Les performances attendues de cette technique d'observation ont d'abord été présentées à l'aide d'un modèle analytique et numérique de la fonction d'étalement en utilisant l'approximation de Fraunhofer. Ce modèle prédit que les atténuations de la SD et de la DD sont respectivement proportionnelles à  $\Delta\lambda/\lambda$  et  $[\Delta\lambda/\lambda]^2$ . Dans le cas des petites erreurs de phase, une atténuation supplémentaire peut être obtenue en utilisant les propriétés de symétrie de la fonction d'étalement et en normalisant la structure avant de calculer la SD et la DD. Le problème des erreurs de front d'onde non communes produites par le passage des différents fronts d'onde dans des chemins optiques différents est aussi discuté. Une atténuation limite proportionnelle à  $\Delta\sigma/\sigma$  a été trouvée. Une discussion a été ensuite présentée sur la sélection des filtres afin d'optimiser le S/B des compagnons. Une simulation a été par la suite calculée pour obtenir un estimé des rapports d'intensité détectables au TCFH avec le système d'OA PUEO en 1 h de temps d'exposition dans des conditions typiques d'observation et les bandes spectrales sélectionnées. On trouve qu'un compagnon ayant un rapport d'intensité de 12 magnitudes en bande  $H$  serait détectable à  $0,5''$  d'une étoile, ce qui correspond à un compagnon de  $12 M_{\text{Jup}}$  autour d'une étoile de type K4 ayant un âge de 500 millions d'années.

Les observations de la caméra TRIDENT ont permis d'étudier les étoiles voisines au Soleil dans le but de chercher des compagnons dans un intervalle de séparation encore inexploré par d'autres techniques d'observation. L'analyse des performances de soustraction de la fonction d'étalement montre une limite de détection de 9,5 magnitudes

en bande  $H$  à  $0,5''$ , un gain d'un facteur 10 par rapport aux résultats obtenus au Keck, un télescope presque trois fois plus grand que le TCFH. Au total, 35 étoiles ont été observées durant deux missions au TCFH. Aucun nouveau compagnon a été détecté. Ces données ont permis de conclure que moins de 19% des étoiles ont des compagnons de masse comprise entre 45 et 50  $M_{\text{Jup}}$  dans l'intervalle de séparation angulaire 58 à 145 UA des étoiles. Ces résultats ne sont pas suffisamment précis pour affirmer qu'il y a un "désert de naines brunes" tel qu'observé pour des séparations inférieures à 3 UA par l'analyse des vitesses radiales.

Le dépouillement de ces données a permis de conclure que la structure de la fonction d'étalement est dominée par celle provenant des aberrations quasi-statiques. La soustraction d'une image obtenue simultanément à une autre longueur d'onde n'est pas limitée par l'évolution chromatique car elle atténue la structure d'un facteur  $\sim 2$ , soit inférieure à ce qui est prédit (facteur  $\sim 50$ ) par les modèles. La structure semble donc se décorrélérer lors du passage des fronts d'onde à travers les différents chemins optiques de TRIDENT. L'utilisation d'étoiles de référence et la rotation des instruments ont permis d'atténuer la structure résiduelle d'un facteur  $\sim 4$ , signifiant que la structure n'est pas parfaitement statique. Les trois principaux effets qui limitent actuellement ou peuvent limiter les performances de la technique d'imagerie différentielle simultanée multibande sont :

1. Les erreurs de phase et les modulations d'amplitude non communes entre les différents chemins optiques.
2. La réfraction atmosphérique différentielle entre le senseur de front d'onde et les longueurs d'onde infrarouges de la caméra, la chromaticité de l'optique ainsi que les flexions décalant les fronts d'onde à travers l'optique et produisant des structures quasi-statiques. Cette structure limite l'utilisation des étoiles de référence.
3. Les différences du spectre de l'étoile et de transmission de l'atmosphère, du télescope et des instruments entre les différentes bandes spectrales produisent une structure chromatique pouvant limiter la SD et la DD.

Suite à ces observations, deux techniques ont été présentées afin de contourner ces difficultés. Premièrement, un nouveau type de caméra utilisant un détecteur multibande a été décrit. Ce détecteur permet de séparer le faisceau du télescope directement au détecteur, enlevant ainsi le besoin d'un séparateur de faisceau produisant des erreurs de phase et de modulations d'amplitude non communes. Les images aux différentes bandes spectrales sont acquises en plaçant une matrice de microlentilles et de microfiltres devant le détecteur. Afin de diminuer les effets de décalage des fronts d'onde causés par la réfraction atmosphérique différentielle, un CDA peut être introduit en aval du système d'OA et une optique réfléchive devrait être considérée afin de superposer les fronts d'onde à travers l'optique. Avec ce détecteur, il devrait être possible de détecter des compagnons ayant des rapports d'intensité de  $\sim 18$  magnitudes à  $0,5''$  en 30 h d'exposition sur un télescope de 8 m, ce qui correspond à un compagnon de  $2,5 M_{\text{Jup}}$  autour d'une étoile de type M0 ayant un âge de 500 millions d'années.

Deuxièmement, une autre technique d'observation, l'imagerie différentielle angulaire, a été présentée. Cette technique consiste à utiliser des télescopes avec une monture altitude/azimut avec le rotateur de champ désactivé afin que le champ tourne par rapport au télescope et aux instruments. Une simple soustraction des fonctions d'étalement d'un même objet prises à quelques minutes d'intervalle suffit pour enlever une fraction importante du signal de la fonction d'étalement des étoiles tout en conservant celui des compagnons. En assumant que le bruit de la fonction d'étalement obéit à une statistique gaussienne, la coaddition des différences d'images accroît la détection de compagnons par la racine carrée du nombre de différences d'images. La limite de détection finale est donc seulement restreinte par le temps d'exposition. Une analyse basée sur des données observationnelles montrent qu'il serait possible de détecter le compagnon de Véga situé à  $7''$  et plus de 21,5 magnitudes plus faibles. L'utilisation de cette technique d'observation pour effectuer un sondage d'étoiles proches, tardives et jeunes pourrait atteindre des limites de détection de  $1 M_{\text{Jup}}$  en moins de 2 h de temps d'exposition. Ce sondage fournirait d'importantes informations sur la formation des compagnons sous-stellaires et leur distribution autour des étoiles pour des séparations  $> 40$  UA de celles-ci.

Finalement, des simulations numériques ont été utilisées afin de développer des algorithmes de recentrage, de changement d'échelle et de rotation. Ces algorithmes utilisent la transformée de Fourier afin de permettre une analyse précise des observations en minimisant les résidus d'interpolation numérique. Il a été démontré que ces algorithmes permettent la détection de compagnons ayant des rapports d'intensité de  $\sim 22$  magnitudes, soit suffisants pour la recherche de compagnons ayant une masse inférieure de l'ordre d'une  $M_{\text{Jup}}$ .

La méthode d'observation par imagerie différentielle simultanée multibande avec un DMB combinée à une technique d'imagerie différentielle angulaire semble être une approche prometteuse pour soustraire les fonctions d'étalement des étoiles dans leur bruit de photons. Il reste donc à développer une nouvelle caméra multibande et à tester ces nouvelles idées.

## Annexe A

# Statistique de la fonction d'étalement

Afin d'estimer les limites de détection de compagnons, on calcule l'écart type de la structure de la fonction d'étalement dans des anneaux de diamètres croissants. On trace ensuite ces courbes à  $6\sigma$  par rapport au maximum de la fonction d'étalement. Il est important de mentionner que la structure de la fonction d'étalement produite par des erreurs de phase ou de modulations d'amplitude ne possède pas nécessairement une distribution gaussienne (Schneider & Silverstone, 2003). La figure A.1 présente la distribution de l'intensité des pixels, par rapport à la médiane de celle-ci, de la fonction d'étalement de l'étoile Ups And obtenue en additionnant les distributions calculées dans des anneaux ayant une largeur égale à une PLMH pour les séparations angulaires de 0,5" à 1,5". Une distribution gaussienne est montrée pour des fins de comparaison.

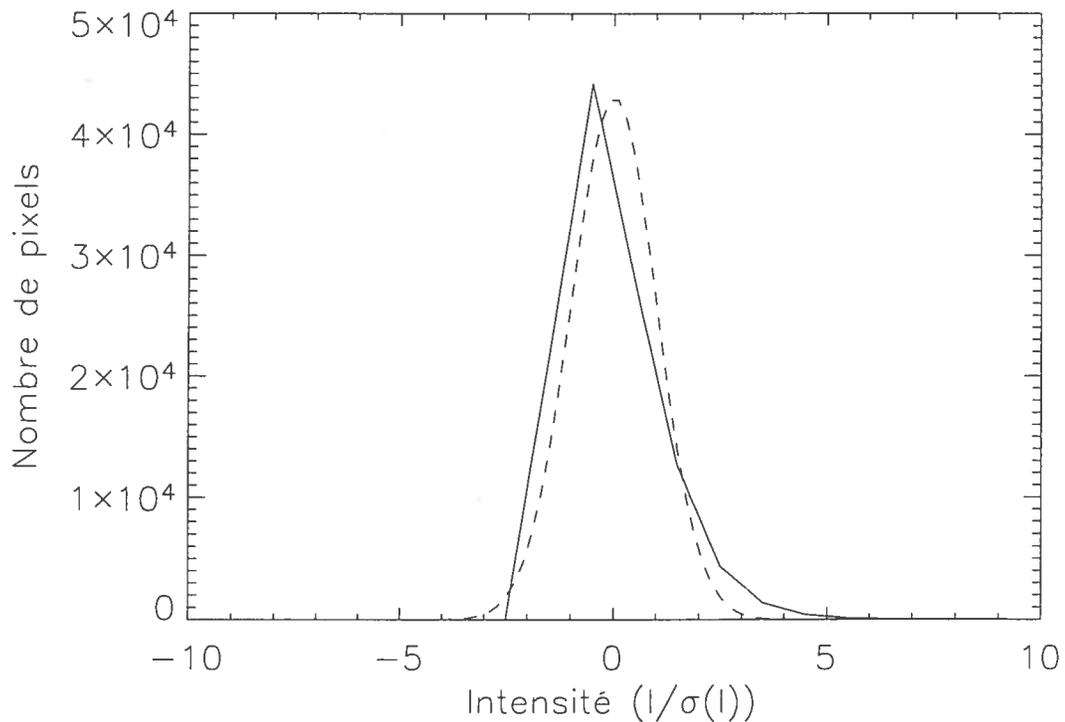


FIG. A.1 – Distributions d'intensité des pixels de la fonction d'étalement de Ups And (ligne pleine) et d'une gaussienne (tirets) exprimées par rapport à l'écart type de l'intensité  $\sigma$ .

On remarque que l'aile positive de la distribution de la fonction d'étalement est plus élevée que celle d'une gaussienne. À l'aide de ces distributions, on obtient l'intervalle de confiance d'une détection en calculant le rapport de l'intégrale de la distribution des pixels dans l'intervalle  $-\infty$  à  $\sigma$  sur l'intégrale de la distribution. La figure A.2 présente l'intervalle de confiance de la distribution de la fonction d'étalement de Ups And et celle d'une distribution gaussienne en fonction de l'intervalle  $-\infty$  à  $\sigma$ .

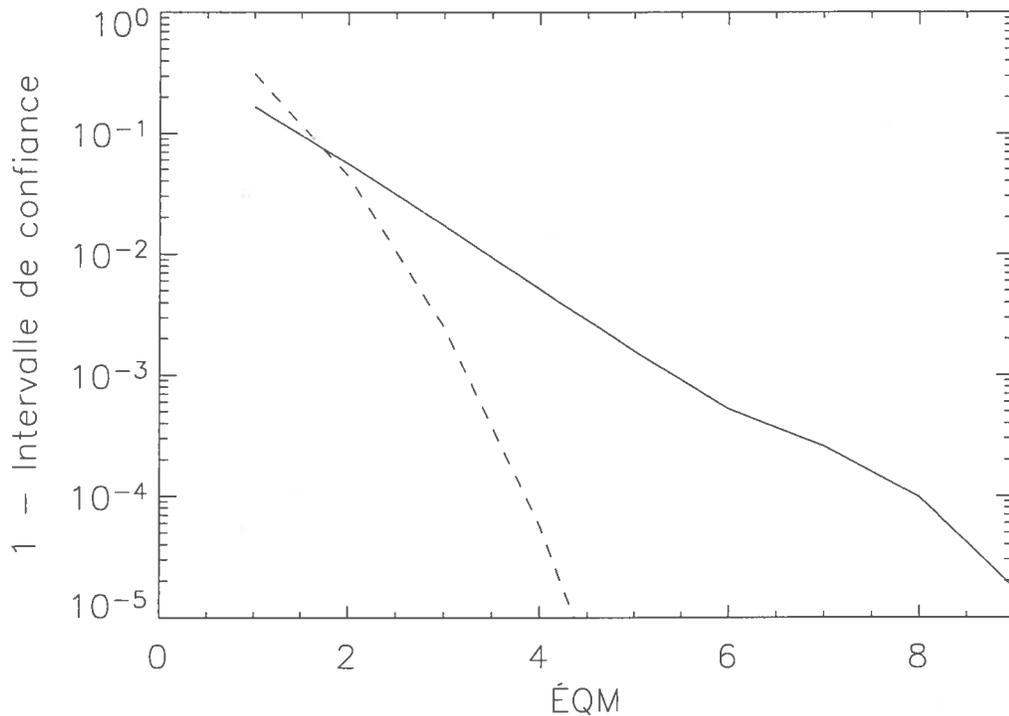


FIG. A.2 – Intervalle de confiance pour la fonction d'étalement de Ups And (ligne pleine) et d'une gaussienne (tirets) en fonction de l'intervalle  $\sigma$ .

On remarque qu'une limite de détection à  $6\sigma$  sur la fonction d'étalement possède le même intervalle de confiance qu'une détection à  $3,5\sigma$  d'une distribution gaussienne. Comme la structure de la fonction d'étalement passe d'un régime dominé par des erreurs de phase ou de modulations d'amplitude à faibles séparations à celui dominé par du bruit de photons, du ciel ou de la lecture (ces bruits obéissent à une statistique gaussienne) à grandes séparations, on remarque que l'intervalle de confiance d'une détection dépend de la séparation angulaire. Pour cette thèse, il a été décidé de montrer les limites de détection à  $6\sigma$  afin d'obtenir, en moyenne, un intervalle de confiance  $\sim 5\sigma$  entre les régions dominées par du bruit gaussien à grandes séparations angulaires et non gaussien à faibles séparations angulaires.

## Annexe B

# Manipulation d'images à haute précision

Un problème important pour la recherche de compagnons demeure le grand rapport d'intensité entre l'étoile et le compagnon. Ce dernier est tellement grand qu'il est nécessaire de soustraire la fonction d'étalement de l'étoile avec précision. Pour soustraire les fonctions d'étalement d'un instrument utilisant l'imagerie différentielle simultanée multibande et/ou l'IDA, il est nécessaire de recentrer les images afin de les coadditionner, de changer leur échelle spatiale pour soustraire les fonctions d'étalement à différentes bandes spectrales et de les tourner. Ces manipulations d'images peuvent introduire du bruit numérique d'interpolation limitant la détection de compagnons. Ce problème n'est pas présent dans les simulations numériques car celles-ci produisent des images ayant exactement les mêmes centres et rapports d'échelles, facilitant ainsi la soustraction des images pour estimer les performances de la SD et la DD. En pratique, les images dans les différentes bandes spectrales devront être recentrées et changées d'échelle spatiale par des valeurs qui sont inconnues. Il faut donc déterminer ces paramètres précisément dans le but d'obtenir les performances prévues de la SD et la DD. La technique retenue pour déterminer ces paramètres en est une itérative qui cherche à minimiser les résidus de soustraction de paires d'images. Les algorithmes utilisés sont basés sur la transformée de Fourier afin de ne pas modifier le contenu en fréquence de

l'image et ainsi conserver une excellente précision. La section suivante présente les algorithmes de recentrage, de changement d'échelle et de rotation basés sur la transformée de Fourier en les comparant avec des méthodes d'interpolation dans le plan image. Un algorithme itératif pour déterminer les paramètres est aussi expliqué.

Mes travaux, sous la supervision de mes directeurs de recherche et du Dr. René Racine, ont consisté à développer l'algorithme de recentrage par transformée de Fourier, à concevoir et à développer l'algorithme itératif de changement d'échelle, à effectuer les simulations numériques et j'ai rédigé l'article avec l'aide de mes collaborateurs. David Lafrenière a développé l'algorithme de rotation des images.

Accuracy of FFT Algorithms for High Fidelity Image Manipulation ;  
Application for Direct Imaging of Exoplanets

Christian Marois, David Lafrenière, René Doyon, Daniel Nadeau

Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. A, Montréal, QC,  
Canada H3C 3J7

Email : *marois@astro.umontreal.ca david@astro.umontreal.ca*  
*doyon@astro.umontreal.ca nadeau@astro.umontreal.ca*

Cet article est prêt à être soumis à  
"Publications of the Astronomical Society of the Pacific".

## ABSTRACT

We report on the accuracy of fast Fourier transforms (FFTs) to shift, scale and rotate point spread functions (PSFs) sampled at 2 pixels per full width at half maximum (FWHM) and compare them to image plane interpolation methods. We show that FFTs are generally orders of magnitude more accurate than image plane operations and provide the required accuracy for direct detection of exoplanets  $10^7$  times fainter than their primary at offsets of a few  $\lambda/D$ . An iterative algorithm is also presented to search for optimal parameters when these are not known a priori. The 2D sinc interpolation performs well but, being orders of magnitude slower, it is less appealing for iterative parameter searches.

## B.1 Introduction

Direct imaging of exoplanets is a challenging endeavour. They are typically  $10^7$  or less times fainter than their primary and, depending on separation, stellar PSFs must be subtracted to better than 3-6 orders of magnitudes to achieve an exoplanet detection. Atmospheric speckles and quasi-static instrumentally induced aberrations complicate the task as they distort the PSF and produce a noise greater than the exoplanet signal. To overcome those difficulties, Marois et al. (2004b) have presented a new instrumental setup using a multi-color detector assembly (MCDA) based on a method proposed by Smith (1987), Racine et al. (1999), Marois et al. (2000a) and Sparks & Ford (2002). This method, called simultaneous spectral differential imaging, uses images at a number of adjacent wavelengths near a chromatic signature, like the methane absorption bandhead at  $1.6 \mu\text{m}$  (Rosenthal et al., 1996), that is present in exoplanet spectra but not in stellar spectra. One wavelength is chosen in the continuum and the other in the absorption band; images at all wavelengths are acquired simultaneously with a single optical channel. A proper combination of these images (Marois et al., 2000a) attenuates the primary flux and leaves a residual image of the faint companion. The technique must attenuate both atmospheric speckles and instrumentally induced aberrations to their photon noise limit. To achieve this level of subtraction, the PSFs must first be accurately registered, scaled so that each PSF has the same number of pixels per FWHM and, possibly, rotated to show the same field orientation. Such image manipulations can introduce interpolation noise at a level greater than the exoplanet signal. In this work, we analyze the precision and limitation of FFT shifting, scaling and rotating compared to image plane interpolation techniques from the IDL and IRAF environments.

## B.2 FFT-based interpolation algorithms

Fourier-based image interpolation techniques are very powerful image manipulation algorithms since they do not change the frequency content of the initial image. Here, simulated stellar PSFs ( $512 \times 512$  pixel images) are produced with numerically generated Bessel functions (Schroeder, 1987) using IDL “besselj” program to be completely independent of FFTs. This is important since any numerical noise introduced by FFT in the generated PSF could arguably be calibrated by a FFT algorithm; this would bias our analysis. First, two PSFs are generated with a 0.5 pixel (in both X and Y axes) register error, then two PSFs are generated at two different scales and finally one PSF is rotated and subtracted from itself. These image manipulations will be used to estimate shift, scale and rotation interpolation errors for a set of algorithms.

### B.2.1 FFT-based Image Fractional Shifting

PSF centers can change with time due to optical flexures, atmospheric refraction and/or tracking/pointing errors. PSFs thus need to be accurately registered to be coadded or subtracted.

An FFT shift of an image corresponds to the addition of a linear function to its optical transfer function (OTF). The slope of this linear function is proportional to the ratio of the shift to the image dimension. This operation does not affect the frequency information of the PSF and produces no smoothing errors at the FFT numerical precision. A comparison is made with the IDL ROT using cubic interpolation (this algorithm approximate a sinc interpolation with cubic polynomials using 16 neighboring pixels) and IRAF IMSHIFT procedures using cubic spline and sinc ( $511 \times 511$  pixel box) interpolation algorithms. Sampling a PSF at Nyquist frequency (2 pixels / FWHM) results in rapid intensity changes between pixels that interpolations cannot accurately reproduce. Two PSFs at 2 pixels / FWHM generated with a 0.5 pixel differential shifting error in both the X and Y axes were used to estimate the accuracy of the different algorithms : One image is shifted to the position of the other and then subtracted from it. Residuals are then convolved with a 2 pixel (one  $\lambda/D$ ) per FWHM Gaussian

to remove interpolation noise at spatial frequencies smaller than the PSF  $\lambda/D$  area. One can then determine the level of noise attenuation achieved for each interpolation algorithm. The noise attenuation factor  $\Delta N/N$  is defined as the median over an annulus of the pixel-by-pixel ratio of the absolute value of the intensity in the difference image to its absolute value in the original image. Since the original PSFs are produced with Bessel functions, they are azimuthally symmetric, and thus do not contain any azimuthal structure. For this paper, we assume that the PSF noise inside an annulus is equal to the PSF intensity in the same annulus, a good approximation in practice. PSF noise attenuation for different interpolation techniques are shown in Fig. B.1.

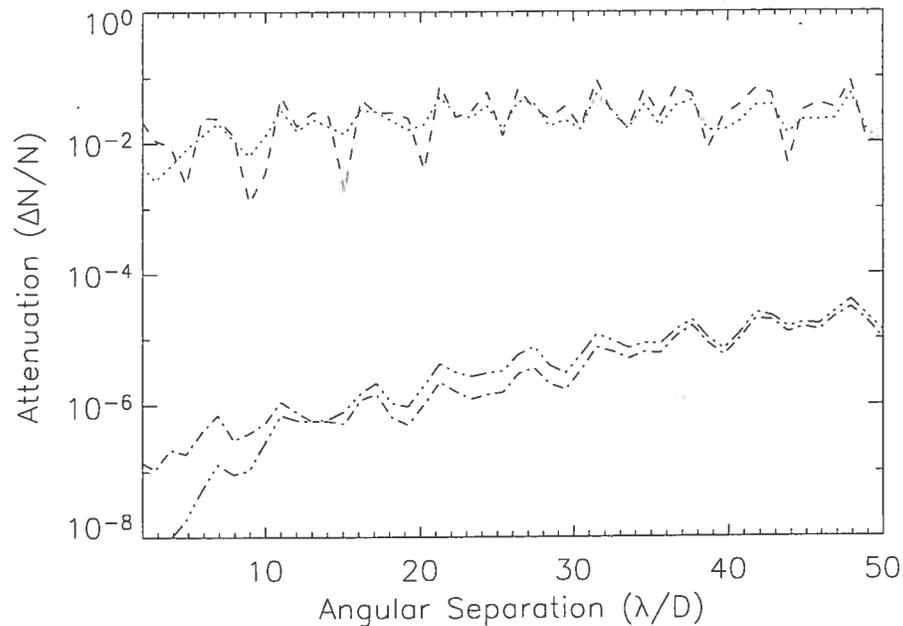


FIG. B.1 – PSF noise attenuation obtained from different shifting algorithms. The two PSFs are generated with a 0.5 pixel registering error in both the X and Y axes. The PSF noise attenuation is showed for the IDL cubic algorithm (dashed line), the IRAF cubic spline algorithm (dotted line), the IRAF 2D sinc algorithm with  $511 \times 511$  pixel box (dot dashed line) and the FFT algorithm (triple dots dashed line).

FFT and 2D sinc algorithms are orders of magnitude better than cubic interpolation methods. The FFT algorithm is better than the sinc algorithm inside a  $15 \lambda/D$  radius while the two interpolation techniques are similar outside a  $15 \lambda/D$  radius. FFT shifts achieve a  $\sim 10^{-6}$  PSF noise attenuation over a wide range of separations and is slightly better than the IRAF 2D sinc interpolations inside a  $15 \lambda/D$  radius. For separations greater than  $15 \lambda/D$ , both algorithms achieve equal performances. Both the IRAF cubic spline and IDL cubic interpolation algorithms leave residuals that are only  $10^{-2}$  of the modulations of the original PSF.

## B.2.2 FFT-based Image Scaling

To correct for the difference in diffraction scales between spectral bandpass, images need to be rescaled such that all PSFs have the same number of pixels per FWHM.

FFT scaling can be achieved by an appropriate combination of zero padding in the image and Fourier space. Fourier-space zero padding changes the optical transfer function dimension to PSF cutoff frequency ratio. An inverse FFT performed on the resulting OTF yields the scaled PSF. The scale factor of this procedure is given by the ratio of the “new” to original dimension of the OTF. This approach correctly scales the PSF at FFT numerical precision since the frequency information of the PSFs is not affected. Padding necessarily adds an integer number of peripheral pixels while fractional padding would generally be required. This can lead to unacceptably large scaling errors. This is avoided by padding both images until some integer padding combination yields acceptable accuracy. Namely, if  $N$  is the original image-space dimension,  $i$  is the padding in the image-space, and  $j$  is the Fourier-space padded dimension, then a scaling factor of  $\lambda_1/\lambda_2$  requires that  $i$  and  $j$  satisfy

$$j = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}(N + i) \quad (\text{B.1})$$

The goal is to find integers  $i$  and  $j$  that best solve this equation. For instance, to scale a  $512 \times 512$  image from  $1.57 \mu\text{m}$  to  $1.625 \mu\text{m}$  the scale factor needed is  $1.625/1.57 = 1.0350318$ . Padding the initial PSF image to  $628 \times 628$  and the OTF to  $650 \times 650$  produces a scaling factor that perfectly matches the required scale. If needed, the scaling factor accuracy can be increased further by two techniques : using bigger images, or using a series of smaller scales that combine to give the required scale. Splitting the required scale in two or more smaller successive scales can significantly improve the precision and reduce computation time for a given accuracy. Scale factors less than one can also be achieved by adding/removing pixels as long as PSFs are Nyquist sampled. To estimate algorithms accuracy, two PSFs were generated at two different scales and one image was scaled and subtracted from the second one. Fig. B.2 compares the PSF noise attenuation of the FFT technique with the IDL ROT using cubic interpolation

and IRAF MAGNIFY procedures using cubic spline and sinc interpolations ( $511 \times 511$  pixel box).

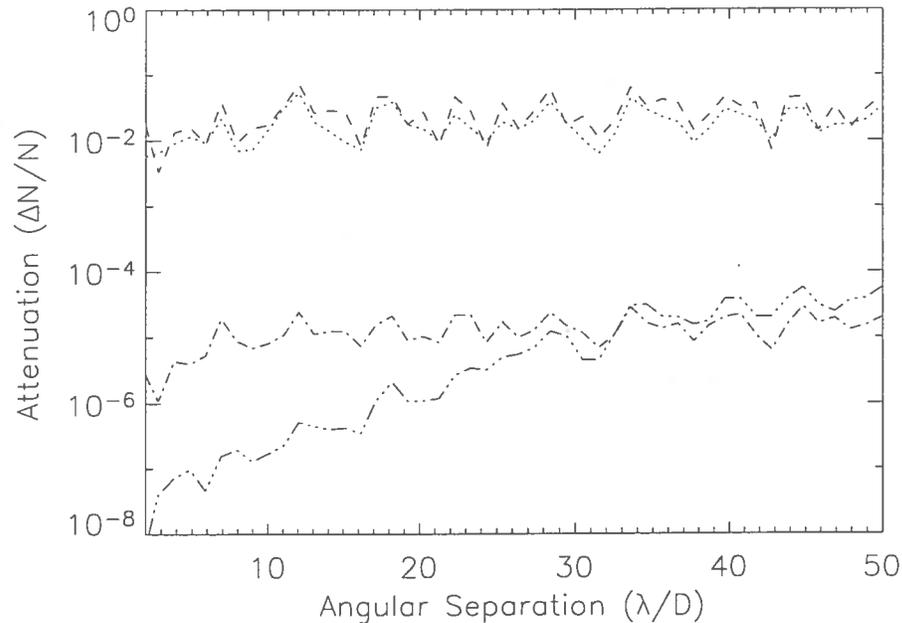


FIG. B.2 – Same as figure B.1, but for interpolation noise from scaling algorithms. The scaling factor between the two generated PSFs is 1.0350318. The FFT algorithm is again better inside a  $30 \lambda/D$  radius while the two algorithms give similar performances outside a  $30 \lambda/D$  radius.

The performances are nearly identical to those obtained with the shift algorithm except for the IRAF 2D sinc interpolation algorithm that loses a factor of 10 of precision inside a  $30 \lambda/D$  radius.

With real data, the pixel modulation transfer function (MTF) must also be accounted for when scaling images since the two PSFs are not sampled at the same image scale in  $\lambda$ . The pixel MTF is a function of the detector and electronics that produce some pixel to pixel crosstalk; it thus needs to be determined experimentally.

### B.2.3 FFT-based Image Rotation

Field rotation can occur if the data are acquired with an alt/az telescope with the field rotator turned off or equatorial telescope with an instrument rotator to smooth/subtract optical aberrations. In both cases, it is necessary to rotate the images before PSF subtraction.

FFT rotation is done following Paeth (1986) and Unser et al. (1995). Image rotation is decomposed into three skew operations. These are achieved by a series of X and Y FFT shifts executed line per line and column per column. For a perfectly symmetric PSF, a simple rotation of any angle should leave no residual after subtraction from the original PSF. A 45 degree rotation of a Bessel function was executed and then subtracted from the original image. We have found that FFT rotation used on PSFs having 2 pixels per FWHM leaves large residuals after subtraction if the 45 degree rotation is executed in one step. Residuals can be much reduced by using sequences of smaller rotations, say 5 degrees each. The residuals come from the series of skews that produce undersampled signal and aliasing effects with  $\sim 2$  pixels per FWHM sampling and rotation greater than 10 degrees. Using better sampled PSFs ( $>3$  pixels per FWHM) reduces this effect. Fig. B.3 shows the interpolation residuals for the FFT rotation, IDL ROT using cubic interpolation and IRAF ROTATE procedures with cubic spline and sinc interpolation ( $511 \times 511$  pixel box) algorithms.

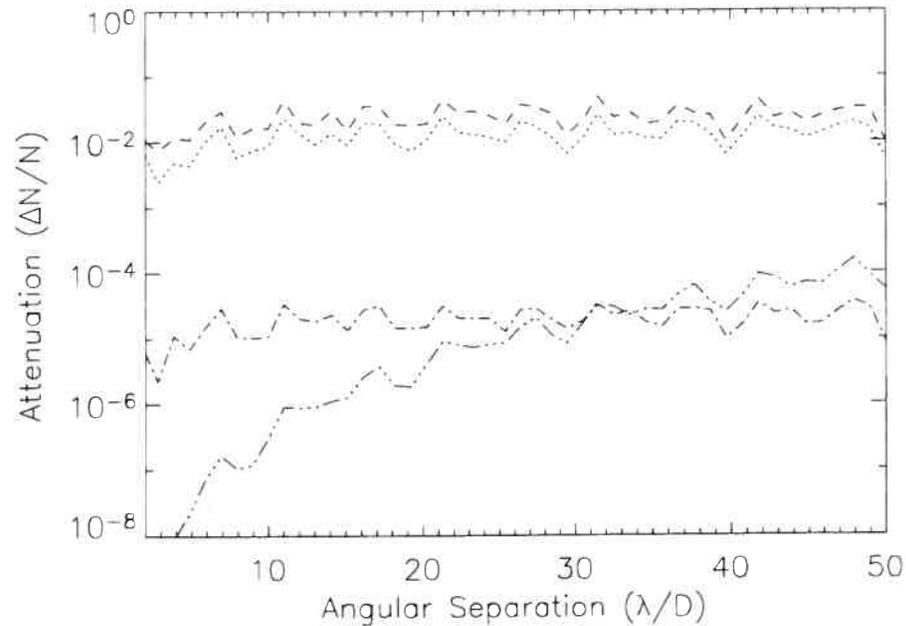


FIG. B.3 – Same as figure B.1, but for interpolation noise from rotation algorithms. A symmetric PSF is rotated by 45 degrees and subtracted from itself. The FFT algorithm is better inside a  $30 \lambda/D$  radius while the 2D sinc algorithm is better outside a  $30 \lambda/D$  radius.

The FFT rotation algorithm yields a  $\sim 10^{-6}$  PSF noise attenuation. The IRAF 2D sinc algorithm is less accurate inside a  $30 \lambda/D$  radius but gives similar performances at larger separation.

### B.3 Iterations - Finding the Right Parameters

With real data, the required shift, scale and rotation will not be known a priori. An iterative technique was devised to find the parameter set achieving the best PSF attenuation. First, the two PSFs are centered using an integer number of pixel shift and first guess of PSF scaling and PSF rotation is executed. Then, for a range of shift parameters, they are FFT registered as described in section B.2 and the mean absolute

difference matrix is obtained for a box ( $100 \lambda/D$  across) centered at the estimated PSF core. The  $\Delta X$  and  $\Delta Y$  shifts with the minimum *absolute* difference are kept for the next iteration. For each iteration, the resolution of the trial shift parameter is increased to achieve higher precision. Iterations are performed until a given shift precision is met. The same technique is then used to find the scale and rotation angle. Since all three parameters are functions of each other, all three must be iterated  $\sim 4$  times one after the other to reach convergence.

A series of PSFs was generated with small register and scale errors to estimate the level of precision that each parameter needs to be determined to sufficiently subtract PSFs. It was found that a registering error of  $\sim 10^{-5}$  pixel for a 2 pixel per FWHM PSF yields less than 20 magnitude residuals at  $5 \lambda/D$  while  $\sim 10^{-6}$  of scaling precision is necessary to achieve the same performances. Residuals are thus more sensitive to a scale error than a registering error. This is understandable since a scale error is a registering error that increases linearly with separation. At  $\sim 10 \lambda/D$  the scale error is  $\sim 10$  times bigger than at one  $\lambda/D$ , it thus requires 10 times more precision. No test was performed on the rotation-needed precision since it is a strong function of the level of structure in the PSF at a given separation that depends of both the quantity of instrumentally induced aberrations, atmospheric speckles residuals and the pupil shape. Typically, a precision similar to the scale determination was found to be sufficient for our simulated PSFs. If the total exposure is split over a number of shorter exposures, each image will need to be registered and possibly rotated independently. The recenter and rotation accuracy will be limited by photon noise. For a 60 s exposure on a magnitude 5 star with an 8-m telescope, 2% filter bandpass and 0.2 optical transmission, it was found that  $10^{-4}$ - $10^{-5}$  precision could be achieved for the shift and rotation parameter determinations while  $10^{-5}$ - $10^{-6}$  is obtained for the scale parameter.

To test the iteration algorithm, a number of numerical Bessel-function PSFs were generated and summed to approximate an AO PSF on an 8-m telescope. The halo was generated by co-adding 30,000 randomly distributed Bessel functions with peak intensity given by the local halo signal. The long exposure atmospheric halo intensity  $atm_{\text{halo}}$  can be approximated by a Moffat profile as describe by Racine et al. (1999) :

$$atm_{\text{halo}} = res^2 \times \frac{0.488}{FWHM_{\text{halo}}^2} \times \left( 1 + \frac{11}{6} \times \left[ \frac{r}{FWHM_{\text{halo}}} \right]^2 \right)^{-11/6}$$

where  $res$  is the resolution in arcsec,  $r$  the separation from the PSF central peak intensity in arcsec and  $FWHM_{\text{halo}}$  is the halo FWHM and is approximately equal to :

$$FWHM_{\text{halo}} \cong \frac{\lambda}{r_0} \quad (\text{B.2})$$

where  $r_0$  is the Fried parameter (Fried, 1965). The final PSF, a sum of one Bessel function with an atmospheric halo, is approximated by :

$$PSF = S \times PSF_{\text{Bessel}} + (1 - S) \times atm_{\text{halo}}$$

where  $S$  is the Strehl ratio. For an AO corrected PSF having  $N$  actuators that effectively correct  $N_e$  Zernike modes, the Strehl ratio is obtained by the following equation (Noll, 1976)

$$S = \exp \left( -0.294 N_e^{-\sqrt{3}/2} \left[ \frac{D}{r_0} \right]^{5/3} \right). \quad (\text{B.3})$$

For a curvature AO system,  $N_e/N$  is typically 0.4 (Rigaut et al., 1998; Roddier, 1998).

To simulate the differential imaging technique of Marois et al. (2000a), two stellar PSFs were generated at different locations, scales and rotation angles. The two PSFs have been generated assuming an 8-m telescope with a relative central obscuration diameter of 0.2, a curvature AO-system with 800 actuators, a spatial resolution of 0.020 arcsec/pixel and  $FWHM_{\text{halo}}$  of 0.7" typical of medium seeing at Mauna Kea (Racine, 1996a). One PSF is at 1.57  $\mu\text{m}$  and the other is at 1.625  $\mu\text{m}$ . Table B.1 shows the predefined relative shift, scale and orientation of the two PSFs and the same parameters found after 4 iterations with the iterative technique describe above.

TAB. B.1 – Predefined relative shift, scale and orientation of the two simulated PSFs compared to the same parameters found after 4 iterations with the iterative technique.

	$\Delta X$	$\Delta Y$	Scale	Rotation
Initial parameters	0.89473123	0.35256265	1.0350318	1.3451543
Initial guess	0.8	0.3	1.03	1.3
Fit parameters	0.89473127	0.35256273	1.0350318	1.3451548
Difference	0.00000004	0.00000008	0.0000000	0.0000005

All four parameters were set with a  $10^{-7}$  converge criteria. Fig. B.4 shows the residuals (dashed line) after subtraction obtained with the FFT-based algorithms.

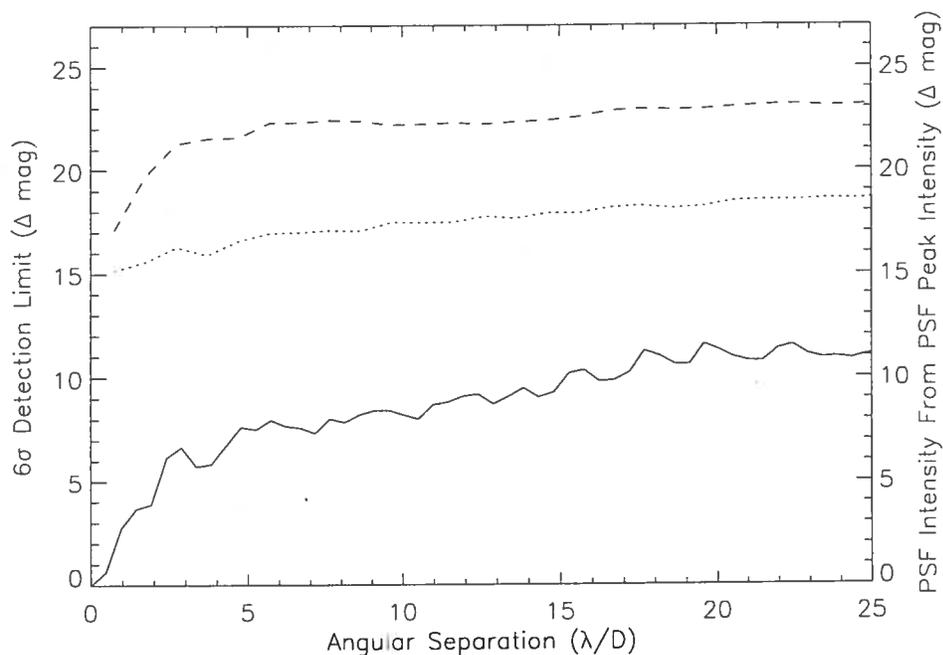


FIG. B.4 – PSF subtraction residuals after 4 iterations to find the proper center, scale and rotation parameters. The iterated program retrieved the proper parameters to subtract the PSF with 22 magnitudes accuracy (dashed line). The dotted line shows the subtraction limit imposed by photon noise for a  $10^5$  s exposure on a  $m_H = 5$  star with an 8-m telescope, 800 actuators AO system, 2% bandwidth filters and 0.2 optical transmission.

The iteration algorithm converges well to the FFT numerical precision estimated in section B.2, i.e.  $\sim 22.5$  magnitudes independently of angular separation. The FFT numerical precision is well below the estimated photon noise for typical observation on 8-m telescopes.

To illustrate the performance of the full method, an image of a companion 17 magnitude fainter than its primary ( $H$  band) with a methane spectrum was added to the two PSFs at a separation  $0.5''$ . The star was calibrated to represent a  $10^5$  s integration on an 8-m telescope of a  $m_H = 5$  star, 0.2 optical transmission and 2% bandpass filters and with adequate photon noise. Fig. B.4 shows the residuals limited by photon noise (dotted line). Fig. B.5 shows the difference image in which the companion

is clearly visible to the upper right of the PSF center.

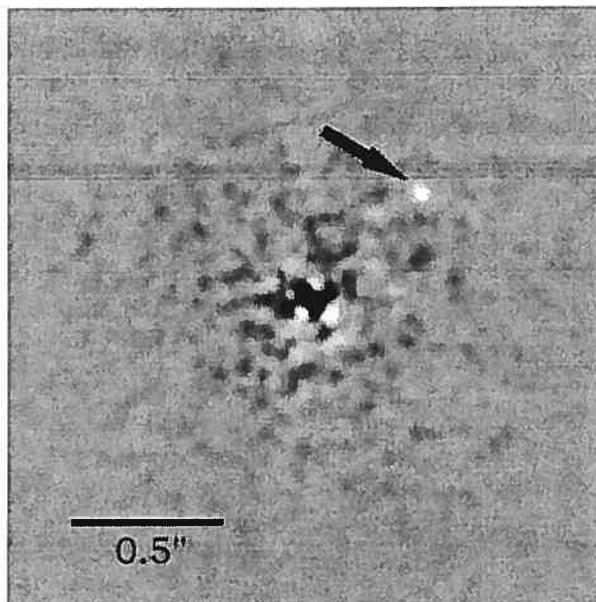


FIG. B.5 – PSF subtraction residual with an added simulated companion. The methaneted companion is 17 magnitudes fainter ( $H$  band) than its primary and at  $0.5''$  ( $12.5 \lambda/D$ ) separation from the primary and was added before running the iteration program. Photon noise was added to correspond to a 5 magnitude star in  $H$  band on an 8-m telescope with 2% bandwidth filters and 0.2 optical transmission. The companion (see arrow) is detectable to the upper right of the PSF center.

## B.4 Discussion

The fundamental limit of the FFTs used for image manipulations is  $\Delta m \sim 23$ . The residual noise comes from the limited information contained inside the generated  $512 \times 512$  pixel images. In theory, the FFT is limited to its numerical precision for images having an infinite dimension. In practice, images have a limited dimension, implying that some PSF information will fall outside of the field of view. This rejected information is in theory necessary for a perfect reconstruction of the PSF Fourier

transform. A modification (fractional shift or scale) to the reconstructed Fourier-plane image will thus introduce some noise in the image plane due to the pupil differences. To reduce this noise, images need to contain more pixels to acquire the PSF over a greater number of  $\lambda/D$ . Increasing the image size from  $512 \times 512$  to  $1024 \times 1024$  results of FFTs having 3 magnitudes less residuals, while a  $2048 \times 2048$  image has 6 magnitudes less residuals.

The intrinsic accuracy and speed of FFT-based interpolation algorithms make them an ideal choice to subtract PSF at the  $10^{-6}$  level. This is easy to achieve numerically but presents a real challenge for real instruments. Minimizing non-common path optical aberrations between reference stellar PSF and target PSF is critical to achieve the PSF attenuation necessary for exoplanet searches. The multi-color detector array presented by Marois et al. (2004b) offers a solution that could removed most of the non-common path aberration problem which has affected earlier attempts (Marois et al., 2003a).

## B.5 Conclusion

We have shown that Fourier-based algorithms are generally better for shifting, scaling and rotating PSFs than image plane interpolation methods. The general procedure is to combine Fourier algorithms with an iterative technique to properly fit the center, scale and rotation angle of observed PSFs. From the simulations presented here, the maximum numerical precision that can be achieved using these techniques is equal to or better than  $10^{-6}$ . They are thus well suited to the subtraction of simultaneous polychromatic images which requires an accuracy of  $\sim 10^{-6}$  to attenuate speckles and instrumentally induced aberrations, and their evolutions with wavelength, to their photon noise level for  $10^5$ s integration time on 8-m telescopes.

This work is supported in part through grants from the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada and from the Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies, Québec.

## B.6 Résumé des résultats

Il a été démontré que les algorithmes utilisant la transformée de Fourier permettent de recentrer, de changer l'échelle spatiale et de tourner les images sans introduire de bruit numérique d'interpolation significatif. Ces algorithmes sont donc appropriés pour la recherche de compagnons. La technique itérative pour déterminer les paramètres de recentrage, de changement d'échelle et de rotation a été développée afin d'optimiser la soustraction de deux images.

## Annexe C

# Sondage de 35 étoiles avec la caméra TRIDENT

La caméra TRIDENT a été utilisée pour deux missions d'observation au TCFH en juillet et en novembre 2001. Au total, 35 étoiles ont été observées, dont la plupart sont des étoiles connues comme ayant des exoplanètes (découvertes réalisées par l'étude de la vitesse radiale de ces étoiles) ou des étoiles de type tardif afin de minimiser le rapport d'intensité étoile-compagnon. Les types spectraux des étoiles observées sont dans l'intervalle A à M. Les pages suivantes (figures C.1 à Fig. C.80) présentent les observations et les limites de détection pour les 35 étoiles observées. La liste des étoiles observées, des observations et des temps d'exposition se retrouvent dans les tableaux C.1 à C.5 (la banque de données SIMBAD du Centre de Données astronomiques de Strasbourg a été utilisée pour ces recherches).

TAB. C.1 – Tableau des cibles des missions d’observation de juillet et novembre 2001 au TCFH. Les items dans la colonne “Raisons” sont : “TS” type spectral favorisant un petit rapport d’intensité étoile-compagnon, “VR” résidu de vitesse radiale suggérant la présence d’un compagnon à grandes séparations, “réf” référence, “calib” calibration et “comp” le nombre de compagnons connus.

Objets	AD (2000)	Déc (2000)	Type	Mag $H$	Raisons
GSC 02283-00022	00 36 43.79	+35 23 36.2	?	9.98 (V)	Réf
GJ9022	00 42 48.2519	+35 32 55.621	M1	10.38 (V)	TS
Ups And	01 36 47.8428	+41 24 19.652	F8V	4.09	VR
Chi And	01 39 21.0023	+44 23 10.193	G8III	5.017	Réf
Eps Eri	03 32 55.8442	-09 27 29.744	K2V	3.73	VR
Delta Eri	03 43 14.9018	-09 45 48.221	K0IV	3.51	Réf
Pi Eri	03 46 08.5356	-12 06 05.722	M1III	4.443	Réf
TCC040	05 35 15.77	-05 23 09.9	?	?	Calib.
HR1983B	05 44 27.7904	-22 26 54.176	F7V	3.6	Comp.
GL229	06 10 34.6154	-21 51 52.715	M2V	4.55	Comp.
HR2294	06 22 41.9853	-17 57 21.304	B1II/III	1.98	Réf
Sirius	06 45 08.9173	-16 42 58.017	A1V	-1.47	Mag $H$
55Cnc	08 52 35.8112	+28 19 50.947	G8V	5.95	VR
58Cnc	08 55 39.6789	+27 55 38.934	G8Iab	5.239	Réf
GL526	13 45 43.7766	+14 53 29.471	M1.5	8.46 (V)	TS
HD129972	14 45 14.4601	+16 57 51.407	G8.5III	4.606	Réf
HD131156	14 51 23.3785	+19 06 01.656	G8V	4.55	VR
GL569	14 54 29.2370	+16 06 03.823	M2.5V	10.20	2 Comp.
GL570BC	14 57 26.5429	-21 24 41.471	M1V	8.1	Comp.
GL570A	14 57 27.9996	-21 24 55.710	K4V	5.74	TS
GL614	16 10 24.3143	+43 49 03.521	K0V	6.67	VR
J1624+0029	16 24 14.37	+00 29 15.7	T6	15.5	TS
GL644	16 55 28.7550	-8 20 10.838	M3Ve	9.04	4 comp.
GL644C	16 55 35.35	-08 23 42.3	M7	16.7 (V)	4 comp.
HD168443	18 20 03.9316	-09 35 44.601	G5	6.92 (V)	VR
GL752A	19 16 55.2569	+05 10 08.054	M2.5	9.13 (V)	TS

TAB. C.2 – Suite du tableau C.1.

Objets	AD (2000)	Déc (2000)	Type	Mag $H$	Raisons
GL752B	19 16 57.66	+05 09 00.4	M8V	17.3	Comp.
HIP95593	19 26 35.78	+25 29 48.2	A2	8.6 (V)	Calib.
HIP96570	19 37 55.00	+19 21 32.2	A2	8.36 (V)	Calib.
HD186408	19 41 48.9535	+50 31 30.217	G1.5Vb	5.96	Comp.
HD186427	19 41 51.9720	+50 31 03.083	G3V	6.2	VR
HD187123	19 46 58.1130	+34 25 10.288	G5	7.86 (V)	VR
GJ1245A	19 53 54.45	+44 24 51.9	M5.5	13.41 (V)	Comp.
GJ1245B	19 53 55.18	+44 24 52.9	M5.5	13.99 (V)	TS
HD210277	22 09 29.8657	-07 32 55.155	G0	6.63 (V)	VR
HIP111932	22 40 21.1907	+07 54 04.762	M2	11.78 (V)	TS
G1880	22 56 34.8054	+16 33 12.360	M1.5V	8.66	TS
HD217107	22 58 15.5413	-02 23 43.386	G8IV	6.18	VR
GL886	23 01 51.5444	-03 50 55.444	K4V	7.46	VR
GL896	23 31 51.83	+19 56 14.5	M3.5V	5.35	3 comp.

TAB. C.3 – Tableau des observations de la mission du 8 au 11 juillet 2001.

Objets	date (juillet 2001)	t <sub>exp</sub> (s) par fichier	t <sub>exp</sub> total (s)	Commentaires
GSC 02283-00022	11	29,5	885	
GJ9022	11	29,5	885	
GL526	8	0,6	1755	
	9	0,6	1080	
HD129972	11	1,0	400	
	11	1,8	360	
HD131156	10	0,4	288	
	10	1,8	1224	
	11	1,8	360	
	11	5,3	318	
GL569	10	5,3	1208	
GL570BC	11	5,9	1062	
GL570A	11	2,4	540	
GL614	9	1,0	1980	
J1624+0029	10	59,0	1121	Objet non visible
GL644	8	1,5	1665	
GL644C	9	59,0	1929	
HD168443	10	5,3	1192	
GL752A	10	7,1	1065	
GL752B	10	59,0	826	
HIP95593	9	60,0	540	Calibration
HIP96570	9	60,0	540	Calibration
HD186408	11	9,4	479	
	11	5,3	1399	
HD186427	11	3,5	1085	
	11	5,3	477	
	11	9,4	423	
HD187123	8	8,9	1825	
GJ1245B	9	45,0	1440	
GJ1245A	8	17,7	1628	
HD210277	9	3,0	2610	
HIP111932	8	34,4	757	
HD217107	9	2,0	3800	
GL880	10	10,6	1081	
GL886	8	3,0	1530	
	10	9,4	2369	

TAB. C.4 – Tableau des observations de la mission du 21 au 24 novembre 2001. L’item “Rot bonnette” dans la colonne “Commentaires” signifie que la technique de rotation de bonnette a été utilisée.

Objets	date (novembre 2001)	$t_{\text{exp}}$ (s) par fichier	$t_{\text{exp}}$ total (s)	Commentaires
Ups And	21	1,4	840	
	21	15,0	3600	
	22	1,4	350	
	22	15,0	4500	
	24	1,4	1820	Rot bonnette
	24	15,0	6240	Rot bonnette
Chi And	21	1,4	840	
	21	15,0	3600	
	22	1,4	350	
	22	15,0	4500	
Eps Eri	21	1,6	2880	
	22	1,6	5040	
	24	0,7	1138	Rot bonnette
	24	1,1	28	Rot bonnette
	24	5,0	7920	Rot bonnette
Delta Eri	21	1,6	48	
	21	7,0	840	
Pi Eri	21	1,4	2520	
	22	1,4	5040	
TCC040	24	20,0	600	Calibration
HR1983B	21	15,0	900	

TAB. C.5 – Suite du tableau C.4

Objets	date (novembre 2001)	$t_{\text{exp}}$ (s) par fichier	$t_{\text{exp}}$ total (s)	Commentaires
G1229A	21	3,0	45	
	21	15,0	1800	
G1229AB	21	5,0	275	
	21	50,0	50	
G1229B	21	300,0	900	
HR2294	22	0,8	48	
	22	5,0	3300	
Sirius	22	0,3	720	
55Cnc	21	1,5	180	
	21	2,0	150	
	21	15,0	900	
	21	20,0	2700	
	22	2,7	216	
	22	20,0	3600	
	24	1,5	2550	Rot bonnette
	24	20,0	10200	Rot bonnette
58Cnc	21	1,0	200	
	21	15,0	3600	
	22	1,0	150	
	22	15,0	3600	

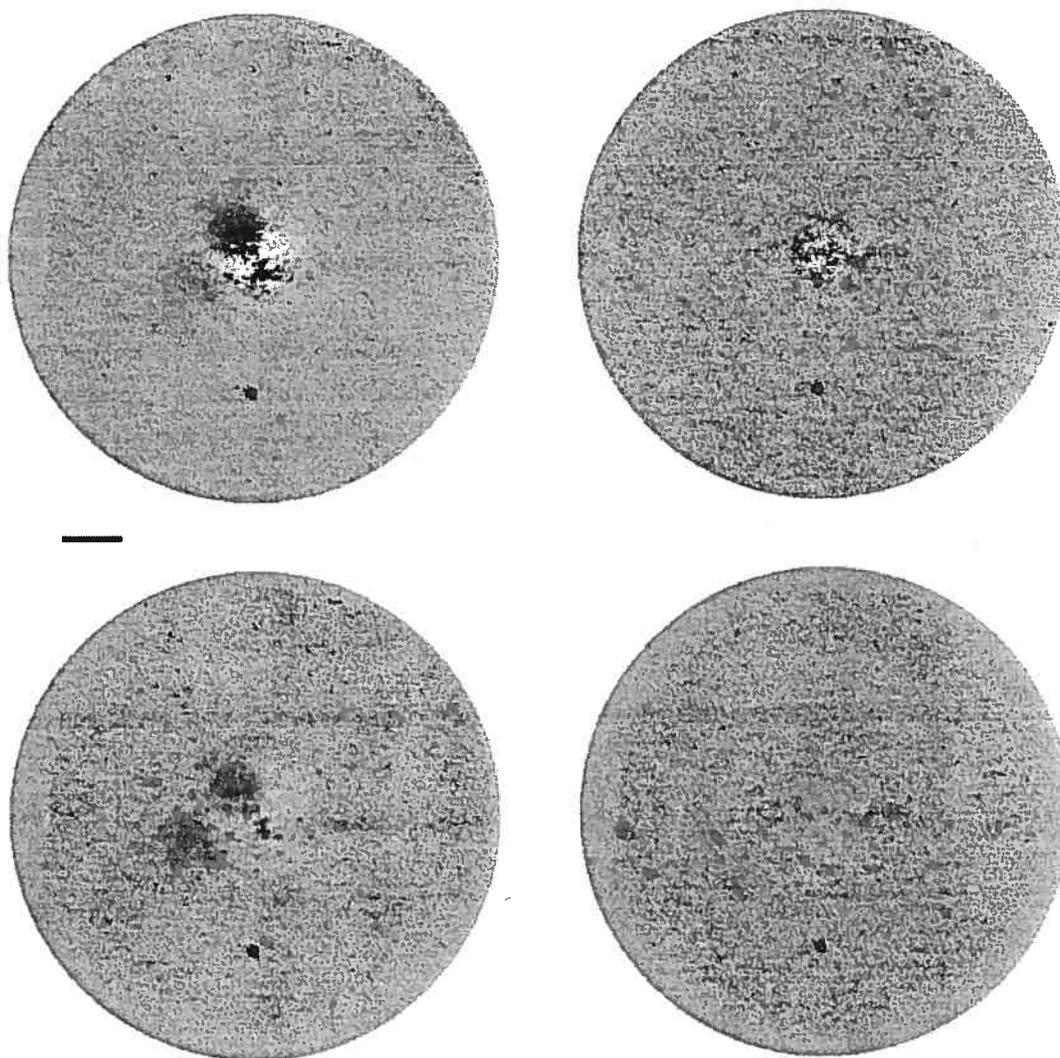


FIG. C.1 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GSC 022283-00022 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Le champ en haut à gauche est l'image à  $1,58 \mu\text{m}$  après avoir soustrait une étoile de référence et un profil à symétrie azimutale. Le champ en haut à droite est similaire au champ précédent mais pour la SD ( $I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2}$ ) après avoir soustrait la fonction d'étalement de référence et un profil à symétrie azimutale. Les deux champs du bas sont identiques aux deux champs du haut, mais ils représentent les images S/B, c'est-à-dire que les résidus ont été normalisés par le profil de l'écart type en fonction de la séparation angulaire. Les champs sont affichés à  $\pm 6\sigma$ . Le nord est orienté vers le haut et l'est à gauche des images. La ligne noire représente une séparation angulaire de  $1''$ . On note un défaut cosmétique vers 6 h à environ  $3''$  du centre.

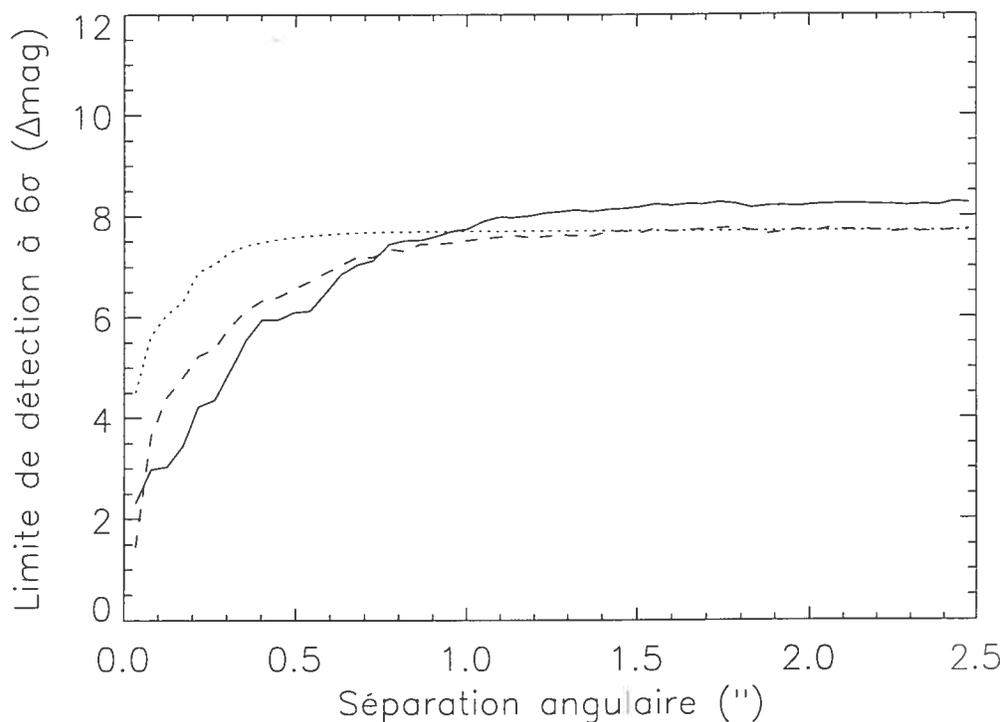


FIG. C.2 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation angulaire pour l'étoile GSC 022283-00022 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. La ligne pleine représente la structure de la fonction d'étalement après avoir soustrait une fonction d'étalement de référence. Les tirets montrent la SD ( $I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2}$ ). Les pointillés représentent les bruits de photons, de la PLU, du ciel et de lecture pour la SD. La limite de détection est exprimée pour les filtres de 1% de TRIDENT.

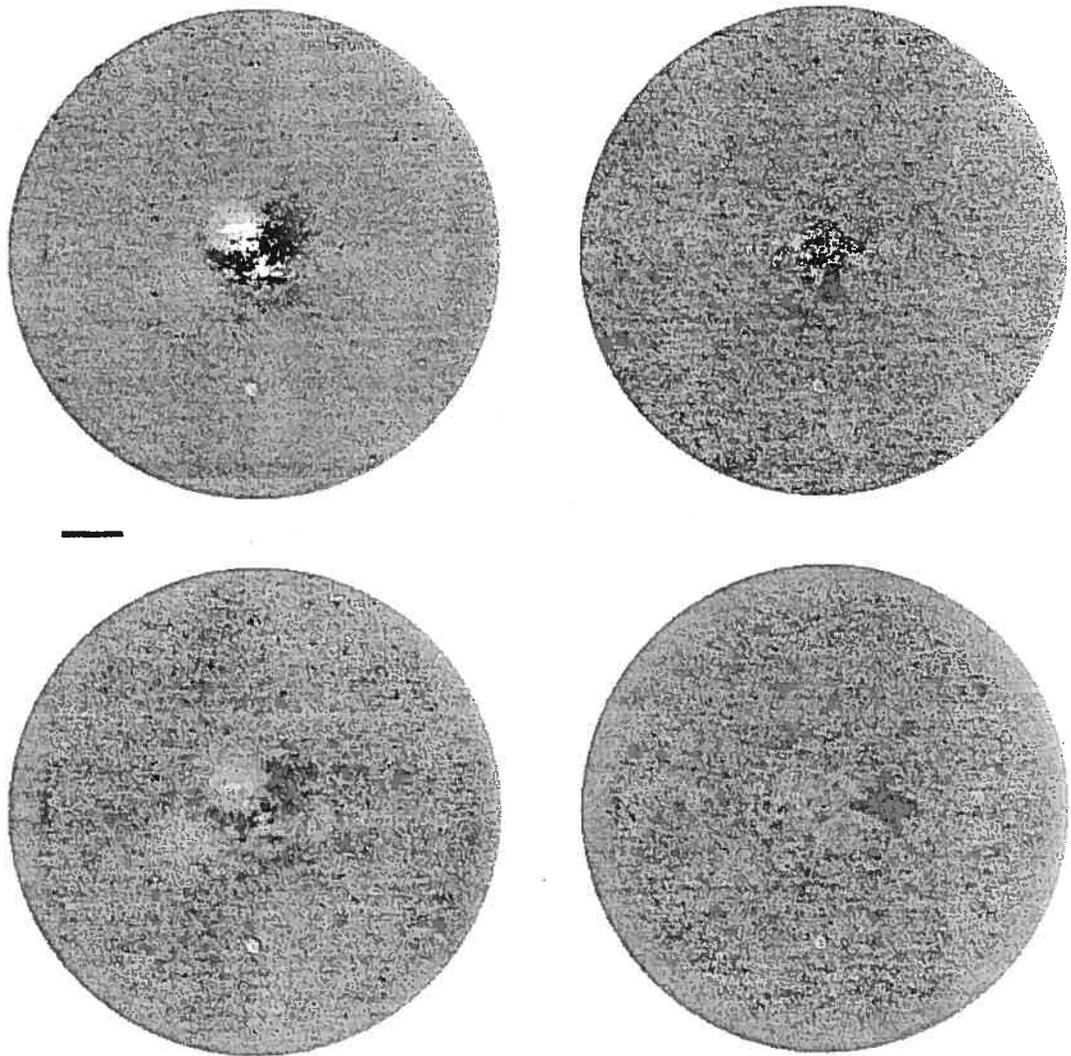


FIG. C.3 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GJ9022 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

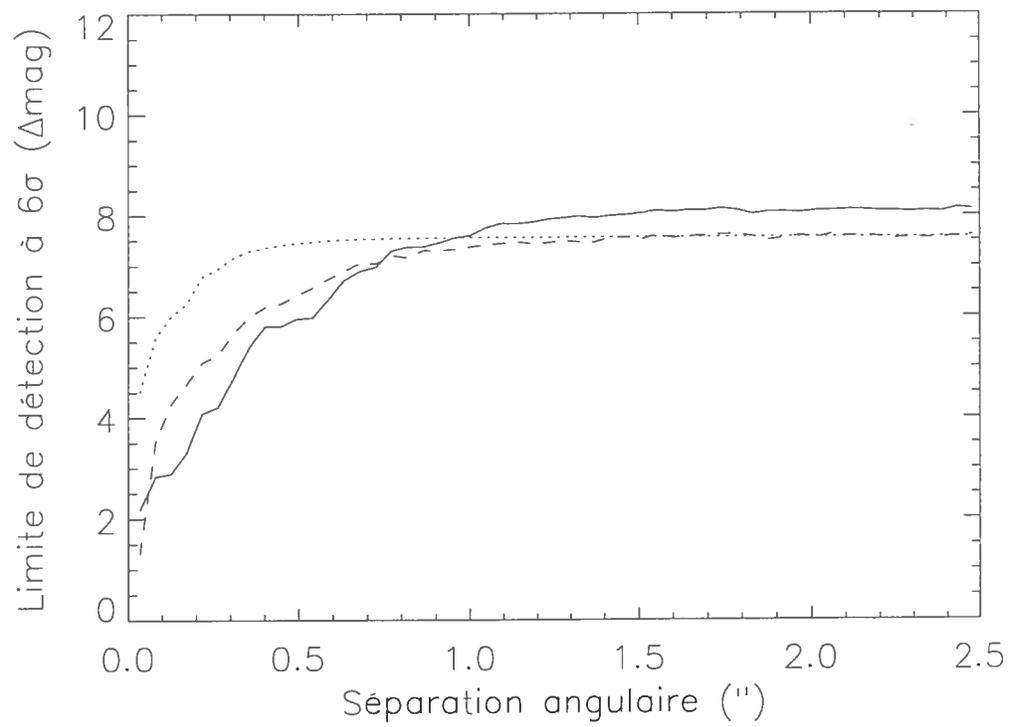


FIG. C.4 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GJ9022 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

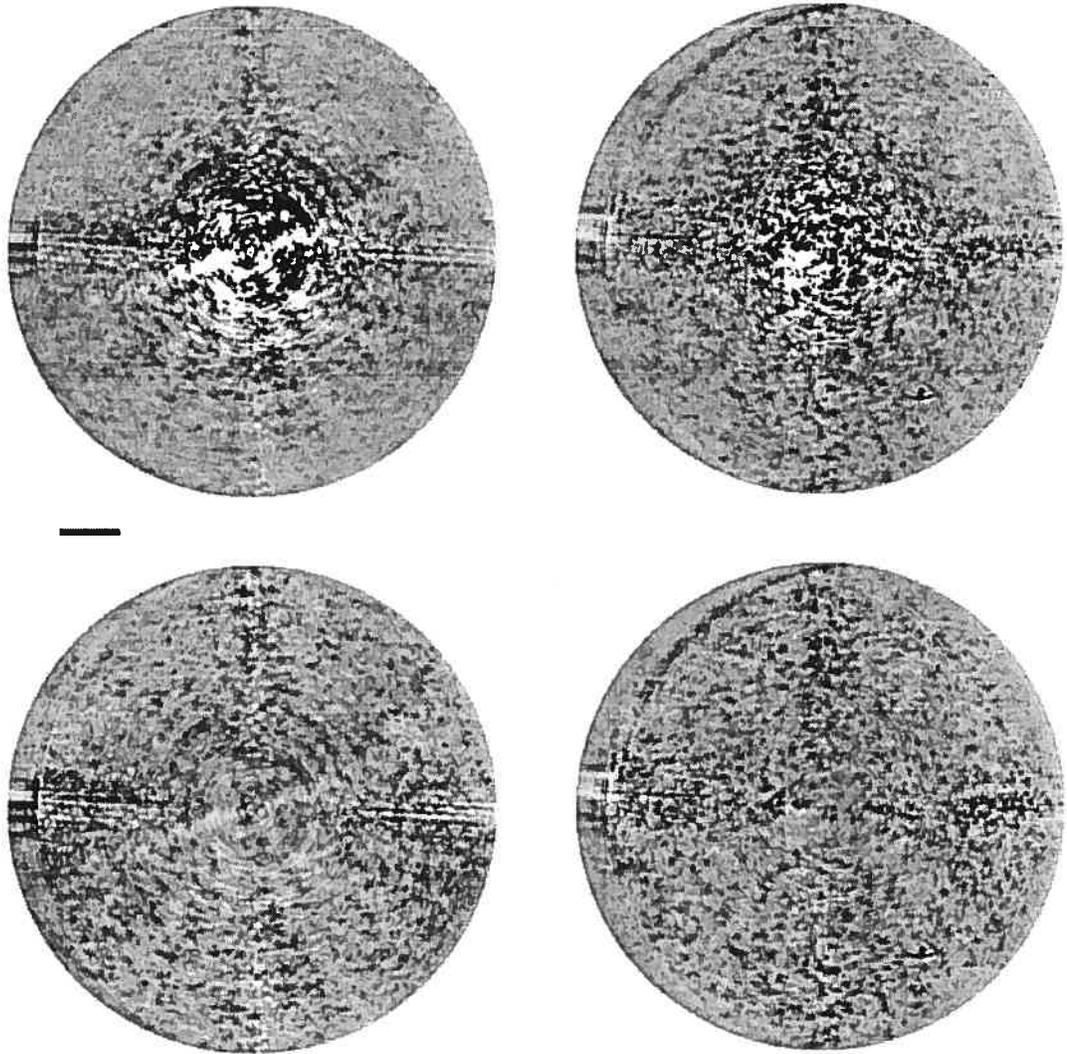


FIG. C.5 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Ups And observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

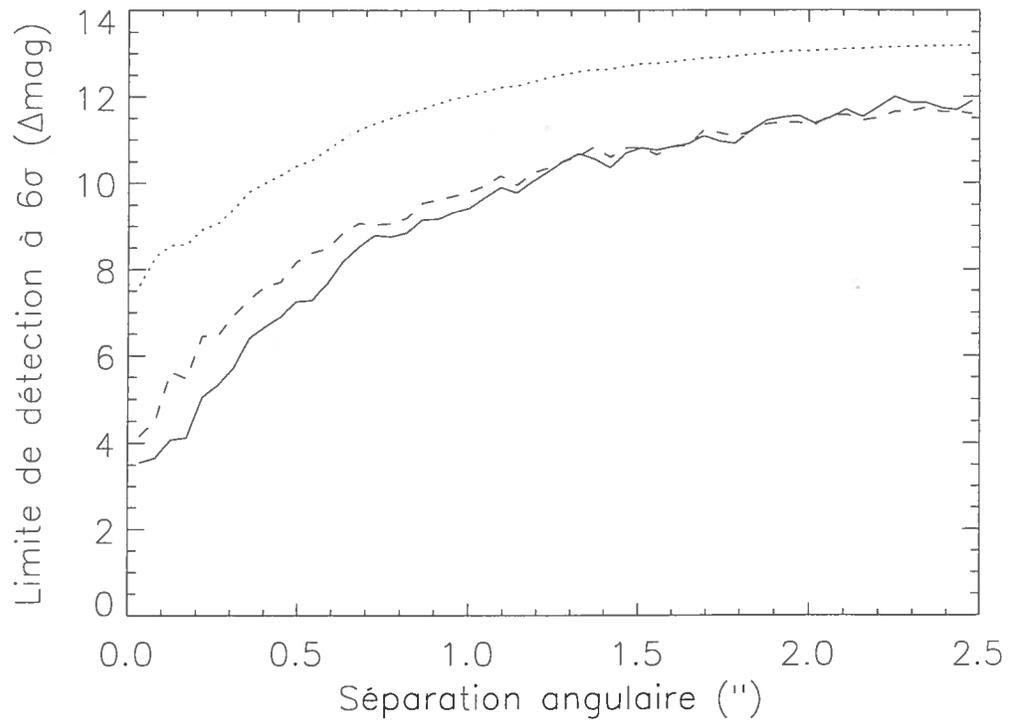


FIG. C.6 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Ups And observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

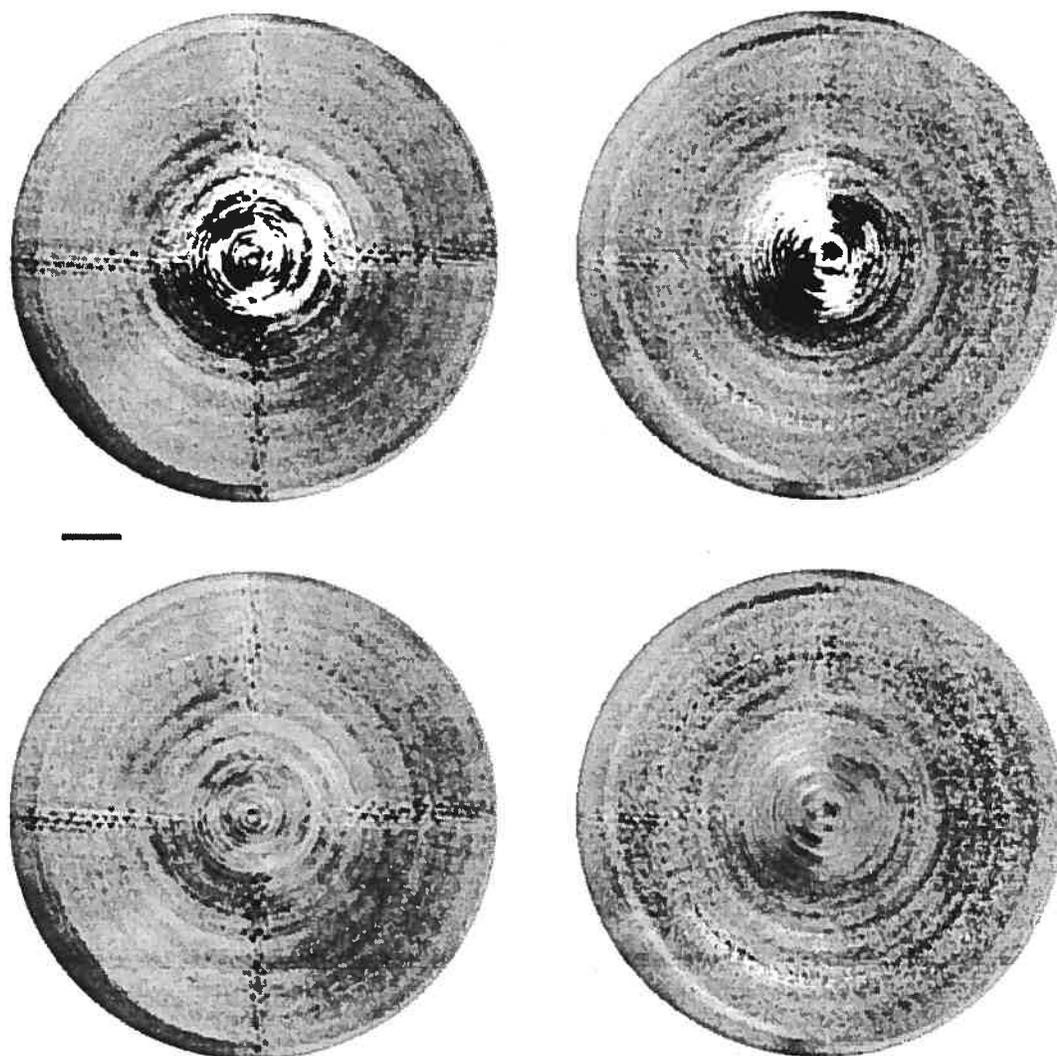


FIG. C.7 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Upsilon And observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

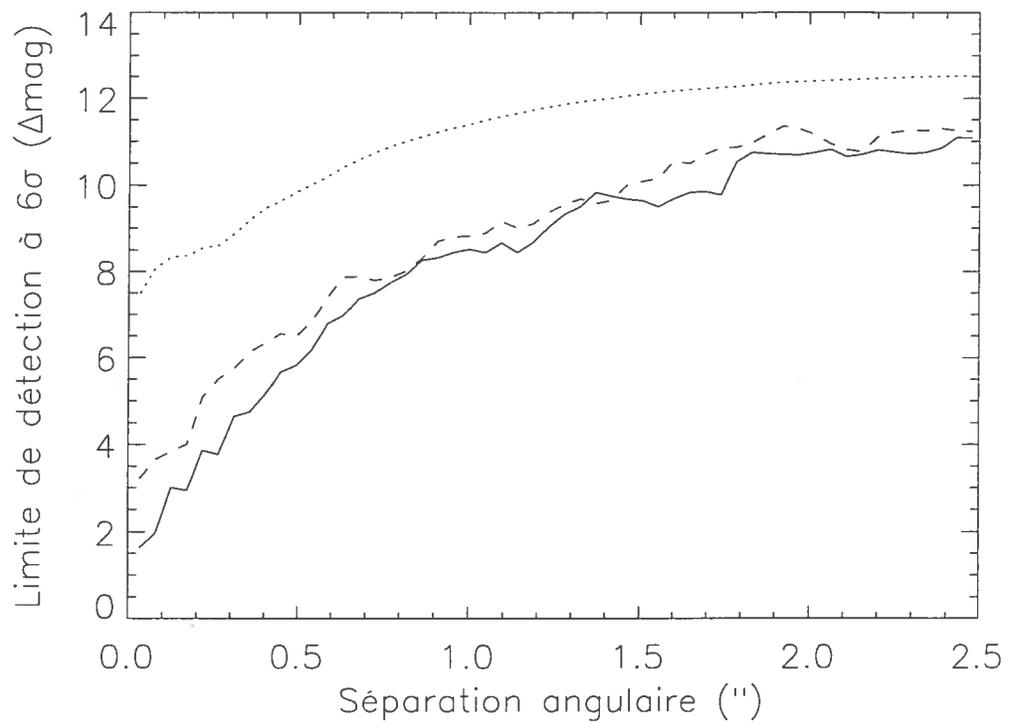


FIG. C.8 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Ups And observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

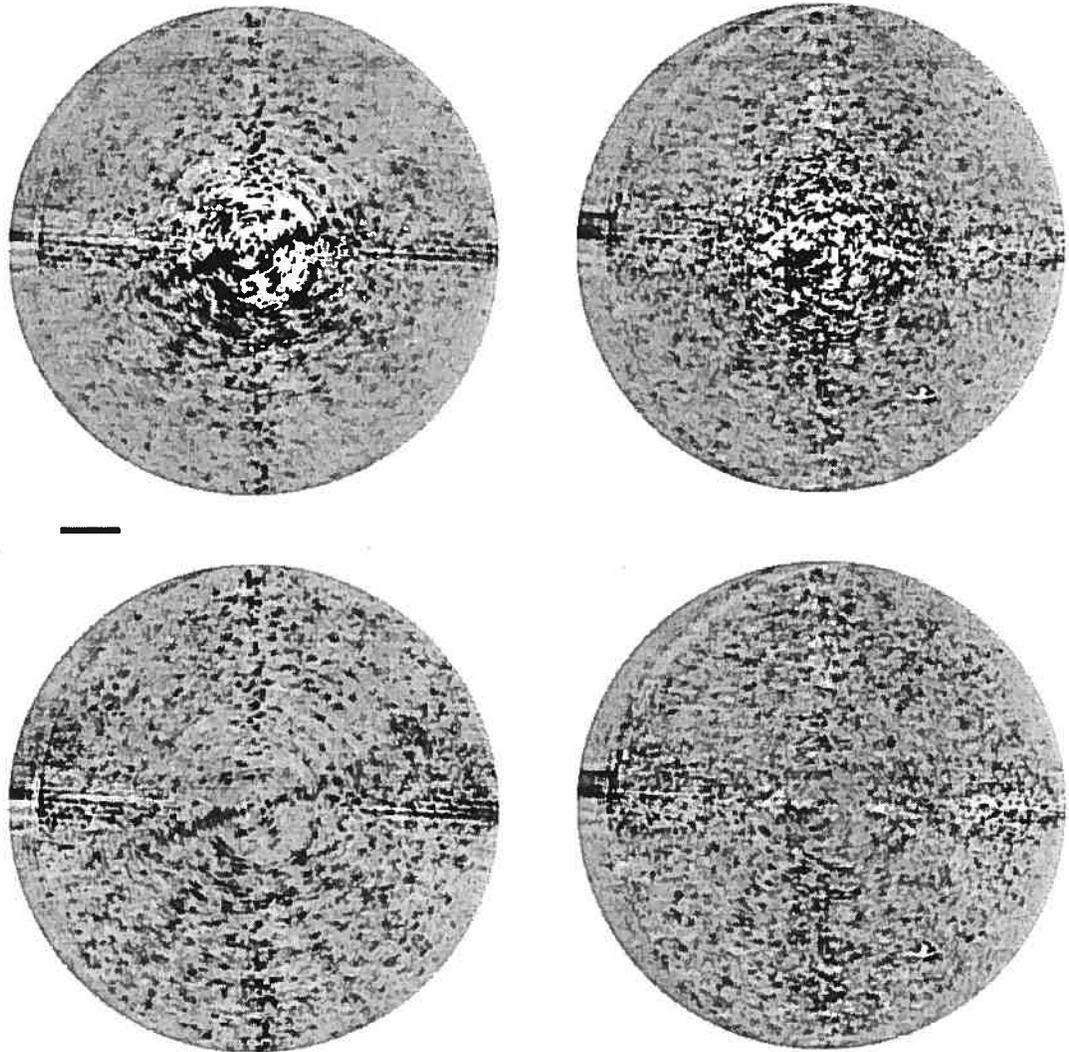


FIG. C.9 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Chi And observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

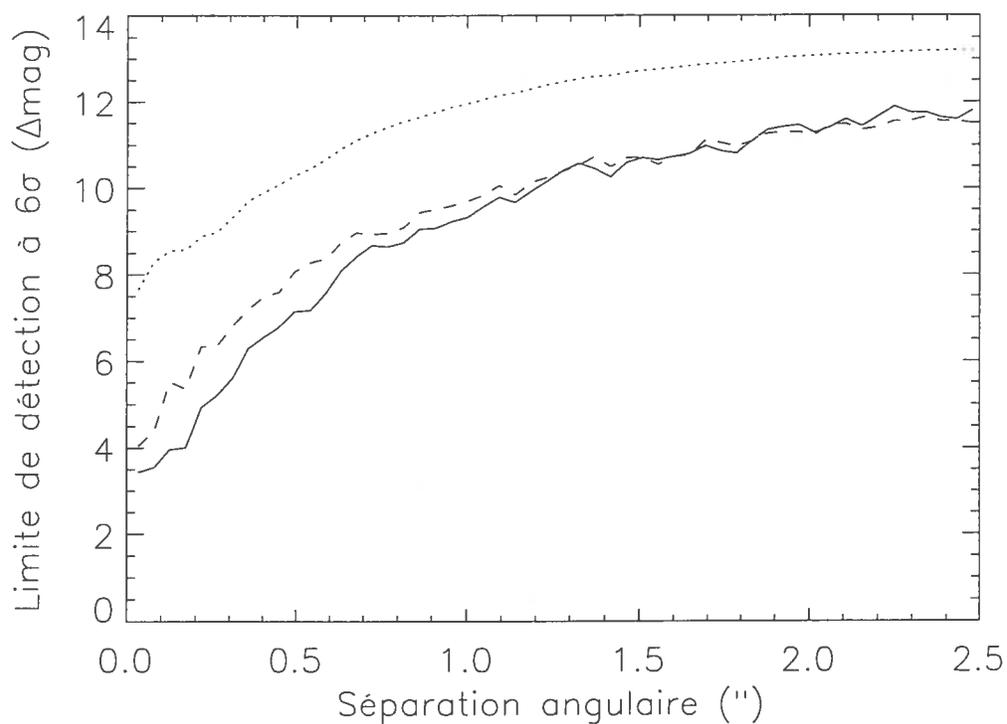


FIG. C.10 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Chi And observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

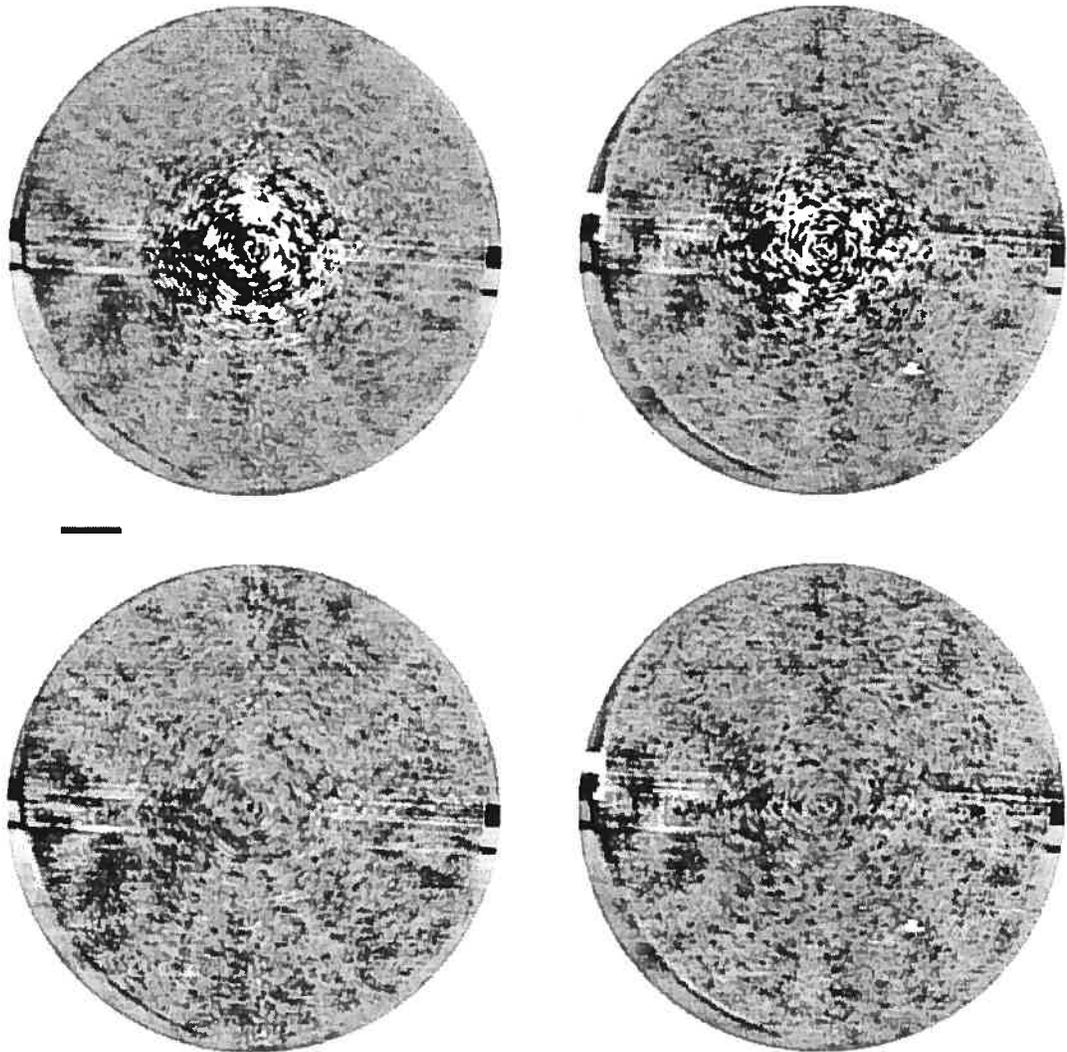


FIG. C.11 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Eps Eri observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

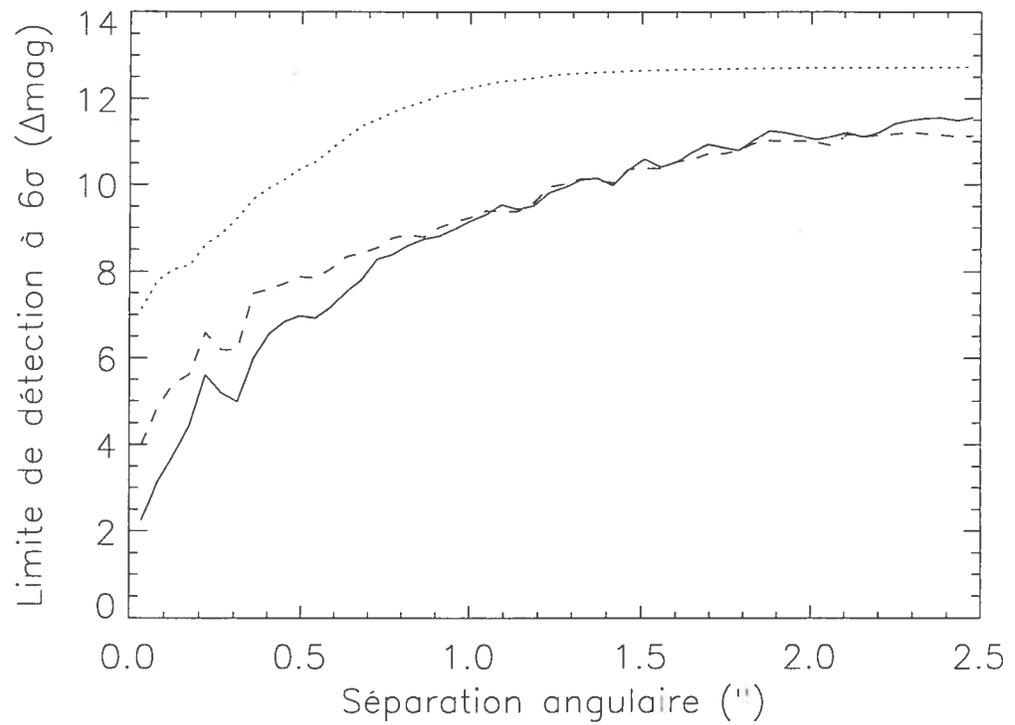


FIG. C.12 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Eps Eri observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

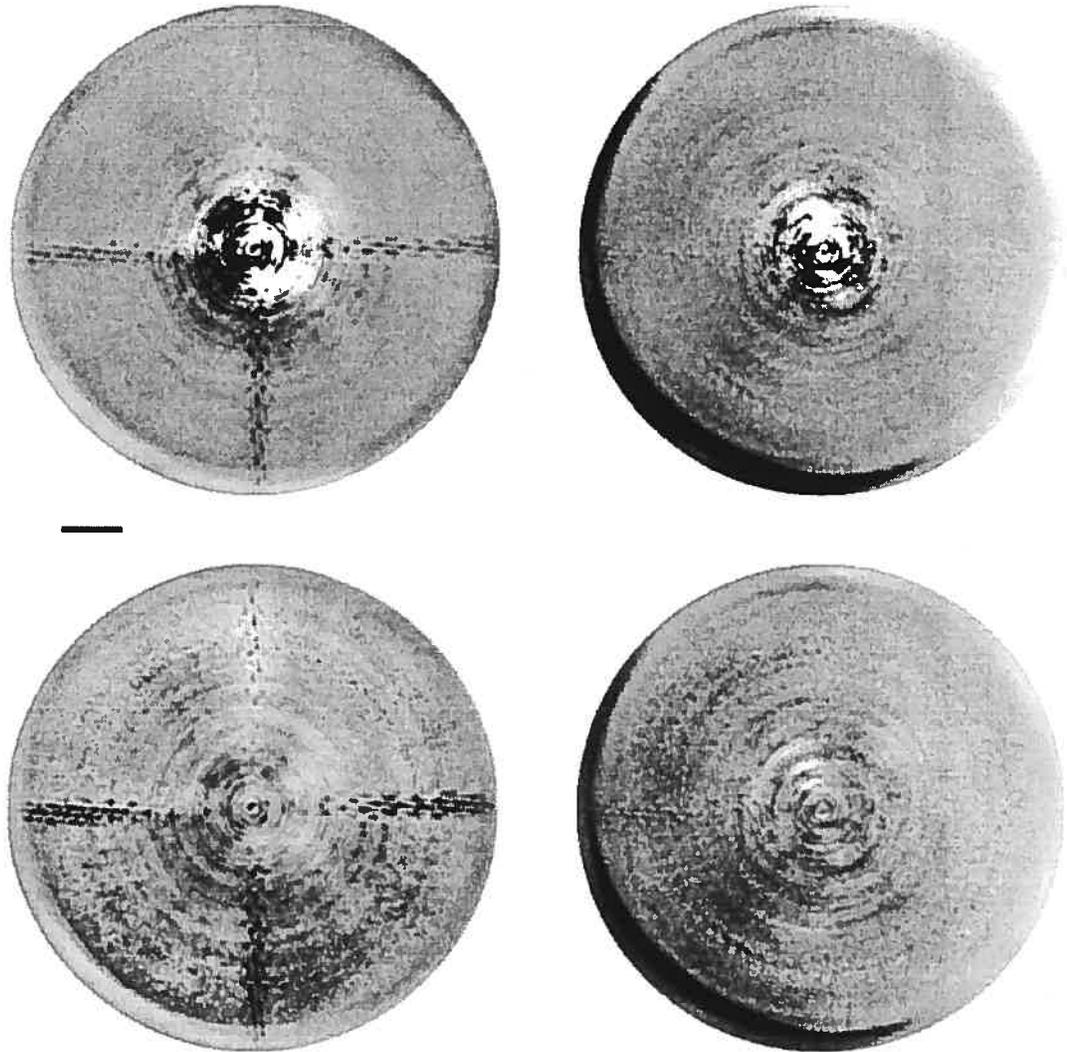


FIG. C.13 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Eps Eri observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

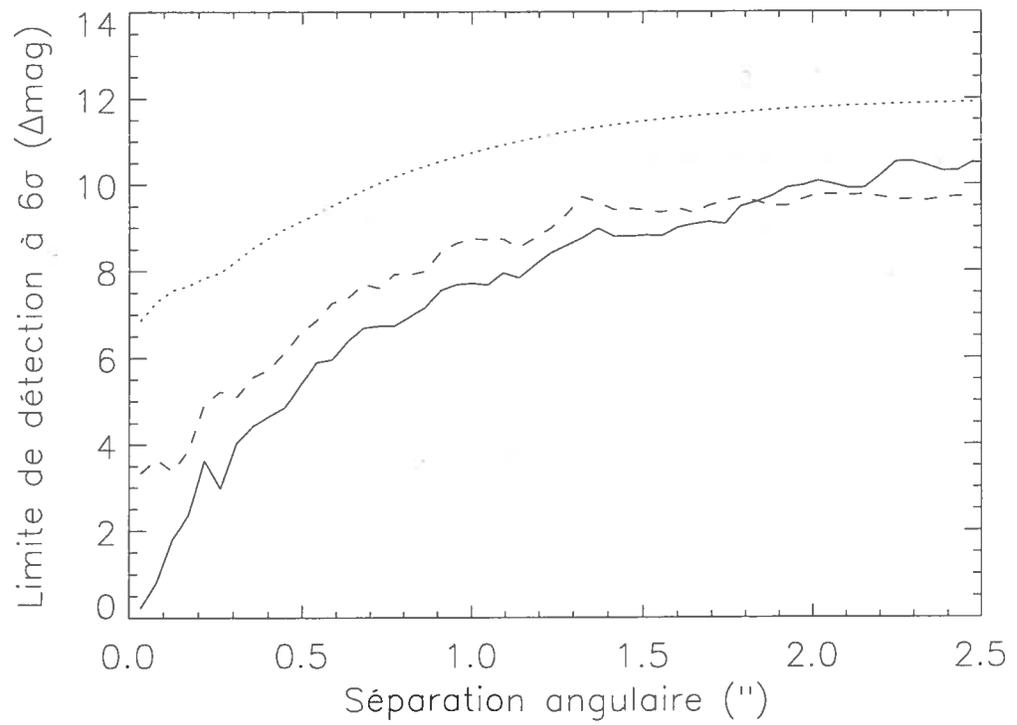


FIG. C.14 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Eps Eri observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

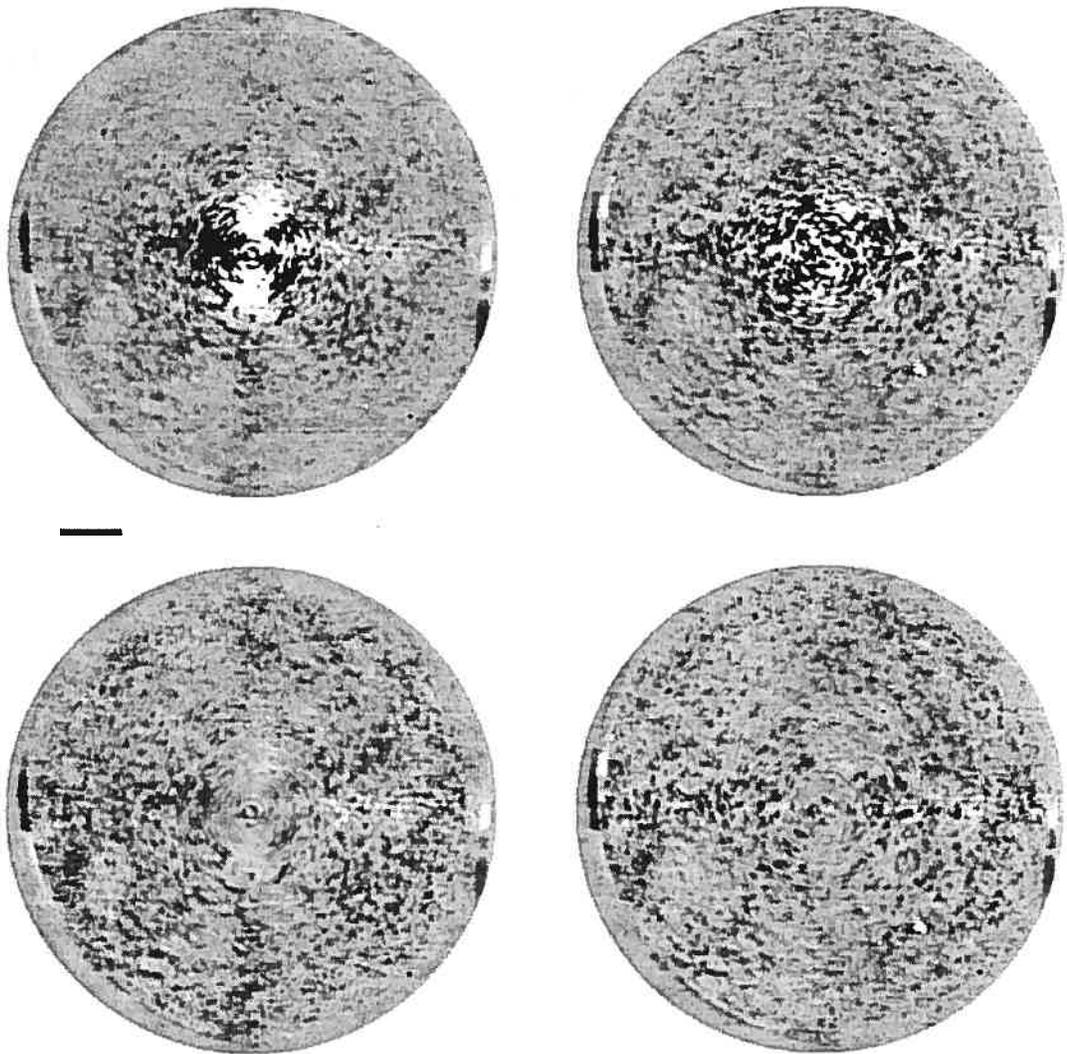


FIG. C.15 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Del Eri observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

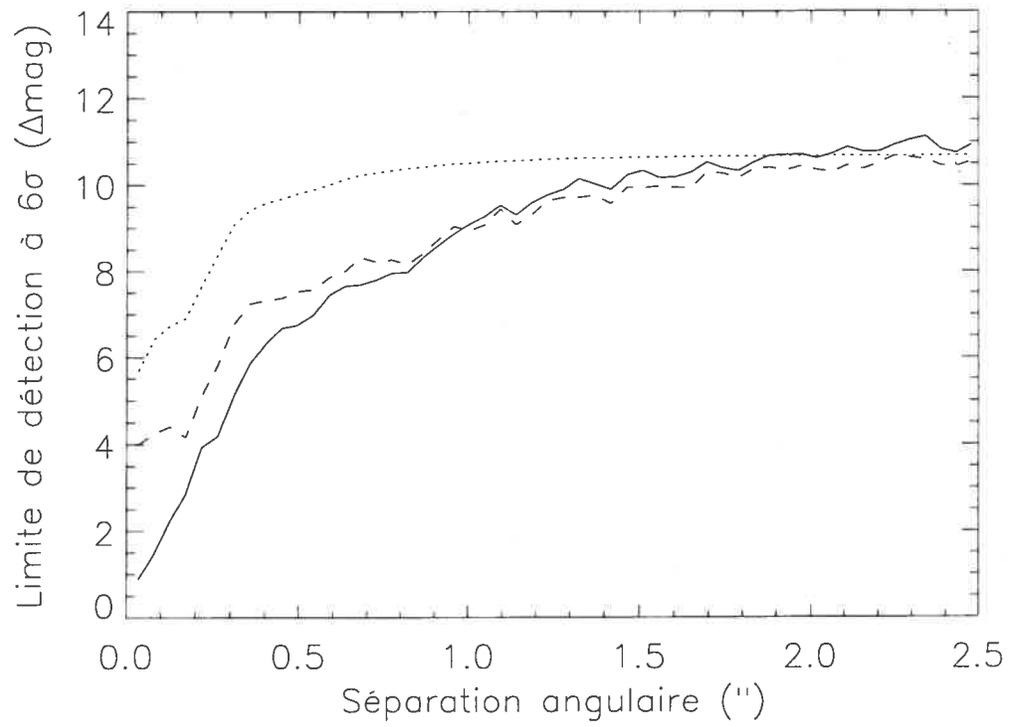


FIG. C.16 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Del Eri observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

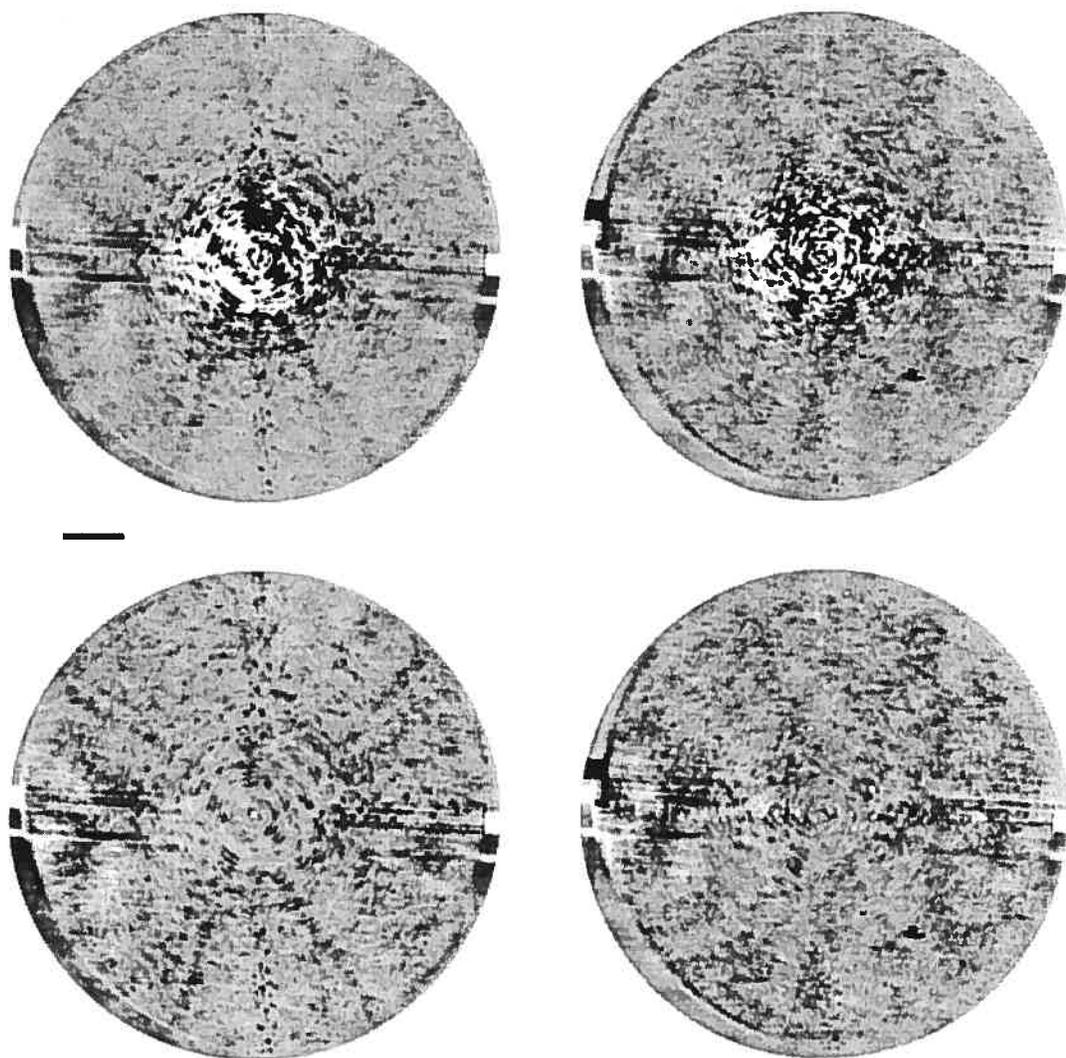


FIG. C.17 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Pi Eri observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

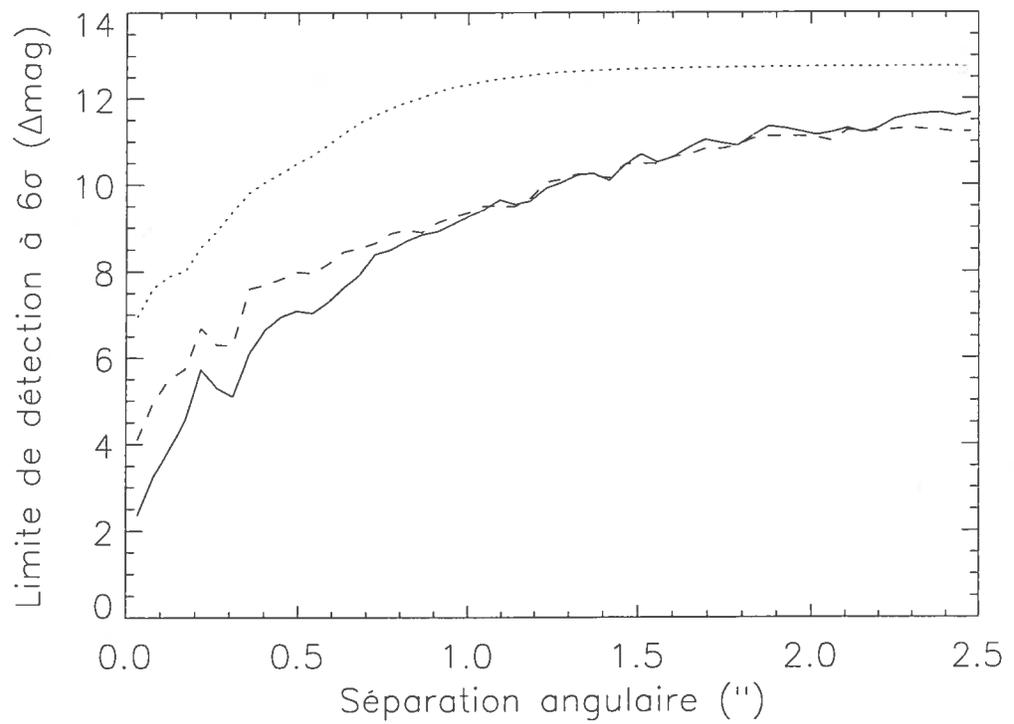


FIG. C.18 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Pi Eri observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

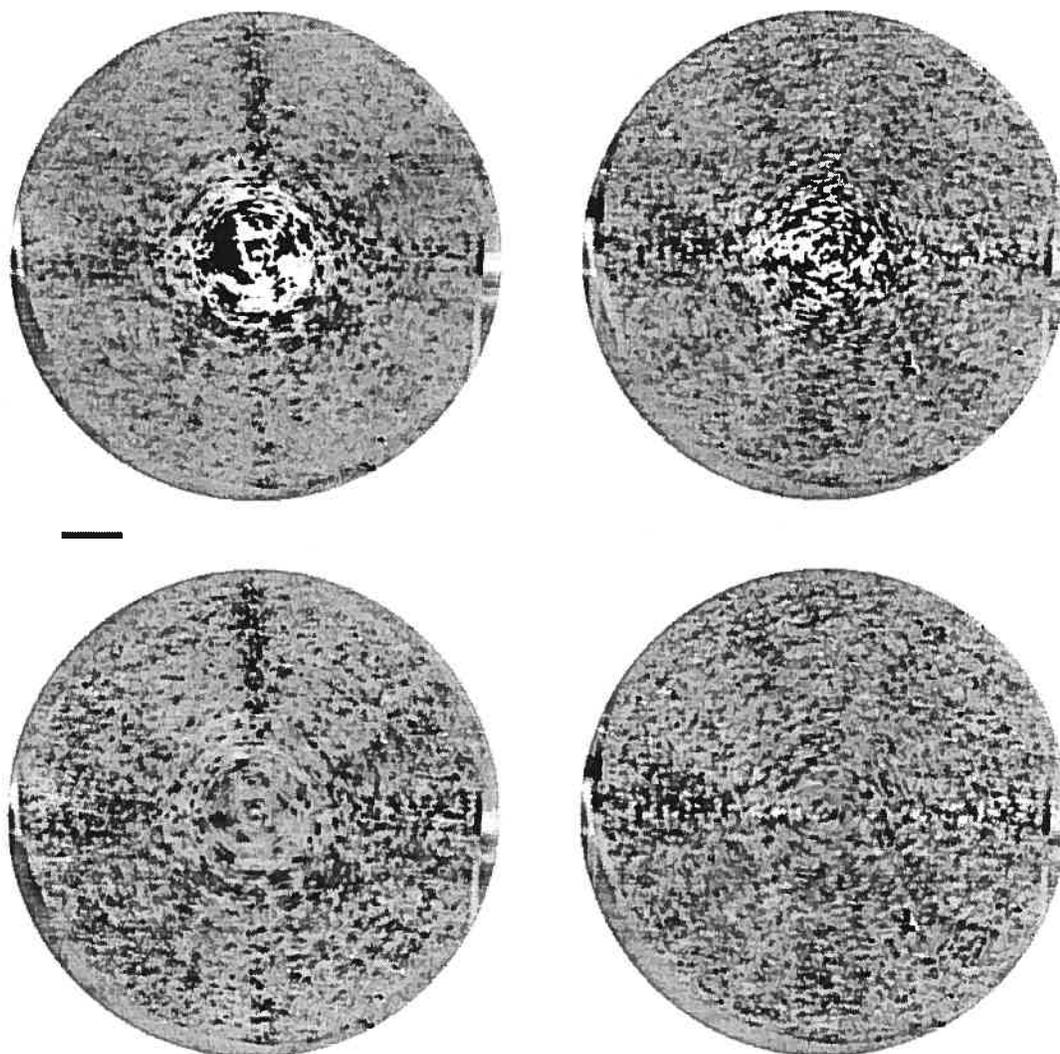


FIG. C.19 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HR1983 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

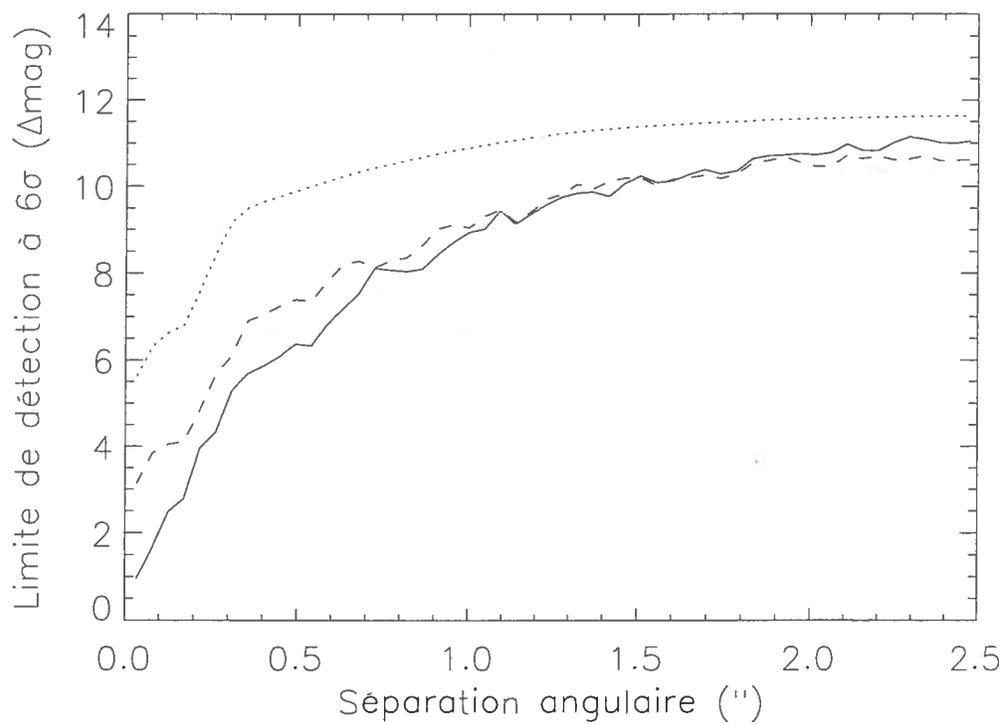


FIG. C.20 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HR1983 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

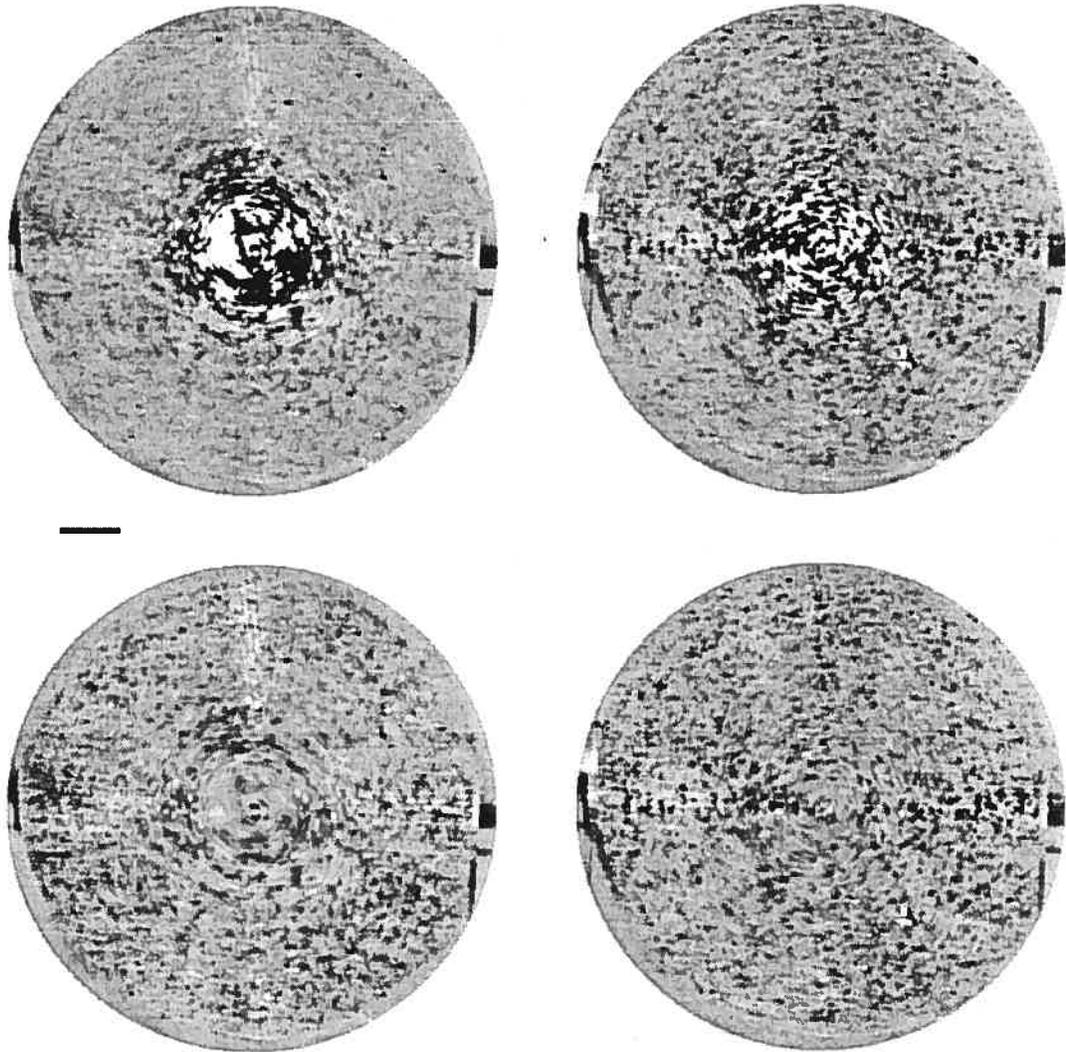


FIG. C.21 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL229 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Sur ces images, le compagnon GL229B se trouve en dehors du champ de vue.

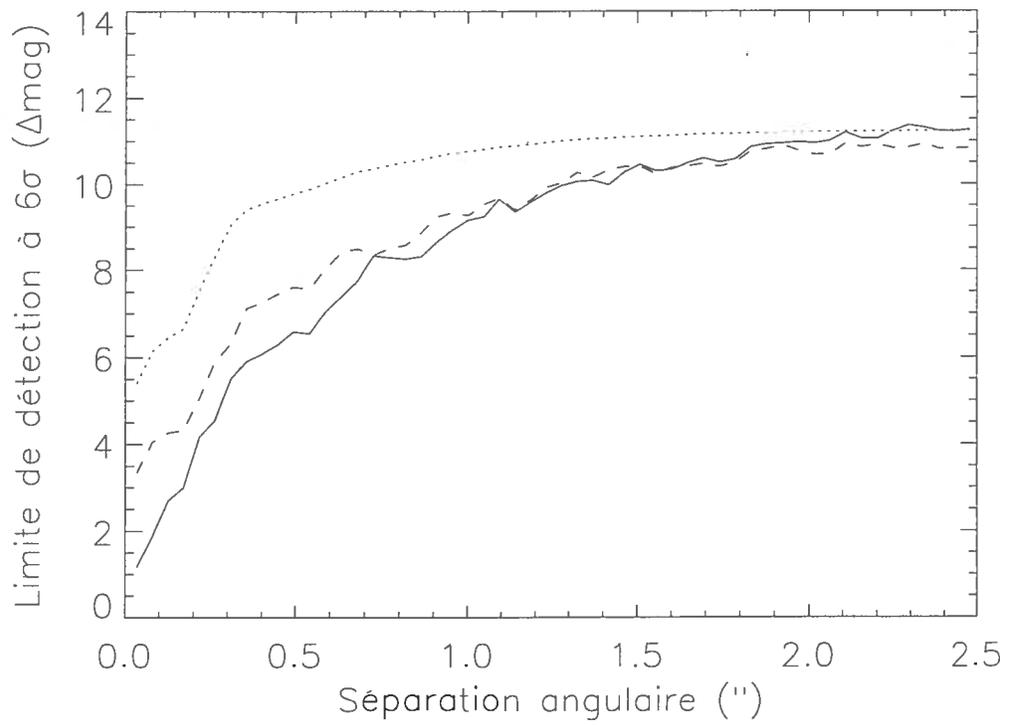


FIG. C.22 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL229 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

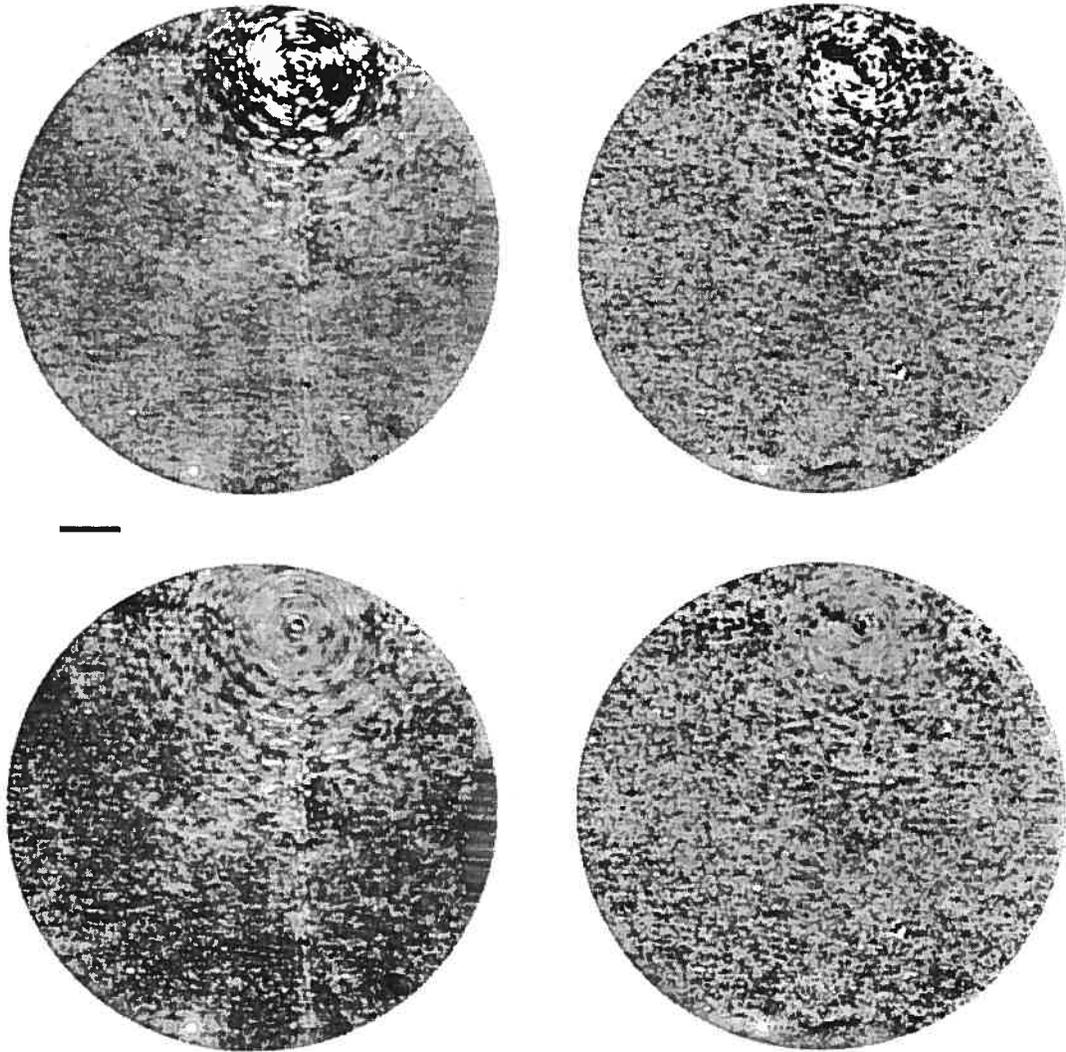


FIG. C.23 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL229 observée durant la nuit du 21 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet méthanique (pas de différence de rapport d'intensité entre les bandes spectrales  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ ) est visible vers 7 h à  $\sim 7''$  du centre de GL229.

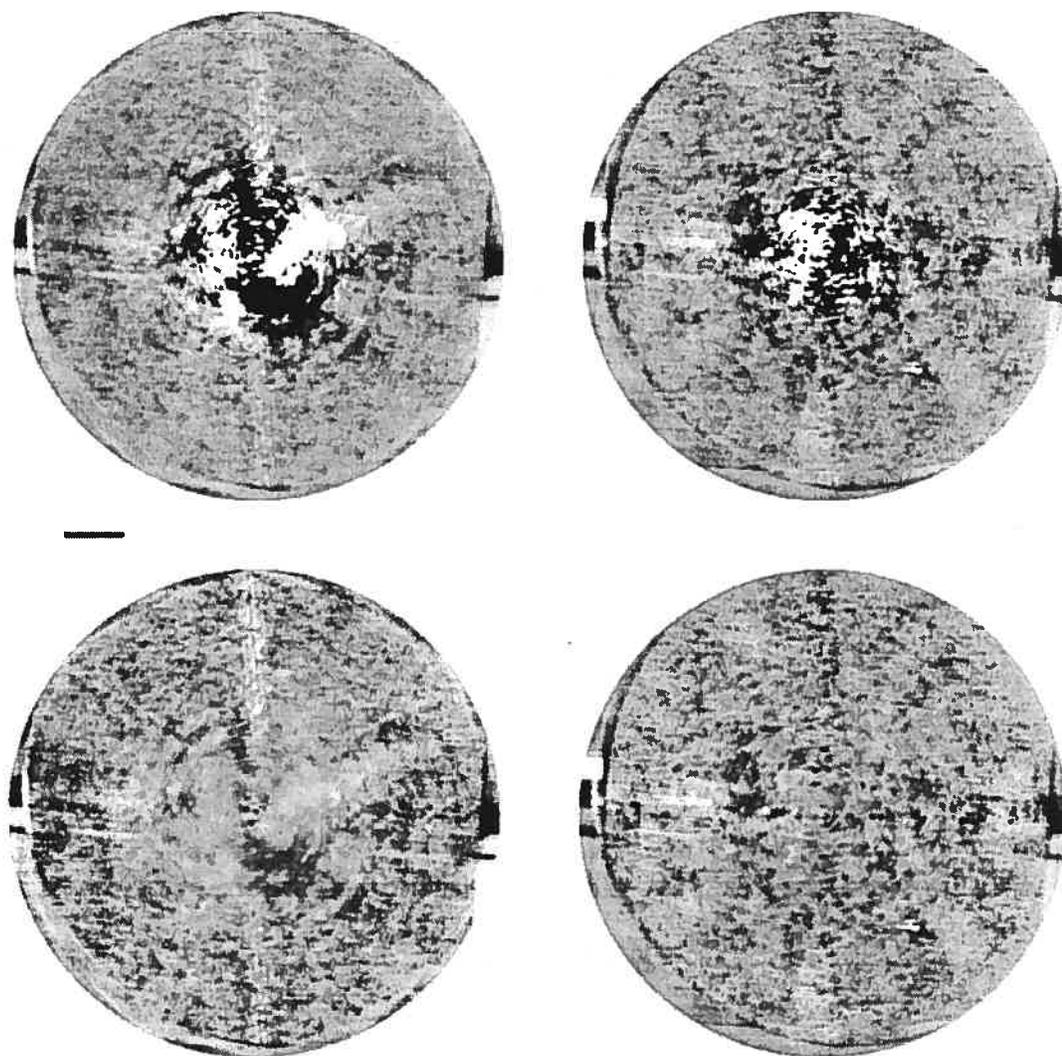


FIG. C.24 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HR2294 observée durant la nuit du 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

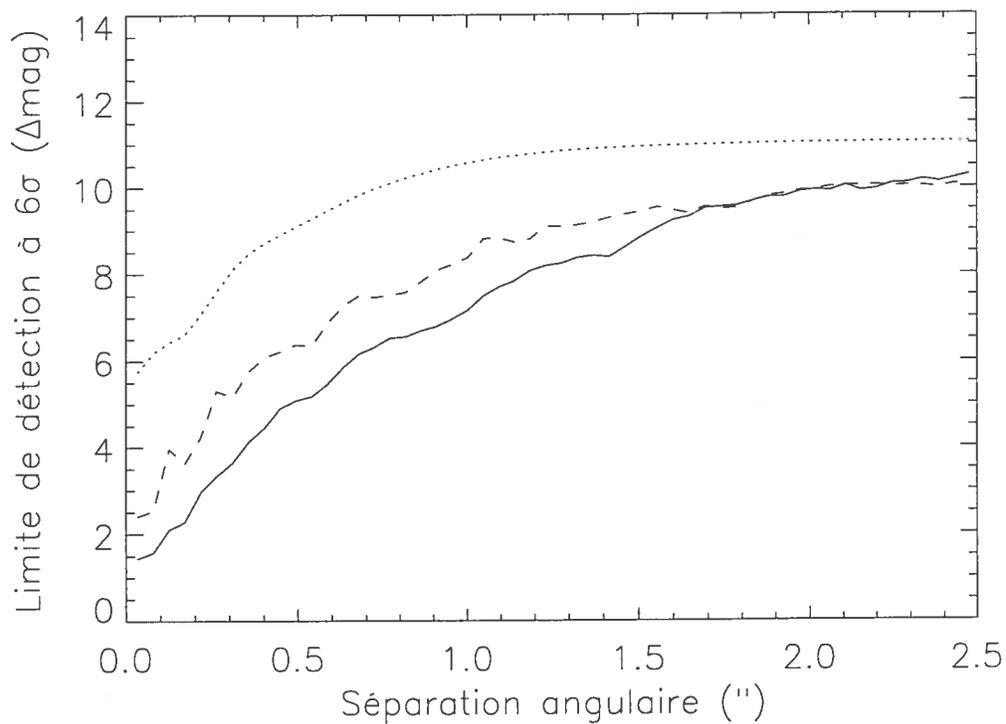


FIG. C.25 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HR2294 observée durant la nuit du 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

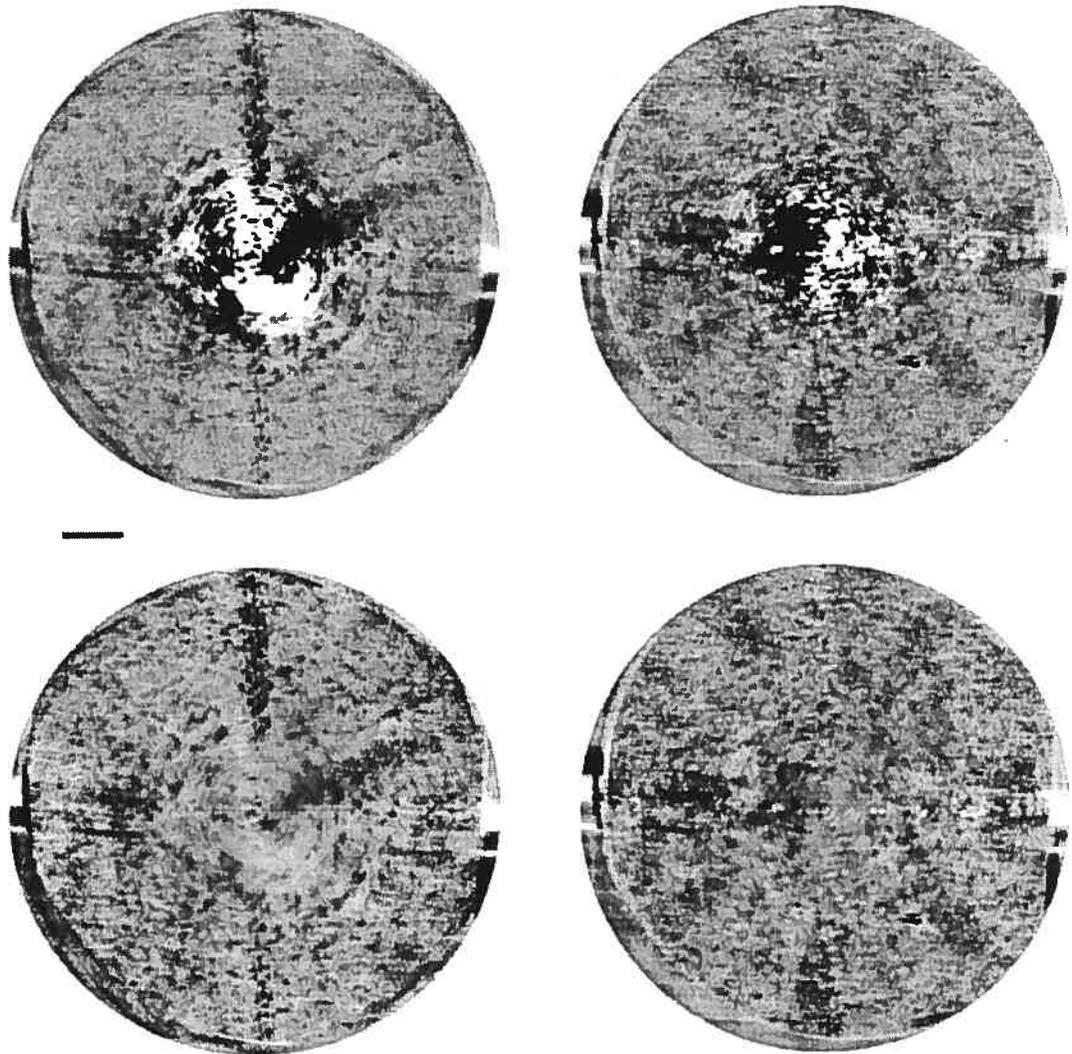


FIG. C.26 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile Sirius observée durant la nuit du 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

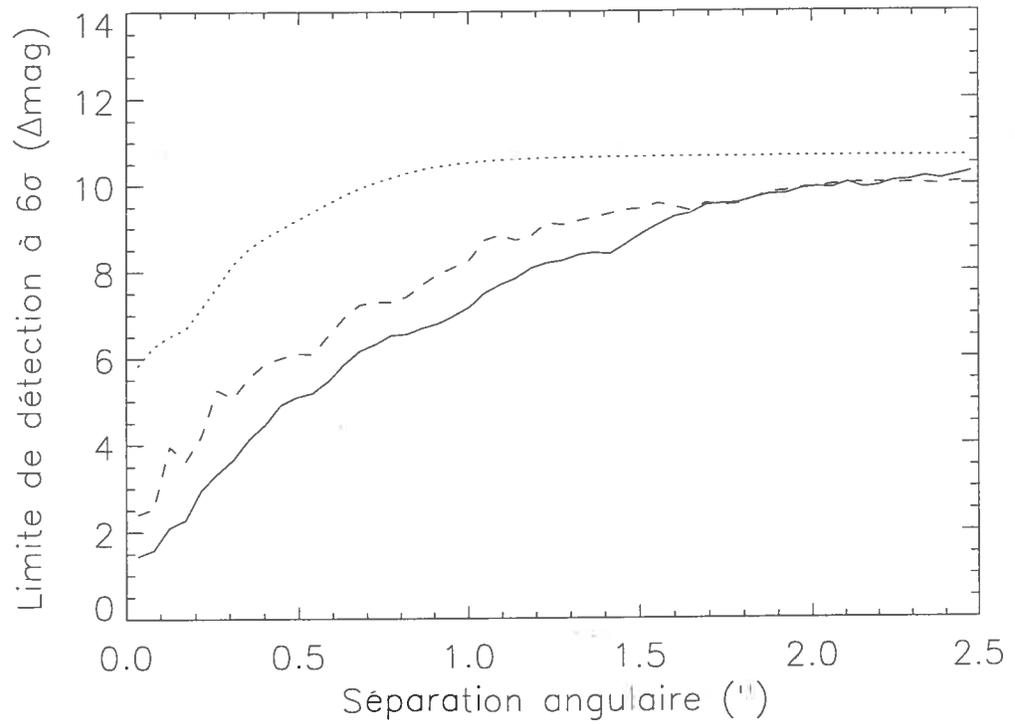


FIG. C.27 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile Sirius observée durant la nuit du 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

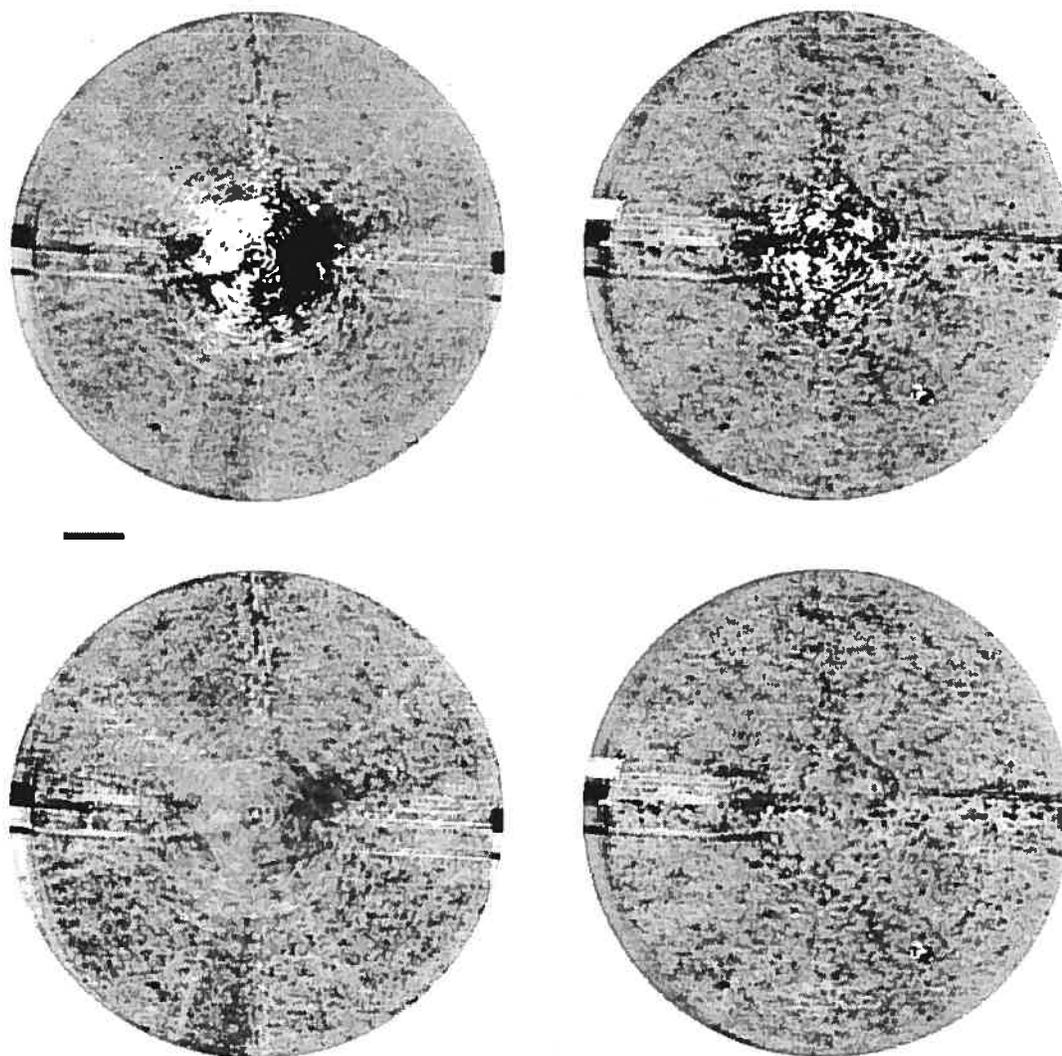


FIG. C.28 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile 55Cnc observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

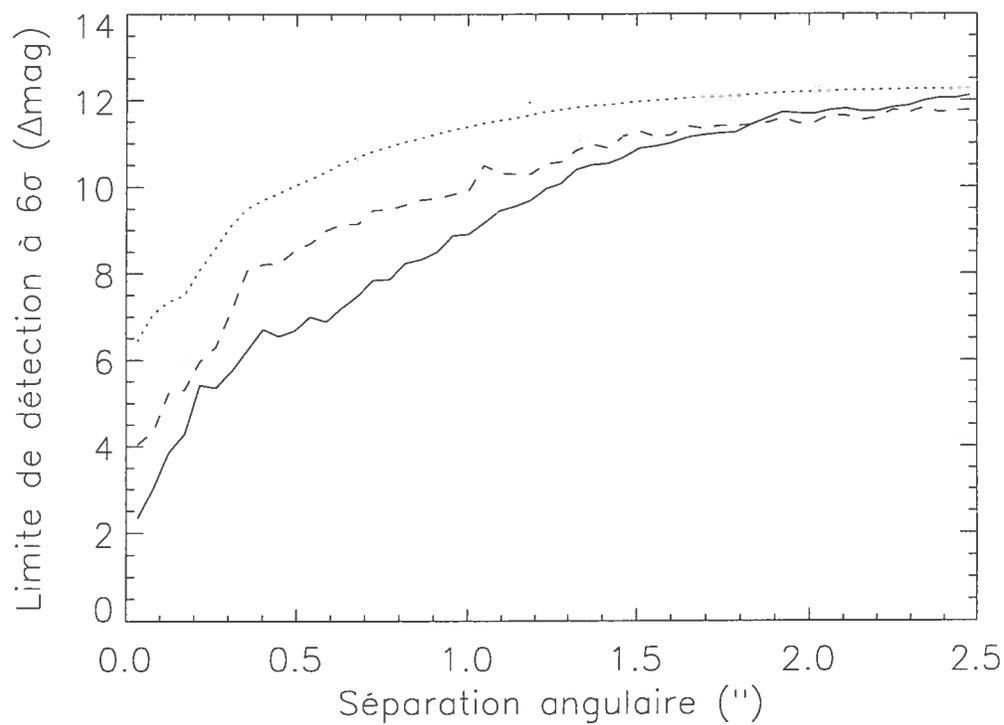


FIG. C.29 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile 55Cnc observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

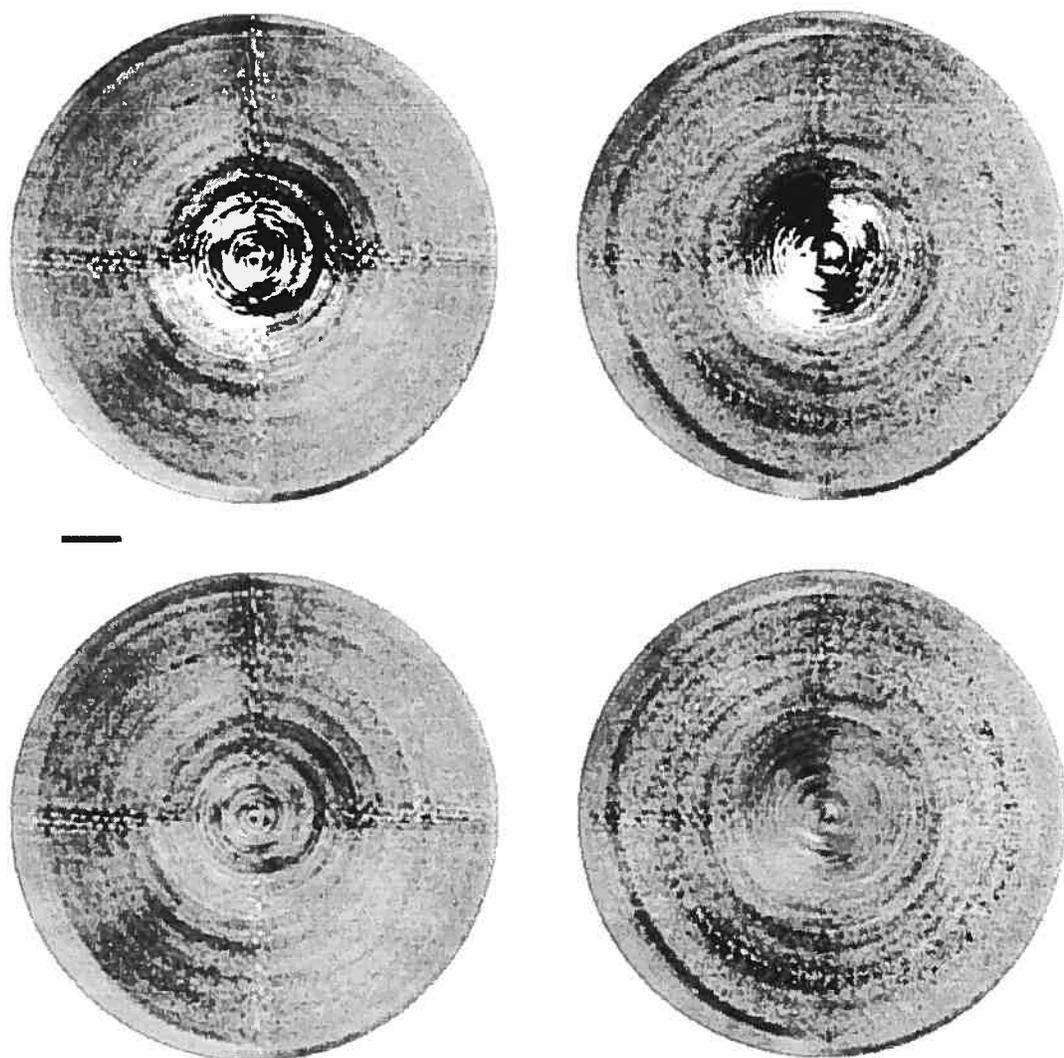


FIG. C.30 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile 55Cnc observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

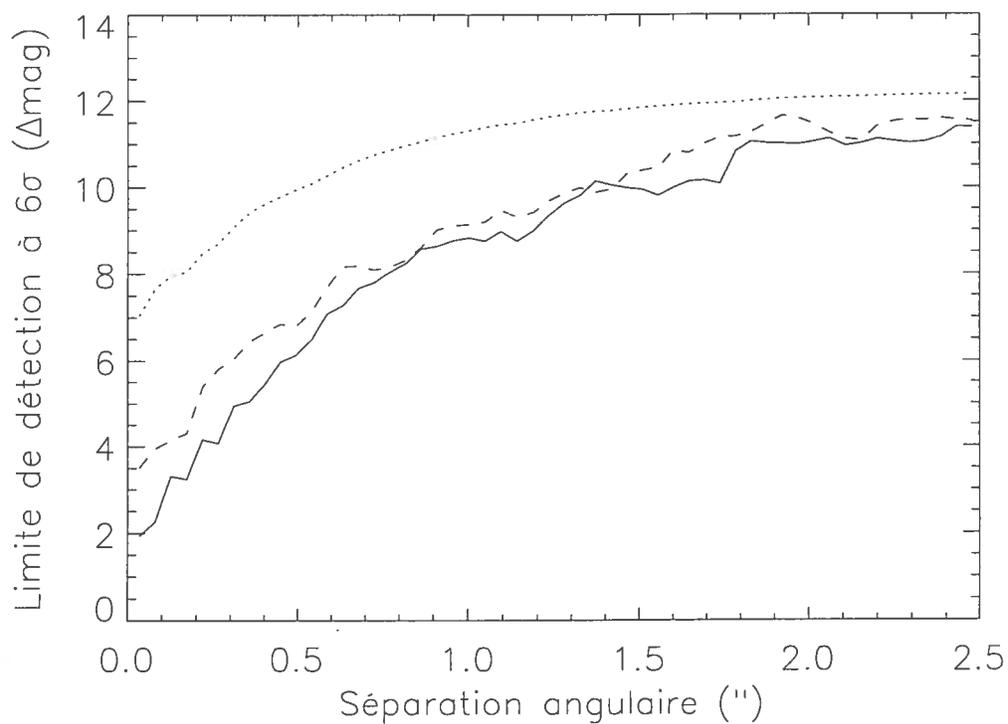


FIG. C.31 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile 55Cnc observée durant la nuit du 24 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

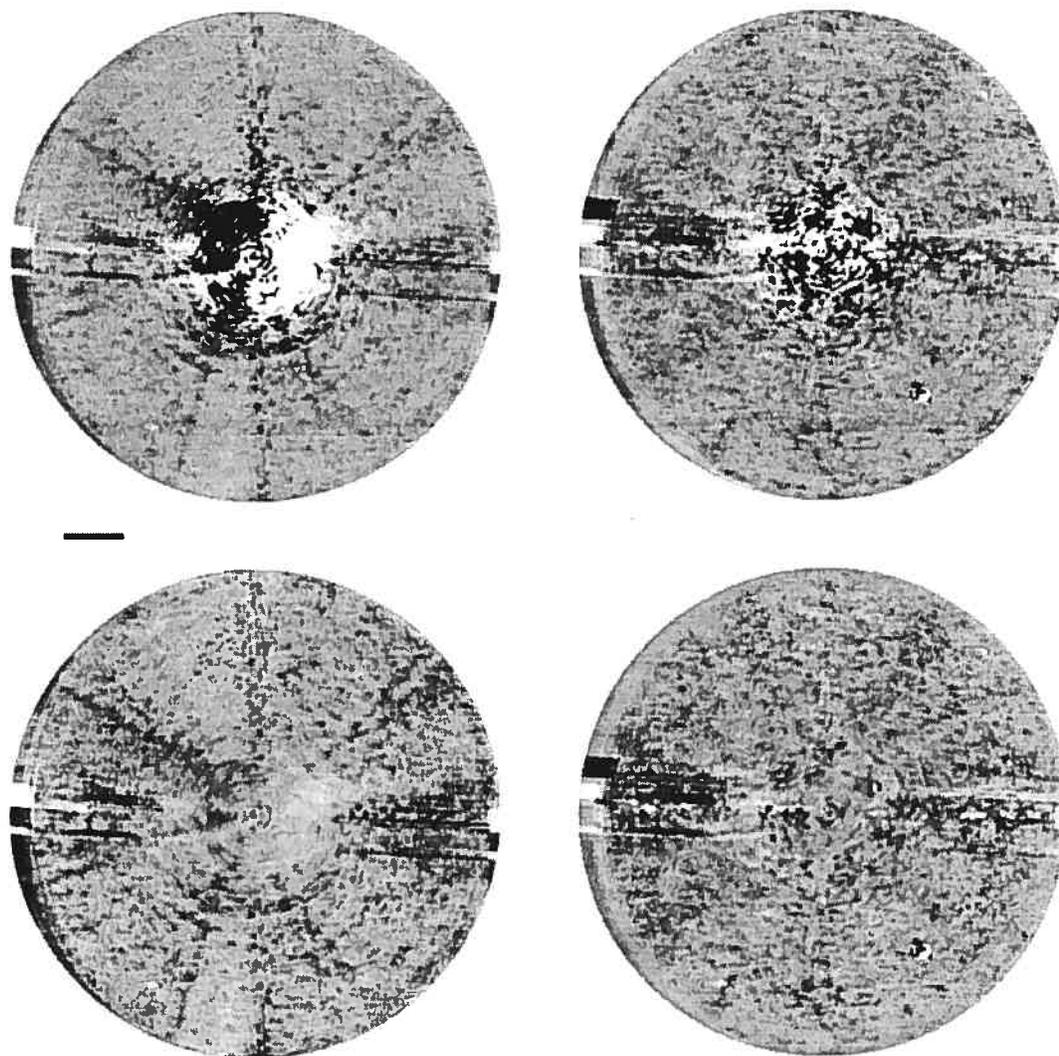


FIG. C.32 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile 58Cnc observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

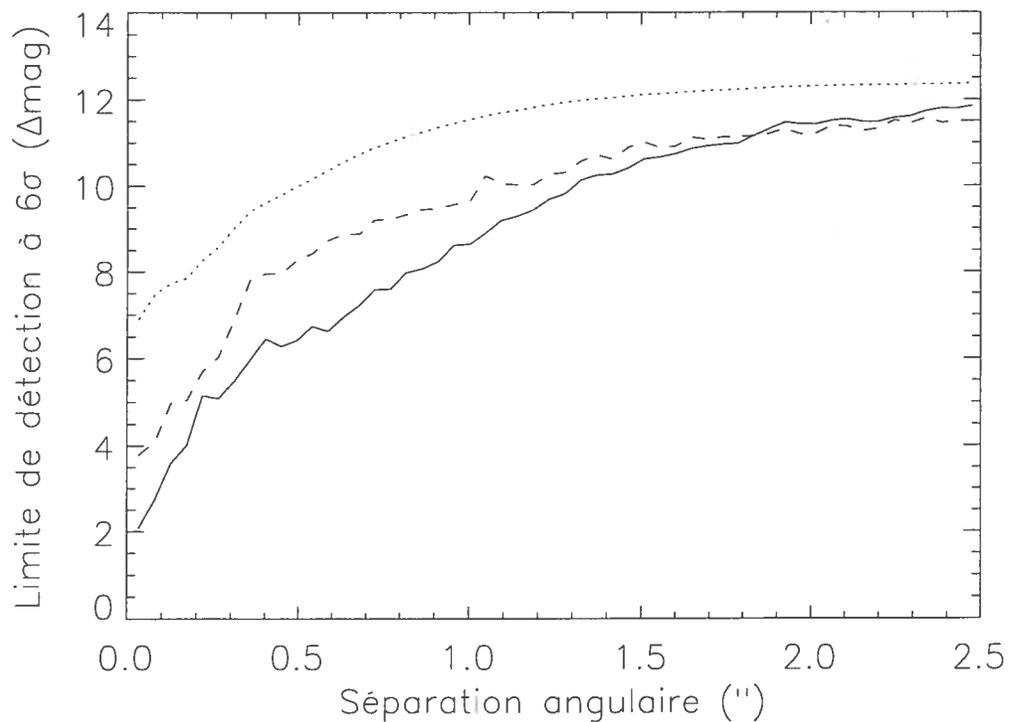


FIG. C.33 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile 58Cnc observée durant les nuits du 21 et 22 novembre 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

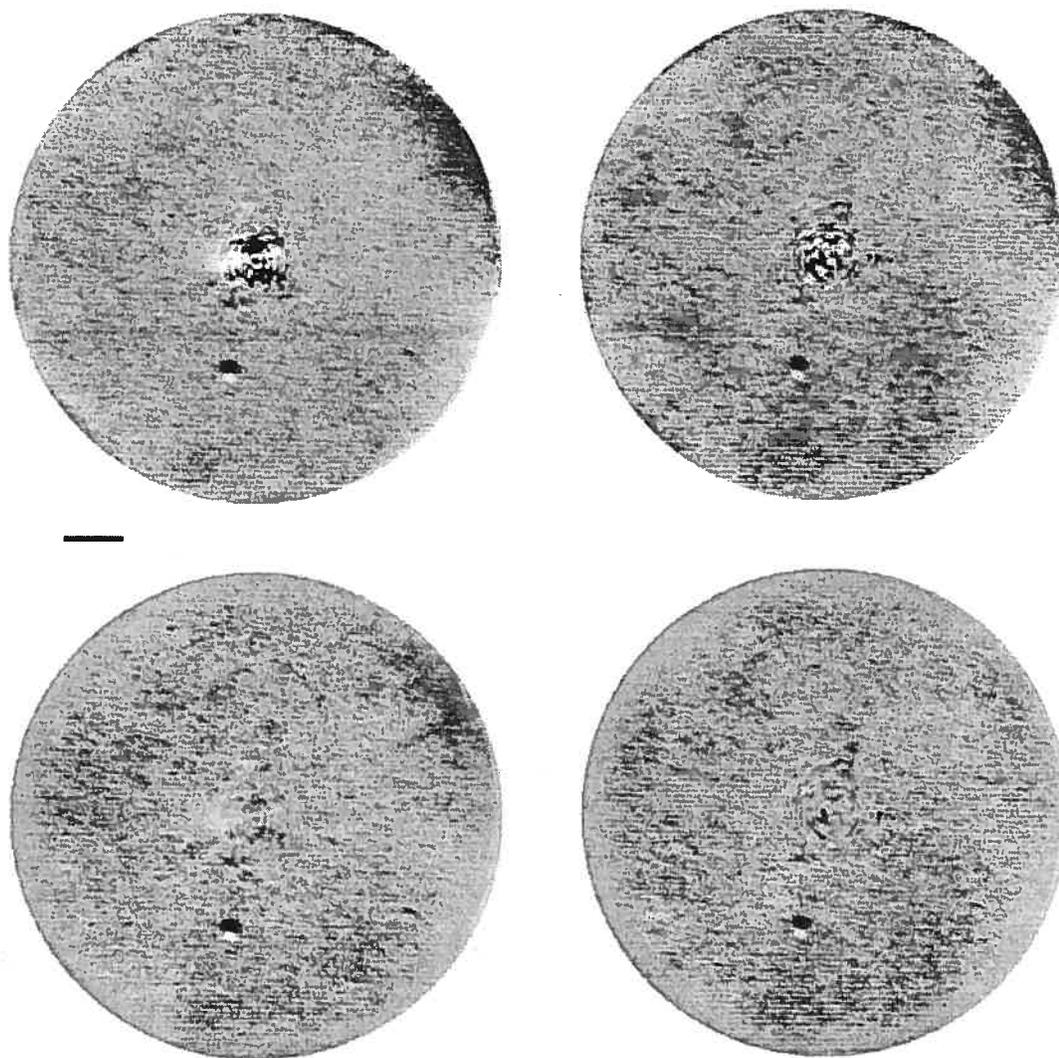


FIG. C.34 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL526 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

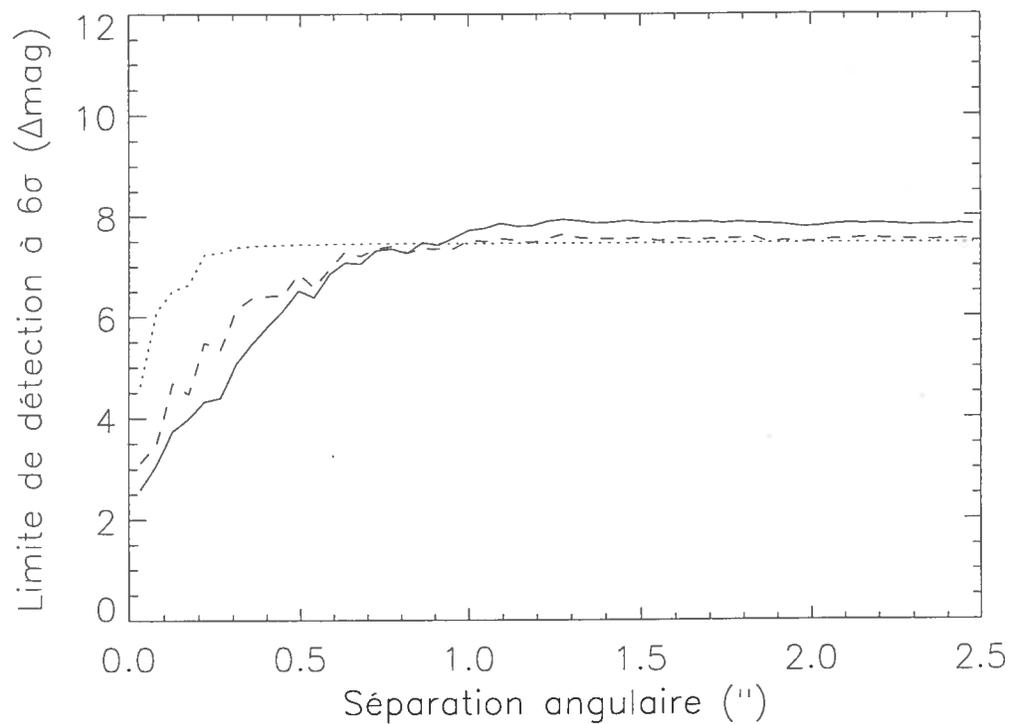


FIG. C.35 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL526 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

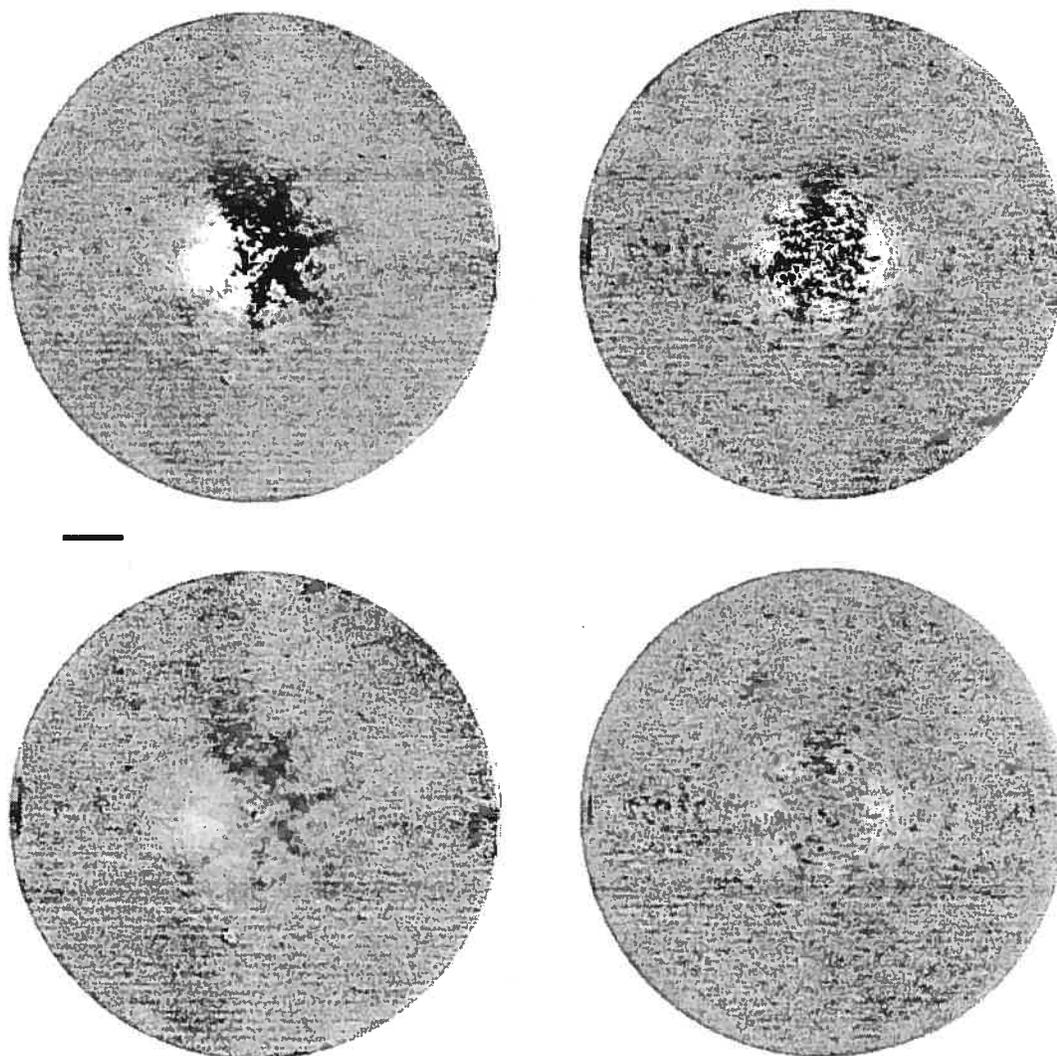


FIG. C.36 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD129972 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

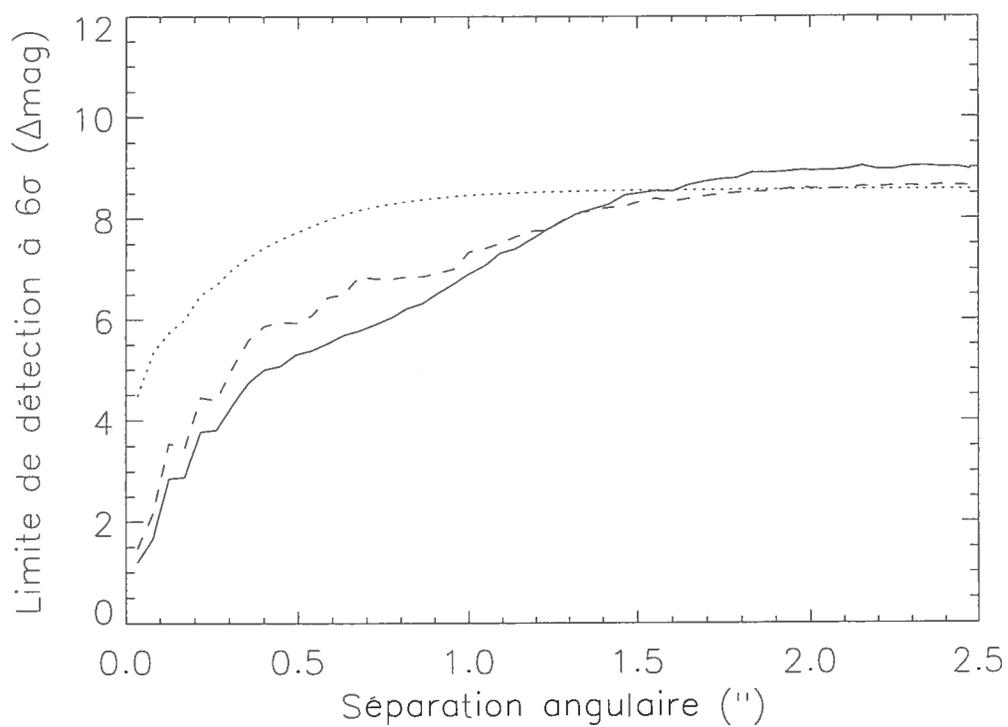


FIG. C.37 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD129972 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

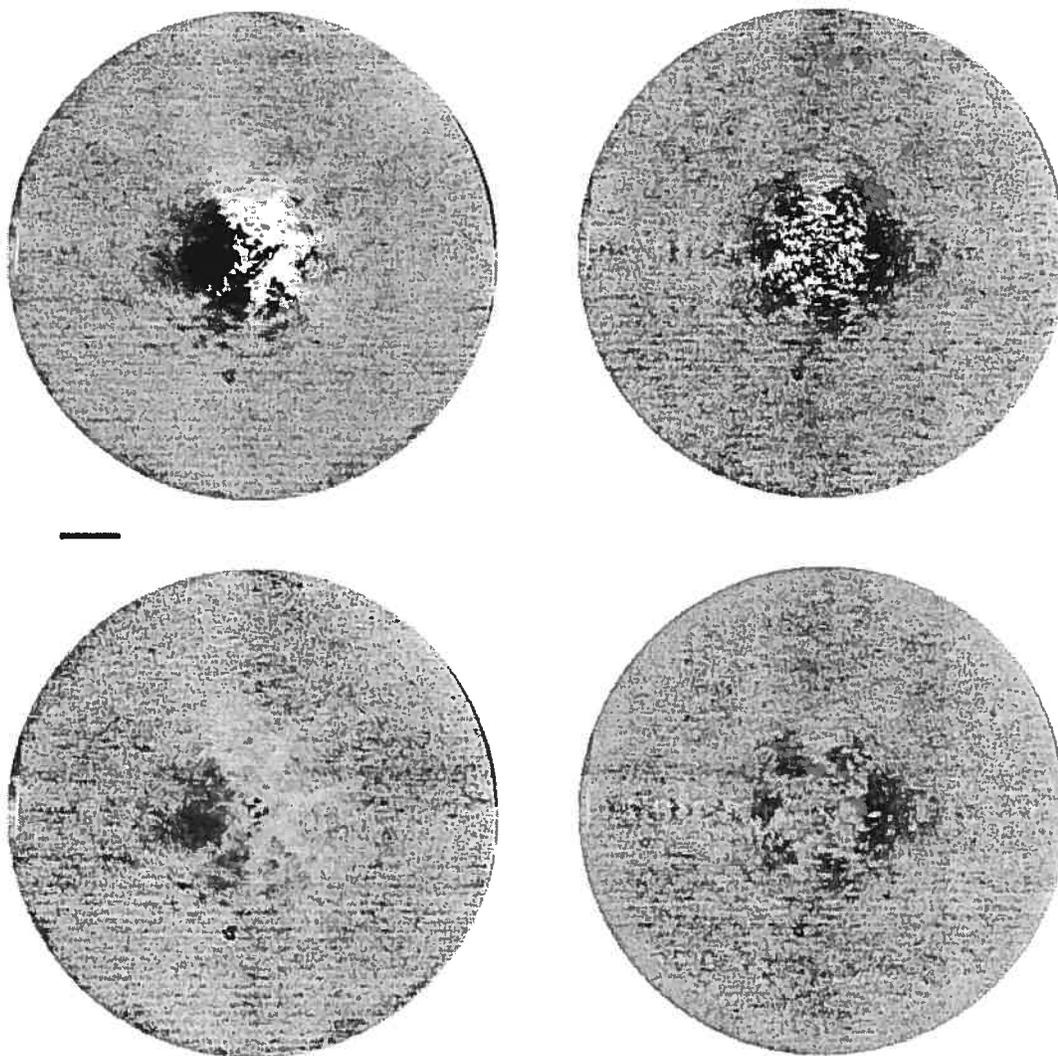


FIG. C.38 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD131156 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

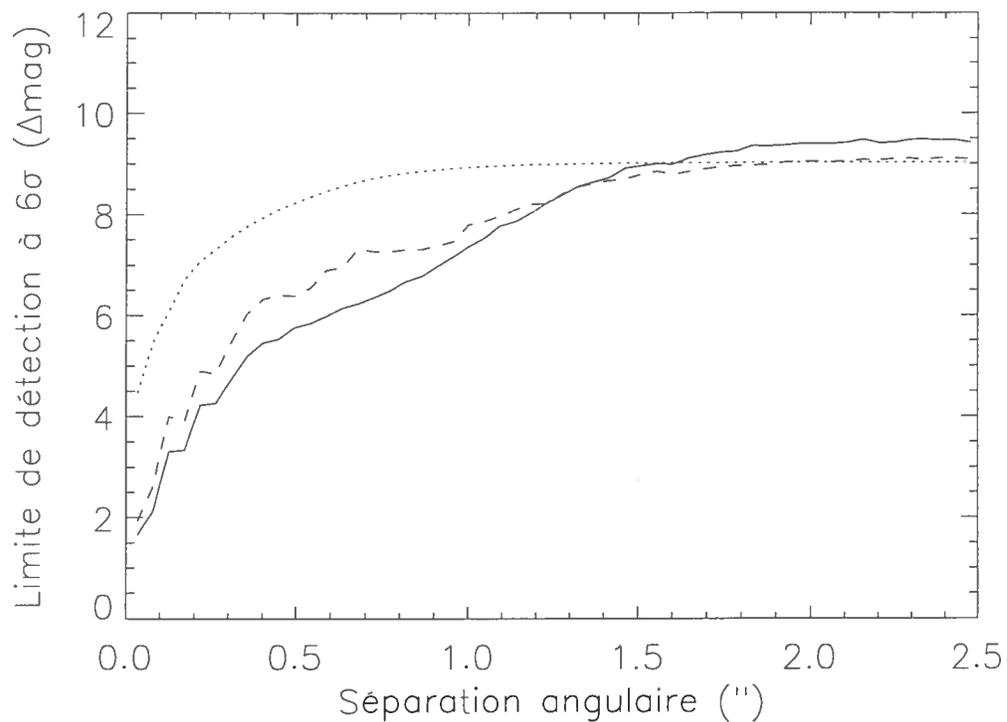


FIG. C.39 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD131156 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

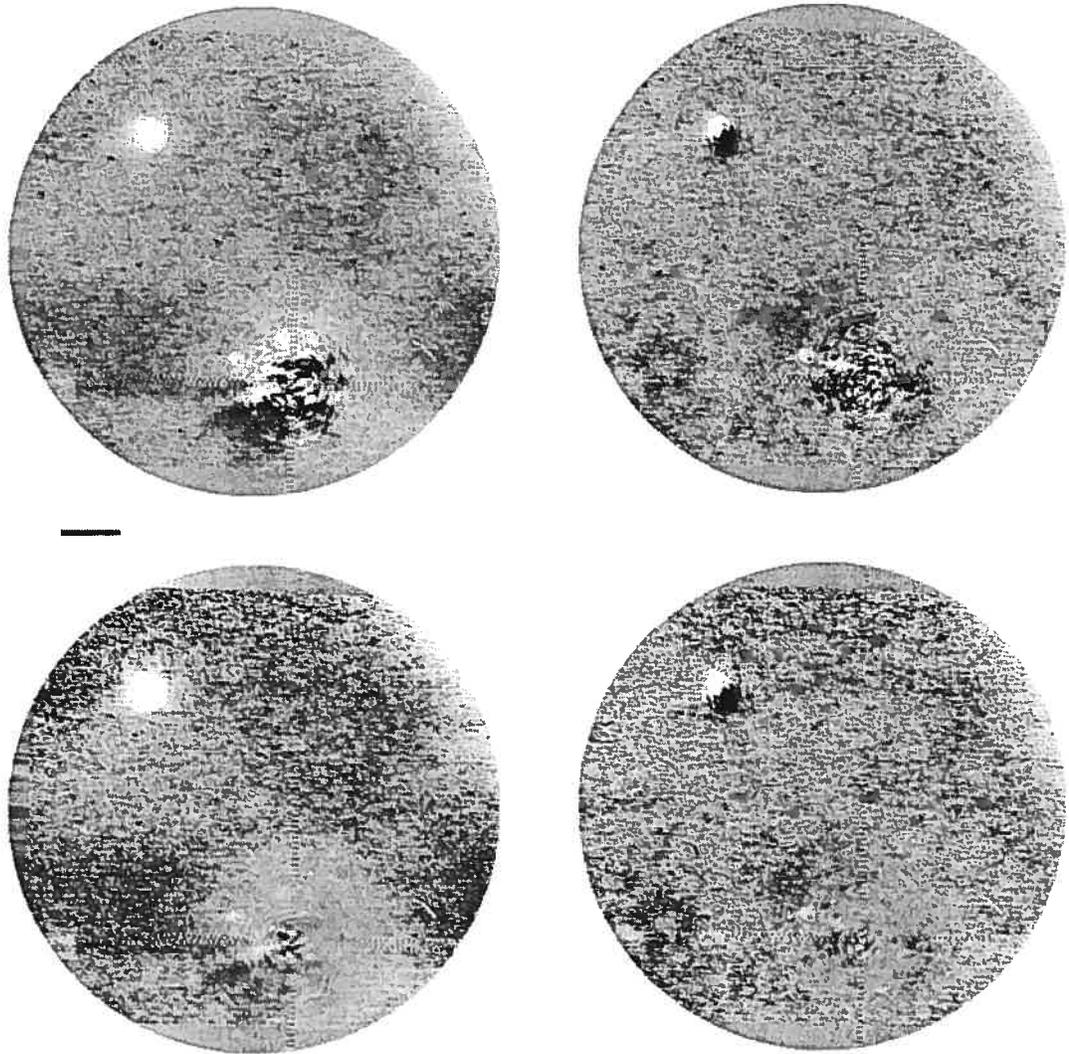


FIG. C.40 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL569 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir la figure C.1 pour plus de détails. Deux objets non méthaniques sont visibles vers 11 h à  $\sim 5''$  du centre (voir la figure C.41 pour un affichage montrant bien les deux compagnons).

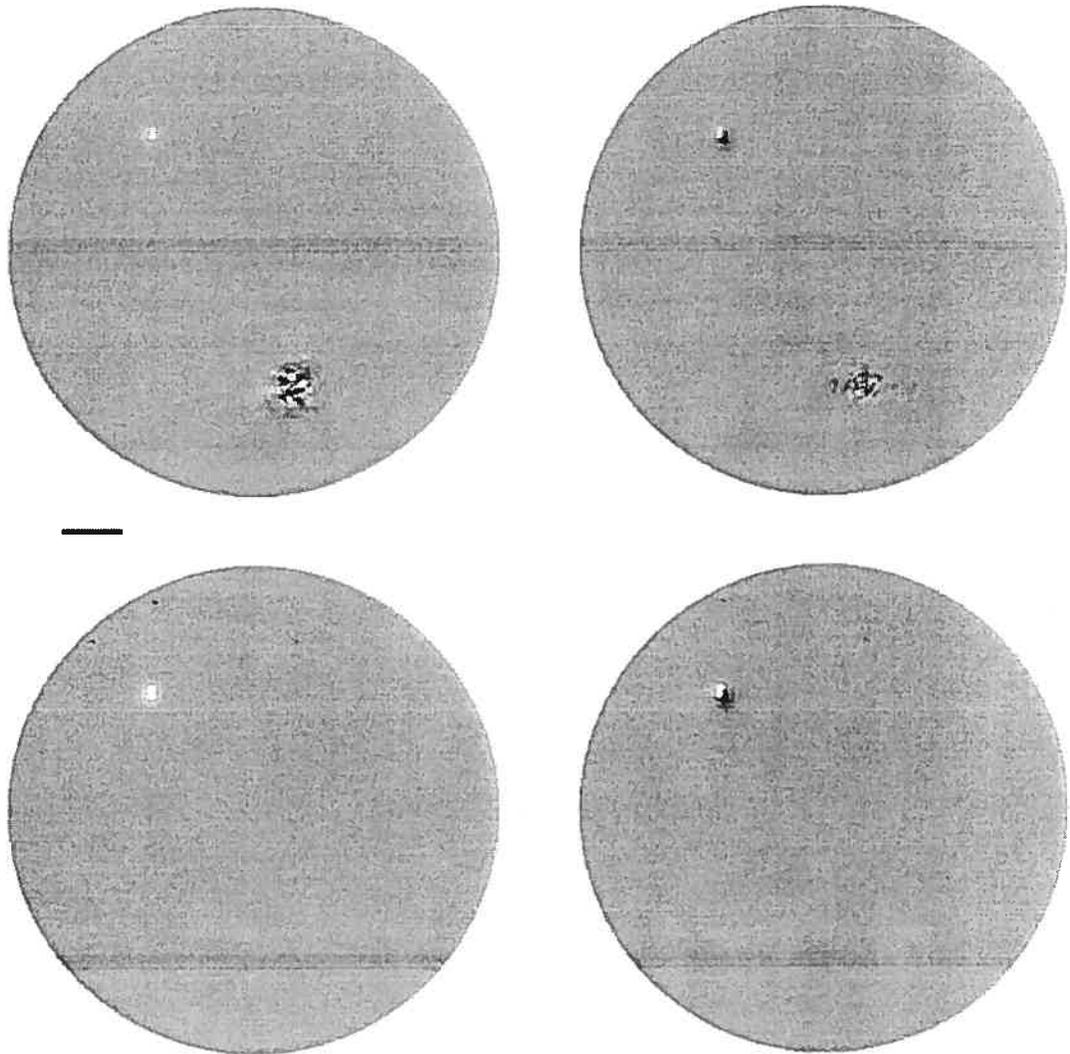


FIG. C.41 – Même figure que C.40 avec un affichage différent. Les deux compagnons sont bien visible vers 11 h à  $\sim 5''$  du centre.

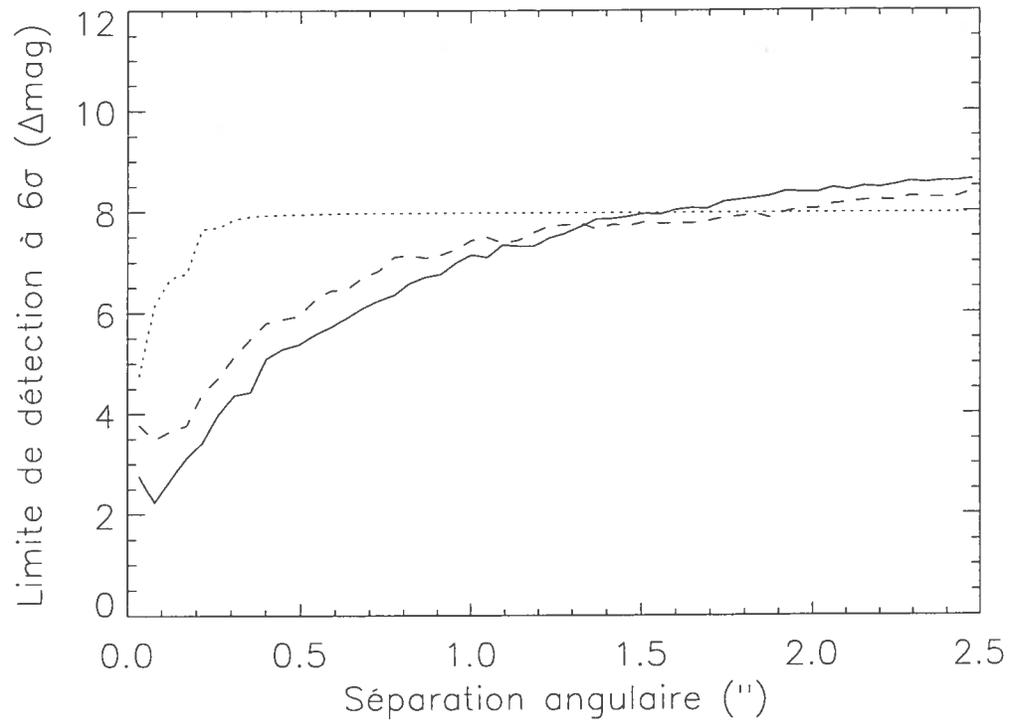


FIG. C.42 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL569 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

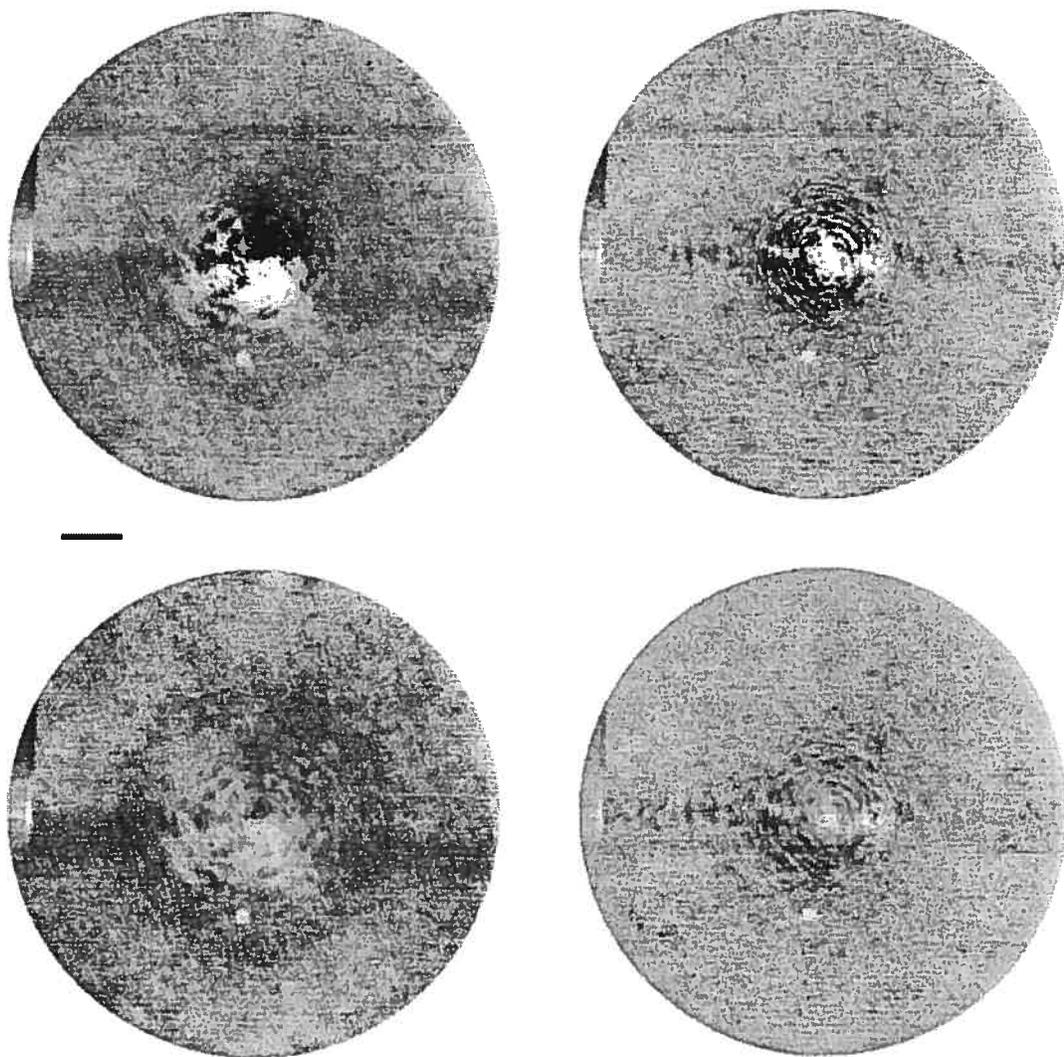


FIG. C.43 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL570BC observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-mécanique a été détecté vers 6 h à  $\sim 0,1''$  du centre et soustrait à l'aide d'une fonction d'étalement de référence.

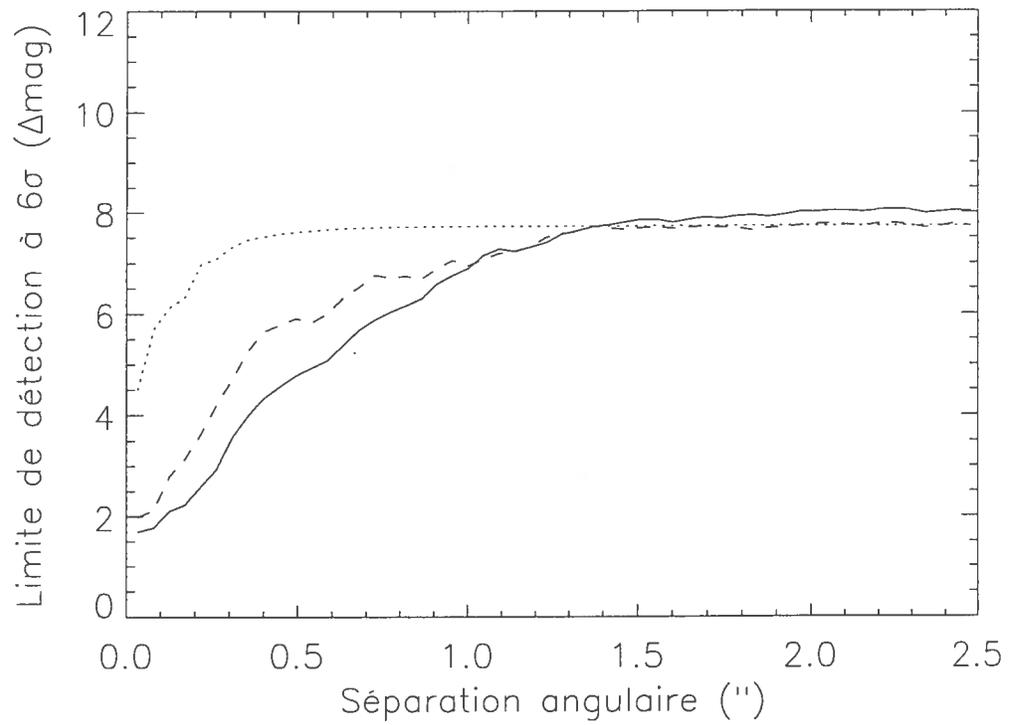


FIG. C.44 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL569 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

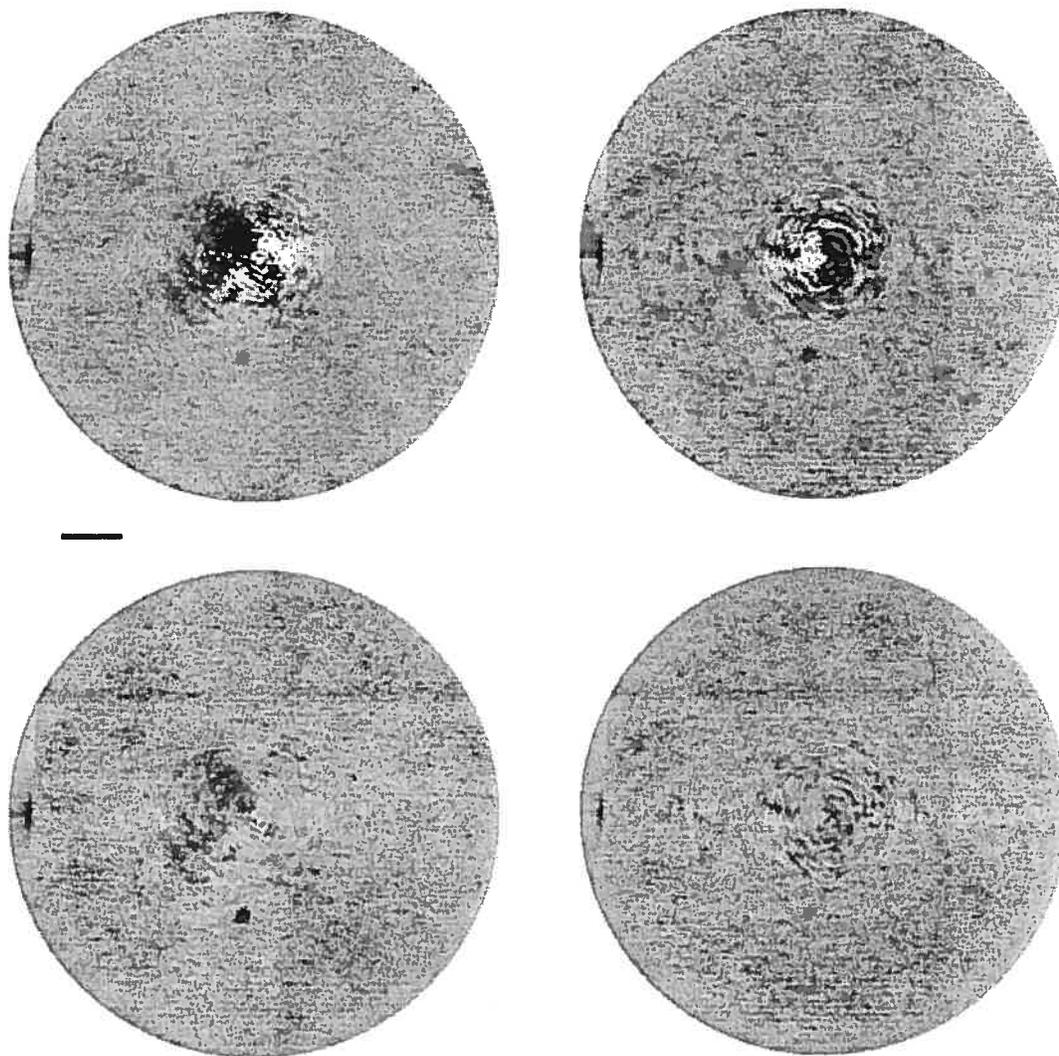


FIG. C.45 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL570A observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

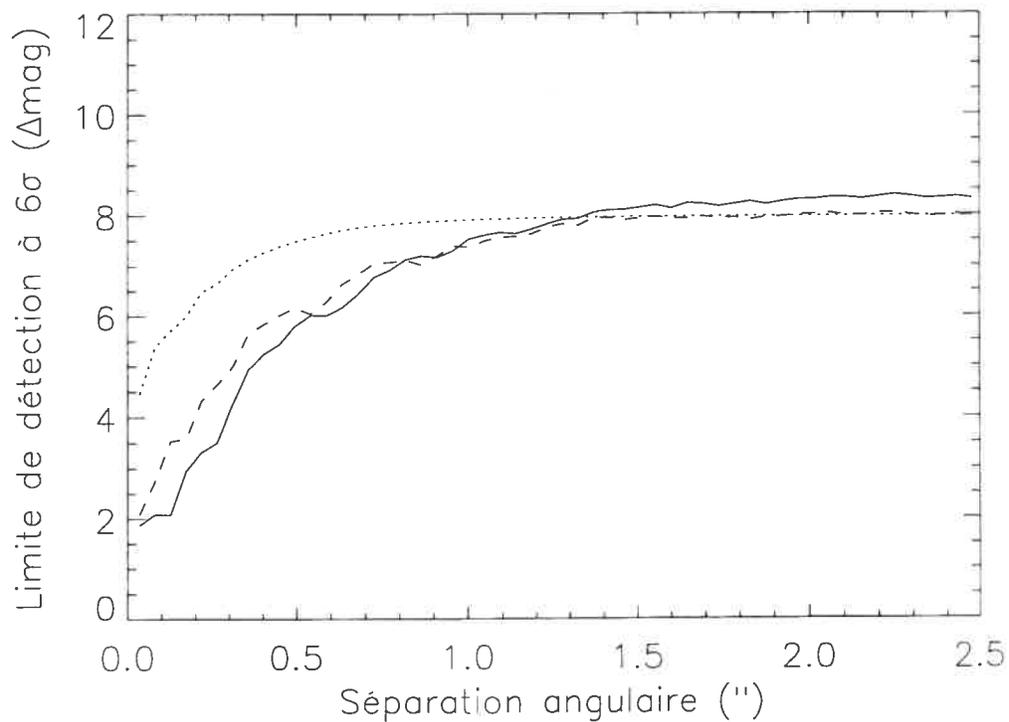


FIG. C.46 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL570A observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

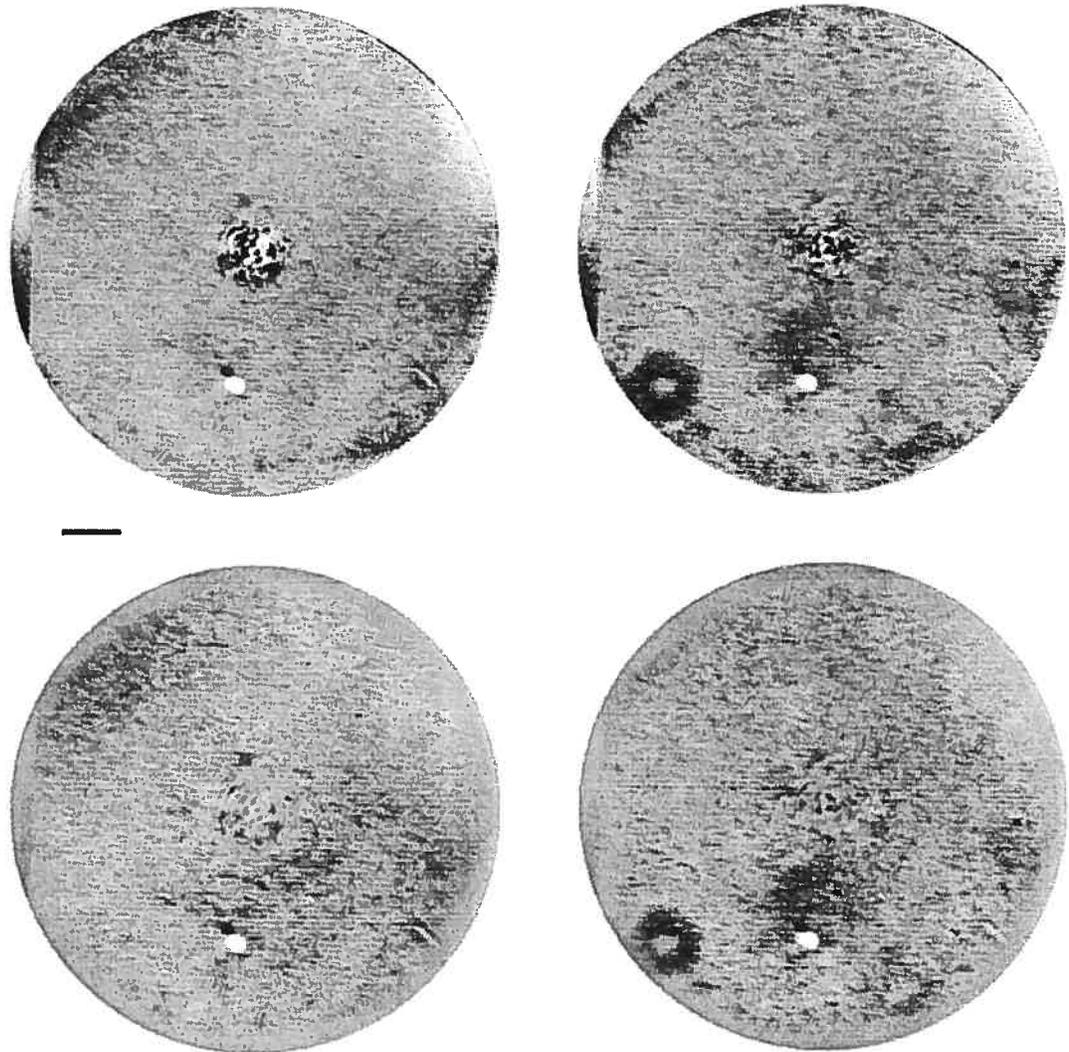


FIG. C.47 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL614 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

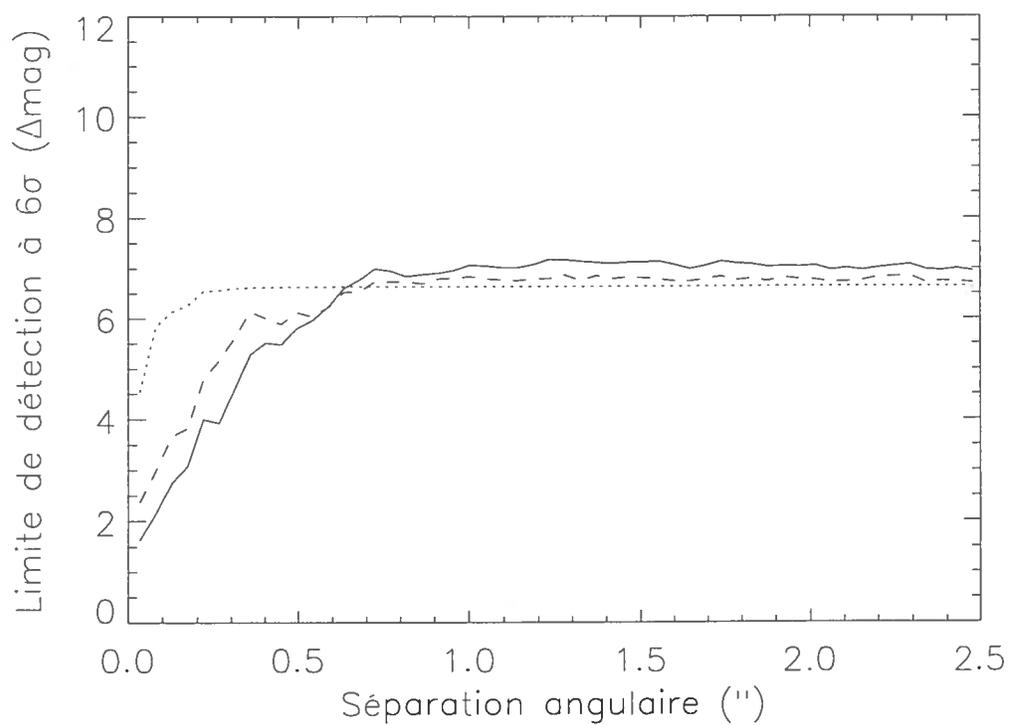


FIG. C.48 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL614 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

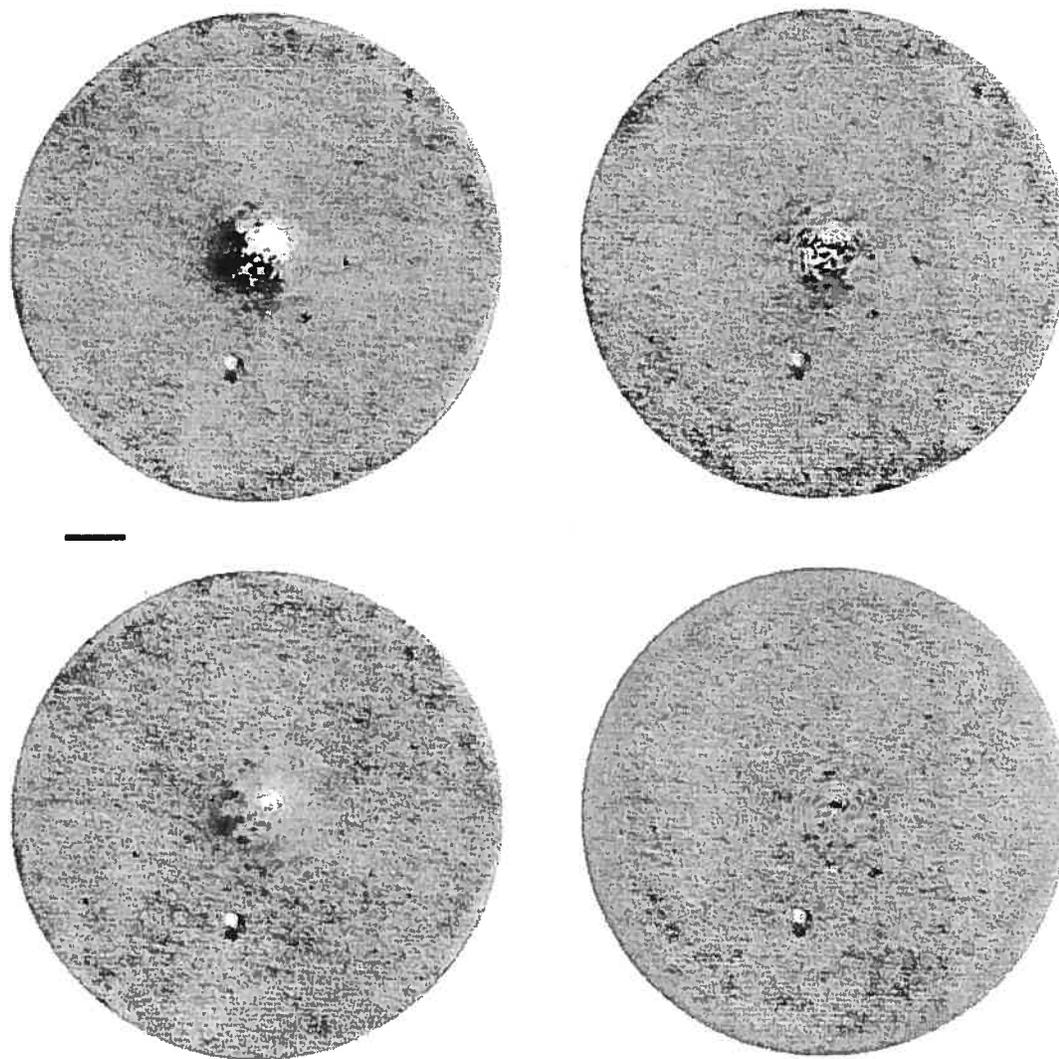


FIG. C.49 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL644 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 2 h à  $\sim 0,2''$  du centre. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet.

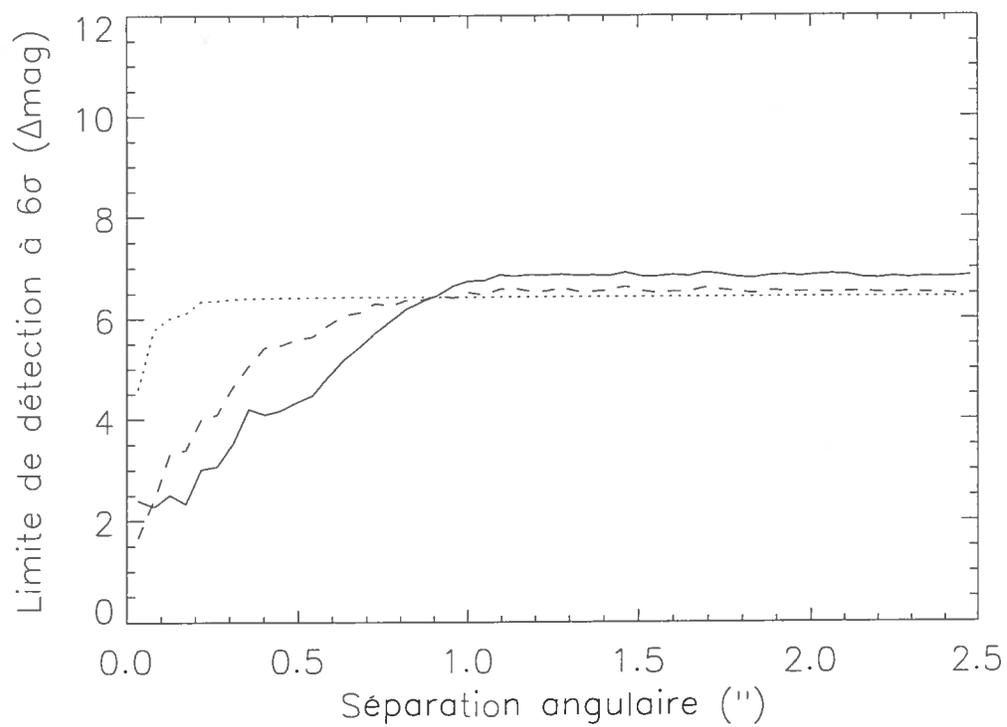


FIG. C.50 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL644 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

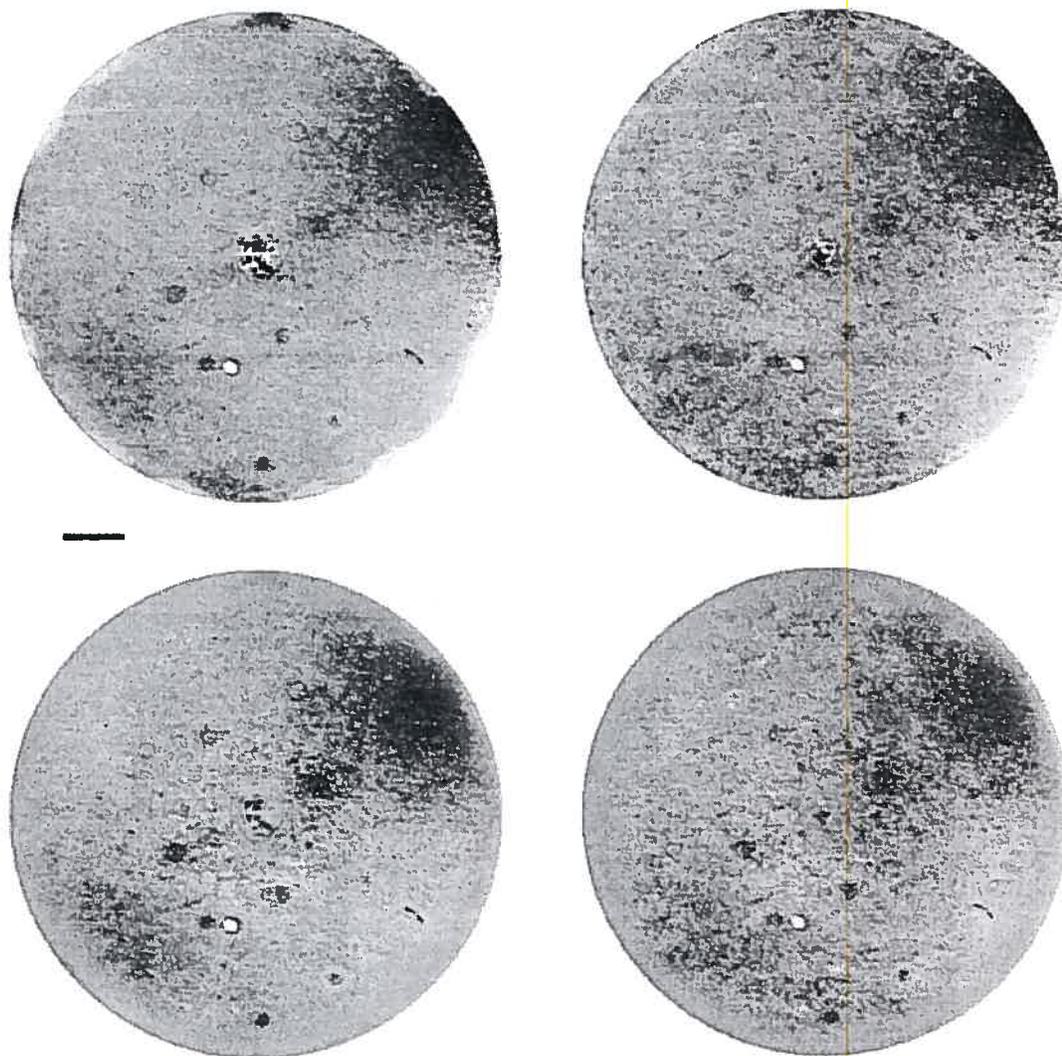


FIG. C.51 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL644C observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

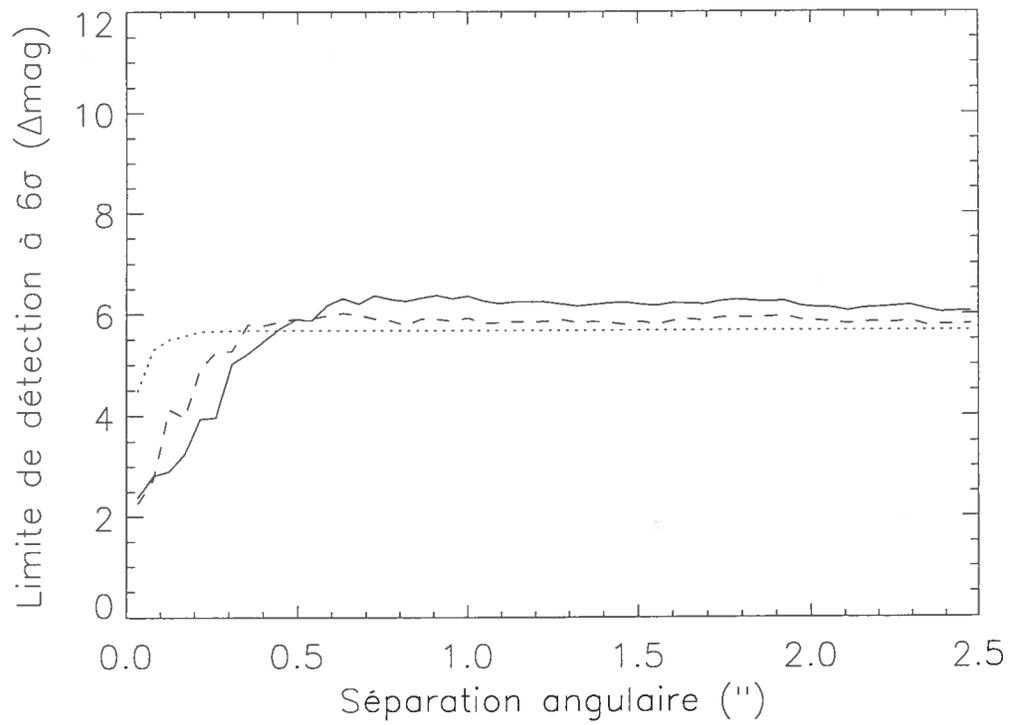


FIG. C.52 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL644C observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

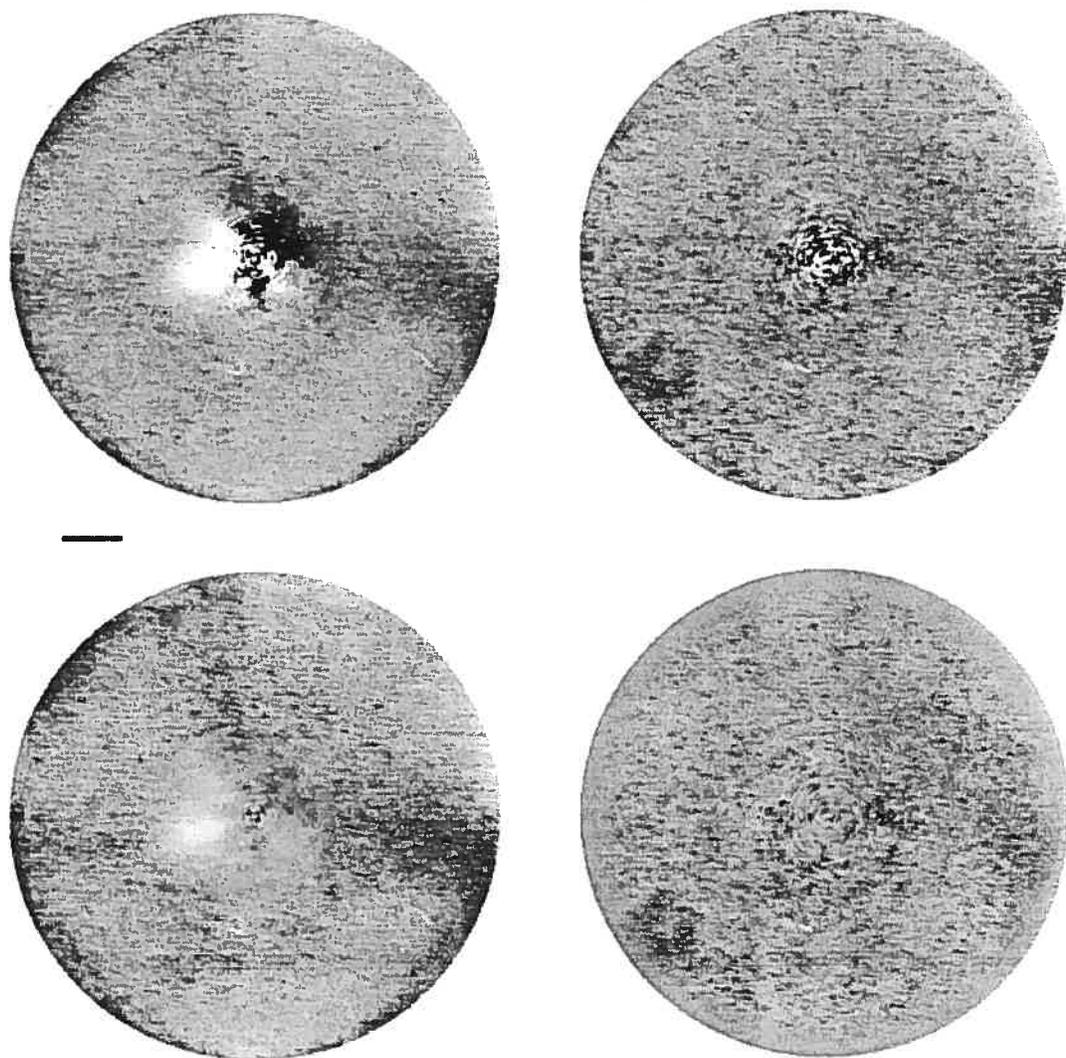


FIG. C.53 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD168443 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

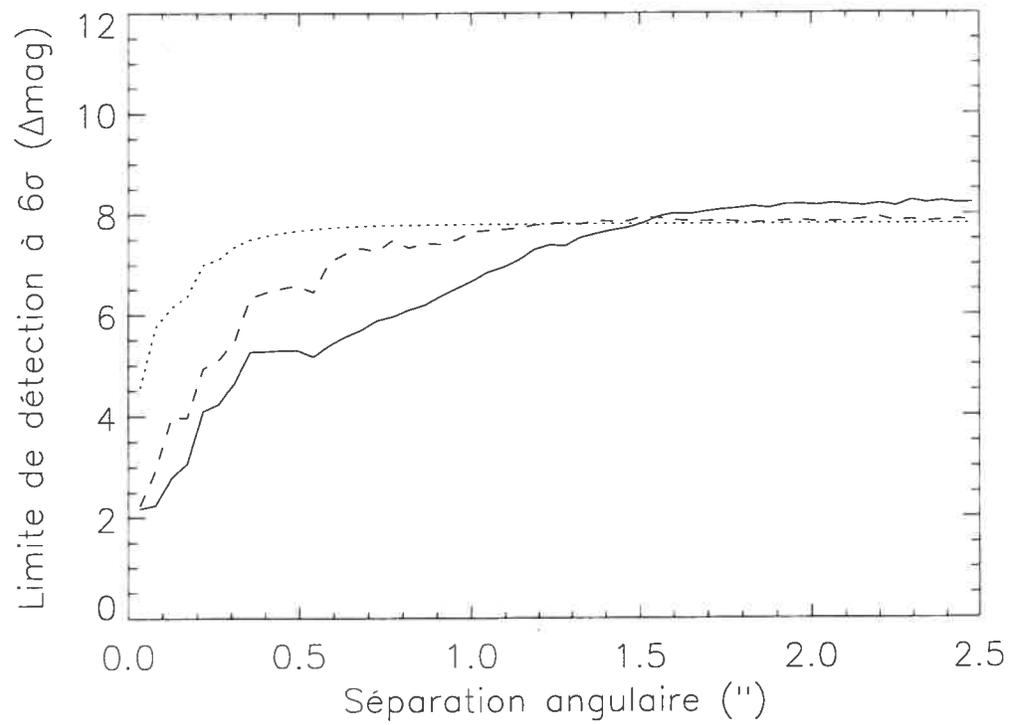


FIG. C.54 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD168443 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

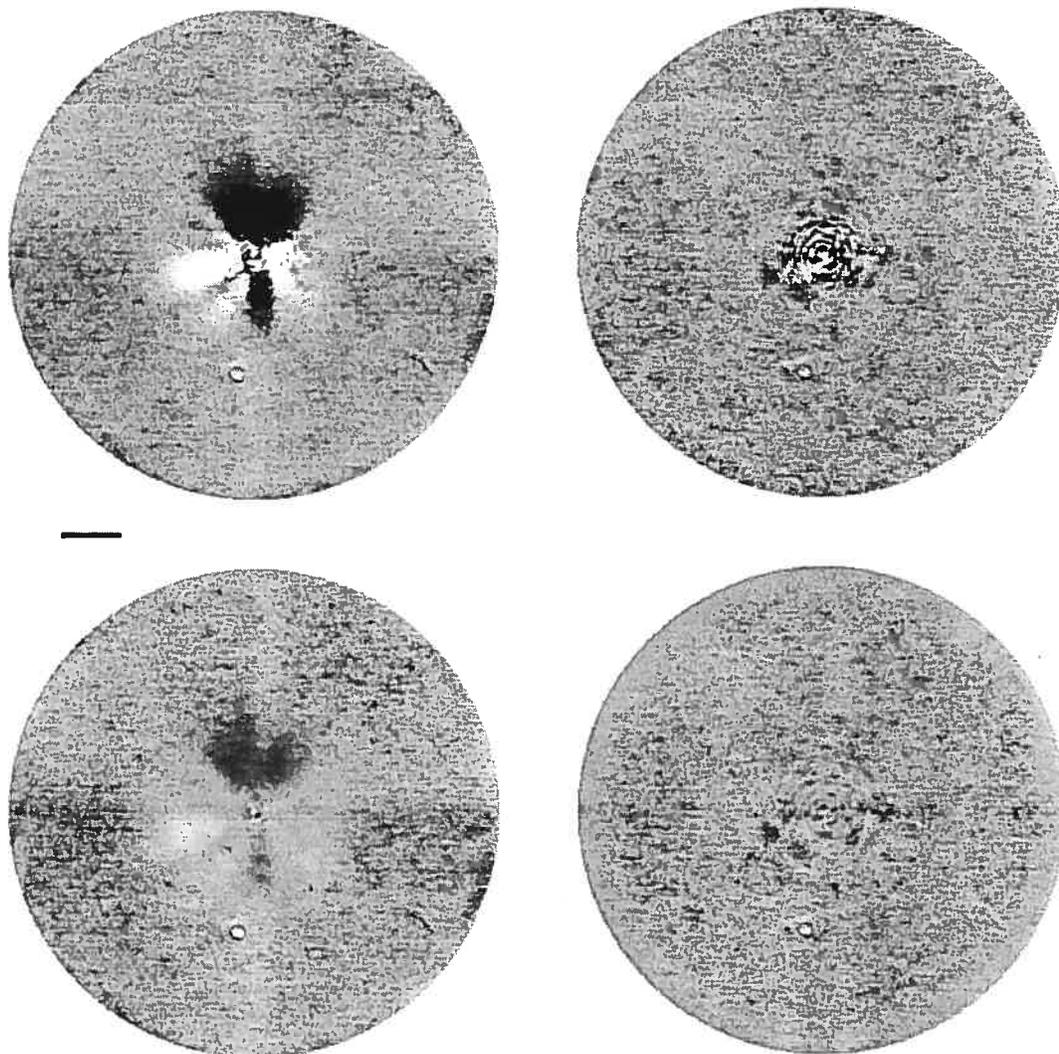


FIG. C.55 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL752A observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

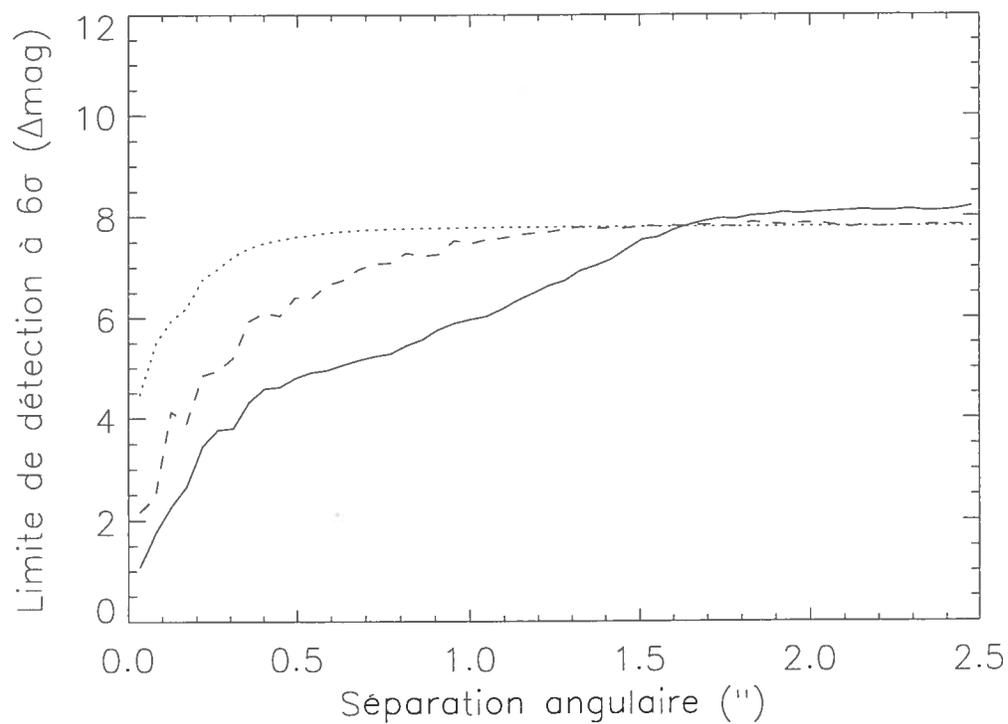


FIG. C.56 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL752A observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

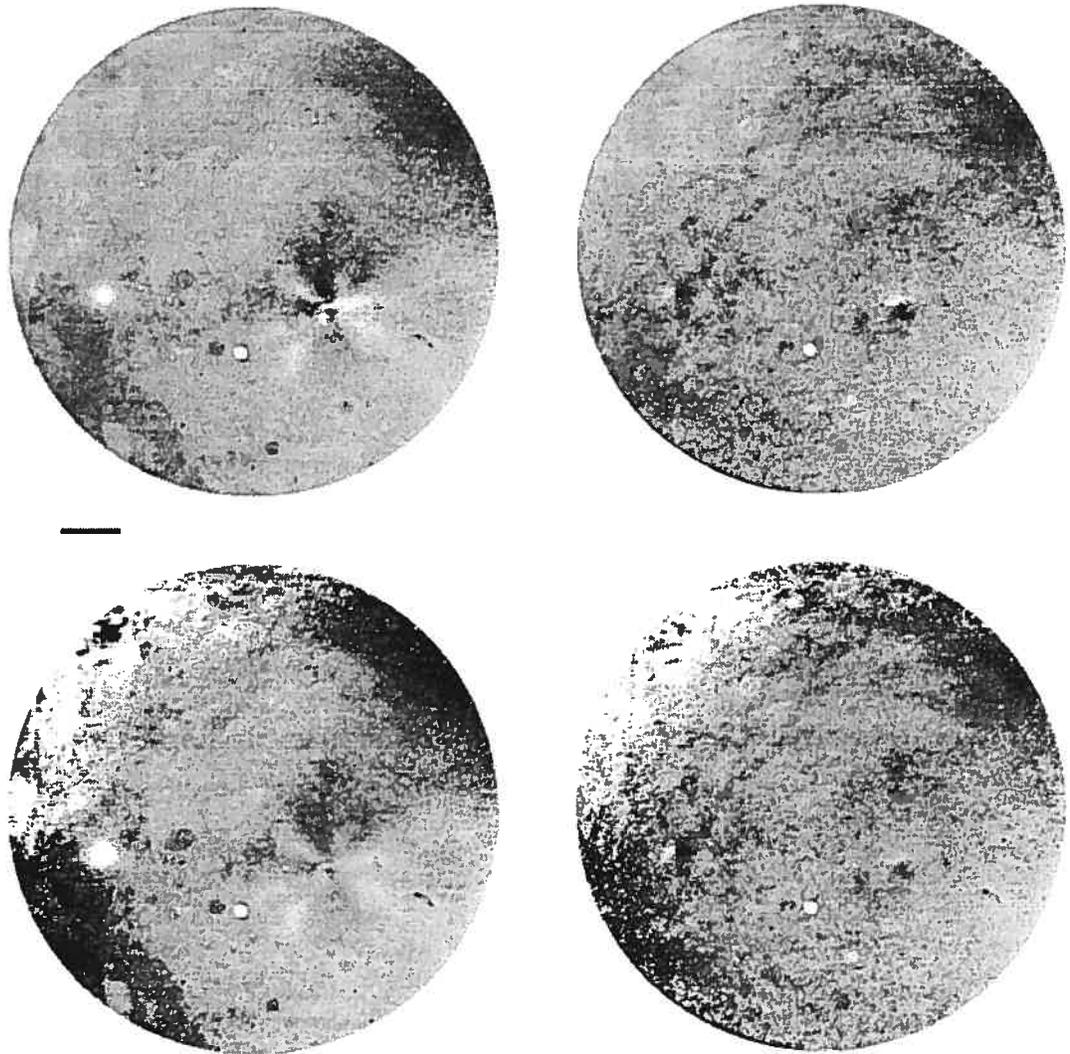


FIG. C.57 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL752B observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 9 h à  $\sim 4''$  du centre de GL752B. Des défauts de lecture du détecteur et des résidus de soustraction de la fonction d'étalement de référence sont visibles dans les images S/B.

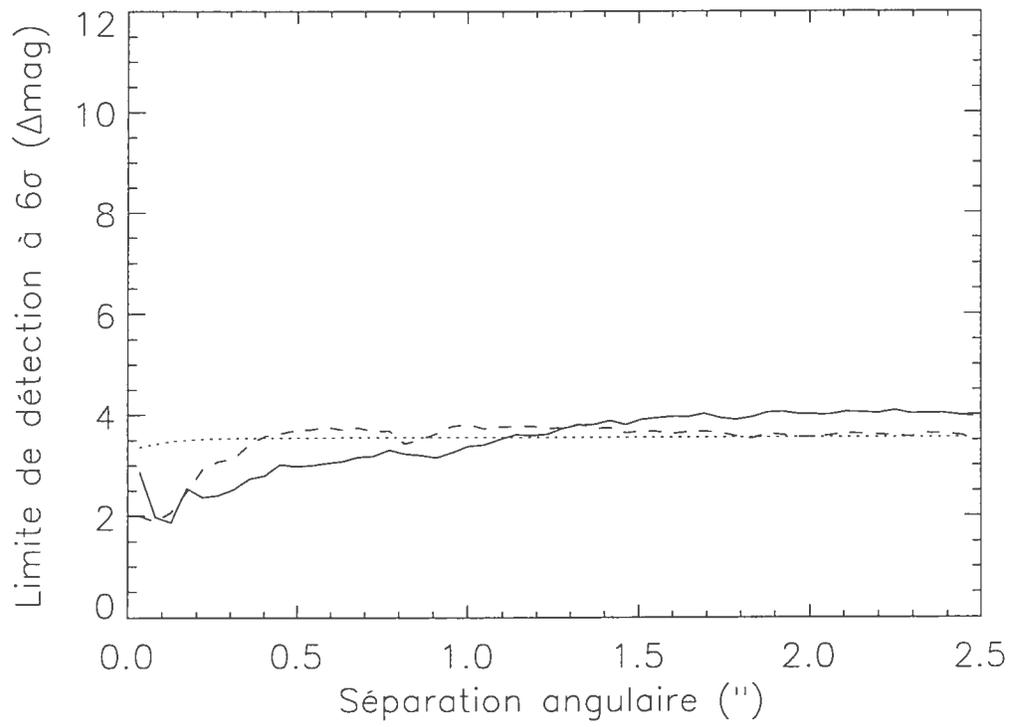


FIG. C.58 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL752B observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

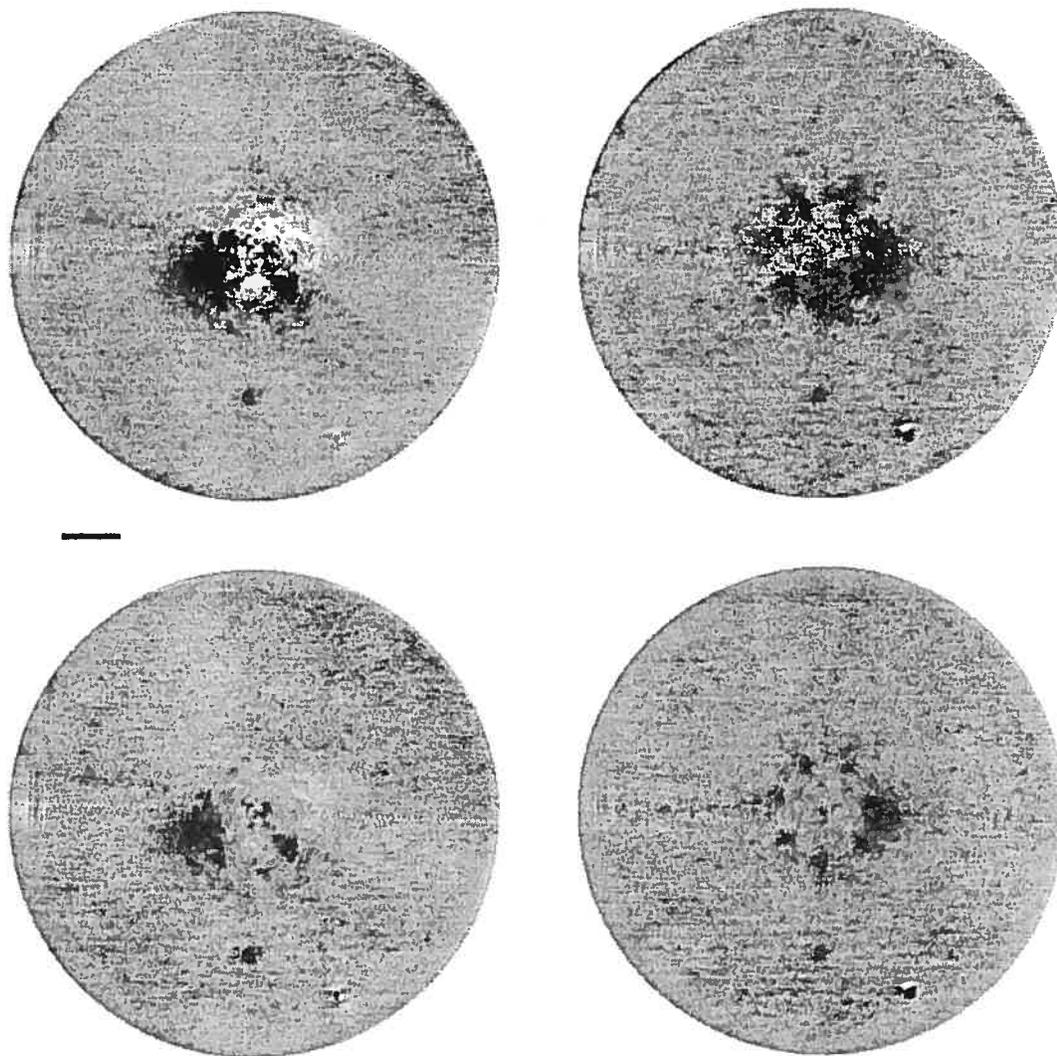


FIG. C.59 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD186408 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 5 h à  $\sim 3,5''$  du centre. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet.

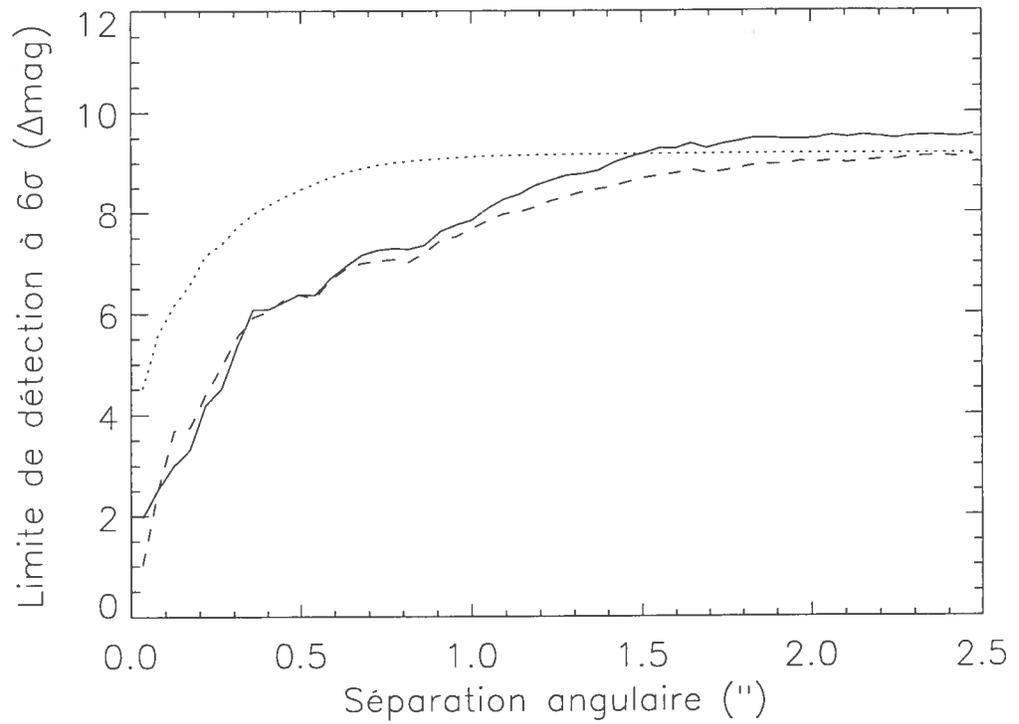


FIG. C.60 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD186408 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

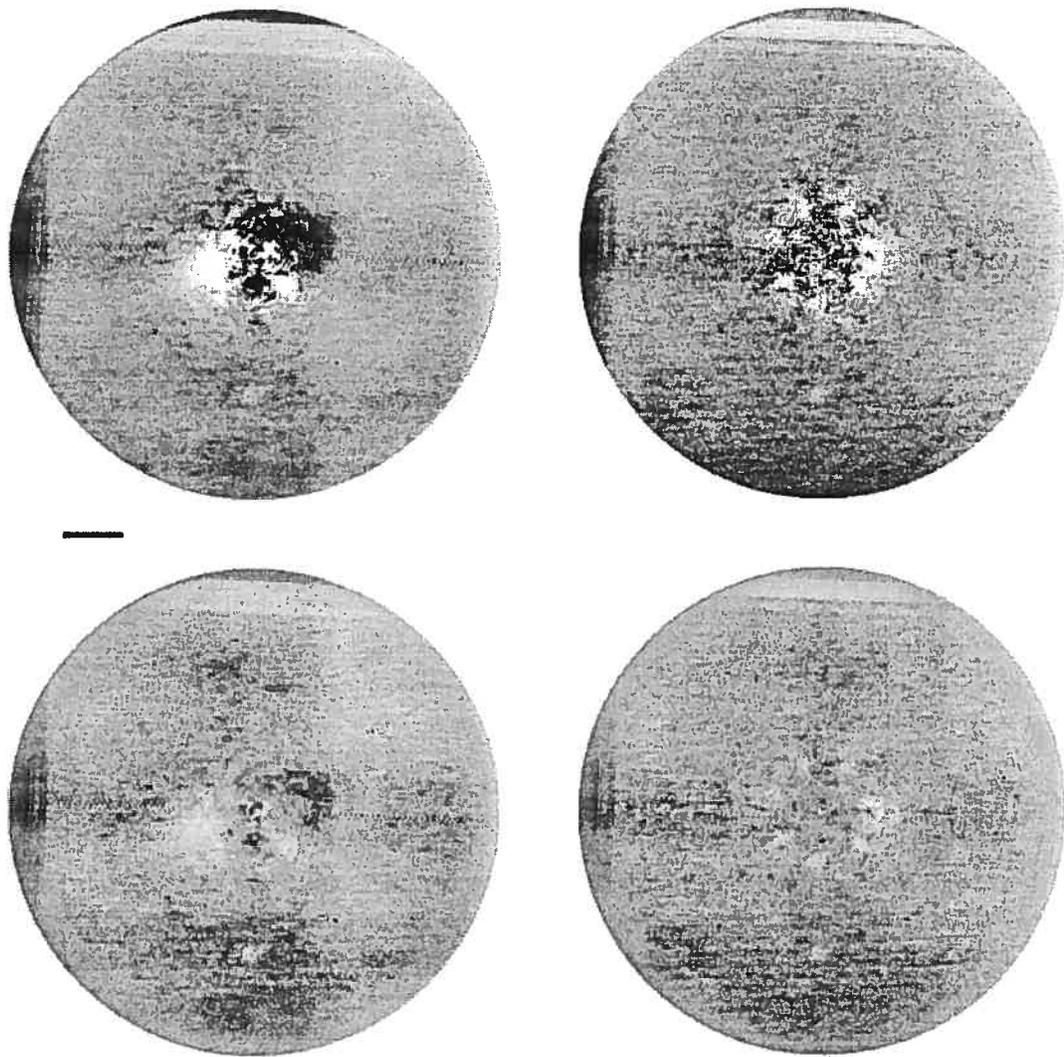


FIG. C.61 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD186427 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

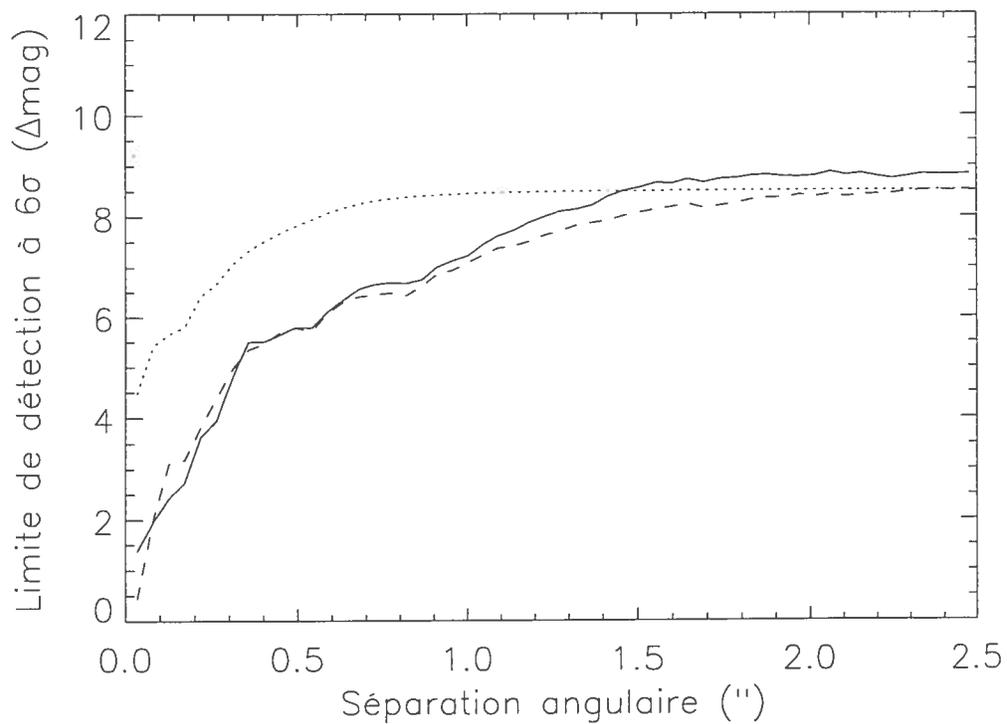


FIG. C.62 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD186427 observée durant la nuit du 11 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

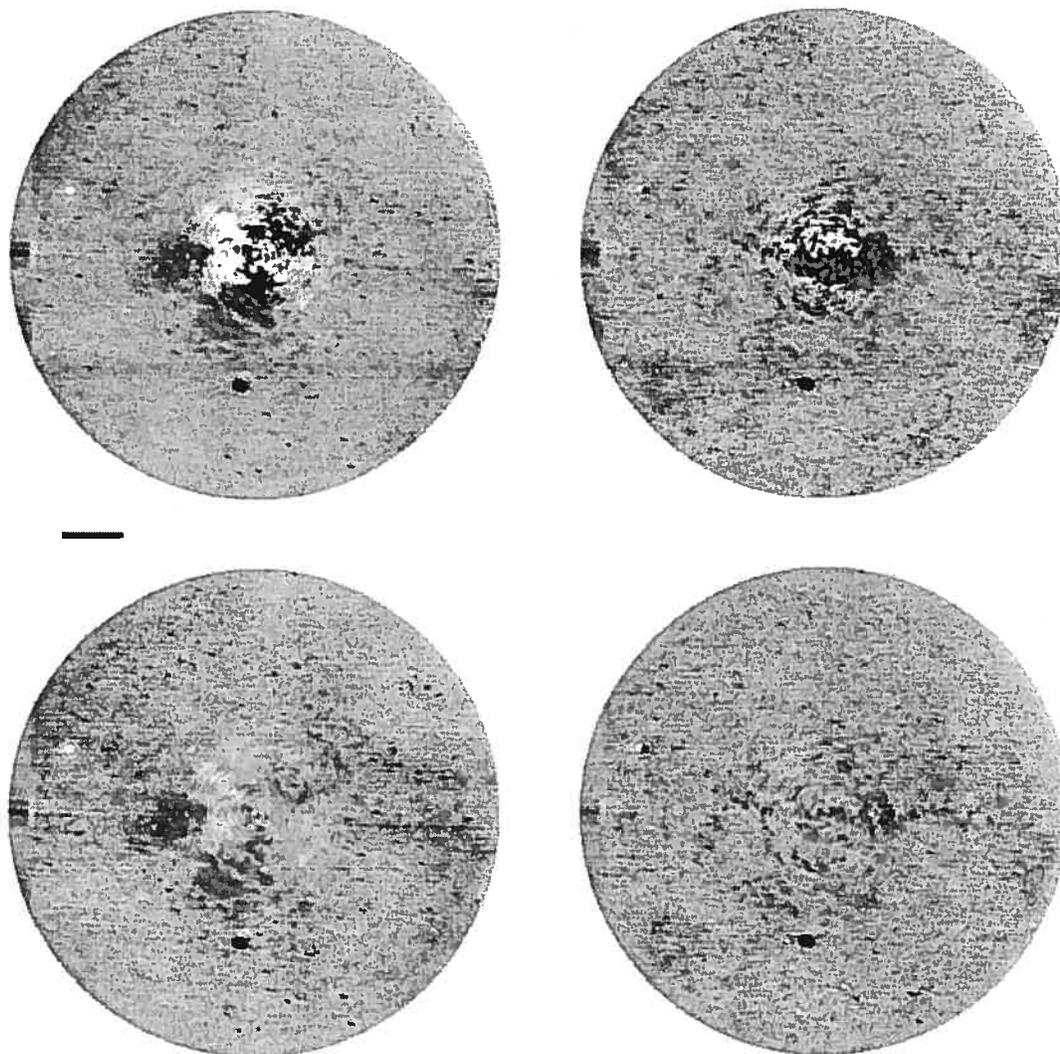


FIG. C.63 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD187123 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 10 h à  $\sim 3''$  du centre.

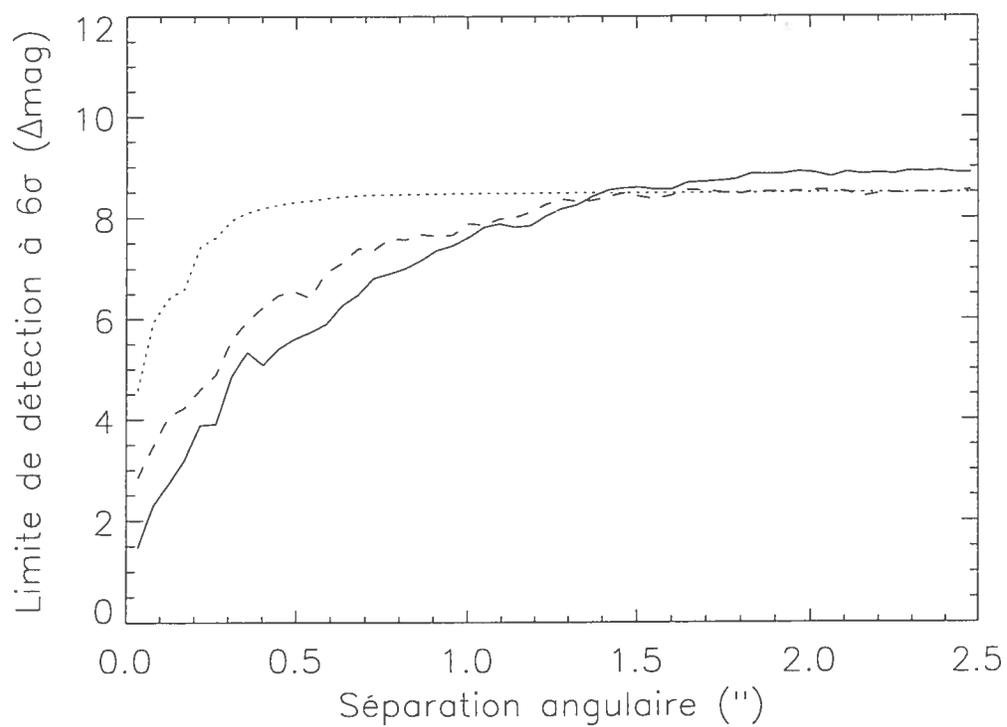


FIG. C.64 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD187123 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

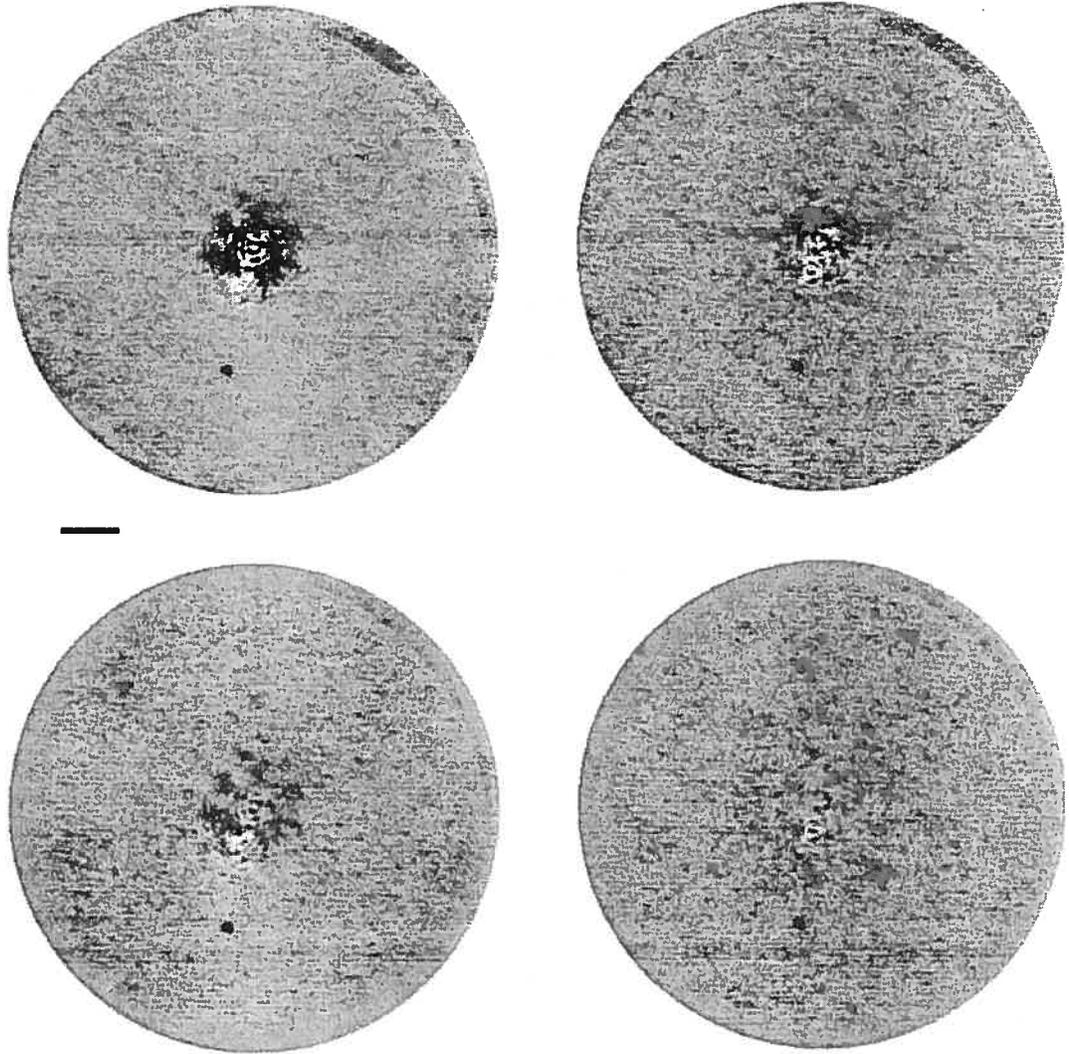


FIG. C.65 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GJ1245A observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique a été détecté vers 7 h à  $\sim 0,5''$  du centre. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet.

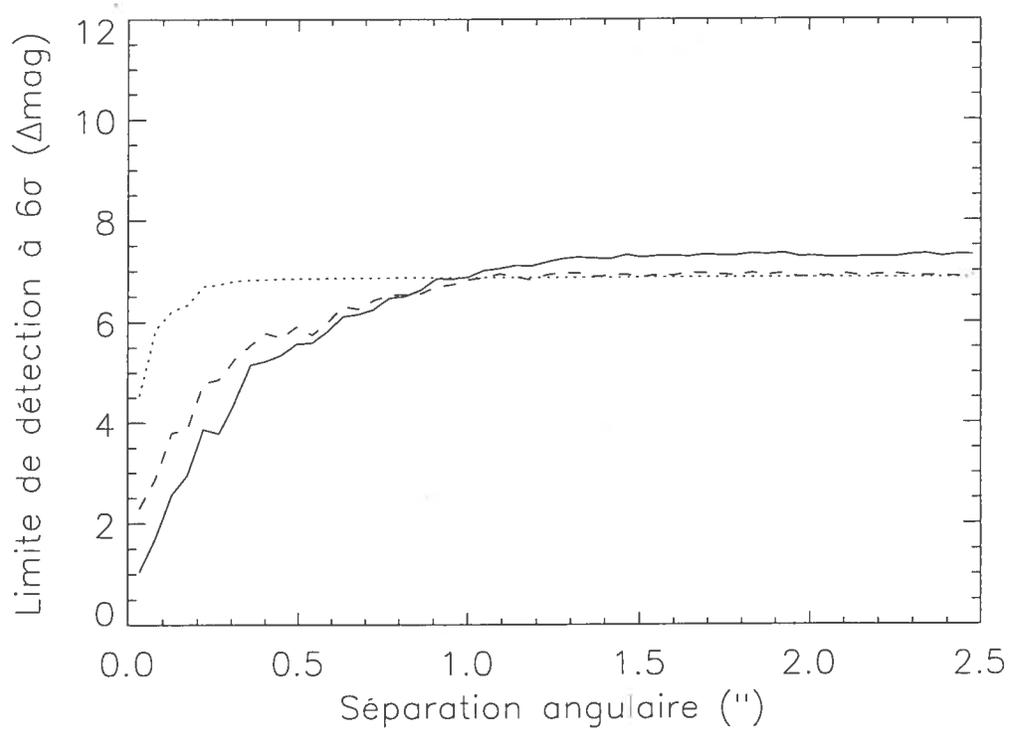


FIG. C.66 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GJ1245A observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

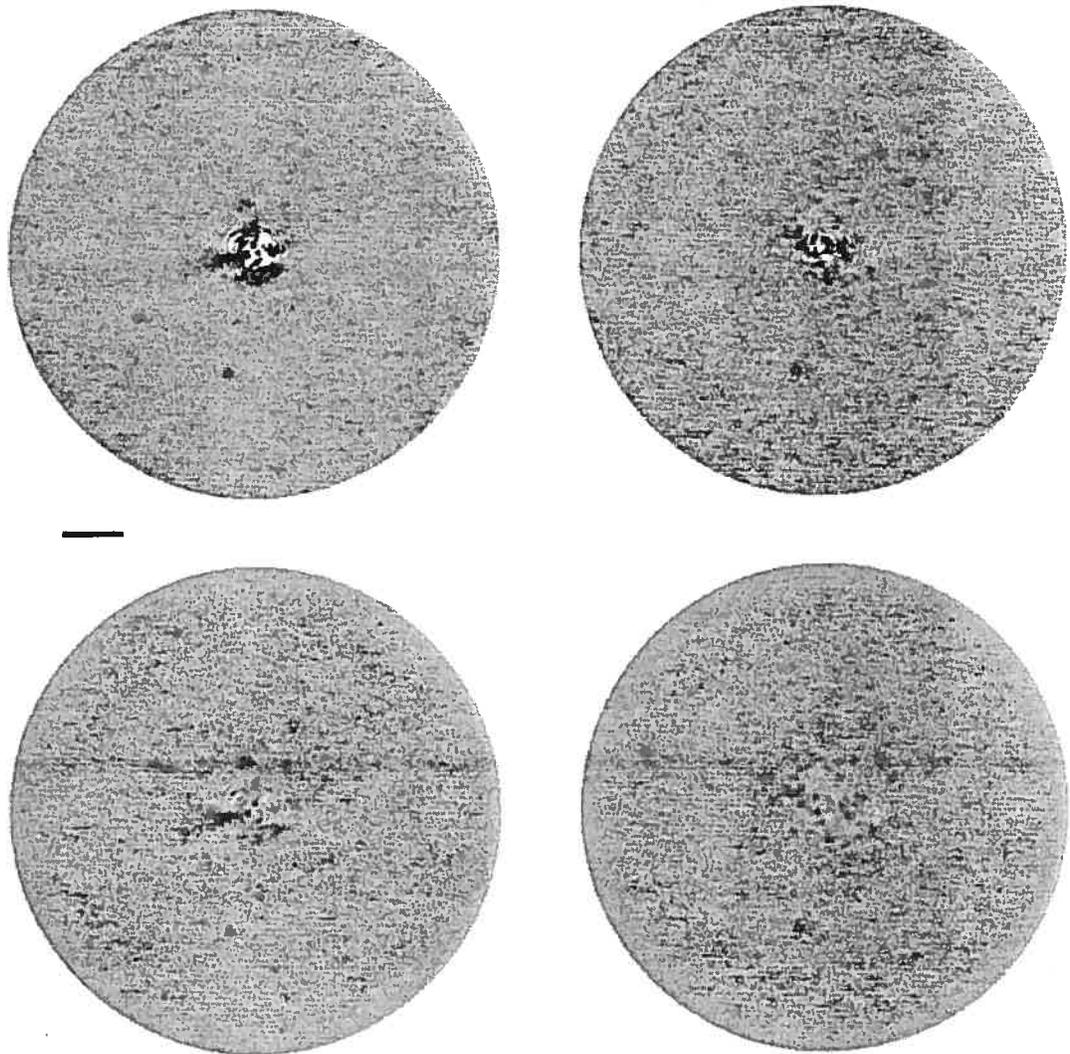


FIG. C.67 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GJ1245B observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

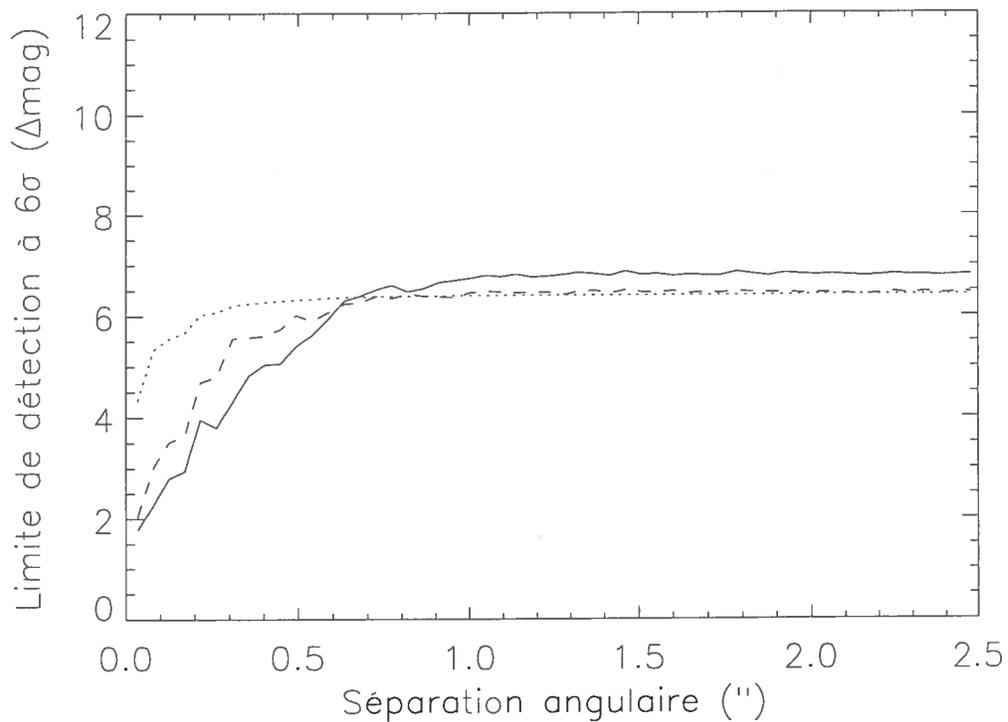


FIG. C.68 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GJ1245B observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

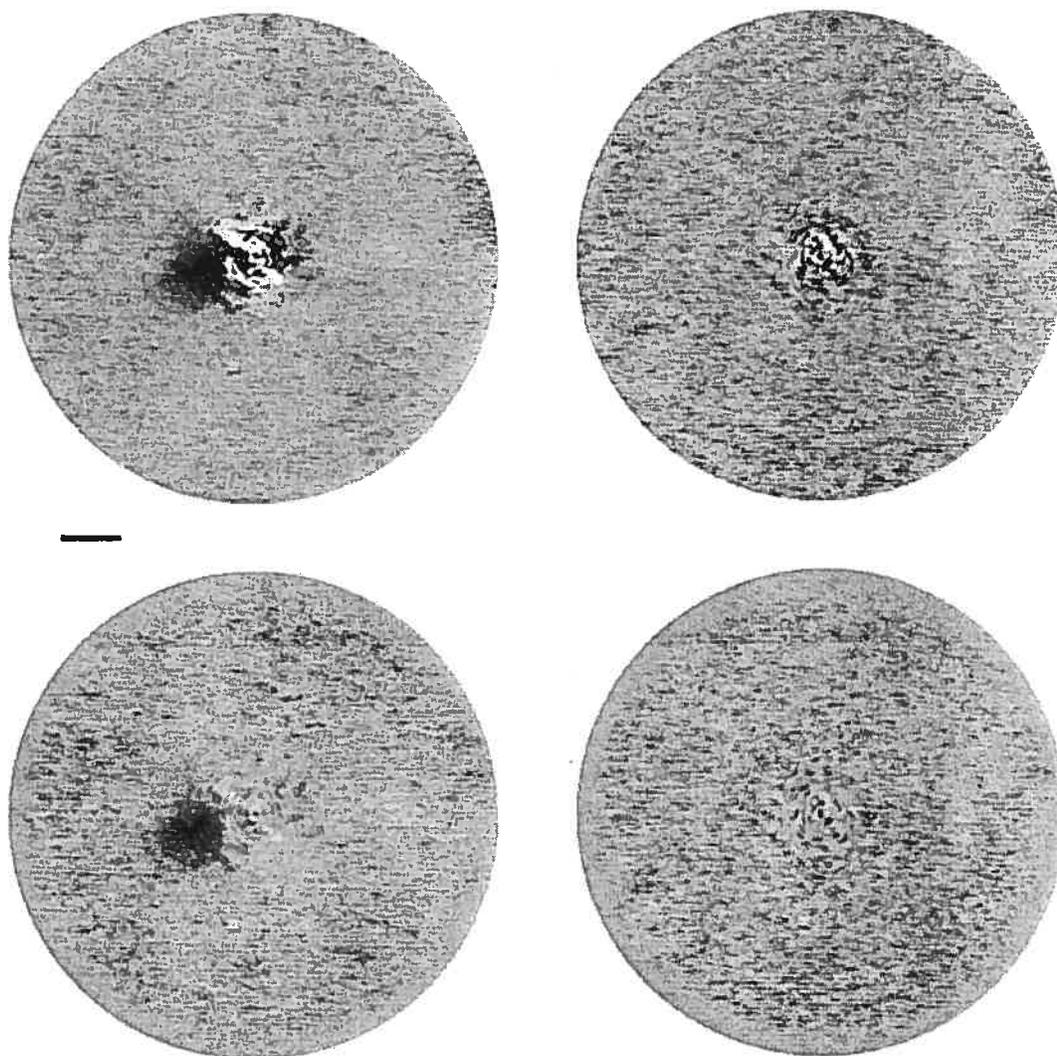


FIG. C.69 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD210277 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

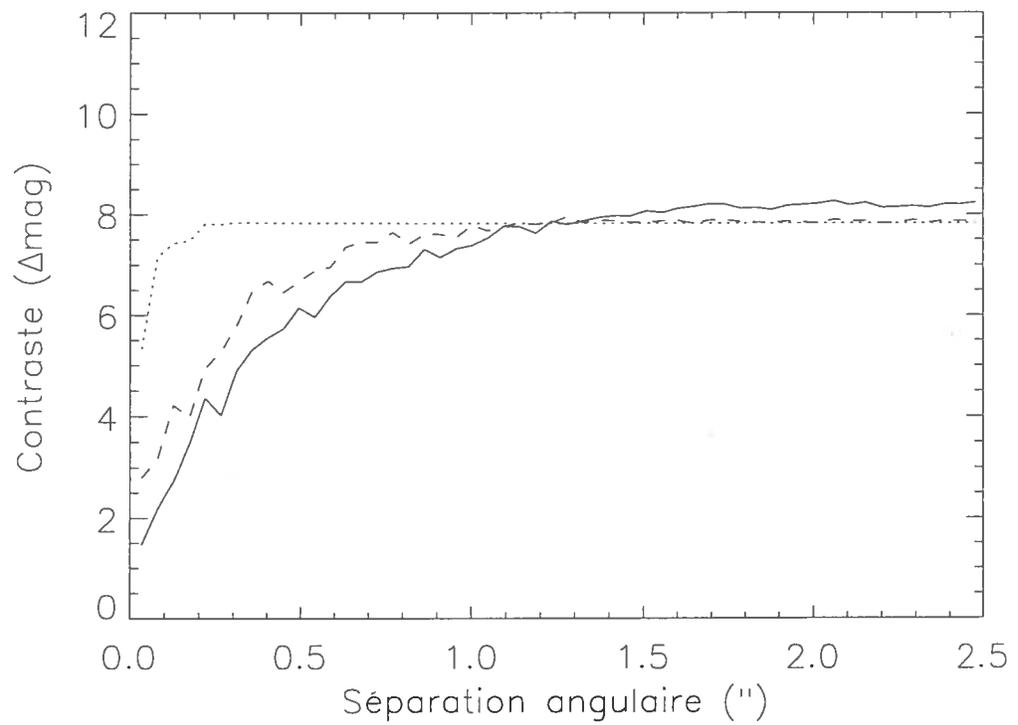


FIG. C.70 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD210277 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

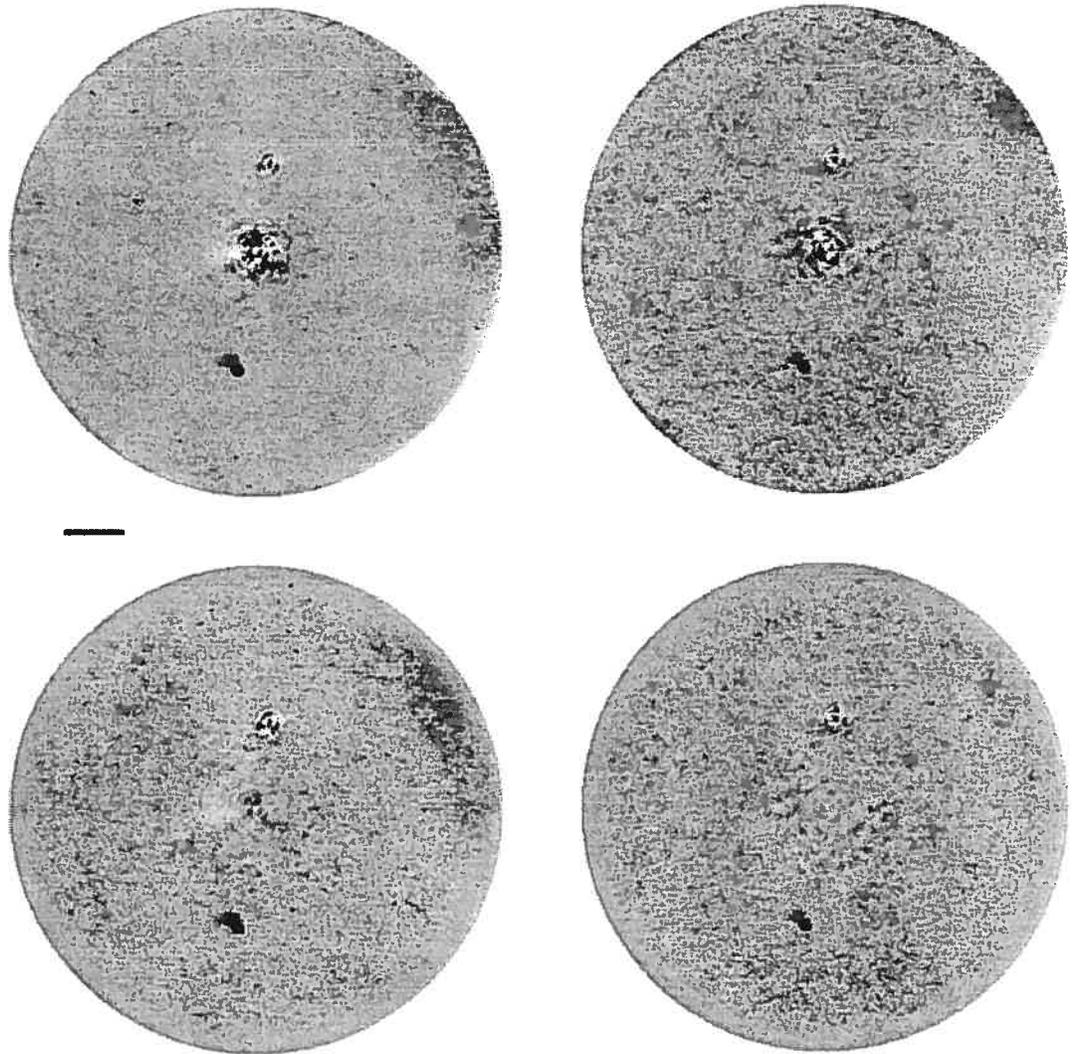


FIG. C.71 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HIP111932 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 12 h à  $\sim 1,5''$  du centre. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet.

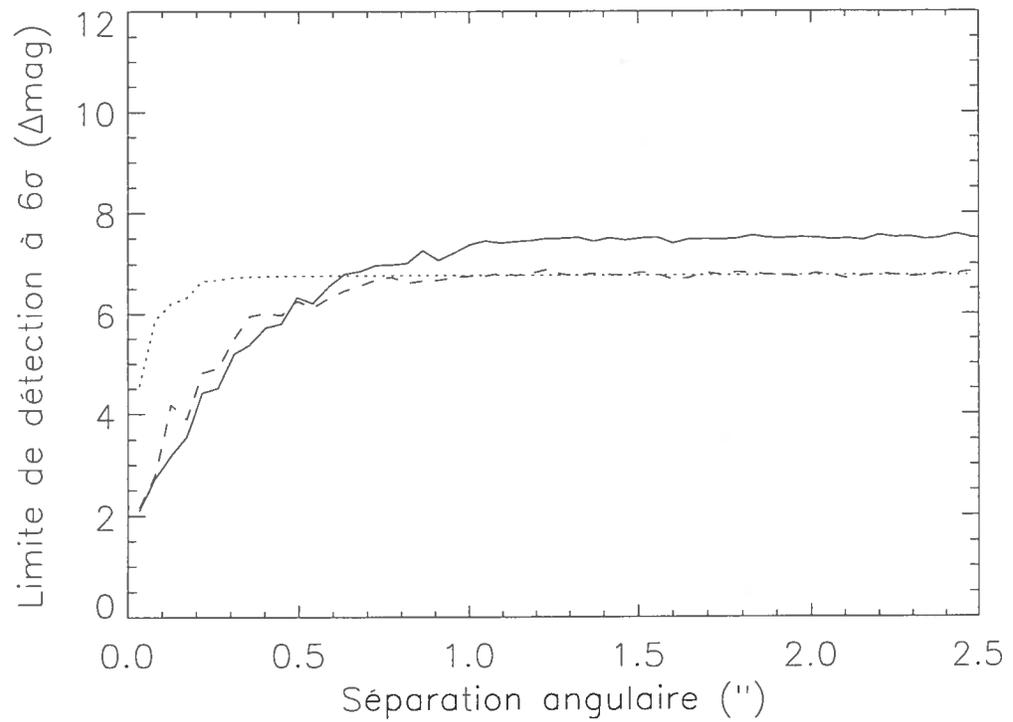


FIG. C.72 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HIP111932 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

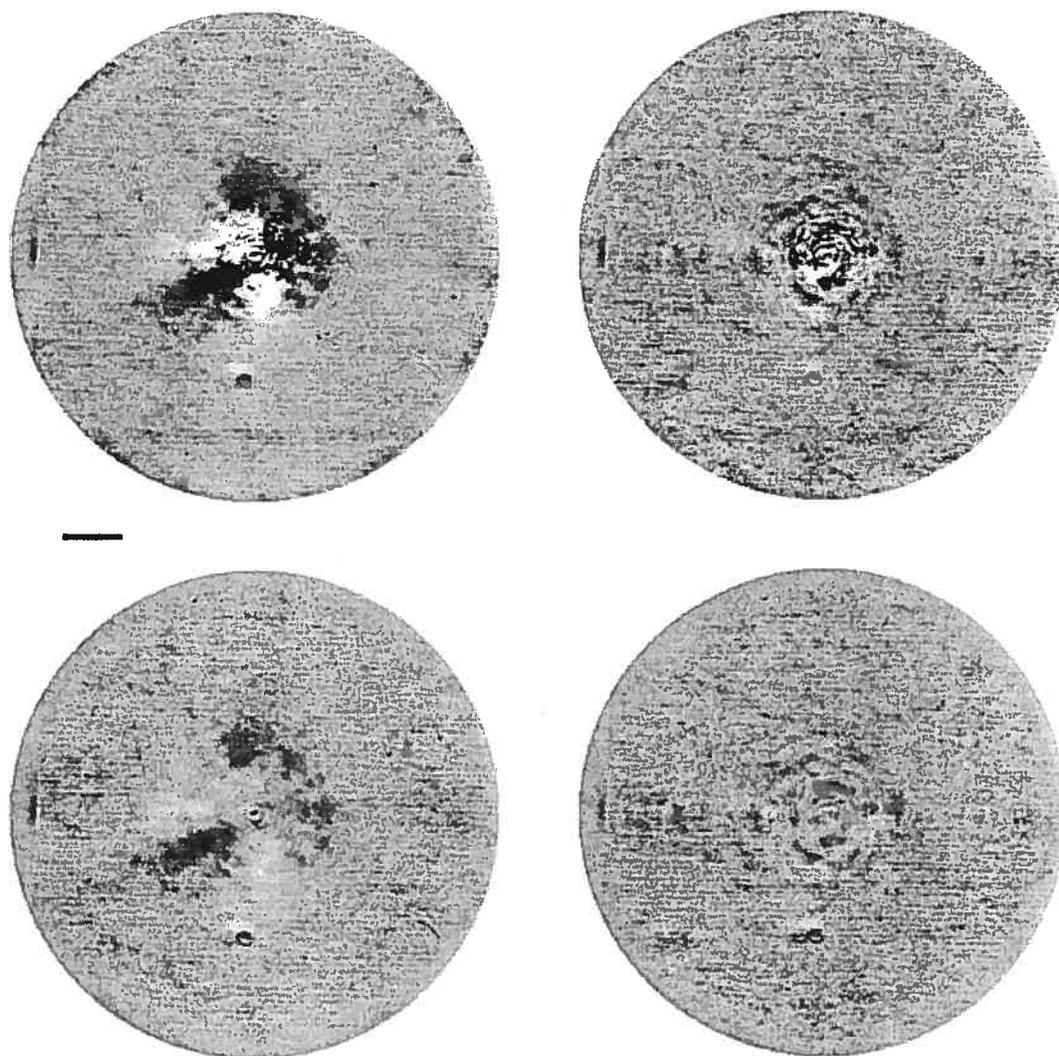


FIG. C.73 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL880 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

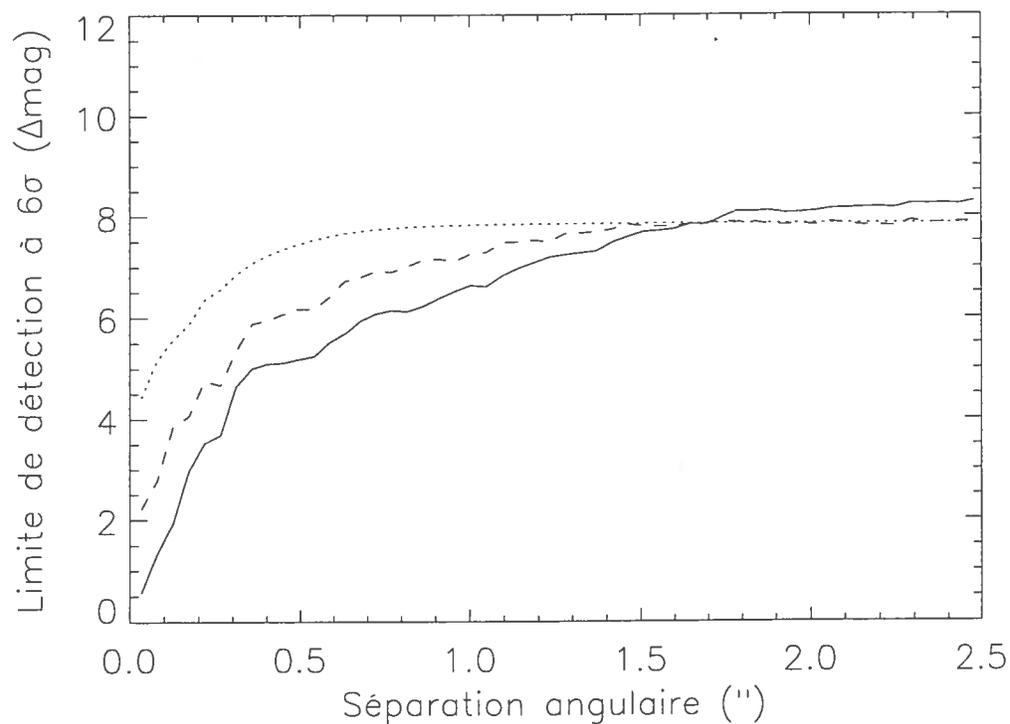


FIG. C.74 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL880 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

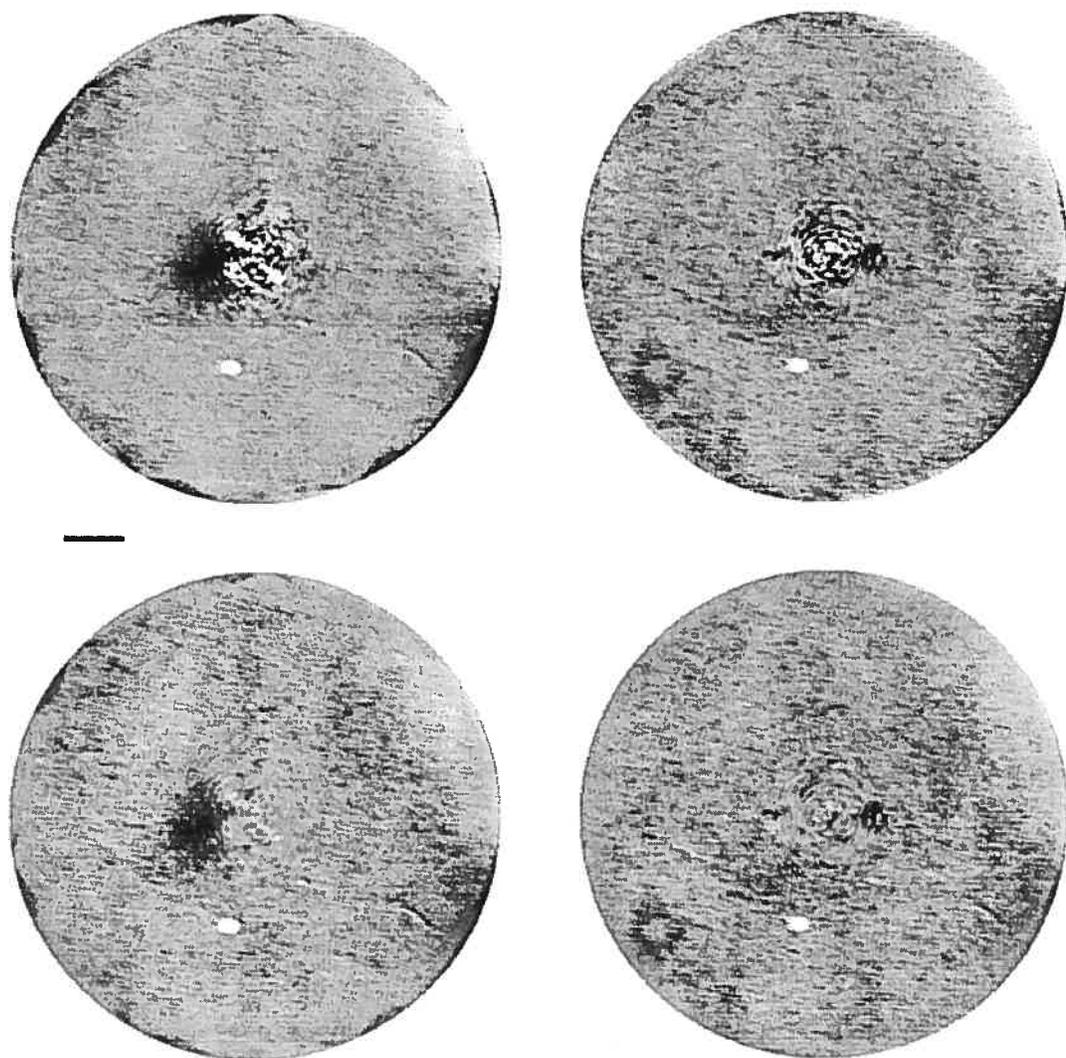


FIG. C.75 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile HD217107 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

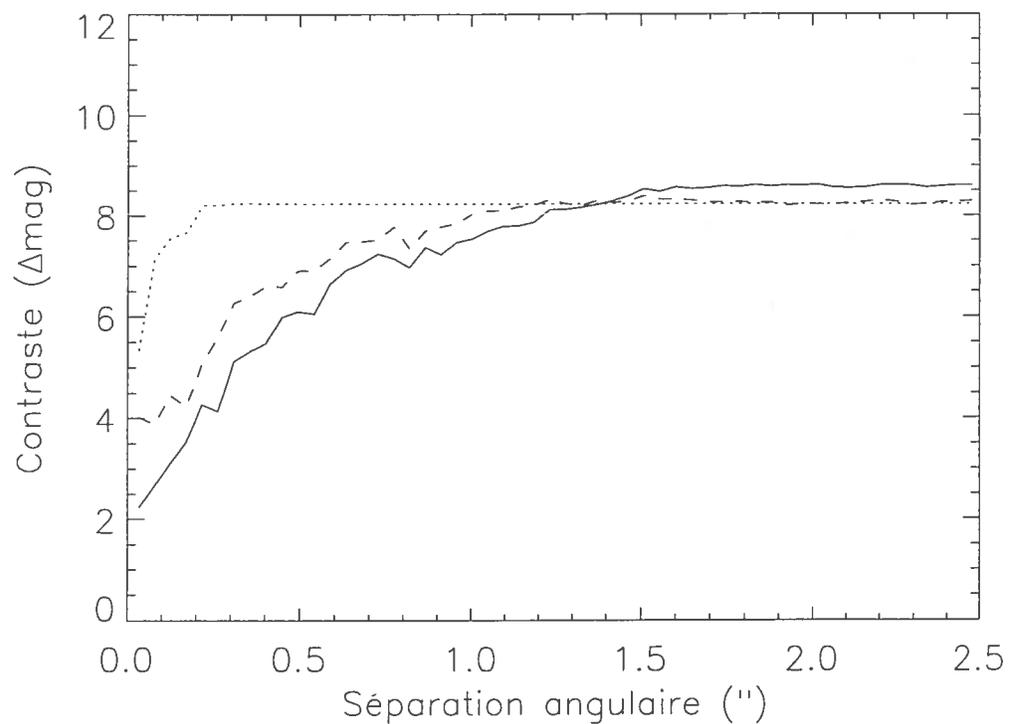


FIG. C.76 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile HD217107 observée durant la nuit du 9 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

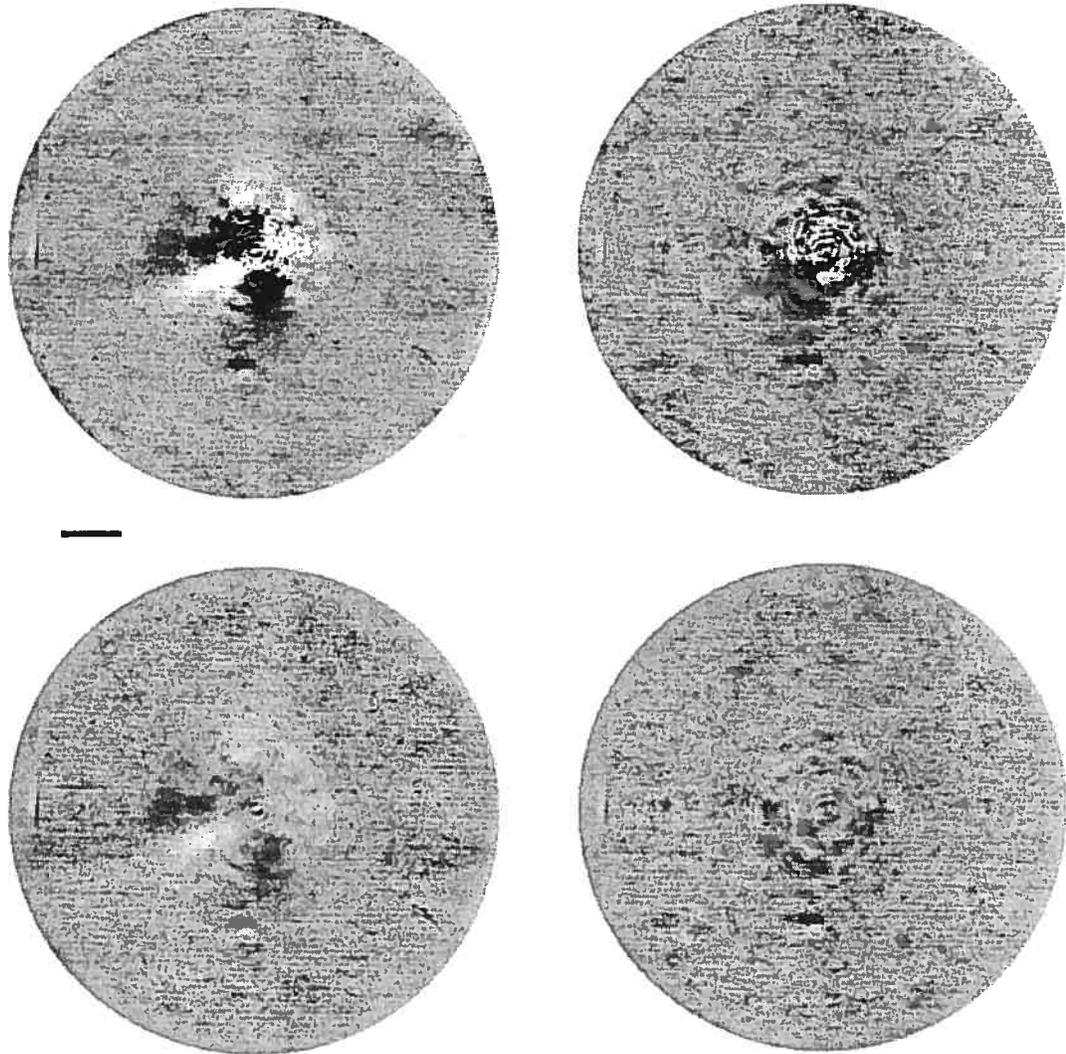


FIG. C.77 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL886 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.1 pour plus de détails.

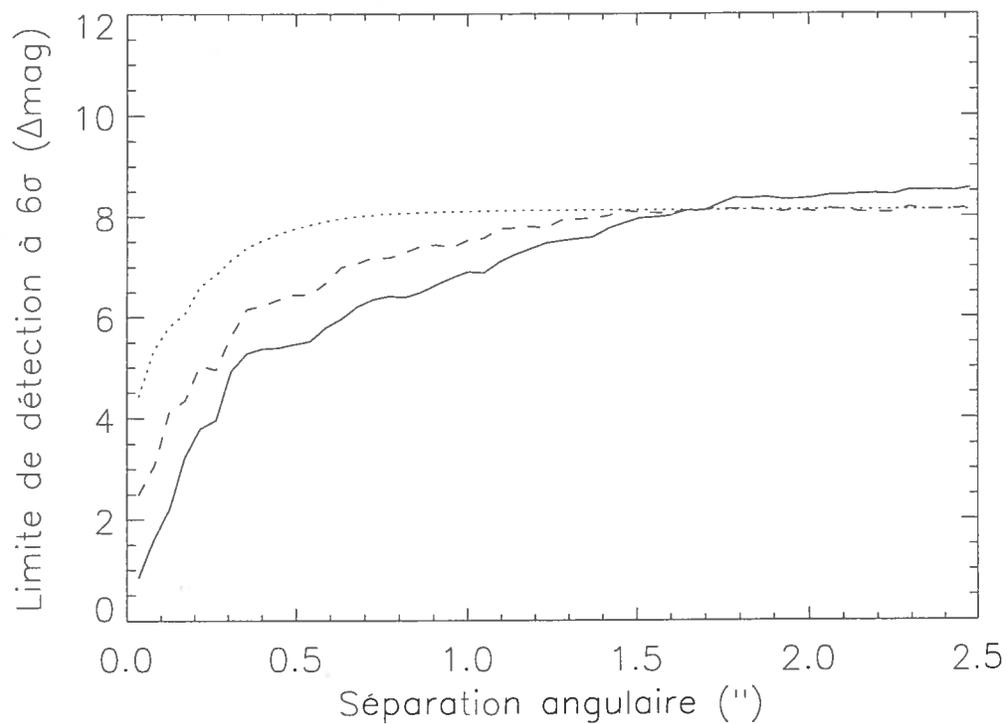


FIG. C.78 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL886 observée durant la nuit du 10 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

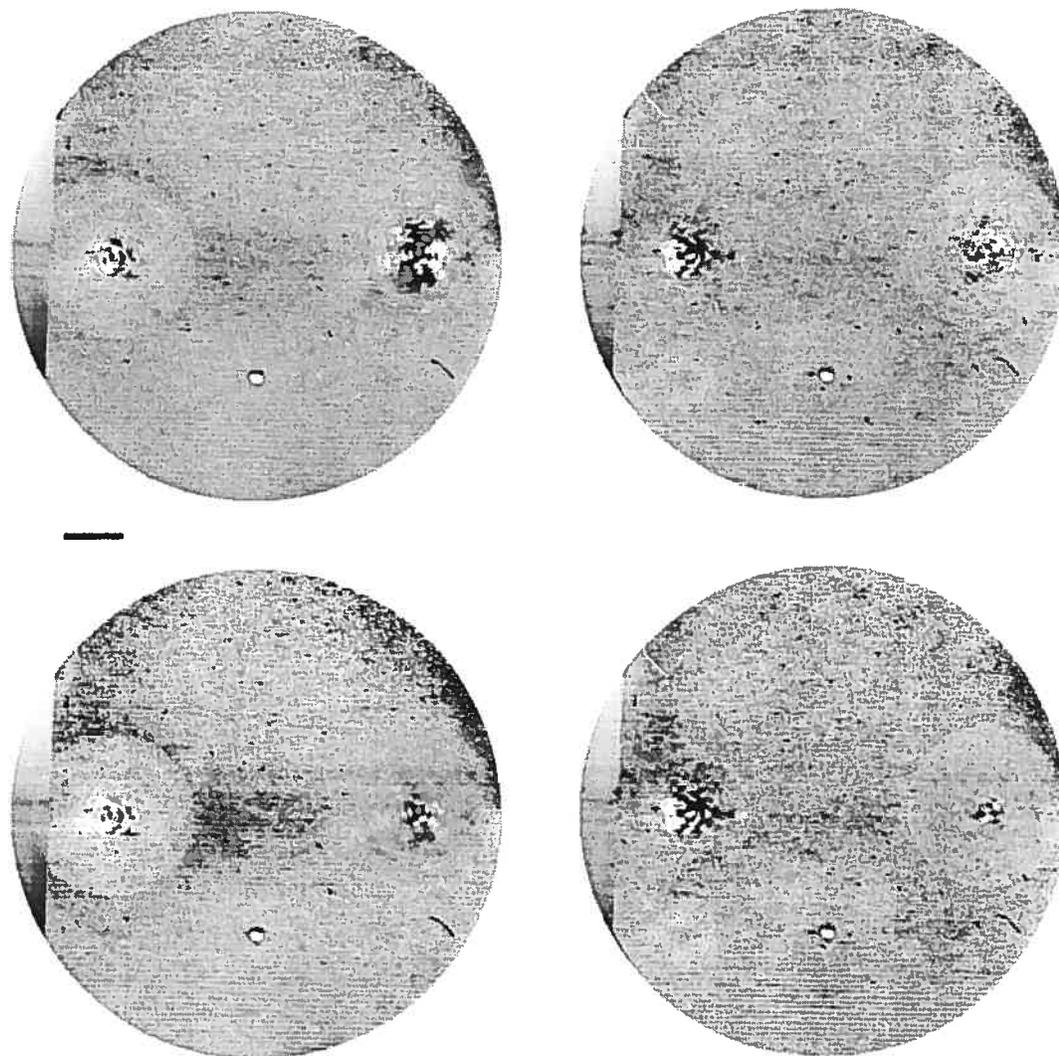


FIG. C.79 – Champ de détection ( $\pm 6\sigma$ ) pour l'étoile GL896 observée durant la nuit du 8 juillet 2001 (l'étoile GL896 est l'objet à 3h). Voir la figure C.1 pour plus de détails. Un objet non-méthanique est visible vers 9 h à  $\sim 5''$  de GL896. Une fonction d'étalement de référence a été soustraite de l'objet.

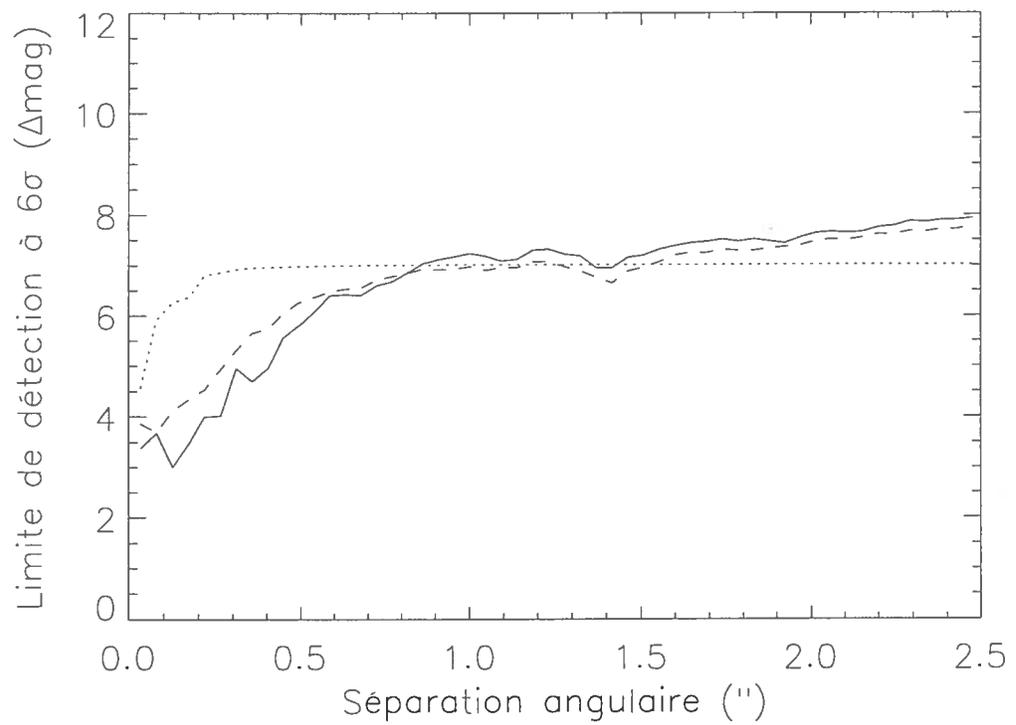


FIG. C.80 – Limite de détection ( $6\sigma$ ) en fonction de la séparation pour l'étoile GL896 observée durant la nuit du 8 juillet 2001. Voir figure C.2 pour plus de détails.

## Remerciements

J'offre mes plus sincères remerciements à M. René Doyon, à M. Daniel Nadeau et à M. René Racine pour la confiance qu'ils ont eue en moi, ainsi que pour les nombreux et judicieux commentaires qu'ils ont apportés. Merci à David Lafrenière et à Étienne Artigau pour les multitudes discussions intéressantes sur les fonctions d'étalement. Merci au CRSNG, à FCAR et à l'Université de Montréal pour m'avoir financé, ce qui m'a permis de me consacrer entièrement à mes projets de recherche. Je tiens également à remercier Christine pour son soutien moral, son sourire, sa patience et pour toutes les nombreuses heures qu'elle a passées pour m'aider à corriger ce manuscrit... Un énorme merci à ma famille, Nicole, René, Daniel et Chantal, ainsi qu'à ma belle-famille, Estèle, Carol, Patrice et Simon, pour la motivation et l'aide apportées durant toutes mes années de formation.

Je vous dis encore à tous,

Merci, et que la FORCE soit avec VOUS!

# Bibliographie

- Abe, L., Vakili, F., Boccaletti, A. 2001, *A&A*, 374, 1161
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Baraffe, I., Chabrier, G. 1996, *ApJL*, 465, 123
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Allen, C. W., "Astrophysical Quantities", London : Athlone (3ième édition), 1976
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., Adrianzyk, G., Knispel, G., Kohler, D., Lacroix, D., Meunier, J.-P., Rimbaud, G., Vin, A. 1996, *A&AS*, 119, 373
- Barrado y Navascues, D., Stauffer, J. R., Hartmann, L., Balachandran, S. C. 1997, *ApJ*, 475, 313
- Basri, G. 2000, *ARAA*, 38, 485
- Basri, G., Mohanty, S., Allard, F., Hauschildt, P. H., Delfosse, X., Martín, E. L., Forveille, T., Goldman, B. 2000, *ApJ*, 538, 363
- Baudoz, P., Rabbia, Y., Gay, J. 2000, *A&AS*, 141, 319
- Biller, B. A., Close, L., Lenzen, R., Brandner, W., McCarthy, D., Nielsen, E., Hartung, M. 2004, *Proc. SPIE*, 5490, in Press

- Bloemhof, E. E., Dekany, R. G., Troy, M., Oppenheimer, B. R. 2001, *ApJL*, 558, L71
- Bloemhof, E. E. 2003, *ApJL*, 582, 59
- Bond I. A. et al. 2004, *ApJL*, 606, 155
- Born, M., Wolf, E. "Principales of Optics, 6th edition", Cambridge Univ. Press, 1993
- Bracewell, R. 1965, "The Fourier Transform and its applications", McGraw-Hill Electrical and Electronic Engineering Series, New York : McGraw-Hill
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Cutri, R. M., McCallon, H., Kopan, G., Gizis, J. E., Liebert, J., Reid, I. N., Brown, M. E., Monet, D. G., Dahn, C. C., Beichman, C. A., Skrutskie, M. F. 2000, *ApJL*, 531, 57
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., Reid, I. N., Burrows, A., Liebert, J., Matthews, K., Gizis, J. E., Dahn, C. C., Monet, D. G., Cutri, R. M., Skrutskie, M. F. 2002, *ApJ*, 564, 421
- Chabrier, G., Baraffe, I. 2000, *ARAA*, 38, 337
- Chappelle, R. J., Pinfield, D. J., Steele, I. A. 2003, *Brown Dwarfs*, compte rendu de la conférence IAU #211 qui a eu lieu le 20-24 mai 2002 à l'University of Hawaii, Honolulu, Hawaii, 211
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., Mayor, M. 2000, *ApJL*, 529, 45
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., Gilliland, R. L. 2002, *ApJ*, 568, 377
- Chauvin, G., Lagrange, A., Mouillet, D., Beuzit, J., Dumas, C., Lowrance, P., Zuckererman, B. 2003, *Star Formation at High Angular Resolution*, Compte rendu de la conférence IAU #221 qui a eu lieu le 22-25 juillet 2003 à Sydney, Australie, 139
- Church, E. L. 1988, *Applied Optics*, 27, 8, 1519
- Close, L. M., Siegler, N., Freed, M., Biller, B. 2003, *ApJ*, 587, 407

- Delfosse, X., Tinney, C. G., Forveille, T., Epchtein, N., Bertin, E., Borsenberger, J., Copet, E., de Batz, B., Fouque, P., Kimeswenger, S., Le Bertre, T., Lacombe, F., Rouan, D., Tiphene, D. 1997, *A&A*, 327, 25
- Des Marais, D. J., Harwit, M. O., Jucks, K. W., Kasting, J. F., Lin, D. N. C., Lunine, J. I., Schneider, J., Seager, S., Traub, W. A., Woolf, N. J. 2002, *Astrobiology*, 2, 153
- Edgeworth, K. E. 1949, *MNRAS*, 109, 600
- Finger, G., Biereichel, P., Mehrgan, H., Meyer, M., Moorwood, A. F. M., Nicolini, G., Stegmeier, J. 1998, *Proc. SPIE*, 3354, 87
- Fischer, D. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Frink, S., Apps, K. 2001, *ApJ*, 551, 1107
- Forrest, W. J., Shure, M., Skrutskie, M. F. 1988, *ApJL*, 330, 119
- Forveille, T., Beuzit, J., Delfosse, X., Segransan, D., Beck, F., Mayor, M., Perrier, C., Tokovinin, A., Udry, S. 1999, *A&A*, 351, 619
- Fowler, A. M., Gatley, I. 1990, *ApJL*, 353, 33
- Freed, M., Close, L. M., Siegler, N. 2003, *ApJ*, 584, 453
- Fried, D. L. 1965, *J. Opt. Soc. Amer.*, 55, 1427
- Friel, E., de Strobel, G. C., Chmielewski, Y., Spite, M., Lebre, A., Bentolila, C. 1993, *A&A*, 274, 825
- Gizis, J. E., Kirkpatrick, J. D., Burgasser, A., Reid, I. N., Monet, D. G., Liebert, J., Wilson, J. C. 2001, *ApJL*, 551, 163
- Goldreich, P., Tremaine, S. 1980, *ApJ*, 241, 425
- Green, D., Matthews, J., Seager, S., Kuschnig, R. 2003, *ApJ*, 597, 590
- Hanisch, R. J., Farris, A., Greisen, E. W., Pence, W. D., Schlesinger, B. M., Teuben, P. J., Thompson, R. W., Warnock, A. 2001, *A&A*, 376, 359

- Henry, T. J., Kirkpatrick, J. D., Simons, D. A. 1994, *AJ*, 108, 1437
- Herriot, G., Morris, S., Roberts, S., Fletcher, J. M., Saddlemyer, L. K., Singh, G., Veran, J., Richardson, E. H. 1998, *Proc. SPIE*, 3353, 488
- Hodapp, K., Hora, J., Graves, E., Irwin, E. M., Yamada, H., Douglass, J. W., Young, T. T., Robertson, L. 2000, *Proc. SPIE*, 4008, 1334
- Holland, W. S., Greaves, J. S., Zuckerman, B., Webb, R. A., McCarthy, C., Coulson, I. M., Walther, D. M., Dent, W. R. F., Gear, W. K., Robson, I. 1998, *Nature*, 392, 788
- Ivanescu, L., Racine, R., Nadeau, D. 2003, *Proc. SPIE*, 4839, 99
- Kaisler, D., Zuckerman, B., Becklin, E. 2003, *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, ASP Conference Series, Vol 294, édité par Drake Deming et Sara Seager, 91
- Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., Littman, M. G. 2003, *ApJ*, 582, 1147
- Kenworthy, M., Hofmann, K., Close, L., Hinz, P., Mamajek, E., Schertl, D., Weigelt, G., Angel, R., Balega, Y. Y., Hinz, J., Rieke, G. 2001, *ApJL*, 554, 67
- Kilston, S. et al. 2002, *Terrestrial Planet Finder Architecture Study Final Report*, March 29, Ball Aerospace & Technology Corp
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., Cutri, R. M., Nelson, B., Beichman, C. A., Dahn, C. C., Monet, D. G., Gizis, J. E., Skrutskie, M. F. 1999, *ApJ*, 519, 802
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., Gizis, J. E., Burgasser, A. J., Monet, D. G., Dahn, C. C., Nelson, B., Williams, R. J. 2000, *AJ*, 120, 447
- Kleinmann, S., Schneider, S., Skrutskie, M., Weinberg, M., Price, S., Matthews, K., Soifer, B., Huchra, J., Beichman, C., Chester, T., Lonsdale, C., Elias, J., Liebert, J., Seitzer, P. 1994, *AAS*, 26, 915
- Koerner, D. W., Sargent, A. I., Ostroff, N. A. 2001, *ApJL*, 560, 181

- Kolmogorov, A. N. 1941, S.S.S.R., 30, 229
- Kuiper, G. P. 1951, Proceedings of a topical symposium, commemorating the 50th anniversary of the Yerkes Observatory and half a century of progress in astrophysics, New York : McGraw-Hill, 1951, edited by Hynek, J.A., p.357
- Kumar, S. S. 1963, ApJ, 137, 1121
- Lambert, D. L., Reddy, B. E. 2004, MNRAS, 349, 757
- Lane, B. F., Zapatero Osorio, M. R., Britton, M. C., Martín, E. L., Kulkarni, S. R. 2001, ApJ, 560, 390
- Lineweaver, C. H., Grether, D. 2003, ApJ, 598, 1350
- Lissauer, J. J. 1993, ARAA, 31, 129
- Liu, M. C., Fischer, D. A., Graham, J. R., Lloyd, J. P., Marcy, G. W., Butler, R. P. 2002, ApJ, 571, 519
- Lucas, P. W., Roche, P. F. 2000, MNRAS, 314, 858
- Lucas, P. W., Roche, P. F., Riddick, F. C. 2003, Brown Dwarfs, compte rendu de la conférence IAU #211 qui a eu lieu le 20-24 mai 2002 à l'University of Hawaii, Honolulu, Hawaii, 63
- Luhman, K. L., Jayawardhana, R. 2002, ApJ, 566, 1132
- Luu, J., Jewitt, D. 1996, Completing the Inventory of the Solar System, Astronomical Society of the Pacific Conference Proceedings, vol 107, édité par T.W. Rettig et J.M. Hahn, 245
- Lyot, B., Marshall, R. K. 1933, JRASC, 27, 225
- Marcy, G. W., Butler, R. P. 2000, PASP, 112, 137

- Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Fischer, D. A. 2004, *Extrasolar Planets and Prospects for Terrestrial Planets*, compte rendu de conférence IAU #213, édité par R. Norris et F. Stootman, 11
- Maréchal, A. 1947, *Revue d'optique*, 26, 257
- Marley, M. S., Saumon, D., Guillot, T., Freedman, R. S., Hubbard, W. B., Burrows, A., Lunine, J. I. 1996, *Science*, 272, 1919
- Marley, M. S., Gelino, C., Stephens, D., Lunine, J. I., Freedman, R. 1999, *ApJ*, 513, 879
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., Nadeau, D. 2000a, *PASP*, 112, 91
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., Nadeau, D. 2000b, *Proc. SPIE*, 4008, 788
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., Nadeau, D. 2003a, *EAS Publications Series*, Vol 8, *Astronomy with High Contrast Imaging*, Compte rendu de la conférence qui a eu lieu le 13-16 mai 2002 à Nice, France, édité par C. Aime et R. Soummer, 233
- Marois, C., Nadeau, D., Doyon, R., Racine, R. 2003b, *Brown Dwarfs*, compte rendu de la conférence IAU #211 qui a eu lieu le 20-24 mai 2002 à l'University of Hawaii, Honolulu, Hawaii, 275
- Marois, C., Nadeau, D., Doyon, R., Racine, R. 2003c, *Proc SPIE*, 4860, 130
- Marois, C., Lafrenière, D, Doyon, R. & Nadeau, D. 2004a, en préparation
- Marois, C., Racine, R., Doyon, R., Nadeau, D. & Lafrenière, D. 2004b *ApJL*, accepté pour publication le 23 septembre 2004
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., Nadeau, D., Riopel, M., Vallée, P., Lafrenière, D. 2004c, en préparation
- Marois, C. 2004, thèse de Doctorat, Université de Montréal
- Matese, J. J. 2000, *Planetary Systems in the Universe*, compte rendu de la conférence IAU #202 qui a eu lieu au mois d'août 2000 à Manchester, Angleterre, 53

- Matthews, K., Nakajima, T., Kulkarni, S. R., Oppenheimer, B. R. 1996, *AJ*, 112, 1678
- Mayor, M., Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mazeh, T., Latham, D. W., Goldberg, E., Torres, G., Stefanik, R. P., Henry, T. J., Zucker, S., Gnat, O., Ofek, E. O. 2001, *MNRAS*, 325, 343
- McCarthy, C., Zuckerman, B. 2004, *AJ*, 127, 2871
- McCarthy, D. W., Henry, T. J., Fleming, T. A., Saffer, R. A., Liebert, J., Christou, J. C. 1988, *ApJ*, 333, 943
- McCaughrean, M. J., Stauffer, J. R. 1994, *AJ*, 108, 1382
- McCaughrean, M. J., O'dell, C. R. 1996, *AJ*, 111, 1977
- McCaughrean, M. J., Close, L. M., Scholz, R.-D., Lenzen, R., Biller, B., Brandner, W., Hartung, M., Lodieu, N. 2004, *A&A*, 413, 1029
- Metchev, S. A., Hillenbrand, L. A., Meyer, M. 2002, American Astronomical Society, 200th AAS Meeting #11.02, *BAAS*, 34, 658
- Mihalas, D. 1978, "Stellar atmospheres", 2nd edition, San Francisco, W. H. Freeman and Co., 650 p.
- Montes, D., López-Santiago, J., Fernández-Figueroa, M. J., Gálvez, M. C. 2001, *A&A*, 379, 976
- Nakajima, T., Durrance, S. T., Golimowski, D. A., Kulkarni, S. R. 1994, *ApJ*, 428, 797
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Golimowski, D. A., Matthews, K., Durrance, S. T. 1995, *Nature*, 378, 463
- Noll, R. J. 1976, *J. Opt. Soc. Amer.*, 66, 207
- Oort, J. H. 1950, *BAIN*, 11, 91

- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Matthews, K., Nakajima, T. 1995, *Science*, 270, 1478
- Oppenheimer, B. R., Golimowski, D. A., Kulkarni, S. R., Matthews, K., Nakajima, T., Creech-Eakman, M., Durrance, S. T. 2001, *AJ*, 121, 2189
- Ozernoy, L. M., Gorkavyi, N. N., Mather, J. C., Taidakova, T. A. 2000, *ApJL*, 537, 147
- Paeth, A. W., 1986, "A fast algorithm for general raster rotation", in *Proc. Graphics Interface 1986- Vision Interface 1986*, 77
- Patience, J., White, R. J., Ghez, A. M., McCabe, C., McLean, I. S., Larkin, J. E., Prato, L., Kim, S. S., Lloyd, J. P., Liu, M. C., Graham, J. R., Macintosh, B. A., Gavel, D. T., Max, C. E., Bauman, B. J., Olivier, S. S., Wizinowich, P., Acton, D. S. 2002, *ApJ*, 581, 654
- Perrin, M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., Graham, J. R. 2003, *ApJ*, 596, 702
- Perryman M.A.C., Lindegren L., Kovalevsky J., Hog E., Bastian U., Bernacca P.L., Creze M., Donati F., Grenon M., Grewing M., Van Leeuwen F., Van Der Marel H., Mignard F., Murray C.A., Le Poole R.S., Schrijver H., Turon C., Arenou F., Froeschle M., Peterson C.S. 1997, *A&A*, 323, 49
- Pinfield, D. J., Hodgkin, S. T., Jameson, R. F., Cossburn, M. R., Hambly, N. C., Devereux, N. 2000, *MNRAS*, 313, 347
- Pinfield, D. J., Dobbie, P. D., Jameson, R. F., Steele, I. A., Jones, H. R. A., Katsiyannis, A. C. 2003, *MNRAS*, 342, 1241
- Poveda, A., Herrera, M. A., Allen, C., Cordero, G., Lavalley, C. 1994, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 28, 43
- Racine, R. 1996a, *PASP*, 108, 372
- Racine, R. 1996b, *PASP*, 108, 699

- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Reid, I. N., Mahoney, S. 2000, *MNRAS*, 316, 827
- Reid, I. N., Burgasser, A. J., Cruz, K. L., Kirkpatrick, J. D. Gizis, J. E. 2001, *AJ*, 121, 1710
- Rigaut, F., Salmon, D., Arsenault, R., Thomas, J., Lai, O., Rouan, D., Véran, J. P., Gigan, P., Crampton, David, Fletcher, J. M., Stilburn, J., Boyer, C., Jagourel, P. 1998, *PASP*, 110, 152
- Riopel, M., Doyon, R., Nadeau, D., Marois, C. 2004, *Astrophysics and Space Science Library*, 300, 453
- Roddier, F. 1981, *Progress in optics*, 19, 281
- Roddier, F., Roddier, C. 1997, *PASP*, 109, 815
- Roddier, F. 1998, *PASP*, 110, 837
- Rosenthal, E. D., Gurwell, M. A., Ho, P. T. P. 1996, *Nature*, 384, 243
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Saar, S. H., Seager, S. 2003, *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, ASP Conference Series #294, édité par D. Deming et S. Seager, 529
- Schneider, G., Silverstone, M. D. 2003, *Proc. SPIE*, 4860, 1
- Schroeder, D. J., "Astronomical Optics", San Diego : Academic Press, 1987
- Simons, D. A., Henry, T. J., Kirkpatrick, J. D. 1996, *AJ*, 112, 2238
- Sivaramakrishnan, A., Lloyd, J. P., Hodge, P. E., Macintosh, B. A. 2002, *ApJL*, 581, 59
- Smart, W. M., "Text-book on spherical astronomy", Cambridge : University Press, 1965/71, 5th ed.

- Smith, W. H. 1987, *PASP*, 99, 1344
- Song, I., Caillault, J.-P., Barrado y Navascués, D., Stauffer, J. R. 2001, *ApJ*, 546, 352
- Sparks, W. B., Ford, H. C. 2002, *ApJ*, 578, 543
- Sudarsky, D., Burrows, A., Pinto, P. 2000, *ApJ*, 538, 885
- Tremaine, S. 1993, Planets around pulsars, compte rendu de la conférence qui a eu lieu le 30 mai 1992 à la California Inst. of Technology, Pasadena, 335
- Unser, M., Thévenaz, P., Yaroslavsky, L. 1995, *IEEE Transactions on Image Processing*, 4, 1371
- Walker, G., Matthews, J., Kuschnig, R., Johnson, R., Rucinski, S., Pazder, J., Burley, G., Walker, A., Skaret, K., Zee, R., Grocott, S., Carroll, K., Sinclair, P., Sturgeon, D., Harron, J. 2003, *PASP*, 115, 1023
- Wells, D. C., Greisen, E. W., Harten, R. H. 1981, *A&AS*, 44, 363
- Wichmann, R., Schmitt, J. H. M. M., Hubrig, S. 2003, *A&A*, 399, 983
- Wilson, J. C., Kirkpatrick, J. D., Gizis, J. E., Skrutskie, M. F., Monet, D. G., Houck, J. R. 2001, *AJ*, 122, 1989