



**HAL**  
open science

# Etude de l' environnements circumstellaire d'étoiles de la séquence principale

David Mouillet

► **To cite this version:**

David Mouillet. Etude de l' environnements circumstellaire d'étoiles de la séquence principale. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1997. Français. NNT : . tel-00725002

**HAL Id: tel-00725002**

**<https://theses.hal.science/tel-00725002>**

Submitted on 23 Aug 2012

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

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

Université D. Diderot – Paris VII

# THESE

présentée  
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DENIS DIDEROT

Spécialité

ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par

David MOUILLET



Etude de l'environnement circumstellaire d'étoiles de la Séquence  
Principale

Soutenu le 10 janvier 1997  
devant la commission d'examen

J.-P. Zahn	Président
A.-M. Lagrange	Directeur de thèse
C. Catala	Rapporteur
G. Monnet	Rapporteur
P. Artymowicz	Examineur
J.C.B. Papaloizou	Examineur
A. Vidal-Madjar	Examineur

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble

Université D. Diderot – Paris VII

# THESE

présentée  
pour obtenir le titre de

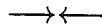
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DENIS DIDEROT

Spécialité

ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par

David MOUILLET



Etude de l'environnement circumstellaire d'étoiles de la Séquence  
Principale

Soutenue le 10 janvier 1997  
devant la commission d'examen

J.-P. Zahn	Président
A.-M. Lagrange	Directeur de thèse
C. Catala	Rapporteur
G. Monnet	Rapporteur
P. Artymowicz	Examineur
J.C.B. Papaloizou	Examineur
A. Vidal-Madjar	Examineur

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Le contexte scientifique</b>	<b>5</b>
2.1	La poussière dans un environnement circumstellaire . . . . .	8
2.1.1	Les signatures observationnelles . . . . .	8
2.1.2	Processus physiques . . . . .	17
2.1.3	Evolution des systèmes observés . . . . .	19
2.2	Le gaz dans les environnements circumstellaires . . . . .	19
2.2.1	Une composante gazeuse complexe autour de $\beta$ Pictoris . . . . .	20
2.2.2	Recherche de gaz circumstellaire par différentes techniques . . . . .	26
2.3	Identité d'une classe d'étoiles . . . . .	28

## **I** Quelle instrumentation pour des observations à haute résolution angulaire et grand contraste ? 29

<b>3</b>	<b>Coronographie et optique adaptative</b>	<b>31</b>
3.1	Introduction . . . . .	31
3.1.1	Qu'est-ce qu'un coronographe ? . . . . .	32
3.1.2	L'optique adaptative . . . . .	33
3.2	Approche théorique . . . . .	34
3.2.1	Gain en dynamique : réduction du bruit de lecture . . . . .	34
3.2.2	Fonction de filtre : réduction du bruit de photons . . . . .	40
3.2.3	Diffusion instrumentale . . . . .	48
3.3	Le mode coronographique d'ADONIS . . . . .	48
3.4	Observation et réduction . . . . .	50
3.4.1	Principe général . . . . .	50
3.4.2	Cosmétique . . . . .	51
3.4.3	Caractérisation de la PSF . . . . .	58
3.4.4	Sélection d'images . . . . .	60
3.4.5	Translation des images . . . . .	61
3.4.6	Soustraction d'une image de référence . . . . .	61
3.4.7	Caractérisation de la précision du résultat . . . . .	62
3.4.8	Possibilité de déconvolution ? . . . . .	63

3.5	Performances de l'instrument . . . . .	63
3.5.1	Un instrument opérationnel et efficace . . . . .	63
3.5.2	Article . . . . .	63
3.5.3	Comparaison avec les attentes théoriques . . . . .	73
3.6	Améliorations possibles . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Interférométrie</b> . . . . .	<b>77</b>
4.1	Introduction . . . . .	77
4.2	L'information interférométrique . . . . .	78
4.2.1	Description qualitative . . . . .	78
4.2.2	Description quantitative . . . . .	78
4.3	Application au cas de disques circumstellaires . . . . .	79
4.4	Besoins observationnels de l'étude de disques autour d'étoiles SP . . . . .	83
4.4.1	Echelles spatiales : longueurs de lignes de base . . . . .	83
4.4.2	Sensibilité . . . . .	83
4.4.3	Domaine spectral . . . . .	84
4.5	Besoins observationnels de l'étude de disques autour d'étoiles jeunes . . . . .	86
4.6	Confrontation avec les possibilités instrumentales . . . . .	86
4.6.1	Maturité croissante des moyens instrumentaux actuels . . . . .	86
4.6.2	Observations sur l' <i>Infrared and Optical Telescope Array</i> . . . . .	87
4.6.3	L'instrument FLUOR . . . . .	93
4.6.4	Observations sur le <i>Palomar Testbed Interferometer</i> . . . . .	94
4.6.5	Le <i>Very Large Telescope Interferometer</i> . . . . .	95

## II Etude observationnelle d'environnements circumstellaires 97

<b>5</b>	<b>Observations spectroscopiques de <math>\beta</math> Pictoris</b> . . . . .	<b>99</b>
5.1	Introduction . . . . .	99
5.2	Composantes variables . . . . .	99
5.2.1	Observations . . . . .	99
5.2.2	Interprétation . . . . .	129
5.2.3	Questions en suspens . . . . .	161
5.3	Composante stable . . . . .	161
5.3.1	Observations . . . . .	161
5.3.2	Interprétation . . . . .	165
5.3.3	Questions en suspens . . . . .	176
5.4	Spectre stellaire . . . . .	177
5.4.1	Sous-luminosité . . . . .	178
5.4.2	Anomalies du spectre visible . . . . .	178
5.4.3	Classe des $\lambda$ Bootis . . . . .	179

<b>6</b>	<b>Disque de poussière autour de <math>\beta</math> Pictoris</b>	<b>183</b>
6.1	Introduction . . . . .	183
6.2	Observations . . . . .	184
6.2.1	Des débuts difficiles mais prometteurs : mars 1994 . . . . .	184
6.2.2	Résultats ultérieurs . . . . .	184
6.3	Interprétation . . . . .	204
6.3.1	Lien entre données observationnelles et paramètres physiques . . . . .	204
6.3.2	Taille des grains . . . . .	209
6.3.3	Déformation verticale de la partie interne du disque . . . . .	209
6.3.4	Distribution spatiale de la matière autour de $\beta$ Pictoris . . . . .	221
6.4	Lien avec les autres données . . . . .	222
6.4.1	Observations visible . . . . .	222
6.4.2	Observations thermiques . . . . .	223
6.4.3	Conséquence sur les échelles de temps. Evolution du système . . . . .	229
6.5	Questions en suspens . . . . .	232
<b>7</b>	<b>Autres systèmes circumstellaires</b>	<b>235</b>
7.1	Détectabilité d'autres systèmes autour d'étoiles de la SP . . . . .	235
7.1.1	Enjeu et difficultés . . . . .	235
7.1.2	Choix des candidats observés en imagerie visible . . . . .	237
7.1.3	Complémentarité avec une recherche en imagerie thermique . . . . .	239
7.2	Recherche coronographique d'autres disques de poussière . . . . .	239
7.2.1	$\alpha$ PsA, $\epsilon$ Eri, SAO 206462 . . . . .	239
7.2.2	HR 4796 : cas d'une binaire à excès infrarouge . . . . .	240
7.2.3	51 Oph . . . . .	243
7.3	Autres environnements circumstellaires . . . . .	244
7.3.1	Compagnons froids . . . . .	244
7.3.2	Systèmes binaires jeunes . . . . .	244
<b>III</b>	<b>Perspectives</b>	<b>247</b>
<b>8</b>	<b>Point de vue général</b>	<b>249</b>
8.1	Introduction . . . . .	249
8.2	Evolution collisionnelle en l'absence de transports radiaux . . . . .	250
8.3	Influence des transports de matière . . . . .	251
8.3.1	Signatures de transports de matière dans le disque de $\beta$ Pictoris . . . . .	251
8.3.2	Mécanismes possibles . . . . .	253
8.3.3	Application possible aux autres systèmes circumstellaires . . . . .	253
8.4	Nécessité de la présence de système planétaire ? . . . . .	255
<b>9</b>	<b>Travaux envisagés</b>	<b>257</b>
9.1	A propos de $\beta$ Pictoris . . . . .	257
9.1.1	Perturbation des orbites de gros corps . . . . .	257
9.1.2	Réservoir de comètes à quelques UA de l'étoile . . . . .	258
9.1.3	Précision sur les paramètres physiques et chimiques du gaz . . . . .	259

9.1.4	Comparaison approfondie des données visible et infrarouge sur la poussière . . . . .	260
9.2	Les autres systèmes circumstellaires . . . . .	260
9.2.1	La poussière . . . . .	260
9.2.2	Le gaz . . . . .	262
<b>IV</b>	<b>Photométrie stellaire à grand champ</b>	<b>263</b>
<b>10</b>	<b>Recherche d'objets stellaires jeunes</b>	<b>265</b>
10.1	Introduction . . . . .	265
10.2	Intérêt astrophysique . . . . .	265
10.2.1	Principe de détection d'étoiles T Tauri . . . . .	266
10.2.2	Variabilité photométrique des étoiles T Tauri . . . . .	267
10.2.3	Motivation pour une recherche en photométrie à grand champ	270
10.3	Mise en œuvre observationnelle . . . . .	270
10.3.1	L'instrumentation EROS . . . . .	271
10.3.2	Le programme observationnel . . . . .	271
10.3.3	Réduction des données . . . . .	274
10.4	Résultats . . . . .	276
10.4.1	Précision photométrique . . . . .	276
10.4.2	Variabilité photométrique . . . . .	278
10.5	Perspectives . . . . .	278
	<b>Bibliographie</b>	<b>283</b>

## Remerciements

*Je tiens à remercier ici le jury de cette thèse pour son intérêt à ce travail et son effort de disponibilité : J.-P. Zahn, C. Catala, G. Monnet, P. Artymowicz, J. Papaloizou, A. Vidal-Madjar.*

*Anne-Marie Lagrange tient la position particulière de directeur de thèse. Je la remercie vivement pour la confiance qu'elle m'a accordée et le rôle déterminant qu'elle a tenu tout au long de cette thèse. M'ont particulièrement impressionné et enrichi l'énergie débordante qui lui est propre pour relancer de nouvelles questions et initier de nouvelles approches d'un problème, et sa générosité pour communiquer et faire partager ses connaissances, ses compétences, ses projets et ses interrogations. Travailler avec elle a comblé mes espoirs de trouver dans une thèse une activité stimulante, pleine de remises en questions, entraînée par le désir de répondre aux questions rencontrées.*

*Au cours de cette thèse j'ai participé à la campagne d'observation MUSI-COS-94, et j'ai travaillé sur les résultats concernant  $\beta$  Pictoris. Je remercie les différents acteurs, et en particulier les instigateurs de cette campagne.*

*L'équipe EROS m'a permis l'accès à leur instrument pendant 3 semaines pour un programme scientifique nouveau de photométrie grand champ. Je remercie en particulier pour cela et pour les discussions fructueuses M. Spiro, J.-P. Bareyre, E. Lesquoy, C. Magneville et A. Vidal-Madjar, ainsi que R. Ansari pour sa disponibilité et son travail pour me permettre l'utilisation du logiciel PEIDA, et J. Bouvier pour son intérêt et son apport à la définition et au suivi de ce programme scientifique.*

*De même, les observations interférométriques n'auraient été possibles sans l'ouverture de l'instrument IOTA à des programmes scientifiques extérieurs, ce qui implique le travail de toute l'équipe ayant travaillé sur sa mise au point. Elles n'auraient pas non plus été entreprises sans la collaboration et l'aide généreuse de Vincent Coudé du Foresto et Guy Perrin que je remercie vivement.*

*Je suis très reconnaissant à John Papaloizou et John Larwood pour le plaisir et l'enrichissement que m'a apporté la collaboration avec eux.*

*Enfin, je remercie C. Bertout et C. Perrier pour m'avoir accueilli au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, et de manière plus générale l'ensemble de ses membres pour la qualité des conditions de*



*travail, grâce à des moyens informatiques et administratifs très appréciés, grâce à une ambiance et une activité très stimulantes. Je voudrais remercier les relecteurs de mon manuscrit de thèse, pourtant parfois dans une forme bien préliminaire, pour leur attention et leurs remarques.*

*Je voudrais remercier l'ensemble des personnes, avec qui nous avons partagé travaux, connaissances, interrogations, idées, chercheurs et étudiants parmi lesquels je pourrais mentionner Fabien, Jean-Charles, Daithi, Nicolas, Damien, Sylvain, Jérôme, Jean-Philippe, Pascal, Eric, Thierry, François, Jean-Louis, Pierre... Un grand merci tout particulier à Jean Luc, en soulignant le grand plaisir couplé, non pas à l'optique adaptative, mais au grand intérêt que j'ai eu à travailler avec lui. Merci également à Patrice, Sophie et Bertrand pour leur aide substantielle lors de mes premiers pas tatonnants. Merci à Hervé, à Alain et Magali, pour nos longues discussions cherchant à cerner nos questions communes les plus épineuses.*

*Merci à Jean-Claude pour son goût de la démarche scientifique. Merci aux personnes qui m'ont étonné et enrichi par leur point de vue et leur manière de penser très différents des miens. Merci à celles qui m'indiquent comment découvrir avec un regard toujours neuf, comment observer là où l'œil inattentif ne voit plus.*

# Chapitre 1

## Introduction

Un thème important de l'astrophysique actuelle concerne l'environnement des étoiles. Cette question est reliée à divers domaines de recherche : la formation stellaire issue du nuage moléculaire parent, l'activité et les atmosphères stellaires, la recherche de planètes extra-solaires, ou encore l'étude approfondie du Système Solaire et de son histoire. Tous ces domaines ont récemment connu des progrès très importants, grâce à une mobilisation scientifique active sur ces questions, mais aussi grâce aux performances observationnelles nouvelles, et aux moyens informatiques plus élaborés permettant des traitements et des codes numériques plus puissants.

La recherche observationnelle et l'étude d'autres systèmes circumstellaires autour d'étoiles séquence principale (SP) est une pièce supplémentaire du puzzle. C'est sur ce point qu'a porté mon travail de thèse. L'enjeu de cette recherche est de comprendre, à l'aide d'autres exemples que le Système Solaire, la diversité, l'évolution d'autres systèmes et les devenirs possibles du matériau ayant servi à former l'étoile. Cette recherche a elle aussi progressé énormément au cours de ces dernières années. Elle a profité de l'accès à de nouvelles longueurs d'onde, en particulier au domaine infrarouge au delà de  $20 \mu\text{m}$  grâce au satellite IRAS, qui a permis de détecter de la poussière circumstellaire autour d'une fraction importante des étoiles proches, de types spectraux variés. Elle a aussi tiré parti des possibilités de spectroscopie à haute résolution spectrale, dans le visible et l'ultra-violet (UV), ou encore des performances croissantes de l'imagerie à haute résolution angulaire.

Toutes ces études ont permis d'identifier différentes classes d'objets intéressants, avec de la poussière plus ou moins chaude, en plus ou moins grande quantité et avec du gaz, corrélé ou non à la présence de poussière. Elles se sont penchées tout particulièrement sur le cas, très favorable observationnellement, de  $\beta$  Pictoris. Cette étoile permet des études parallèles avec différentes techniques ; elle a révélé une composante gazeuse complexe, et un disque de poussière très étendu, imagé pour la première fois en 1984.

Dans ce cadre, ma démarche a d'abord été observationnelle. Elle a consisté en plusieurs étapes thématiques.

La première étape a été de rechercher la meilleure manière de recueillir l'informa-

tion disponible par les photons provenant des sources. Sous ce problème se cachent des questions diverses telles que la définition des besoins observationnels, l'adéquation entre ces besoins et les instruments disponibles, la suggestion éventuelle de nouvelles caractéristiques instrumentales pour leur amélioration, ou encore la meilleure manière d'utiliser ces instruments pour en retirer l'information recherchée (procédures d'observation et de réduction des données)... L'ensemble de ces questions admet souvent des réponses multiples, sous forme de compromis entre différentes contraintes. Je me suis penché tout particulièrement sur la coronographie stellaire associée à l'optique adaptative. Cela a nécessité des réflexions théoriques sur ce type d'instrument (possibilités et spécificités ultimes ou dégradées), et a mené à la caractérisation du premier instrument réalisant cette configuration et à la définition de procédures d'observation et de réduction. J'ai également participé à la définition d'une version améliorée de cet instrument. Par ailleurs, je me suis interrogé, plus modestement et de manière essentiellement fonctionnelle, sur les possibilités pour cette étude astrophysique de l'interférométrie optique et proche infrarouge à longue base, qui permet des résolutions angulaires encore meilleures.

L'étape suivante, après cette réflexion, est la collecte effective de l'information. J'ai effectué des observations variées telles que de la spectroscopie sur différents instruments, de la photométrie visible et infrarouge, de l'imagerie coronographique avec optique adaptative, et de l'interférométrie infrarouge, sur divers sites en Australie, au Chili, en France et aux Etats-Unis. J'ai effectué l'acquisition d'une grande partie des données sur lesquelles j'ai travaillé. J'ai également utilisé des données obtenues par des collaborateurs, de la même manière qu'il m'est arrivé d'observer pour d'autres personnes.

L'information obtenue est analysée et confrontée à d'autres résultats observationnels passés ou contemporains, ainsi qu'à des simulations numériques diverses. J'ai développé certains de ces outils numériques, ou collaboré avec diverses personnes pour adapter à l'étude présente certains calculs, pour discuter et affiner des modèles déjà existants ; j'ai également confronté les résultats observationnels à des modèles proposés indépendamment.

La réflexion sur ces modèles, leur critique ou leur confirmation est le moment où apparaissent de nouveaux points de vue : certaines possibilités antérieures peuvent être rejetées, de nouvelles informations émergent, et avec elles de nouvelles questions.

Ces différentes étapes ne sont pas indépendantes, et pas toujours chronologiquement distinctes : les nouvelles conclusions ou interrogations bouclent sur de nouvelles propositions de contraintes observationnelles spécifiques, et éventuellement sur des intérêts instrumentaux renouvelés.

Ainsi, j'expose dans le chapitre 2, le contexte scientifique, en rappelant, de manière logique plutôt que chronologique, les principaux résultats obtenus sur l'étude des environnements circumstellaires d'étoiles de la SP avant le début de ma thèse, ou durant ces toutes dernières années dans le cas des travaux totalement indépendants des miens et sur lesquels je ne reviendrai pas par la suite.

Dans la partie suivante, j'aborde des préoccupations instrumentales concernant les moyens d'observations. Le chapitre 3 s'emploie à l'étude de l'association de

---

l'optique adaptative à la coronographie stellaire, de manière théorique et appliquée. Le chapitre 4 concerne l'usage de l'interférométrie optique et infrarouge à longue base pour notre étude, les besoins observationnels requis, et leur recoupement avec les performances actuelles, ou à venir.

Ensuite, je décris mon travail sur les observations entreprises : la spectroscopie visible et UV sur  $\beta$  Pictoris (chapitre 5), puis l'étude par imagerie coronographique de cet environnement circumstellaire (chapitre 6), et enfin l'application de cette même technique à d'autres sources pour la recherche d'autres disques. Dans chacun de ces chapitres, les observations et leurs résultats sont exposés, pour être discutés ensuite et interprétés par rapport aux connaissances antérieures ou à des simulations. Chaque chapitre se termine avec le bilan des questions soulevées.

Cette étude fournit finalement une image plus complète de la question des environnements circumstellaires. Je m'efforce de faire une synthèse, essentiellement dans une perspective évolutive, cherchant à savoir si l'ensemble des systèmes sont essentiellement semblables ou peuvent être qualitativement très différents (chapitre 7). Ce bilan amène également à la proposition de prochains travaux (chapitre 8).

Enfin et indépendamment, j'ai eu l'opportunité de participer à des observations sur une instrumentation originale, mise en œuvre pour l'Expérience pour la Recherche d'Objets Sombres (EROS). Cela a donné lieu à un travail sur les étoiles jeunes et a débouché, dans une démarche parallèle au travail principal, sur l'analyse de l'intérêt d'une telle instrumentation pour la détection et l'étude d'un grand nombre d'objets jeunes, par leur variabilité photométrique. Cette réflexion ainsi que le traitement et l'analyse dans ce but des observations effectuées sont décrits dans le chapitre 10.

## Chapitre 2

# Le contexte scientifique

Historiquement, les observateurs du ciel nocturne ont distingué les *étoiles*, apparaissant comme des sources ponctuelles, des *nébuleuses* étendues. Des études plus approfondies ont montré que cette appellation générale de nébuleuse recouvre des objets astrophysiques très différents tels que des galaxies, des amas d'étoiles ou des masses de gaz éclairé par réflexion. Parallèlement, on a recherché et obtenu des informations sur la structure spatiale des objets "ponctuels", par des déductions théoriques, mais également par des observations directes, comme je le précise ci-dessous. Finalement, cette distinction initiale n'a plus qu'une frontière floue dans le cadre de la recherche actuelle : l'étendue spatiale d'une source ne se définit plus qualitativement mais quantitativement. L'objet de ce travail de thèse se situe en un point de cette frontière, et concerne l'environnement proche, gravitationnellement lié, des étoiles de la séquence principale (SP).

La formation des étoiles à partir de l'effondrement sous sa propre gravité d'une concentration importante de gaz interstellaire fait actuellement l'objet d'une active recherche. Au cours de cette période, d'autant plus courte que l'étoile est massive, le noyau stellaire se contracte, atteint une forte température en son centre et allume des réactions nucléaires, pour finalement dégager suffisamment d'énergie pour compenser sa propre gravité. Alors, un équilibre stable est trouvé : l'étoile évolue très lentement pendant toute la période où subsiste le carburant nécessaire aux réactions nucléaires (l'hydrogène essentiellement). L'étoile est alors sur la séquence principale (SP). Dans cet état, il existe des relations précises entre sa masse, son rayon, sa température, et sa luminosité. Cette période constitue l'essentiel de la durée de vie d'une étoile : cela signifie que la plupart des étoiles observées à un moment donné sont dans cet état. A la fin de la vie des étoiles, les types de réactions sont différents, si bien que l'équilibre entre la pression interne et la gravitation est affecté : sur des temps très courts devant la durée de vie de l'étoile, l'équation d'état se modifie fortement pour le cœur en contraction tandis qu'une fraction importante de la masse peut être éjectée vers l'extérieur dans des vents intenses ou une explosion.

Les étoiles ont des rayons typiques de l'ordre de  $10^6$  km : cela représente donc moins de 10 mas pour une étoile proche à seulement 10 pc. Pour des résolutions limitées par la turbulence atmosphérique de l'ordre de 1", ou même 10 à 20 fois

meilleures, limitées par la diffraction sur de grands télescopes, ces objets apparaissent bien ponctuels. L'étude des étoiles s'appuie depuis des dizaines d'années sur la photométrie et la spectroscopie, l'information spatiale ne servant qu'à séparer les étoiles, étudier leur association, en binaires, dans des amas ou des galaxies.

Récemment, cette approche s'est modifiée. L'étoile n'est plus considérée comme une source ponctuelle, isolée. On peut citer ainsi par exemple, des mesures de diamètres stellaires de géantes proches effectuées par des techniques interférométriques atteignant des résolutions de l'ordre de 10 mas (Mozurkewich et al. 1991, par exemple), ou par occultation lunaire (Richichi et al. 1992) ; par ailleurs les techniques d'imagerie *Doppler* (voir par exemple Donati 1993) cherchent à tirer profit de la rotation des étoiles, et à interpréter des variations de leur spectre pour en retirer une information spatiale sur leurs paramètres physiques à la surface. Il devient même possible d'obtenir des indications observationnelles directes de la structure interne des étoiles par des techniques d'astérosismologie (Heasley et al. 1996). Dans l'étude des environnements circumstellaires, on s'intéresse aux régions extérieures à l'étoile, mais cependant très proches, sur des échelles spatiales mesurées en UA, et non plus en parsecs.

A la fin de la vie des étoiles, cet environnement est très dense et étendu : l'étoile rejette une quantité importante de masse dans le milieu interstellaire, comme on peut l'étudier sur des restes de super-novae, ou des enveloppes d'étoiles évoluées de type AGB. A l'opposé, les étoiles jeunes ont également un environnement très intéressant, avec éventuellement différentes composantes s'étalant sur des échelles spatiales très différentes : une nébuleuse sur de larges échelles (plusieurs milliers d'UA) résiduelle du nuage moléculaire parent de l'étoile, un disque d'accrétion (moins de quelques centaines d'UA), ou des structures d'éjection de matière. Les échelles de temps de ces processus sont courtes et la source initialement enfouie et non détectable directement, nettoie ainsi son environnement pour ne garder qu'un disque d'accrétion détecté par son émission infrarouge (comme les étoiles T Tauri classiques), optiquement épais et riche en gaz. Ce disque lui-même disparaît (T Tauri à faibles raies d'émissions) sur quelques  $10^6$  ou  $10^7$  ans. C'est pendant les centaines de millions ou les milliards d'années suivantes, lorsque l'étoile est sur la séquence principale, que l'environnement circumstellaire est le plus réduit : un disque optiquement épais ne peut survivre près de l'étoile sur de si longues échelles de temps. Je me suis intéressé au cours de ma thèse à ce type de systèmes.

Pourquoi s'intéresser à ce type d'environnements circumstellaires, impliquant la plus petite quantité de matière, et où les échelles de temps sont les plus longues ? Les observations des années 1980 ont montré qu'une fraction significative des étoiles de la séquence principale n'étaient en fait pas entièrement "nues" mais encore entourées de poussière et/ou de gaz. Nous avons vu que les étoiles de la séquence principale représentent l'immense majorité des étoiles si bien qu'on ne peut considérer cette situation comme marginale. De plus, même si ce type d'environnement a certainement un lien avec l'environnement des étoiles jeunes, leur étude en est différente dans la mesure où il s'agit de comprendre ici la présence de ce milieu sur des échelles de temps bien plus longues, sachant que la proximité d'une étoile est

hostile au gaz et à la poussière.

L'environnement circumstellaire le mieux connu d'étoile de la SP est extrêmement complexe. Il s'agit du Système Solaire, et il comprend des planètes très variées, des astéroïdes, des comètes sur des orbites très différentes, la ceinture de Kuiper (extérieure au système planétaire, au-delà de 40 UA), plus loin encore le nuage de Oort. On pense actuellement que les planètes se sont formées rapidement, alors que le milieu circumstellaire était encore dense, dans les premiers  $10^6$  ou  $10^7$  ans. Par ailleurs, et sur des échelles de temps de quelques  $10^8$  ans, la perturbation gravitationnelle des planètes a ensuite "animé" dynamiquement le système en rendant instables un grand nombre d'orbites. Le témoignage actuel de cette activité est la cratérisation importante des corps ne présentant pas d'activité tectonique. Le Système Solaire actuel est dynamiquement relativement évolué et plus calme : ne subsistent actuellement que les corps les plus stables, ayant une durée de vie de plusieurs milliards d'années, et dont la stabilité est essentiellement contrainte par les planètes les plus massives. Ainsi la ceinture d'astéroïdes entre Mars et Jupiter est confinée par l'action de Jupiter, et la ceinture de Kuiper très certainement influencée par la proximité de Neptune, avec des temps caractéristiques bien plus longs du fait de leur distance au soleil. On ne considèrera pas ces éléments et les échelles de temps mentionnées comme un modèle rigide mais plutôt comme des points de repères pour l'étude d'autres systèmes, dans la mesure où l'on cherche justement à apprécier la diversité des systèmes circumstellaires possibles.

Contrairement à d'autres domaines de la physique, on ne peut en astrophysique (sauf dans de très rares cas simplifiés) reproduire une **expérience** observée, en modifiant les paramètres jusqu'à en comprendre tous les mécanismes et leur évolution. Il s'agit plutôt d'**observer** d'autres systèmes semblables, trouvant dans la nature la variabilité de paramètres dont on a besoin. L'observation d'autres environnements circumstellaires autour d'étoiles d'âge, de type spectral variés et ayant connu des conditions de formation ou une histoire éventuellement très différentes est un atout important pour préciser la variété possible d'environnements circumstellaires, leur fréquence et l'impact des différents paramètres en jeu. L'enjeu n'est pas seulement de contraindre la formation et la présence éventuelle de systèmes planétaires autour d'un grand nombre d'étoiles ; il s'agit également de préciser le devenir de l'environnement massif des étoiles jeunes, de connaître les conditions d'existence, les durées de vie et les différentes formes possibles d'environnements circumstellaires.

## 2.1 La poussière dans un environnement circumstellaire

### 2.1.1 Les signatures observationnelles

#### Les étoiles à excès infrarouges

Alors que le domaine de longueur d'onde de prédilection de l'étude stellaire est le visible, contenant l'essentiel de la puissance rayonnée par les étoiles, l'infrarouge, de 10 à 100  $\mu\text{m}$ , a fourni un tremplin majeur pour l'étude des poussières circumstellaires. Les poussières dont la température atteint quelques dizaines à quelques centaines de degrés rayonnent en effet majoritairement dans l'infrarouge et jusqu'aux longueurs d'onde sub-millimétriques. L'absorption atmosphérique est prohibitive pour des observations au sol à ces longueurs d'onde si bien que le satellite IRAS a été conçu pour observer l'ensemble du ciel de 12 à 100  $\mu\text{m}$ . L'analyse des observations IRAS a montré en 1983 que les étoiles de la SP comportaient un intérêt intrinsèque autre que leur rôle attendu pour l'étalonnage photométrique. Cette fonction a en fait été bien mal remplie par des étoiles telles que  $\beta$  Pictoris ou Véga, puisque ces étoiles ont montré dans l'infrarouge une émission importante en plus du flux photosphérique extrapolé à partir des données à plus courte longueur d'onde obtenues depuis le sol (Fig. 2.1). Les couleurs de cet excès indiquent une émission thermique de grains bien plus gros que les grains du milieu interstellaire ( $> 1 \mu\text{m}$ ).

Les densités spectrales d'énergie de ces excès sont compatibles avec des températures typiques de plusieurs dizaines de degrés, et excédant rarement une centaine de degrés. Ainsi, les températures en question sont incapables de sublimer les silicates ( $T_{sub} \sim 1500 \text{ K}$ ), mais laisse également la possibilité d'une composition importante en glaces d'eau ( $T_{sub} \sim 110 \text{ K}$ ), même si Artymowicz (1995) suggère que le rayonnement dur d'étoiles chaudes (de type spectral A ou plus massives) pourrait limiter par photo-évaporation la présence de glaces de manière non thermique. La composition des grains est donc peu contrainte par les données IRAS. L'absence d'excès à plus courtes longueurs d'onde et donc l'absence de grains à haute température implique également que la proximité de l'étoile est relativement vide de matière.

Ce type d'excès thermique affecte une grande fraction des étoiles, suffisamment brillantes pour permettre ces mesures. Ainsi, plus de 20% des étoiles de types spectraux B, A et F (Patten & Willson 1991) et la plupart des étoiles de type G (Aumann & Good 1990) seraient concernées. Les types spectraux plus tardifs sont plus mal contraints statistiquement du fait de leur faible luminosité, mais  $\epsilon$  Eri est un exemple d'étoile de type K présentant un excès important. Ce phénomène ne peut donc être considéré comme marginal, restreint à des cas sujets à des conditions initiales, un environnement ou une histoire très particuliers. Il concerne des étoiles sur une grande variété de types spectraux et d'âges (jusqu'à plusieurs milliards d'années) ainsi que des binaires.

Les étoiles présentant des excès dans les bandes IRAS ont été sélectionnées sur des critères variés par différents auteurs. Backman & Paresce (1993) font la revue de ces travaux. Les excès présentent des caractéristiques variant d'une étoile à l'autre :



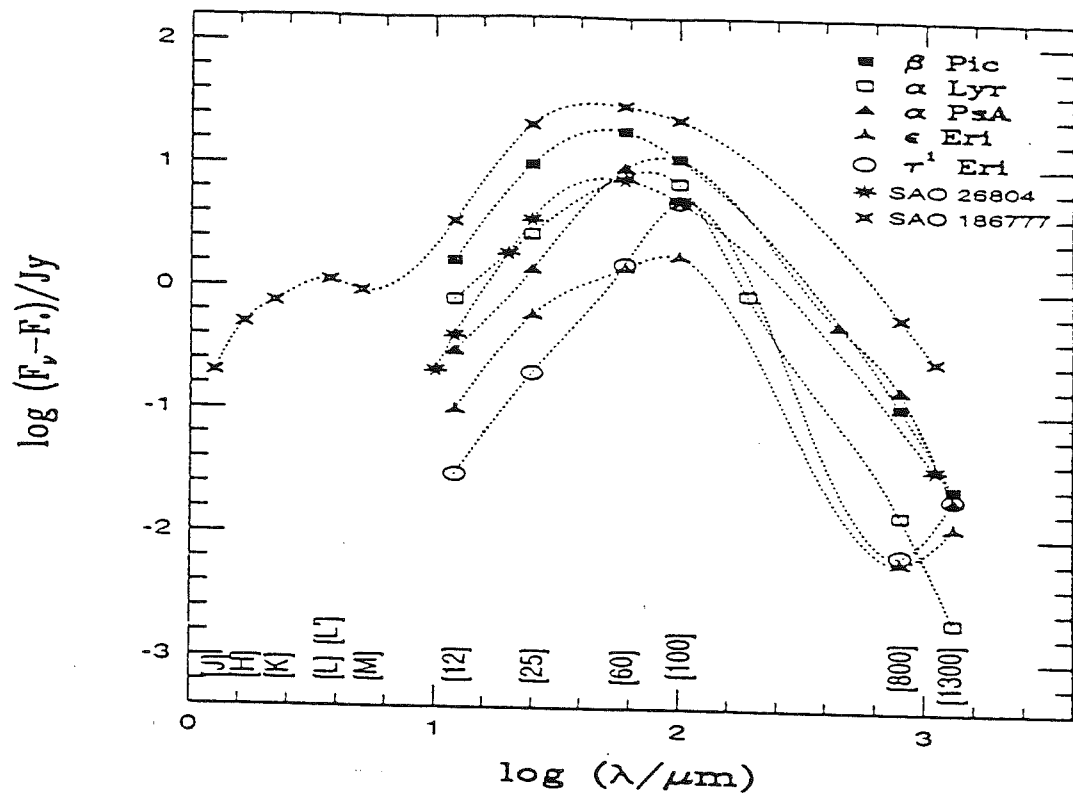


Figure 2.1 : Excès infrarouge de quelques étoiles typiques (compilation de données, tirée de Artymowicz, 1996)

- *les couleurs*, toutes compatibles, par sélection, avec une émission thermique, sont variables, et en particulier plus ou moins décalées vers les grandes longueurs d'onde. Cela s'interprète par une température moyenne de la poussière circumstellaire plus ou moins élevée, comme on l'a vu précédemment. On notera une conséquence observationnelle importante : il est possible d'observer au sol autour de  $10\ \mu\text{m}$ , beaucoup plus difficile autour de  $20\ \mu\text{m}$ , mais pas à plus grande longueur d'onde dans l'infrarouge. Ceci a motivé la sélection de liste d'objets par la présence d'excès dans la bande IRAS à  $12\ \mu\text{m}$ , plutôt que selon la proximité des étoiles (Walker & Wolstencroft 1988).
- *la luminosité totale dans l'infrarouge* relativement à la luminosité de l'étoile ( $L_{IR}/L_{\star}$ ) varie aussi de plusieurs ordres de grandeur selon les cas. Les valeurs typiques vont de  $10^{-5}$  à  $10^{-3}$ . Des excès plus faibles sont très difficiles à observer, en dehors des étoiles les plus proches, mais on peut supposer que la distribution se poursuit vers les valeurs plus faibles (que présenterait par exemple le Système Solaire, Backman & Paresce 1993). A l'opposé, certaines étoiles observées par IRAS présentent des excès plus importants, jusqu'à  $10^{-2}$ – $10^{-1}$ . Parmi celles-ci, un grand nombre montrent des signes évidents de jeunesse (des vents stellaires actifs par exemple). Artymowicz (1996) propose que ces excès indiquent une population différente d'environnements circumstellaires, plus jeunes, encore riches en gaz et évoluant rapidement sur des échelles de temps beaucoup plus courtes (de l'ordre de  $10^6$  ans) que la classe précédente.

### Cas de $\beta$ Pictoris

$\beta$  Pictoris est l'étoile la mieux connue de cette classe d'étoiles à excès IRAS. Cette étoile est proche (17 pc), de type spectral A5V, soit une magnitude apparente  $V=4,85$ .

#### *Un disque de poussière vu par la tranche*

Smith & Terrile (1984) obtiennent la première image de l'origine de l'excès infrarouge détecté par IRAS ( $L_{IR}/L_{\star} = 5 \cdot 10^{-3}$ ). Il s'agit d'un disque de poussière vu par la tranche, observé alors en lumière diffusée sur les petits grains en bande I, de 100 à 400 UA de l'étoile (Fig. 2.2). L'imagerie en lumière diffusée s'est précisée par la suite. Tout d'abord, Paresce & Burrows (1987) apportent une information à plus courtes longueurs d'onde, des bandes B à I. A partir de ces données, Artymowicz et al. (1989) déduisent des contraintes sur la distribution géométrique de poussière, pour la partie externe du disque. Ce type de travail est décrit plus en détail et appliqué à nos données, en section 6.3.

Dans une approche similaire, mais avec des données (en bande R) présentant un meilleur rapport signal à bruit, Kalas & Jewitt (1995a) précisent ces paramètres. Leurs résultats sont compatibles d'une part avec ceux d'Artymowicz et al. (1989), et d'autre part, avec les observations des parties plus internes du disque. Celles-ci ont pu être obtenues grâce à l'utilisation de techniques nouvelles : la correction adaptative des premiers ordres de la turbulence atmosphérique (Golimowski et al. 1993) ou une caméra visible anti-éblouissement (Lecavelier des Etangs et al. 1993).



Figure 2.2 : Première image du disque de  $\beta$  Pictoris en lumière diffusée (Smith & Terrile, 1984), obtenue à l'aide d'un coronographe avec un masque de diamètre projeté de 7". Le Nord est en haut de l'image et l'Est à gauche. Le disque est observé entre 100 et 400 UA de l'étoile. Le détail circulaire central, couvrant 12" en diamètre, est un artéfact numérique

Ces deux techniques ont prolongé ainsi l'information quantitative disponible jusqu'à environ 40 UA. Entre 100 et 800 UA, le disque est ouvert selon une loi de puissance d'indice ajusté à 1,1 et 1,6 respectivement pour les extensions NE et SO ; à 100 UA, l'échelle de hauteur est de 5 à 10 UA ; le disque est incliné par rapport à la ligne de visée d'un angle  $2^\circ \leq i \leq 5^\circ$  ; radialement, la densité volumique de matière décroît selon une loi de puissance d'indice  $2,8 \leq |\alpha| \leq 3,4$ , avec une différence d'indice de 0,2 entre les deux branches du disque. Pour la partie plus interne du disque, entre 50 et 100 UA, le profil de luminosité du disque est moins pentu et s'ajuste par l'indice de profil de densité  $\alpha \sim -1,8$ , tandis que l'échelle de hauteur du disque est constante.

### *Des asymétries*

Ces observations indiquent que les extensions NE et SO ne sont pas symétriques par rapport à l'axe de rotation. Kalas & Jewitt (1995a) soulignent et quantifient en fait 5 asymétries distinctes, s'étendant sur plusieurs centaines d'UA. Une fonction de diffusion non isotrope permet à elle seule d'expliquer le fait que les plans médians de chacune des extensions ne soient pas rigoureusement alignés, mais l'hypothèse d'une distribution axisymétrique ne peut être gardée pour reproduire les asymétries de la distribution de lumière. Jusqu'à maintenant, aucune explication satisfaisante ne reproduit ces effets de manière incontestable, ni par des perturbations gravitationnelles (difficilement mises en oeuvre sur des échelles spatiales aussi grandes), ni par un artéfact lors de la réduction des données, relativement systématique pour apparaître dans des observations indépendantes.

Récemment, Lecavelier Des Etangs et al. (1996) suggèrent un scénario, appuyé par des simulations numériques, permettant de rendre compte d'une branche plus lumineuse que l'autre. Si la poussière observée très loin de l'étoile est issue, après transport par pression de radiation, de l'évaporation de corps de types cométaires à une distance typique de 30 UA, alors une perturbation gravitationnelle agissant sur les corps parents relativement proche est suffisante pour reproduire l'asymétrie observée à grande échelle. Une telle perturbation pourrait être réalisée par une planète proche faiblement excentrique par exemple.

Une idée indépendante est proposée par Artymowicz (1996). Lorsqu'une collision entre deux corps crée des particules plus petites, sensibles à la pression de radiation, ces particules sont chassées à grande vitesse du système. Si une telle particule rencontre d'autres corps, elle va produire un nombre plus important de nouvelles particules de petites tailles, dans un processus catastrophique. L'activité de ce phénomène d'"avalanche" dépend de la probabilité de rencontre sur le nombre de particules susceptibles d'être créées lors d'une collision. Ce pourrait être le cas du disque de  $\beta$  Pictoris, pour lequel l'excès IRAS est plus important que pour la plupart des autres étoiles. De tels phénomènes sporadiques modifient la densité de particules diffusantes sur des secteurs du disque, sur des temps rapides (plus courts que les temps d'homogénéisation) et donc peuvent engendrer des inhomogénéités observables dans le disque, s'étendant très loin de l'étoile.

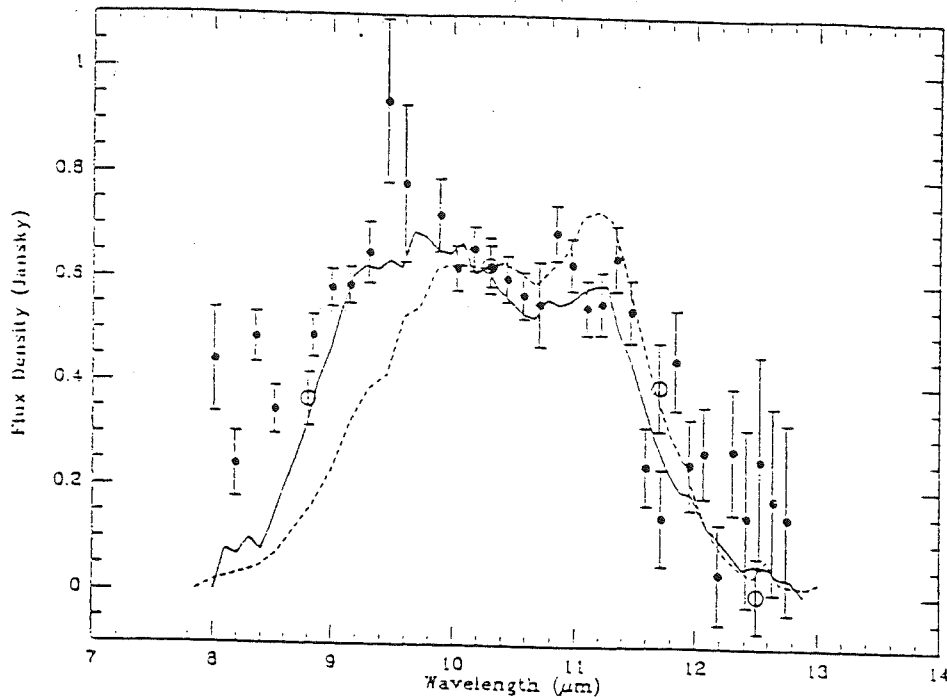


Figure 2.3 : Spectroscopie dans l'infrarouge moyen de l'émission du disque de  $\beta$  Pictoris, après soustraction du continuum thermique (Knacke et al. 1993)

*La comparaison des différentes observations indique une composition complexe.* L'analyse des données en lumière diffusée permet de déduire des informations sur la distribution spatiale de la surface diffusante, mais non la quantité totale de matière et sa composition, mettant également en jeu ses propriétés optiques. De plus, les parties internes du disque sont difficilement accessibles du fait de la brillance de l'étoile aux longueurs d'onde correspondantes. De telles informations requièrent la modélisation globale de la lumière en émission thermique et en diffusion. J'indique ici brièvement les principaux résultats obtenus dans ce cadre jusqu'à ce jour, tandis que le lien formel entre ces deux types de données est précisé plus loin dans le manuscrit (section 6.4). Backman et al. (1992) et Artymowicz et al. (1989) commencent ce travail, indépendamment, à l'aide des premières données coronagraphiques et des données IRAS, et avec des propriétés optiques (efficacité de diffusion et d'absorption) simples, pour obtenir des résultats assez différents en terme de matière dans le disque interne et pour l'albédo. Ces résultats ont été améliorés depuis.

D'une part, la spectroscopie en émission au sol fournit une information dans les bandes autour de  $10 \mu\text{m}$  sur la composition des grains (Telesco & Knacke 1991; Aitken et al. 1993; Knacke et al. 1993; Fig. 2.3). L'étude de ces spectres a permis

de restreindre la composition possible de ces grains et donc les propriétés optiques possibles ainsi que la loi de température  $T(r)$  résultante. Greenberg & Li (1996) et Pantin et al. (1996) concluent qu'une structure complexe formée d'un cœur de silicates, entouré d'un manteau organique réfractaire, et éventuellement glacé, loin de l'étoile, avec un grand albédo ( $\geq 0,6$ ), constitue un bon candidat.

D'autre part, Lagage & Pantin (1994) ont obtenu, grâce aux récents progrès sur les détecteurs infrarouges, une image du disque autour de  $10 \mu\text{m}$  (Fig. 2.4). A cette longueur d'onde, l'émission thermique de la poussière n'est pas négligeable devant le flux stellaire si bien qu'il est possible d'obtenir une information sur le disque interne jusqu'à l'étoile. La distribution de lumière est interprétée à l'aide des propriétés optiques liées au matériau décrit précédemment en termes de distribution de matière, révélant ainsi un vide interne de matière proche de l'étoile (Pantin et al. 1996). De plus, une asymétrie importante est relevée entre les deux extensions du disque, très différente de celle observée en lumière diffusée : d'un facteur de l'ordre de 3 (et non plus de plusieurs dizaines de pourcents) en faveur de l'extension SO. Cette asymétrie reste à étudier, et probablement de manière indépendante (au moins dans un premier temps) : l'extension radiale est beaucoup plus faible ( $< 100 \text{ UA}$ ) et la matière observée est peut-être différente, surtout si la fonction de diffusion des grains est, contrairement à l'émission thermique, fortement anisotrope.

#### *La masse du disque*

La masse totale du disque est très mal connue pour deux raisons essentielles. D'une part, les confins du système, au-delà de  $1000 \text{ UA}$  sont trop faibles pour être détectables mais pourraient recéler une masse importante. Mais aussi et surtout, la distribution en taille des particules est peu contrainte. Chini et al. (1991) ont besoin de tailles de grains s'étalant de  $10 \mu\text{m}$  à plus de  $1 \text{ mm}$ , pour ajuster la photométrie millimétrique ; ceci implique une masse comprise dans des particules plus petites que  $1 \text{ mm}$ , de l'ordre de quelques masses lunaires (Zuckerman & Becklin 1993b). Cependant, la spectroscopie requiert des grains nettement plus petits que  $10 \mu\text{m}$  (Telesco & Knacke 1991), et l'imagerie suggère que la majorité de la surface diffusante est réalisée par des grains entre  $1 \mu\text{m}$  et  $20 \mu\text{m}$  (Artymowicz et al. 1989). Un très large spectre de tailles existe assurément. Si on suppose une forme de spectre  $n(a)da \propto a^{-3,5}da$ , largement rencontrée en astrophysique car elle est typique d'une distribution stationnaire dominée par des processus de fragmentation, alors la surface est essentiellement réalisée par les grains les plus petits tandis que la masse réside dans les objets de plus grande taille. La spectroscopie montre que des objets de taille typique de l'ordre de  $1 \text{ km}$  existent en grand nombre (voir ci-dessous) ; si des objets encore plus gros, jusqu'à la taille de planètes, existent, alors ce sont eux qui réalisent la masse du système.

#### **Recherche d'autres structures résolues.**

$\beta$  Pictoris est certainement un objet tout à fait favorable pour les multiples observations mentionnées ci-dessus (système massif, proche de nous, vu par la tranche, et présentant des excès dès  $12 \mu\text{m}$ ). Il reste cependant la question de savoir s'il est

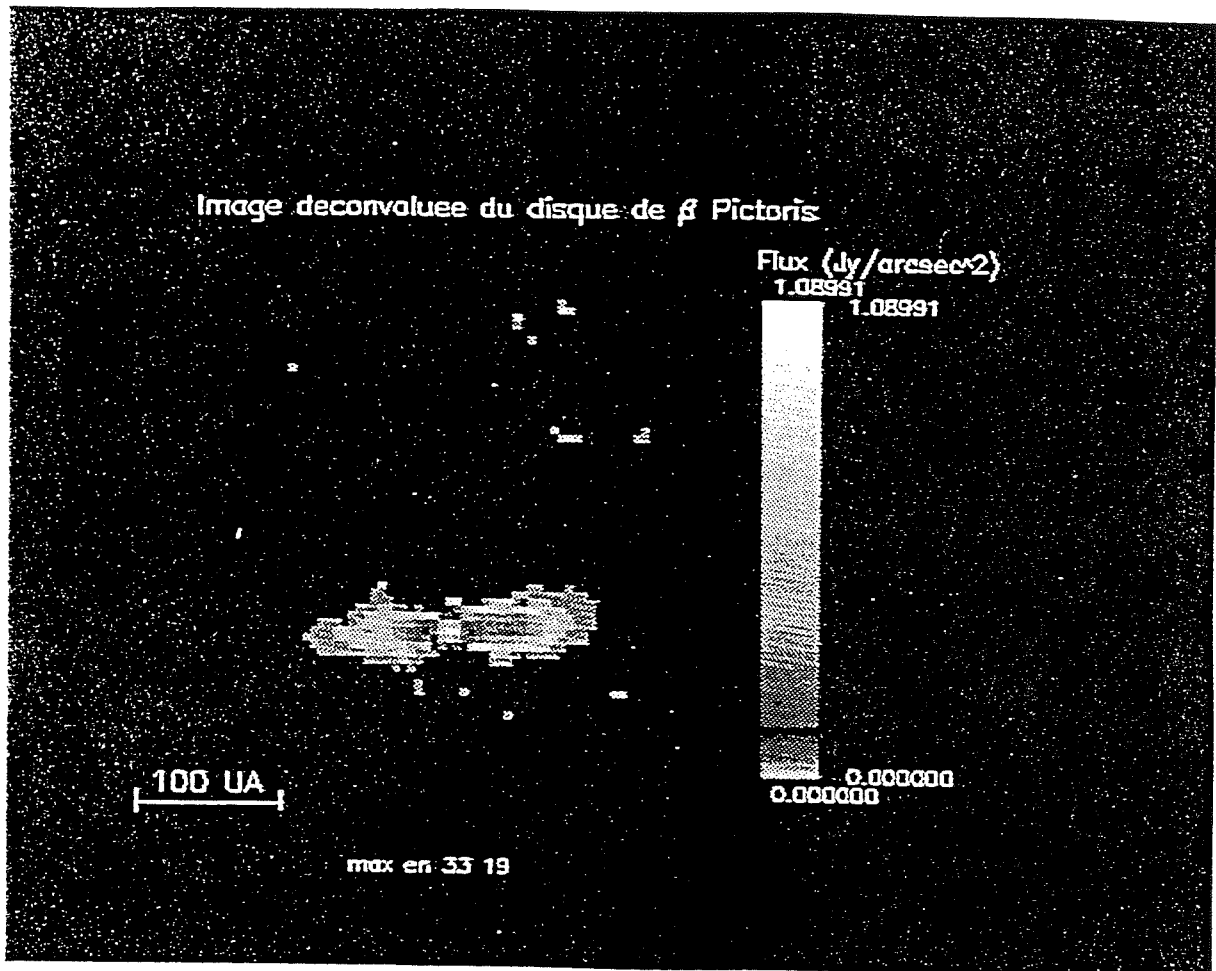


Figure 2.4 : Image de l'émission du disque de  $\beta$  Pictoris à  $10 \mu\text{m}$ , après soustraction de la contribution stellaire (tiré de Pantin 1996).

représentatif de l'ensemble des étoiles de la SP présentant des excès infrarouge.

A partir des seules données IRAS, il est possible d'estimer grossièrement la quantité de matière circumstellaire (en termes de surface effective), et une distance typique de cette matière à l'étoile (Gillet 1986). Ces paramètres sont cependant insuffisants et nettement sous-contraints.

Après 1984, la recherche en imagerie s'est poursuivie pour un grand nombre de sources : Smith et al. (1992) n'ont pas trouvé d'émission circumstellaire autour de 124 étoiles. Avec une autre instrumentation, Kalas & Jewitt (1996) obtiennent également des résultats négatifs pour Véga et Fomalhaut, et estiment d'après notre connaissance du disque de  $\beta$  Pictoris, qu'un ordre de grandeur en capacité de détection de sources faibles proches de l'étoile est probablement nécessaire pour de nouvelles détections. Ce type de recherche est donc toujours d'actualité avec des instrumentations adaptées. Cette question est abordée en section 7.1.

Par ailleurs, pour les objets présentant une émission thermique détectable dès  $10 \mu\text{m}$ , la poursuite des observations au sol est possible en spectroscopie et en photométrie, en s'attaquant en premier lieu aux étoiles les plus proches et présentant les excès les plus importants (Walker & Butner 1995; Sylvester et al. 1996, et références incluses). En plus des larges bandes des silicates, certaines étoiles, comme SAO 186777, présentent des composantes caractéristiques de très petits grains carbonés et mêmes de PAHs (chauffés de manière transitoire à de hautes températures par l'absorption d'un photon UV). Ce type d'étoile est très certainement dans une phase d'évolution intermédiaire, proche de la classe T Tauri, avec en particulier encore beaucoup de gaz pour retenir les très petits grains en dépit de la pression de radiation. Ainsi, des signes indirects de jeunesse sont détectés pour SAO 179815 (également largement étudiée par Zuckerman & Becklin (1993a)), mais aussi pour SAO 26804, présentant un excès important marginalement résolu (Skinner et al. 1995).

Finalement, on retiendra pour la suite qu'une large fraction des étoiles de la séquence principale, ou proches de la séquence principale, présente des excès IRAS indiquant la présence de grains à des températures typiques de 100 K, en quantité variable, et beaucoup plus gros que les grains interstellaires (comme l'indique la photométrie aux longueurs d'onde (sub-)millimétriques). Parmi ces étoiles, et vraisemblablement pour les excès infrarouge les plus importants, certaines sont probablement proches des étoiles jeunes (T Tauri ou Herbig Ae/Be) pour lesquelles l'excès infrarouge peut devenir équivalent ou dominant devant le flux photosphérique, avec en particulier un environnement optiquement épais, et riche en gaz. Ceci n'est toutefois pas le cas de l'ensemble de ces étoiles, dont certaines ont un âge excédant un milliard d'années. En dehors des objets de transitions, il s'agit donc de comprendre les conditions d'existence et d'observabilité de grains de poussière dans un environnement circumstellaire, sur des échelles de temps aussi longues.



### 2.1.2 Processus physiques

Les paragraphes suivants décrivent brièvement les processus physiques agissant sur la poussière au voisinage d'une étoile (voir pour des revues Backman & Paresce 1993; Artymowicz 1995; Artymowicz 1996).

Les principaux processus physiques et leurs temps caractéristiques sont énoncés ci-dessous :

- *collisions entre particules du disque* : les vitesses relatives des particules lors d'une collision sont de l'ordre de  $v_{rel} \sim i v_{orb}$ , si  $i$  est une inclinaison typique des orbites des particules par rapport au plan médian du disque, et si  $v_{orb}$  est la vitesse orbitale. Nous obtenons ainsi des vitesses relatives de l'ordre de 1 km.s<sup>-1</sup>, ou une fraction de km.s<sup>-1</sup>, jusqu'à 100 UA de l'étoile. Ce type de vitesse est largement suffisant pour entraîner des rencontres catastrophiques, limiter ainsi le temps de vie des particules initiales considérées et engendrer des particules filles plus petites. Le temps de collision dépend essentiellement de l'opacité du disque (perpendiculairement au plan du disque)  $\tau(r)$  :

$$t_{coll} \sim \frac{P_{orb}(r)}{2\pi\tau(r)},$$

si  $P_{orb}(r)$  est la période orbitale. Pour les disques massifs, ce processus dégrade la matière de manière très efficace. La quantification dépend de l'estimation de  $\tau(r)$ . Pour  $\beta$  Pictoris, ces temps caractéristiques vont typiquement de quelques 10<sup>3</sup> à quelques 10<sup>6</sup> ans entre respectivement 30 et 100 UA ! Pour les disques moins massifs de Véga et Fomalhaut, Backman & Paresce (1993) les estiment à quelques 10<sup>5</sup> ans sur le bord interne du disque.

- *la pression de radiation* exerce sur les grains une force opposée à la gravité et décroissant également comme  $r^2$  si bien que leur rapport est indépendant de la distance à l'étoile. Il dépend toutefois du grain comme le rapport de la surface au volume, soit :

$$\beta = \frac{F_{rad}}{F_{grav}} \propto \frac{L_{\star}}{a \rho},$$

si  $a$  est la taille du grain et  $\rho$  sa densité. Pour une taille critique ( $a_c$  proportionnelle au flux de l'étoile), la pression de radiation est plus forte que la gravitation : la particule est repoussée par l'étoile. Des particules jusqu'à 2 fois cette taille ont également une énergie positive et sont donc éjectées du système si elles ont déjà, lors de leur création par collisions de particules parentes plus grosses, une vitesse d'orbite circulaire. Les particules encore légèrement plus grosses acquièrent une orbite excentrique, mais ensuite cet effet devient insensible (comme  $a^{-1}$ ). Ainsi, ce processus détermine une coupure nette sur la borne inférieure du spectre de taille des particules liées au système (en l'absence d'autres forces aussi importantes, comme dans le cas de disques contenant peu de gaz). Cette valeur est de l'ordre de 2  $\mu$ m dans le cas de  $\beta$  Pictoris (Artymowicz 1988).

- *l'effet Poynting-Robertson* résulte du fait que les particules en orbite képlérienne absorbent le rayonnement majoritairement sur la surface avant, tandis que la réémission est isotrope dans leur référentiel. Interprété en terme d'échange de quantité de mouvement, cet effet agit comme une force de freinage, faisant donc spiraler les particules vers l'étoile. Son efficacité est déterminée par le rapport de la surface au volume du grain, et par le flux stellaire à la distance de la particule :

$$t_{PR} \propto a \rho \frac{L_{\star}}{r^2}.$$

Ce temps caractéristique est toujours plus long que le temps de collision dans le cas de  $\beta$  Pictoris, mais du même ordre de grandeur pour les prototypes de Véga et Fomalhaut. Il doit donc être pris en compte dans le cas des disques les moins massifs.

- *l'interaction des grains avec le gaz* a pour effet de circulariser et d'aplatir les orbites des particules avec une efficacité proportionnelle à la densité de gaz. Dans le cas de  $\beta$  Pictoris, la colonne densité de l'hydrogène est probablement trop faible pour que cet effet soit efficace et par ailleurs, ce gaz est probablement concentré beaucoup plus près de l'étoile que la poussière. Pour les autres systèmes, les recherches en spectroscopie visible indiquent que le contenu en gaz y est encore le plus souvent beaucoup plus faible (voir paragraphe suivant).
- *la sublimation* agit sur des temps dépendant extrêmement de la température. On peut voir ce processus comme une contrainte, à une température donnée, pour la composition des grains. La majorité des systèmes étudiés ont des flux IRAS suggérant une température typique de l'ordre de, ou inférieure à, 110 K, tolérant ainsi la présence de glaces d'eau. D'un point de vue différent, ceci fixe, pour des grains de composition chimique donnée, une distance minimale à l'étoile. Ainsi les silicates s'évaporent à une fraction d'UA seulement de l'étoile, tandis que la limite de sublimation des glaces se compte en dizaines d'UA. La détermination d'une valeur précise est difficile puisqu'elle dépend de la loi de température  $T(r)$ , et met donc ainsi en jeu en particulier l'albédo des particules. Un tel processus peut être à l'origine de l'existence de grains de compositions différentes entre les parties interne et externe du disque.
- *l'érosion non thermique des glaces par le rayonnement UV* de l'étoile peut éventuellement devenir efficace, en particulier pour les étoiles de type A (Artymowicz 1995). Cet effet est encore mal évalué.
- *l'interaction avec le milieu insterstellaire environnant* est très probablement négligeable dans la mesure où il est lui même composé de particules de très petites tailles, et se trouve donc repoussé par la pression de radiation stellaire avant son interaction directe avec le milieu circumstellaire.
- *les perturbations gravitationnelles internes au système circumstellaire* peuvent prendre place dans le cas de la présence de planètes. L'effet possible est une déformation de la répartition spatiale des poussières non perturbées, avec la

création de zones interdites par les interactions le plus souvent résonnantes. Ces actions sont efficaces à proximité de la planète en question. Elles peuvent rendre compte du vide de poussière proche de l'étoile (Lagage & Pantin 1994; Roques et al. 1994), sans être absolument nécessaires, ou encore engendrer des inhomogénéités dans le disque.

### 2.1.3 Evolution des systèmes observés

Les temps caractéristiques précédents indiquent que l'environnement stellaire est un milieu hostile à la présence de poussière. Les systèmes circumstellaires autour de Véga et Fomalhaut, tels qu'ils sont connus à partir des données IRAS, ont une durée de vie, sous l'effet combiné des collisions et de la radiation stellaire, inférieure au million d'années, donc négligeable devant l'âge de ces systèmes. Ce type de système consomme de la matière. Dans le cas du disque plus massif de  $\beta$  Pictoris, cette perte de masse, calculée à partir de la quantité de grains de petite taille observés en lumière diffusée, est au moins de l'ordre de  $10^{-14} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ . Ceci implique une masse totale perdue pendant la durée de vie du système comparable à une fraction de masse de Jupiter.

Certains des systèmes à excès infrarouge, et surtout parmi les plus massifs, sont probablement dans un état transitoire éphémère. Toutefois, la fraction importante d'étoiles de la SP présentant des excès IRAS interdit de penser que cette explication est suffisante. Il faut conclure que la majorité des systèmes observés évolue, en perdant effectivement de la masse, mais sur des échelles de temps comparables à leur âge, soit typiquement  $10^8$  à  $10^9$  ans et non pas quelques  $10^6$  ans. Cela implique la présence d'un réservoir de matière bien plus important que les particules de petite taille observées avec IRAS.

Notons que ce type de systèmes peut éventuellement contenir des planètes déjà formées, mais n'est pas forcément le théâtre de formation planétaire contemporaine. L'exemple du Système Solaire suggère que celle-ci a lieu plus tôt, dans un milieu plus dense, contenant éventuellement encore une grande quantité de gaz, et avec une phase importante où les collisions ne sont essentiellement pas destructives, soit typiquement en moins de  $10^7$  ans (Lin & Papaloizou 1985). En revanche, ces systèmes résultent de cette phase primordiale où se créent des corps de taille importante.

## 2.2 Le gaz dans les environnements circumstellaires

Une composante gazeuse peuple également l'environnement circumstellaire de certaines étoiles de la SP. Les moyens de recherche observationnelle, les processus physiques en jeu, et parfois les étoiles concernées diffèrent : j'en expose les points principaux séparément ci-dessous. Je commence avec un peu plus de détails par le cas de  $\beta$  Pictoris, sur lequel j'ai davantage travaillé, et je mentionne plus rapidement des études passées ou en cours pour un grand nombre d'autres étoiles.

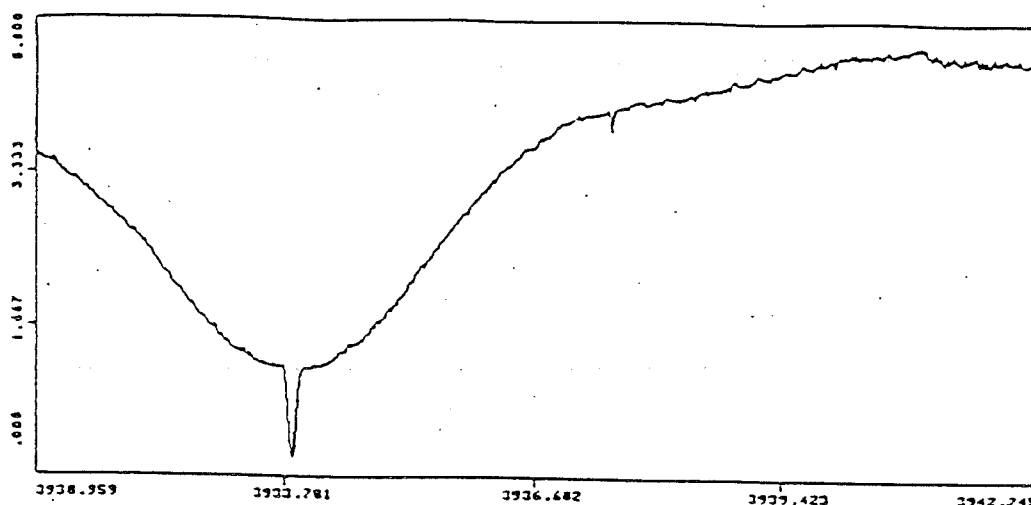


Figure 2.5 : Absorption circumstellaire stable des ions Ca II (tiré de Vidal-Madjar, 1986)

### 2.2.1 Une composante gazeuse complexe autour de $\beta$ Pictoris

Nous avons vu que le disque autour de  $\beta$  Pictoris est vu par la tranche depuis la Terre. Cette situation est favorable pour l'observation de la poussière, mais également pour l'étude du gaz, puisqu'elle rend possible des observations en spectroscopie d'absorption. Ainsi des composantes en absorption observées dans le spectre UV avec le satellite IUE ont conduit Slettebak & Carpenter (1983) à classer cette étoile dans la classe des étoiles "shell", possédant une enveloppe de gaz proche de l'étoile, éventuellement d'origine stellaire. Ce type d'outil observationnel a été beaucoup utilisé à la suite de l'imagerie du disque en 1984, pour étudier l'environnement gazeux et révéler une composante complexe.

#### Du gaz stable

Ainsi, du gaz circumstellaire se manifeste par des raies d'absorption fines, au fond des raies photosphériques élargies par la rotation ( $v \sin i \sim 120 \text{ km.s}^{-1}$ ) de l'étoile (Figs. 2.5, et 2.6). Cette composante est à la même vitesse que l'étoile, avec une précision meilleure que  $2 \text{ km.s}^{-1}$ ; par ailleurs, elle apparaît constante dans l'ensemble des observations s'étalant sur plusieurs années, ce qui justifie son qualificatif de *stable*.

Les éléments observés, au sol dans le domaine visible, et avec les satellites IUE puis HST pour l'UV, regroupent des espèces neutres (Na I, Fe I, C I) et des espèces ionisées une fois (Fe II, Mn II, Ca II, Zn II, Mg II) (Kondo & Bruhweiler 1985; Hobbs et al. 1985; Boggess et al. 1991; Lagrange et al. 1995; Vidal-Madjar et al. 1994). La

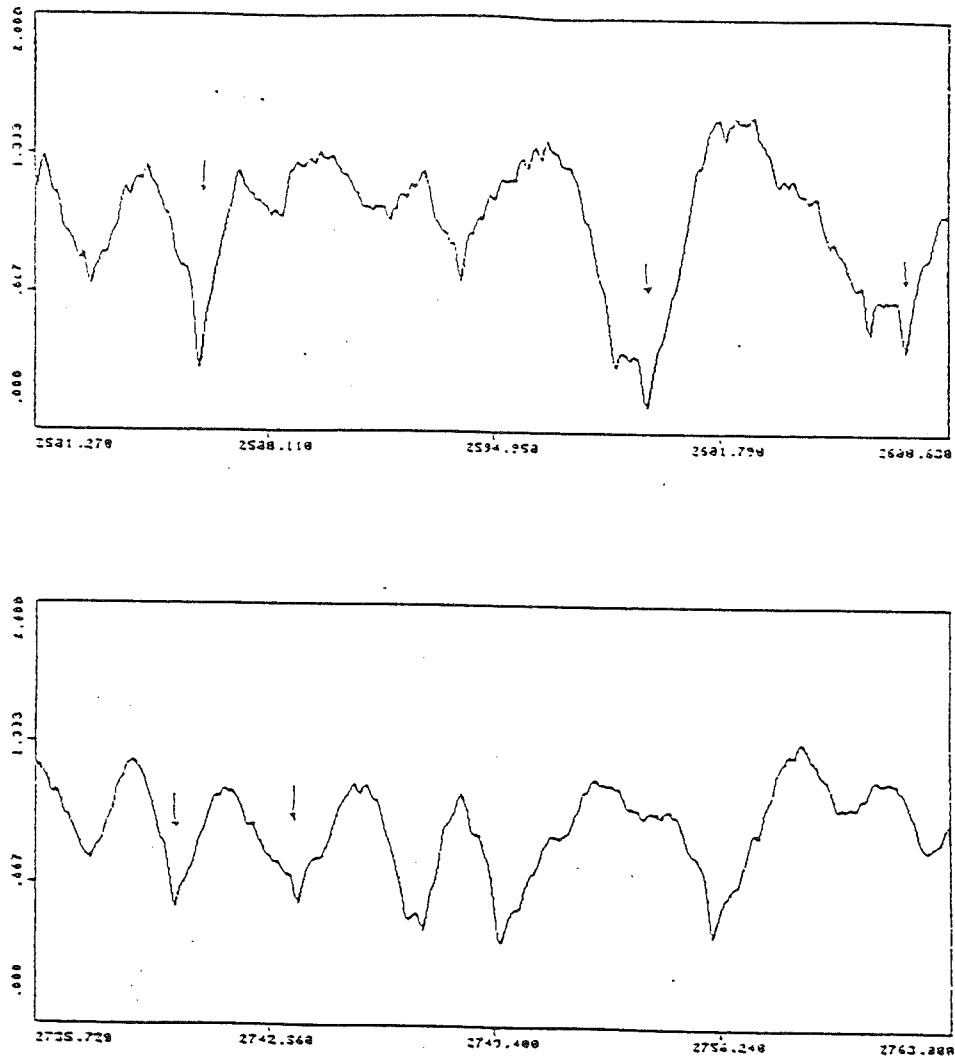


Figure 2.6 : Absorption circumstellaire stable des ions Fe II observée avec IUE (tiré de Lagrange, 1989)

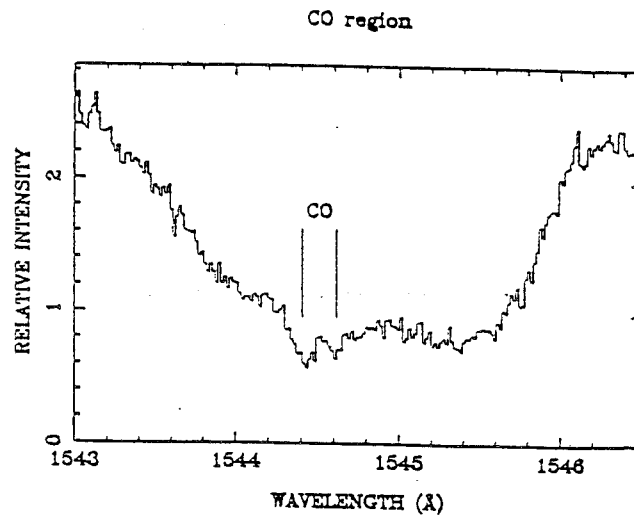


Figure 2.7 : Absorption circumstellaire stable de la molécule CO dans la raie vibrationnelle dans l'UV (tiré de Vidal-Madjar, 1994)

densité de colonne totale d'hydrogène déduite de l'observation des raies métalliques, est inférieure à  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$ . Ceci indique un rapport (en masse) gaz sur poussière inférieur ou de l'ordre de l'unité, soit plus faible d'au moins deux ordres de grandeur à celui observé dans l'environnement d'étoiles jeunes ou dans le milieu interstellaire. L'analyse du peuplement des niveaux du fer permet de contraindre la densité électronique entre  $10^3$  et  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  (Kondo & Bruhweiler 1985; Lagrange et al. 1995). Celle de Ca II (et en particulier des niveaux métastables) indique que l'essentiel de ces ions est confiné à moins de quelques UA de l'étoile (Hobbs et al. 1988). Pour ces quelques éléments, la composition chimique du gaz est compatible avec les abondances standards, et non pas avec les dépletions différentielles très importantes des métaux, observées dans le milieu interstellaire (Lagrange et al. 1995).

L'origine de ce gaz (stellaire par exemple, ou bien produit par l'évaporation de grains très près de l'étoile...), ainsi que sa dynamique et sa durée de vie sont des questions problématiques. En effet, la plupart des ions subissent une pression de radiation bien plus grande que la gravitation, dans un rapport atteignant plus de 70 pour Ca II ! On s'attendrait donc, en contradiction avec les observations, à la présence de gaz en faible quantité et s'éloignant rapidement de l'étoile. La molécule de CO est également observée en absorption (Vidal-Madjar et al. 1994, Fig. 2.7) alors que sa durée de vie est également très courte pour une raison différente : le flux UV stellaire dissocie efficacement en quelques centaines d'années ces molécules.

On s'aperçoit ici que l'environnement circumstellaire est encore plus hostile au gaz observé qu'à la poussière. Ce gaz stable n'est donc certainement pas primordial mais réalimenté constamment. Selon les espèces chimiques, les temps de vie sont

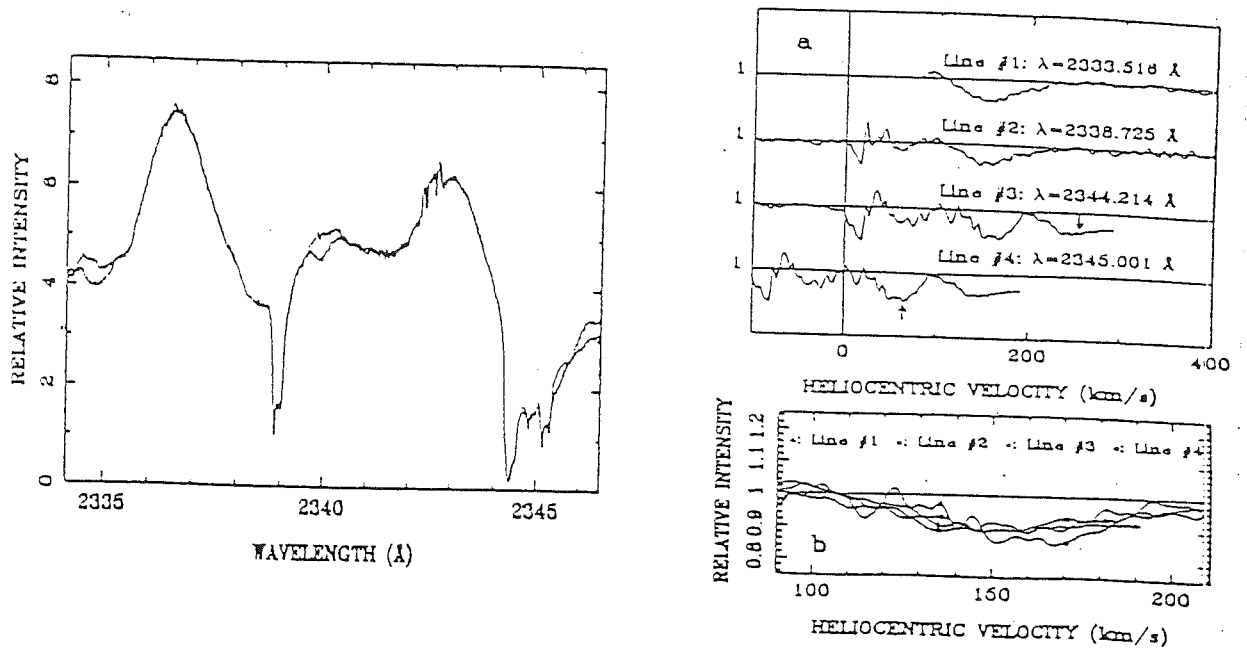


Figure 2.8 : Absorptions circumstellaires de Fe II à sept heures d'écart, le 18/12/92 (à gauche). La variation décalée vers le rouge est mise en évidence pour différentes raies en divisant les spectres obtenus à ces deux moments (a). (b) indique le détail de ces variations superposé pour les quatre raies (tiré de Vidal-Madjar 1995).

très variables. On ne peut pas exclure la possibilité que différentes composantes gazeuses soient superposées sur la ligne de visée, localisées plus ou moins loin de l'étoile et subissant des processus physiques différents. Ces questions sont abordées en section 5.3.

### Du gaz variable

Les observations IUE d'abord, puis dans le domaine visible et à l'aide de HST ont montré qu'en plus de l'absorption centrale décrite précédemment apparaissent de manière sporadique des absorptions décalées vers le rouge (Kondo & Bruhweiler 1985; Ferlet et al. 1987; Lagrange et al. 1987; Deleuil 1995, Fig. 2.8). Les décalages en vitesse projetée peuvent atteindre plus de  $200 \text{ km.s}^{-1}$ , soit des vitesses comparables à des vitesses de chute libre sur l'étoile. Ces composantes varient sur des temps caractéristiques de l'ordre de la journée, et même de l'heure dans certains cas. La comparaison des raies Ca II K et H, issues du même niveau atomique, mais ayant de force d'oscillateur différente d'un facteur 2, permet de connaître la saturation des absorptions (Fig. 2.9). Il apparaît que ces raies sont parfois saturées alors que le flux stellaire n'est pas totalement absorbé : le gaz responsable de cette absorption est donc optiquement épais dans cette raie, mais il est très confiné spatialement et ne couvre pas l'ensemble du disque stellaire (Lagrange-Henri et al. 1989). Un tel

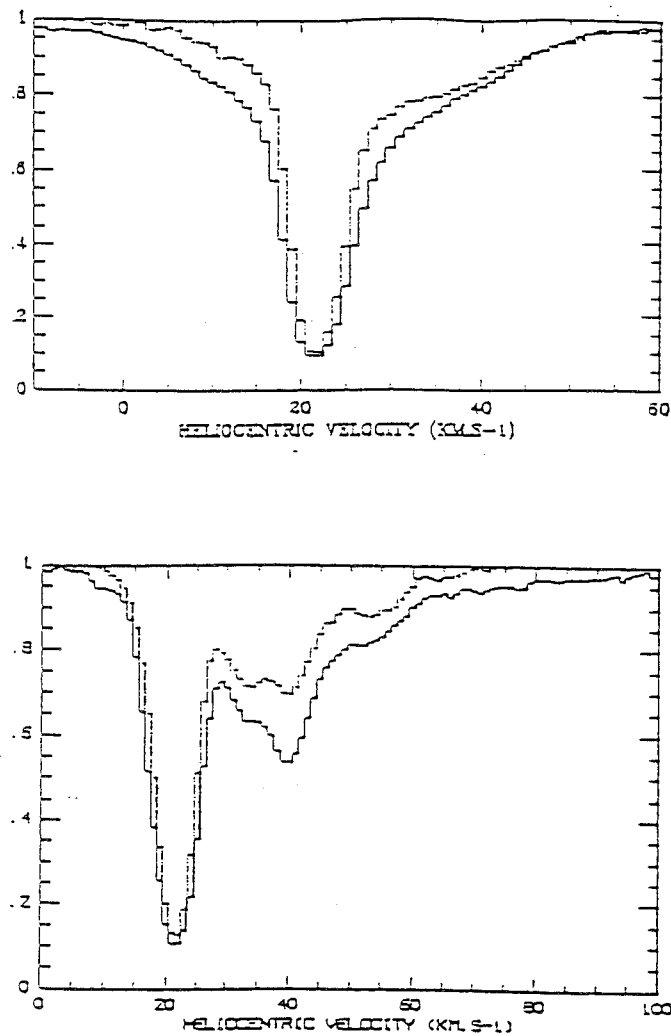


Figure 2.9 : Absorptions circumstellaires dans les raies Ca II K et H, issues du même niveau d'énergie, mais de forces d'oscillateur différentes, obtenues le 20/10/89 (en haut) et le 12/09/90 (en bas). La comparaison avec les figures précédentes montrent la présence de composantes variables décalées vers le rouge. La comparaison de ces deux spectres permet d'estimer la saturation de ces absorptions, et donc de déduire la fraction du disque stellaire que couvre le gaz en chute vers l'étoile (tiré de Lagrange et al. 1992)



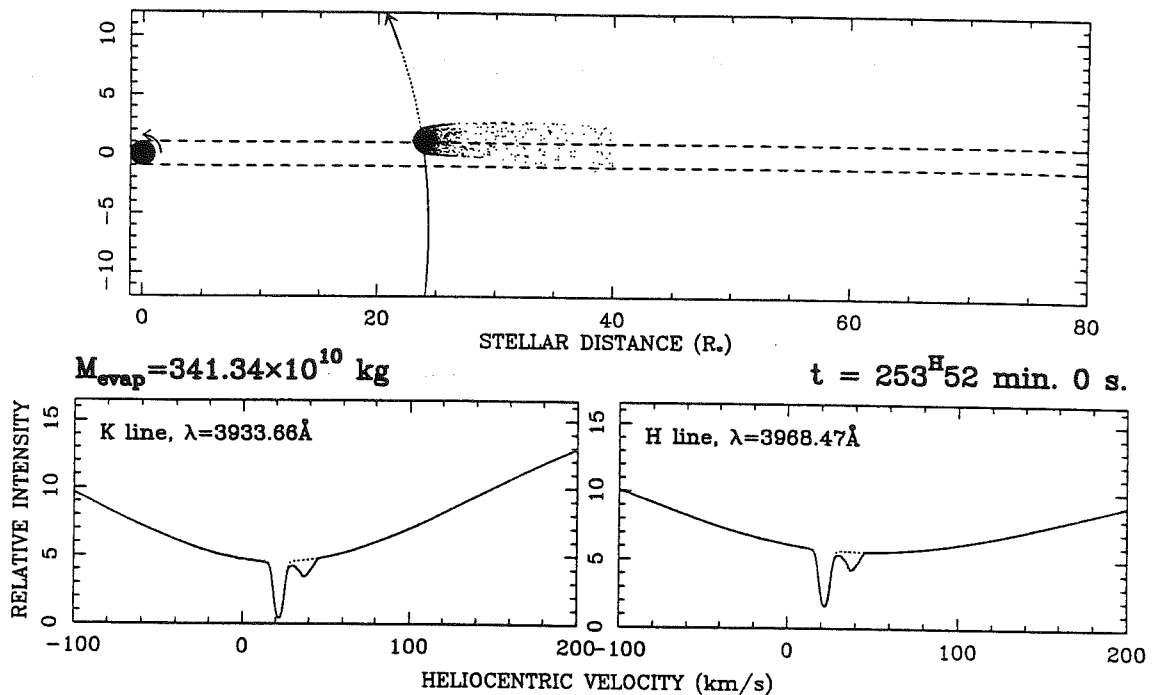


Figure 2.10 : Simulation numérique de l'absorption du flux stellaire dans le cadre du modèle FEB, pour le cas de Ca II.

raisonnement appliqué au doublet du magnésium dans l'UV permet de déduire des facteurs de couverture de l'étoile ( $\sim 10\%$ ) encore plus petits que dans le cas de Ca II (Vidal-Madjar et al. 1994).

Ces faits observationnels peuvent être expliqués par un scénario (FEB pour *Falling Evaporating Bodies*) d'objets de type cométaire en chute à grande vitesse vers l'étoile, et s'évaporant en libérant localement du gaz dense, momentanément à la même vitesse (Lagrange et al. 1987). Ce scénario a été testé numériquement (Beust et al. 1989; Beust et al. 1991; Beust 1995, Fig. 2.10) et reproduit de manière satisfaisante la forme des raies des différents éléments chimiques, qui subissent des pressions de radiation très variables, pour les différentes vitesses radiales ajustées, avec un ensemble fixe de paramètres intrinsèques au modèle (taux d'évaporation, vitesse d'éjections, ...). Le seul paramètre variable est le paramètre d'impact de ces objets. Le fait que les décalages sont presque toujours vers le rouge et non aléatoires suggère une direction privilégiée pour l'origine des comètes, à environ  $160\text{--}170^\circ$  de la ligne de visée, très certainement liée au mécanisme perturbateur déclenchant la chute de ces objets vers l'étoile. Ce scénario permet également d'expliquer de manière naturelle la présence d'espèces chimiques sur-ionisées telles que C IV et Al III par rapport à l'intensité du flux stellaire (Lagrange-Henri et al. 1988; Deleuil et al. 1993; Vidal-Madjar et al. 1994) : à l'avant de la comète, la pression de radiation stellaire crée une couche limite au sein de laquelle de très hautes densités et températures sont atteintes (Beust & Tagger 1993).

Le nombre d'absorptions variables indique une fréquence d'événements de plusieurs centaines par an (Lagrange-Henri et al. 1992; Ferlet et al. 1993), soit typ-

iquement  $10^{18}$  g an<sup>-1</sup> (ce qui est comparable au taux de perte de masse évalué pour les collisions dans le disque de poussières de petites tailles).

Un certain nombre de questions importantes reste toutefois à être précisé dans ce modèle. Les temps caractéristiques de variation sont encore mal connus en 1994. De plus, jusqu'à cette date, chaque nouvelle observation révèle des types d'absorptions nouveaux : doit-on s'attendre à des observations encore très différentes ? La composition chimique et les conditions physiques de ce milieu particulier sont très imparfaitement connus par manque de données : la comparaison des raies nécessite des observations sur des intervalles de temps inférieurs aux temps caractéristiques de variation. Par ailleurs, le mécanisme déclenchant la chute des comètes, probablement par perturbations gravitationnelles, est très mal contraint. Finalement, le lien entre cette composante du disque et l'ensemble des autres données sur le système circumstellaire est mal établi. Ces questions sont abordées en section 5.2.

### 2.2.2 Recherche de gaz circumstellaire par différentes techniques

Je décris ici rapidement l'état de ces recherches pour d'autres étoiles de caractéristiques voisines de  $\beta$  Pictoris. Je n'ai pas joué un rôle central sur ce travail pendant ma thèse, mais ce point est important, d'une part pour la discussion de la généralisation possible de notre connaissance du système de  $\beta$  Pictoris à un ensemble d'étoiles (chapitre 8), et d'autre part, pour une poursuite possible de ces recherches.

#### Recherche de gaz en absorption

Une recherche systématique de gaz circumstellaire froid a été menée dans la deuxième moitié des années 1980, en absorption dans le domaine visible, tout d'abord par Hobbs et al. (1985) puis de manière étendue à un plus grand nombre d'objets par Lagrange-Henri et al. (1990). Sur 19 étoiles de type A, à excès IRAS, 3 seulement montrent des signatures spectroscopiques d'absorption similaires à celles de  $\beta$  Pictoris. Ce nombre est pourtant relativement plus important que pour le reste de l'échantillon : 30 étoiles "shell", pour lesquelles seuls 4 cas d'absorption sont détectés et l'absence de poussière n'est pas prouvée dans la mesure où ces étoiles sont faibles et ne permettent donc pas des mesures IRAS discriminatives. Par la suite encore, d'autres recherches sont poursuivies de manière extensive sur les étoiles de type A dans le ciel de l'hémisphère Nord à moins de 25 pc (Neff & Cheng 1995) : 12 étoiles sur 42 montrent des signes de milieu gazeux circumstellaire.

En regard de ces recherches sur les objets à excès IRAS, Holweger & Rentzsch-Holm (1995) examinent l'occurrence d'absorptions pour le cas d'étoiles classées de type  $\lambda$  Bootis. Cette classe regroupe des étoiles de type spectral voisin de A, présentant des anomalies de métallicité et des particularités spectrales en UV autour de 1600Å (Faraggiana et al. 1990). Celles-ci sont interprétées par la présence de gaz circumstellaire déplété en éléments lourds sur les grains de poussière, et accréte sur une couche superficielle de l'étoile, dont le type spectral justifie une faible pro-

fondeur de mélange. Ils obtiennent en accord avec ce modèle une fraction importante d'absorption circumstellaire dans la raie Ca II K.

Grady et al. (1996) confirment ce type d'interprétation avec l'observation d'absorptions décalées vers le rouge pour l'étoile 131 Tau, et fournissant un indice direct d'accrétion. Ceci indique donc des similarités avec le cas de  $\beta$  Pictoris, mais on ne peut généraliser ce rapprochement avec la classe des étoiles  $\lambda$  Bootis à l'ensemble des étoiles de la séquence principale à excès IRAS, d'âges et de types spectraux très variés.

Les étoiles particulières détectées par le relevé de Lagrange-Henri et al. (1990) ont été observées davantage par la suite, et notamment dans le domaine UV fournissant un grand nombre de raies fortes. Lecavelier Des Etangs et al. (1996a) indiquent ainsi des absorptions du Fe II et Mn II, pour HR 10, HR 2174, et 51 Oph. L'observation avec une grande résolution spectrale et un bon signal sur bruit (HST-GHRS) permet de déduire la présence de composantes décalées vers le rouge. Ceci suggère l'association de cette composante gazeuse à la présence de poussière et de météorites autour de ces étoiles.

Enfin, des absorptions similaires ont été observées pour des étoiles plus jeunes : étoiles de Herbig (Grady et al. 1994). Les analogies se précisent et mettent également en jeu des masses de gaz dense en chute libre sur l'étoile et provoquant des signatures spectrales très rapidement variables. Si le phénomène physique est le même, ce qui est toujours controversé, il reste encore à faire le lien entre cette classe d'étoiles jeunes et des âges plus avancés pour le cas de  $\beta$  Pictoris, et éventuellement d'autres cas.

### Recherche de gaz en émission

Par ailleurs, les recherches ont également été menées pour le gaz moléculaire en émission. Cependant, la sensibilité de ce type d'observation, avec souvent des lobes d'antennes bien plus grands que la taille angulaire de la source, est certainement une limite importante. Dent et al. (1995) n'obtiennent que des limites supérieures de contenu en CO pour des observations de plusieurs heures d'intégration sur la source pour  $\beta$ Pic,  $\alpha$ Lyr  $\epsilon$ Eri,  $\alpha$ PsA et  $\beta$ Leo. Ces espèces moléculaires sont en effet certainement peu nombreuses :

- elles sont sensibles à des processus physiques tels que gel sur les grains ou plus probablement photodissociation (pour des étoiles de type A)
- le rapport gaz sur poussière dans l'environnement circumstellaire baisse très rapidement avec l'âge de l'étoile (Zuckerman & Becklin 1993b), si bien que les seules détections positives ont eu lieu pour des étoiles plus jeunes ( $\sim 10^6$ ans), n'ayant pas encore nettoyé totalement leur gaz primordial (Zuckerman et al. 1995).

Pour  $\beta$  Pictoris, la molécule SiO a également été recherchée, mais sans succès.

Enfin, on peut penser à rechercher du gaz atomique neutre, moins sensible d'une part aux processus physiques précédents que les molécules et d'autre part à la

pression de radiation stellaire que la plupart des espèces ionisées. Freudling et al. (1995) discutent ainsi sa détectabilité et mettent en oeuvre des observations interférométrique de la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique autour de  $\beta$  Pictoris. Pour éviter les effets de dilution dans le lobe d'antenne et la confusion avec les émissions galactiques étendues, il est nécessaire d'observer en interférométrie. Un premier essai a été effectué en Australie avec des lignes de bases jusqu'à 6 km. Ici aussi, seule une limite supérieure a été obtenue :  $N_H < 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ . Ce type d'observation peut cependant se révéler efficace dans le cas d'étoiles avec un rapport gaz neutre sur gaz moléculaire important et un réseau d'antennes adapté.

### 2.3 Identité d'une classe d'étoiles avec excès infrarouge et/ou gaz circumstellaire

Finalement, l'ensemble des travaux décrits dans ce chapitre met en évidence une grande diversité de systèmes circumstellaires, présentant de la poussière, de températures et abondances variables, et/ou du gaz, avec dans plusieurs cas des composantes variables à grande vitesse vers l'étoile. Parmi ces systèmes, certains sont certainement jeunes, encore proches des phases antérieures Herbig Ae/Be ou T Tauri. Cependant, pour la plupart, ces systèmes ont des âges bien plus grands que les durées de vie des éléments circumstellaires observés.

Devant cette diversité, une première question est de savoir si tous ces systèmes témoignent des mêmes processus physiques sous-jacents, dans des conditions d'évolution ou d'environnement légèrement différentes, ou si inversement, ils regroupent des classes qualitativement distinctes. Cette question peut être posée séparément pour les étoiles présentant de la poussière ou du gaz circumstellaires, mais également à l'ensemble de ces systèmes en recherchant le lien entre les conditions de présence de gaz et de poussière.

Avec ce soucis de classification logique des systèmes rencontrés, il faut encore préciser les conditions d'existence de tels systèmes sur de grandes échelles de temps. Parmi les paramètres intervenant sur la possibilité d'existence de ces systèmes, on peut imaginer éventuellement l'environnement interstellaire que l'étoile a traversé pendant sa vie, ou plus probablement, son environnement lors de sa formation dans un nuage moléculaire, l'influence de la présence d'un ou de plusieurs compagnons selon leurs masses et leurs orbites, et les caractéristiques stellaires. Le rôle et les conséquences de tels paramètres doivent être précisés. De la même manière que l'observation du Système Solaire actuel permet de contraindre la nébuleuse proto-planétaire et ses processus physiques, cette démarche relie la phase courte de l'environnement jeune et actif des étoiles, à l'observation d'un grand nombre d'étoiles de la SP, beaucoup plus évoluées.

## Première partie

Quelle instrumentation pour des observations à haute résolution angulaire et grand contraste ?

*La roue est formée de trente rayons autour d'un moyeu  
Mais c'est le vide central qui fait rouler le véhicule.  
On creuse l'argile pour faire un vase  
Mais c'est du vide que dépend l'usage.  
Une maison est percée de portes et de fenêtres  
Mais ce sont ses vides qui la rendent habitable.  
Ainsi se sert-on de ce qui est  
Grâce à ce qui n'est pas.*

Tao-Te-Ching

## Chapitre 3

# Coronographie stellaire couplée à l'optique adaptative

### 3.1 Introduction

Un moyen privilégié d'observation de l'environnement circumstellaire d'étoiles proches est l'imagerie directe. Or le contraste entre l'étoile et son environnement est très important : un facteur 100 à  $10^4$  pour des compagnons froids, un facteur  $10^8$  à  $10^9$  pour des planètes, et dans le cadre de sources étendues, un disque de  $16 \text{ mag.arcsec}^{-2}$  à  $6''$  de l'étoile de magnitude 4 pour le cas de  $\beta$  Pictoris, et des contrastes certainement plus importants encore de plusieurs magnitudes, dans les cas nombreux de disques moins massifs. Améliorer les capacités d'observation à grand contraste permet d'avoir accès à un nombre croissant d'objets intéressants. De plus, les émissions circumstellaires sont très proches de l'étoile brillante. Les échelles spatiales pertinentes peuvent s'étaler jusqu'à plusieurs centaines d'UA, mais présentent le plus d'intérêt autour de quelques dizaines d'UA ou moins. Traduit en termes d'écarts angulaires, cela représente quelques secondes d'angle pour les étoiles proches. Etre capable d'observer angulairement plus près de l'étoile permet à la fois l'observation d'étoiles plus lointaines et donc en plus grand nombre, ainsi que des informations plus riches sur les étoiles proches.

La technologie a beaucoup évolué durant les dix dernières années. Ainsi, les performances des détecteurs sont bien meilleures ; la coronographie stellaire est apparue et s'est développée en divers sites ; et enfin, des systèmes d'optique adaptative sont apparus dans les années 1990.

Dans ce cadre d'évolution permanente des techniques observationnelles, je me suis interrogé, d'un point de vue théorique, sur les propriétés et avantages de la coronographie. En particulier, j'ai voulu mettre en évidence comment ces propriétés dépendent de l'instrumentation qui accompagne le coronographe : en amont, la formation d'image et l'éventuelle correction d'optique adaptative, et en aval, le détecteur.

Toutefois, il est certainement dangereux de déduire directement des calculs théo-

riques les performances effectives d'un système réel, et de concevoir de futurs instruments sur cette seule base. Il est nécessaire de confronter ces prédictions aux observations. Alors, des difficultés observationnelles et des sources de bruit difficiles à simuler, tels que l'influence de la diffusion instrumentale par exemple, apparaissent.

Ainsi, j'ai travaillé sur des données obtenues au télescope ESO 3,6 m, équipé du système d'optique adaptative ADONIS, ainsi que d'un coronographe dédié. Cela a permis d'identifier différentes contraintes observationnelles et de proposer des procédures d'acquisition et de traitement a posteriori des données coronographiques. Cette réflexion aboutit à la caractérisation des performances du coronographe et à la conception d'un nouveau coronographe, pour le printemps 1997.

### 3.1.1 Qu'est-ce qu'un coronographe ?

Je rappelle ici brièvement les deux éléments essentiels qui constituent un coronographe (Fig. 3.1) :

- *un masque occulteur* dans un plan focal pour bloquer la plus grande partie de la lumière de l'objet brillant, réduire ainsi l'éblouissement, et avoir accès à des niveaux de flux bien plus faibles. Cela permet ainsi de faire des poses plus longues, donc moins nombreuses et ainsi de réduire le *bruit de lecture* affectant les données. La taille du masque doit être ajustée précisément au diamètre angulaire solaire dans le cas de l'observation du soleil. Pour des étoiles non résolues, cette taille est fonction de la qualité d'image, des objectifs scientifiques et de la dynamique recherchés.
- *un masque de Lyot* dans le plan pupille suivant le plan du masque occulteur. En effet, dans ce plan, la lumière résiduelle de l'objet central n'est pas uniformément répartie : elle est concentrée sur les bords de la pupille, ce qui n'est pas le cas pour la lumière provenant d'une source excentrée que l'on cherche à détecter. Le masque de Lyot permet donc de réduire encore sélectivement la lumière indésirable. Finalement, sur l'image recueillie au plan focal suivant, la lumière provenant d'une source derrière le masque est très fortement atténuée, alors qu'une source non masquée est très peu affectée. Le système coronographique permet ainsi de réduire le *bruit de photons* associé à l'énergie dans les pieds de la figure de diffraction de l'étoile occultée.

Depuis les premières réalisations de coronographe solaire par Lyot (1939), l'instrumentation a évolué sur plusieurs points importants. D'une part les coronographes stellaires sont apparus. Par ailleurs, les récepteurs du signal ont progressé : leurs caractéristiques et les contraintes observationnelles qui en découlent sont différentes. Enfin, et parallèlement, de récents développements ont permis de corriger partiellement les perturbations du front d'onde de la lumière de la source observée au sol, dues à la traversée de l'atmosphère terrestre turbulente. Ceci est effectué par un *système d'optique adaptative*.

Les propriétés d'un coronographe dépendent fortement de ces éléments. Je commence par rappeler quelques propriétés de la correction d'optique adaptative pour



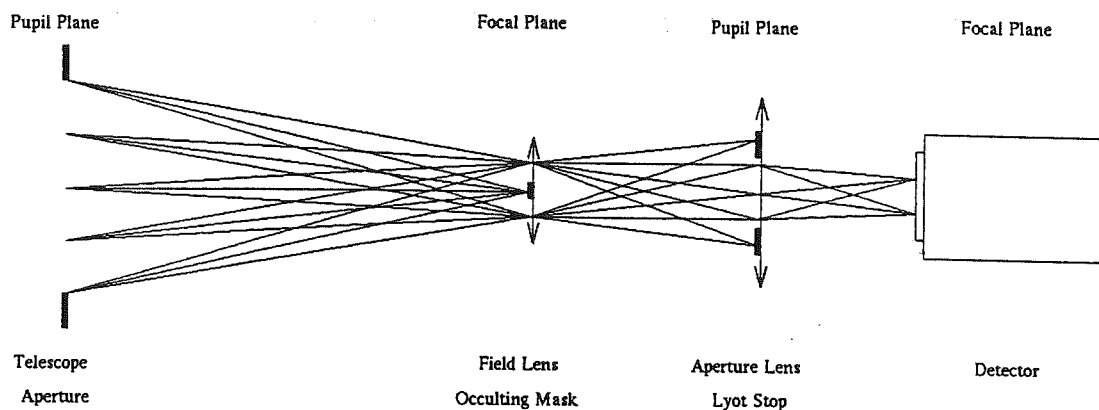


Figure 3.1 : Schéma de principe d'un coronographe (Malbet, 1994)

la lisibilité de la suite. Puis, j'analyse l'utilité d'un coronographe stellaire utilisé avec différents récepteurs actuels typiques, pour les deux fonctions citées ci-dessus : la réduction du bruit de lecture sur les données, et la réduction du bruit de photons. Dans chacun des cas, les apports spécifiques de l'optique adaptative sont soulignés.

### 3.1.2 L'optique adaptative

Le front d'onde des sources astrophysiques est déformé lors de la traversée de l'atmosphère terrestre turbulente (Roddier 1981). Un système d'optique adaptative analyse et compense les perturbations atmosphériques en temps réel, avec un miroir déformable dans un plan pupille (Beckers 1993).

La correction, sur des systèmes fonctionnels est actuellement très efficace. Elle permet d'obtenir, sur des télescopes de 4 m, des images limitées par la diffraction et non pas par le "seeing" (lié à la taille des cellules de cohérence du front d'onde : typiquement quelques 10 cm en proche infrarouge, entre 1 et 5  $\mu\text{m}$ ). Elle n'est toutefois pas parfaite : le front d'onde à la sortie du système de compensation n'est ni rigoureusement plat, ni constant (Rigaut et al. 1992; Beuzit 1995).

Les sources de bruits sont en effet multiples : bruit de photons, bruit du détecteur d'analyse, limite sur la bande passante de compensation, limite du nombre de modes de turbulence corrigés ( $\leq$  nombre d'actuateurs déformant le miroir), limite du champ de validité de la correction (champ d'isoplanétisme)... Les études sont encore très actives pour réduire ces bruits par différents moyens : étoile artificielle, séparation de la correction de modes de bas ordres et de plus hauts ordres, différentes méthodes d'analyse, différentes technologies des miroirs déformables... La correction doit gérer des compromis entre les différentes sources de bruits, ce qui peut être traduit en terme d'optimisation au niveau de la commande en temps réel du miroir déformable (Gendron 1995). De manière élargie, l'ensemble de la procédure observationnelle peut se concevoir comme une optimisation, tant par rapport aux paramètres instrumentaux (en fonction du télescope et des caractéristiques moyennes de la turbulence) que par rapport aux paramètres observationnels (magnitude de la

source, turbulence, objectifs scientifiques...).

On retiendra ici, en termes d'images, que la réponse impulsionnelle de l'ensemble atmosphère-télescope-optique adaptative comprend une quasi-fonction d'Airy (non parfaite toutefois par suite des résidus de correction des bas ordres de la turbulence atmosphérique), mais à laquelle se superpose un halo large qui, même dans les meilleurs cas, englobe plusieurs dizaines de pourcents de l'énergie globale.

## 3.2 Approche théorique

### 3.2.1 Gain en dynamique : réduction du bruit de lecture

La première fonction du coronographe est d'adapter la dynamique du détecteur à la dynamique des flux (faibles) recherchés en "supprimant" la partie du champ la plus brillante. L'utilité d'un coronographe est ici directement liée aux caractéristiques du détecteur :

- capacité électronique, que je définis ici et pour la suite comme le nombre maximal d'électrons sur un pixel dans le domaine de linéarité : si un détecteur avait une capacité électronique infinie, il ne serait pas nécessaire de limiter la lumière de l'étoile pour observer son environnement beaucoup plus faible (il suffirait d'intégrer suffisamment pour avoir le signal sur bruit requis dans la zone intéressante).
- bruit de lecture : de la même manière, pour un détecteur à capacité électronique finie mais bruit de lecture nul, on peut limiter le temps d'une pose pour rester en domaine de linéarité mais multiplier le nombre de poses pour obtenir le même résultat, sans besoin d'un coronographe.

Le fort contraste sur un champ à observer est gênant lorsqu'il implique un nombre de lectures tel que le bruit de lecture devient dominant devant le bruit de photons. Pour la suite de l'analyse, je caractérise le détecteur par son bruit de lecture ( $RON$ ) et sa capacité électronique ( $Cap$ ) en électrons.

Si le télescope impose une fonction d'étalement de point  $PSF(r)$  normalisée à son maximum au centre, alors le pixel le plus brillant pour l'observation d'une étoile ponctuelle est donc  $PSF(0) = 1$ , pour une observation sans coronographe, et  $PSF(r_{masque})$  avec un masque occulteur de rayon  $r_{masque}$ , centré sur l'étoile. Alors, pour minimiser le bruit de lecture, le temps de pose élémentaire  $t_{el}$  à choisir est celui pour lequel le nombre d'électrons sur le pixel le plus brillant atteint  $Cap$ , soit :

$$t_l * S_e * PSF(r_{masque}) = Cap,$$

où  $S_e$  normalise le nombre d'électrons par unité de temps reçu sur chaque pixel pour la source considérée. Il est important de caractériser  $S_e$  pour des calculs de magnitudes limites et de limites de détectabilité pour un instrument donné, mais ce paramètre n'a pas d'importance pour caractériser l'utilité d'un coronographe en fonction de la taille du masque comme ici.

Si les besoins observationnels imposent un temps total d'intégration  $t_{eq}$ , alors le nombre de poses à effectuer se déduit de la capacité du détecteur par la contrainte précédente :

$$N = \frac{t_{eq}}{t_{el}} = \frac{t_{eq} S_e PSF(r_{masque})}{Cap}$$

A la distance  $r$  de l'étoile, on obtient donc, en électrons, le signal :

$$\text{Signal}(r) = S_e t_{eq} PSF(r),$$

le bruit de lecture (indépendant de  $r$ , s'ajoutant quadratiquement pour des poses successives) :

$$\text{Bruit}_{\text{lecture}} = \sqrt{N RON^2} = \sqrt{\frac{t_{eq} S_e PSF(r_{masque})}{Cap} RON^2},$$

et le bruit de photons :

$$\text{Bruit}_{\text{photons}}(r) = \sqrt{\text{Signal}(r)} = \sqrt{S_e t_{eq} PSF(r)}.$$

Ces deux types de bruits s'ajoutent aussi quadratiquement, si bien que finalement le bruit ramené au signal s'exprime :

$$\frac{\text{Bruit}_{\text{total}}(r)}{\text{Signal}} = \frac{\sqrt{\frac{PSF(r_{masque}) RON^2}{PSF(r) Cap} + 1}}{\sqrt{S_e t_{eq} PSF(r)}}.$$

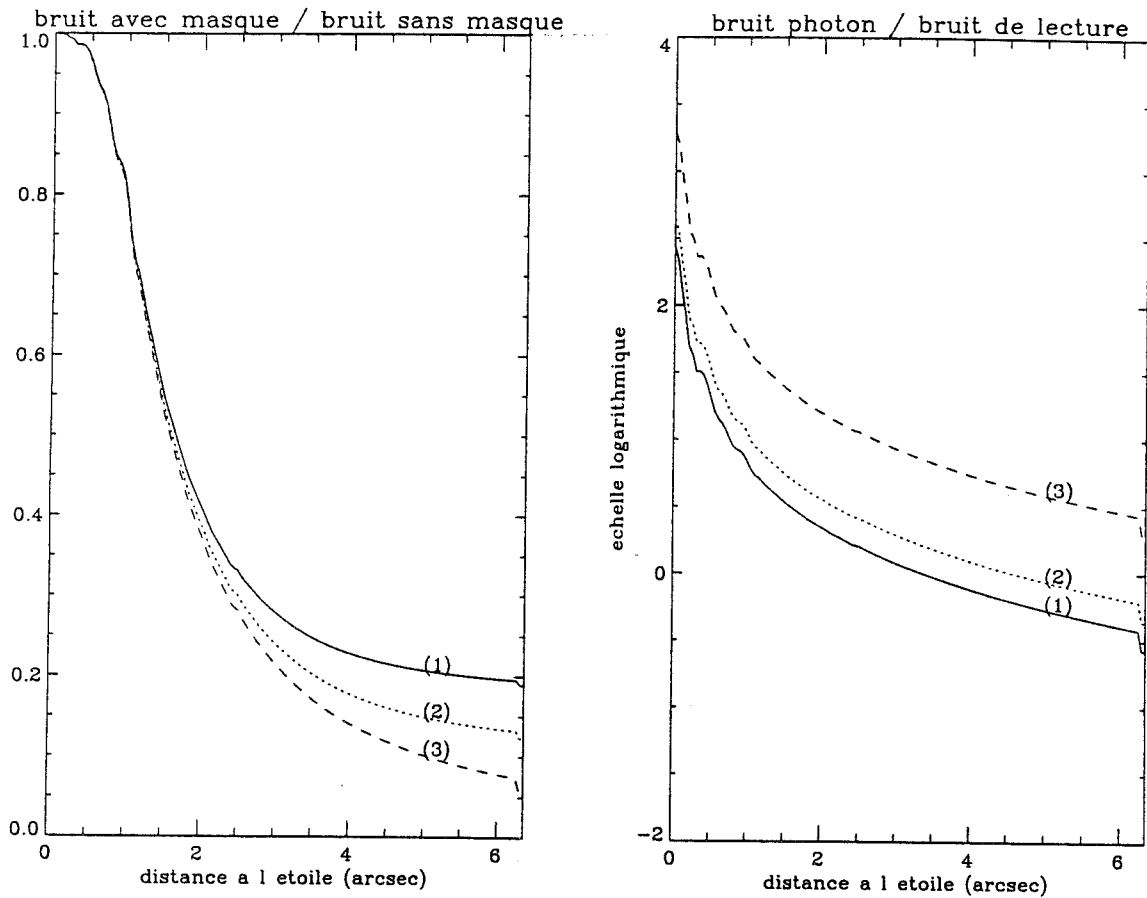
Dans cette expression, le premier terme au numérateur quantifie l'influence relative des bruits de lecture et de photons. C'est ici que le rôle du coronographe pour la dynamique apparaît : il permet de baisser d'un facteur  $PSF(r_{masque})$  ce terme. Ceci est important si le bruit est dominé par le bruit de lecture et non par le bruit de photons, dans la région d'intérêt. Seuls interviennent dans la discussion de l'utilité du coronographe pour son gain en dynamique les paramètres suivants : la quantité  $RON^2 / Cap$  caractérisant le récepteur, le rayon du masque occulteur, et la PSF.

Je poursuis la discussion plus numériquement pour illustrer le propos précédent. J'ai choisi des caractéristiques de récepteurs actuels (table 3.1), divers rayons de masques et une PSF limitée par la diffraction sur un télescope de 3,6 mètres obtenue en bande K ( $2,2 \mu\text{m}$ ). Pour ces cas appliqués, les figures 3.2, 3.3 et 3.4 indiquent le rapport du bruit de photons sur le bruit de lecture pour les différents types de détecteurs de la table 3.1. On déduit que le bruit de lecture devient dominant à partir d'une certaine distance à l'étoile. C'est sur cette région extérieure que le masque occulteur apporte un bénéfice. Le bruit obtenu avec différentes tailles de masques, relativement au cas d'une observation sans masque, est représenté en parallèle sur les mêmes figures.

Il apparaît quantitativement que l'usage d'un masque occulteur permet effectivement de gagner typiquement un facteur 10 sur le bruit pour une région plus lointaine

Caméra	Instrument associé	Domaine spectral	Capacité	RON
CCD ESO #26	EFOSC I	visible	$4 \cdot 10^5 e^-$	$12,8 e^-$
SHARP	ADONIS	1,1 - 2,5 $\mu\text{m}$	$2 \cdot 10^5 e^-$	$38 e^-$
COMIC	ADONIS	1 - 5 $\mu\text{m}$	$6 \cdot 10^6 e^-$	$1100 e^-$

**Table 3.1 :** Caractéristiques de quelques détecteurs utilisés actuellement sur le télescope ESO 3,6 m.



**Figure 3.2 :** Utilité d'un coronographe pour son gain en dynamique pour un détecteur du type CCD ESO #26. Les courbes (1), (2), (3) correspondent aux calculs pour des masques de rayons projetés respectifs de  $0.2''$ ,  $0.4''$  et  $1.0''$ . Les calculs reposent sur la donnée d'une PSF, mesurée sur le système d'optique adaptative ADONIS sur le télescope ESO de 3,6 mètres, en bande K ( $2.2 \mu\text{m}$ ). Elle est limitée par la diffraction :  $\text{FWHM} = 0,12''$ . Le diagramme de gauche présente le rapport du bruit obtenu dans le cas d'observations coronographiques sur le bruit obtenu sans coronographe, sous les hypothèses observationnelles du calcul (cf texte) (Ces courbes, obtenues analytiquement, n'ont un sens que pour les régions extérieures au masque). Le diagramme de droite présente en échelle logarithmique le rapport du bruit de photons sur le bruit de lecture. L'utilité du masque coronographique est maximale, et constante, lorsque le bruit de lecture est limitatif.

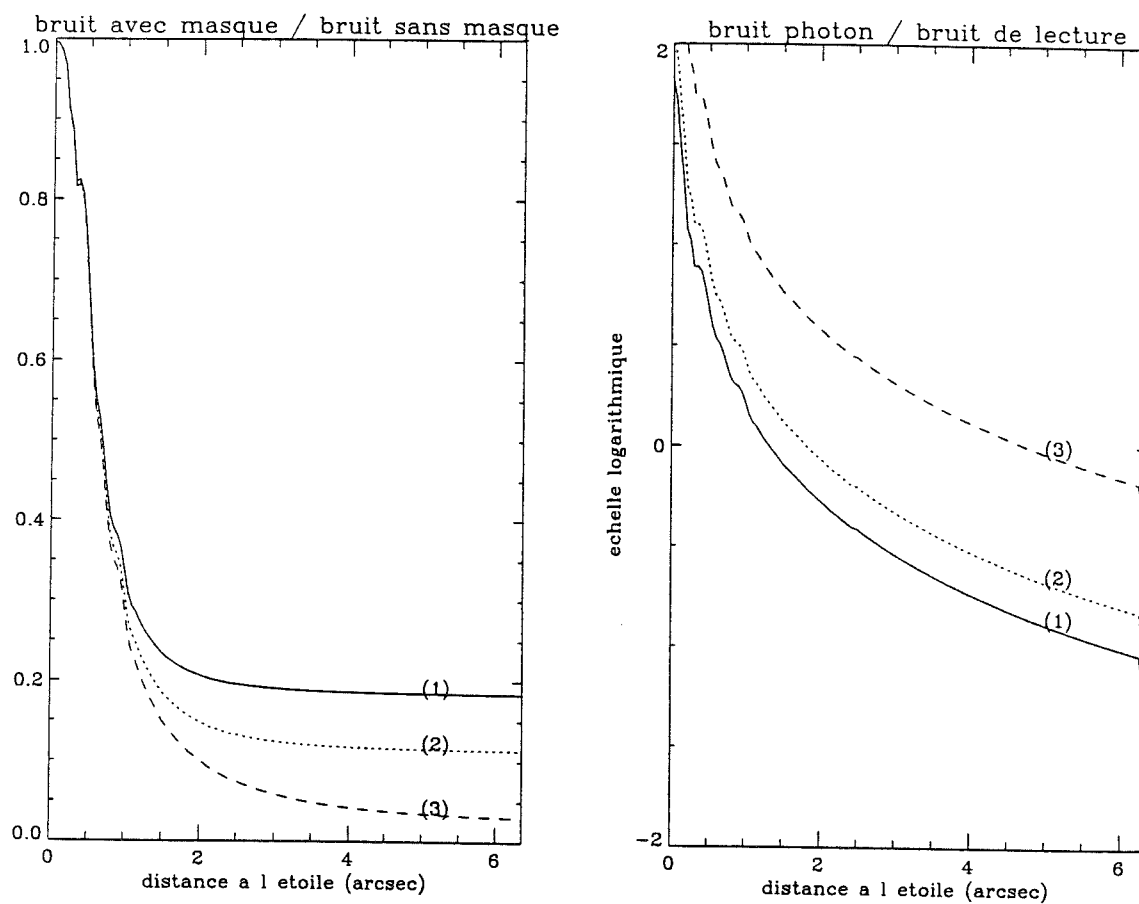
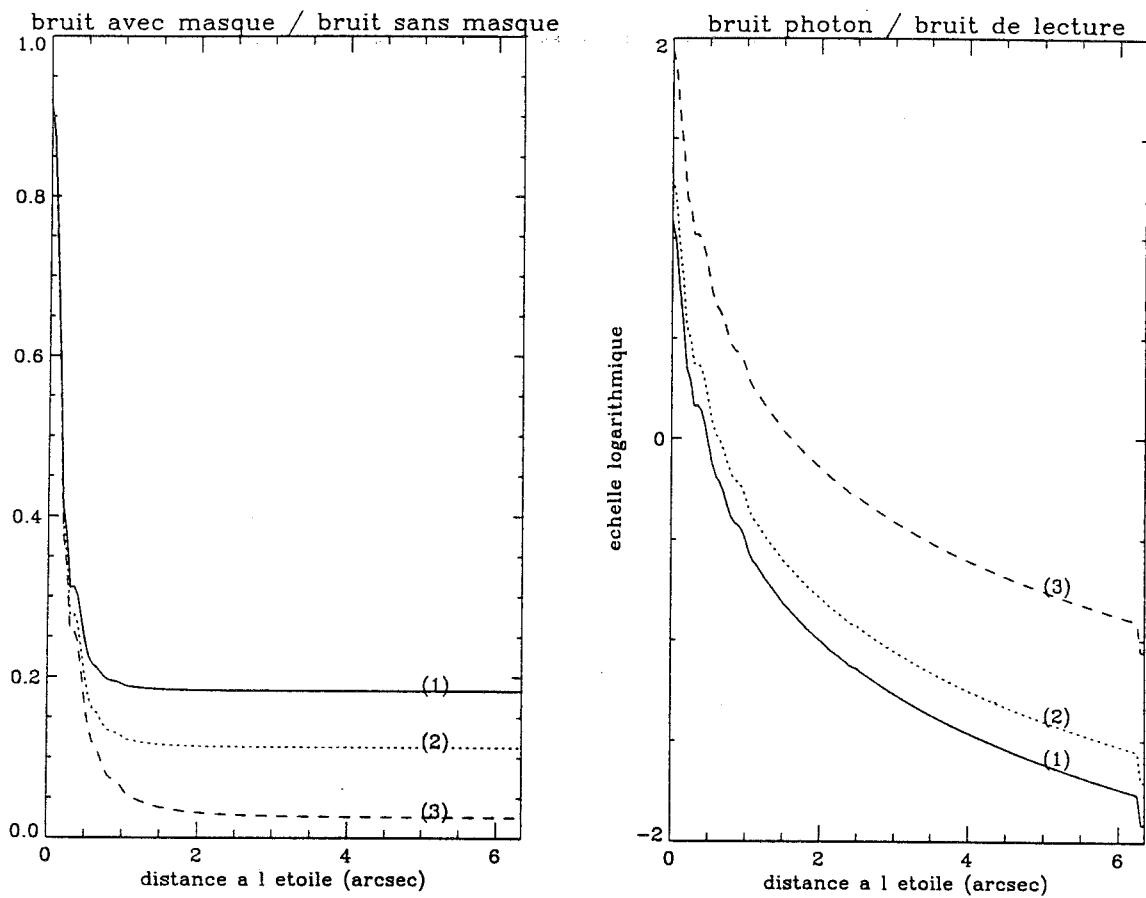


Figure 3.3 : Même figure que Fig. 3.2, pour un détecteur de type SHARP.



**Figure 3.4 :** Même figure que Fig. 3.2, pour un détecteur de type COMIC. Observationnellement, les hypothèses du calcul ne s'appliquent pas à ce détecteur précis (cf texte). Ce cas est traité illustrativement pour un détecteur à grande capacité électronique et fort bruit de lecture.

que 3'' de l'étoile dans le cas d'un détecteur typique tel que celui de SHARP, et un masque de 0,4'' de rayon. Traduit en terme de temps d'observation, il s'agit d'un gain d'un facteur 100 sur  $t_{eq}$ .

Un tel gain est considérable :

- dans le contexte actuel, les moyens instrumentaux sont de plus en plus performants mais aussi coûteux, et demandés. Réduire le temps nécessaire aux observations est crucial dans ce contexte.
- un temps d'observation plus long ne permet pas de compenser un bruit plus important, lorsque le temps d'observation de la source astrophysique est fondamentalement limité. C'est le cas en particulier dans le cas de l'utilisation d'optique adaptative si l'on veut éviter des disparités importantes des images dues à l'évolution incessante des conditions de turbulence atmosphérique. Le gain en dynamique apporté par le coronographe est alors irremplaçable.
- enfin, de manière pratique, le coronographe permet d'éviter la génération d'une masse considérable de données consécutives des séries répétées de poses courtes (connues des observateurs en interférométrie des tavelures) : une nuit d'observations en courtes poses (100 ms) avec un détecteur de  $256^2$  pixels génère typiquement quelques dizaines de gigaoctets ! La gestion de ces données implique la mise en oeuvre de moyens sur les lieux d'observation (stockage et transfert de données) et de réduction a posteriori, rapidement bien plus chers et complexes qu'un coronographe.

On notera enfin que cette étude repose sur deux hypothèses sous-jacentes :

- le temps de pose élémentaire choisi est limité par la capacité électronique du détecteur. En effet, pour la majorité des détecteurs, il est pratiquement impossible de dépasser un tel temps de pose car cela induirait d'une part des problèmes de rémanence sur les images suivantes et d'autre part des débordements de charges sur une large région du détecteur. Certains détecteurs pourtant permettent d'évacuer les électrons trop nombreux sur certains pixels et donc d'éviter les écueils précédent (*systèmes anti-éblouissement*) : c'est le cas par exemple de la caméra COMIC. Alors, la capacité électronique à considérer serait donc beaucoup plus grande que celle limitant le domaine de linéarité sur le pixel le plus brillant.
- la seule source de photons considérée ici est l'étoile occultée. Si une autre source de photons existe, le bruit de photons peut être bien supérieur, en particulier loin de l'étoile. C'est le cas par exemple dans l'infrarouge thermique (au delà de  $3 \mu\text{m}$ ) où le bruit de photons du fond de ciel et du fond instrumental peut dominer le bruit de lecture du récepteur. Dans ce cas, le calcul présent n'est pas applicable directement.

L'importance de l'optique adaptative dans l'analyse de cette fonction est simple. Elle détermine le profil de la PSF. Or, dans tous les calculs précédents,

Type de correction	Nombre d'ordres corrigés	Diamètre projeté du masque occulteur	Taux de réjection
totale	tous	0,8''	335
AO type ADONIS	50	0,8''	215
bas ordres	6	0,8''	50
bas ordres	6	1,6''	200
nulle	0	2,8''	200

**Table 3.2 :** Influence du nombre de modes de turbulence compensés sur le taux de réjection d'un coronographe. Ce calcul théorique se fonde sur des conditions de seeing de 1'', avec un télescope de 3,6 m, observant à  $2,2\mu\text{m}$ . La correction pour les ordres concernés est supposée parfaite.

l'échelle spatiale est fixée par la PSF : pour une PSF  $n$  fois plus large, les résultats sont identiques à une distance  $n$  fois plus importante de l'étoile et pour l'usage d'un masque également  $n$  fois plus grand. De manière plus quantitative, des calculs théoriques indiquent que le taux de réjection (donnant le rapport du point le plus brillant observé sans et avec coronographe) obtenu dépend très fortement de la qualité de la correction (Table 3.2).

L'utilisation de l'optique adaptative permet ainsi d'utiliser des masques plus petits et d'observer plus près de l'étoile occultée, ou de manière équivalente, pour une taille de masque fixée, d'observer des sources circumstellaire plus faibles (Beuzit, Mouillet, & Lagrange 1996).

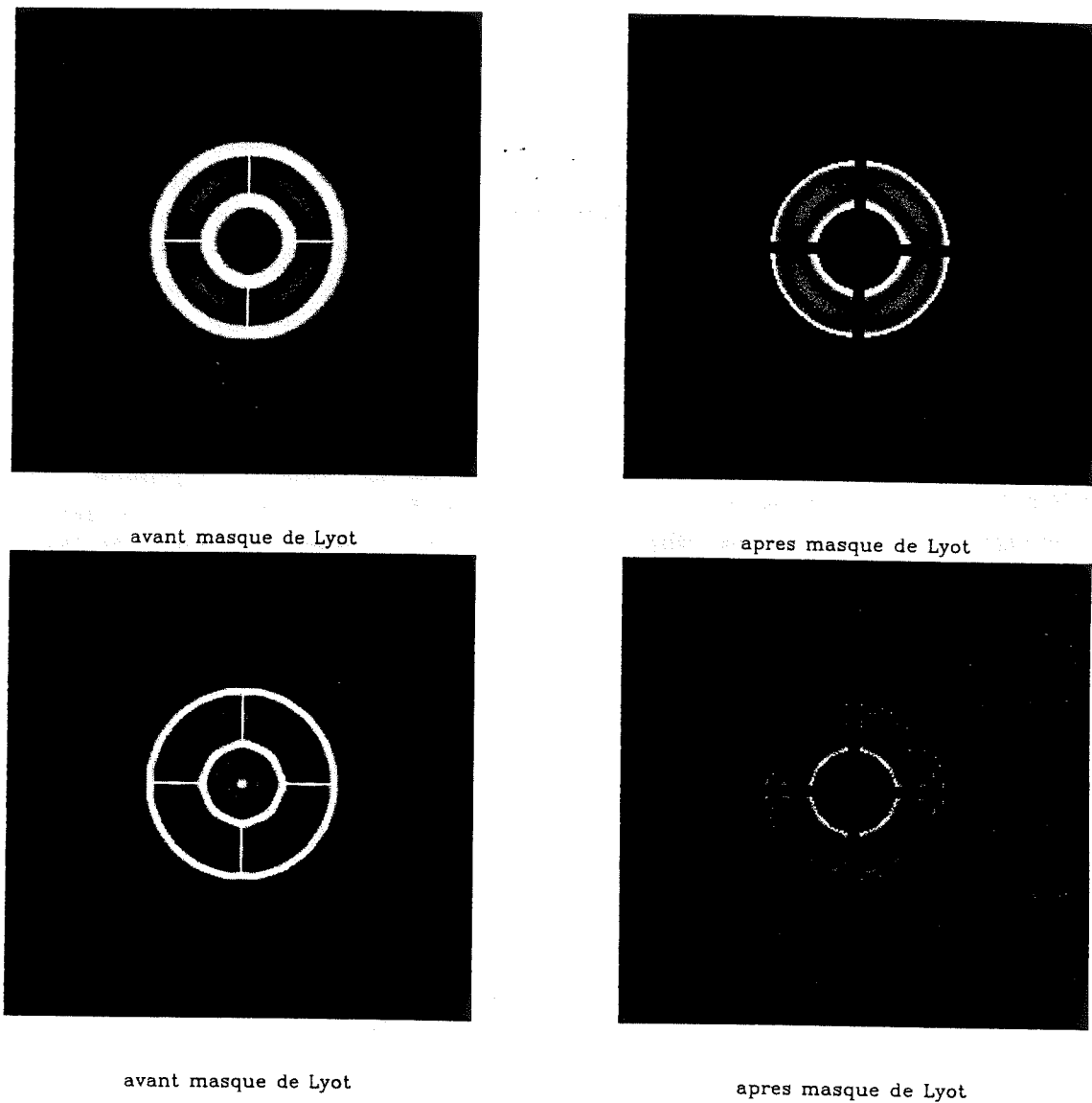
### 3.2.2 Fonction de filtre : réduction du bruit de photons

Je traite maintenant indépendamment la fonction de filtre du coronographe, réalisée grâce au masque de Lyot dans le plan pupille suivant le masque occulteur. Il faut souligner ici que cette fonction est cruciale car elle s'attaque à un type de bruit fondamental : le bruit de photons. Avec des caractéristiques de récepteurs toujours meilleures dans les années à venir, le bruit de lecture sera limitatif à une distance toujours croissante de l'étoile. Le bruit de photons dû à la lumière résiduelle de l'étoile dans les ailes de la PSF sera alors le facteur limitant la détection de sources circumstellaires encore plus faibles.

Je rappelle tout d'abord des résultats établis par d'autres auteurs précédemment. Dans le plan pupille suivant le plan du masque occulteur, la lumière provenant d'une source située derrière le masque est d'autant mieux concentrée sur les bords que le masque occulteur est gros (Fig. 3.5) : c'est le masque de Lyot qui effectue la fonction de filtre, mais cela n'est possible que du fait de la présence du masque occulteur. Cet effet est donc spectaculaire dans le cas d'observations solaires ; il est plus faible dans le cas d'observations stellaires, où l'on cherche à observer angulairement près de l'étoile et donc à utiliser de petits masques. Son utilité reste démontrée et quantifiée pour des masques de quelques rayons d'Airy (Malbet, Yu, & Shao 1995).

Je calcule de manière similaire (soit donc selon une démarche théorique) les





**Figure 3.5 :** Image de la distribution d'énergie sur le plan pupille juste avant (à gauche) et juste après (à droite) le masque de Lyot. Le calcul est fait sous l'hypothèse d'un éclairement uniforme (i.e. source ponctuelle à l'infini, centrée et non perturbée) de la pupille d'entrée du télescope ESO 3,6 m, par une lumière en bande K. Le masque occulteur du plan focal précédent a pour rayon  $0,4''$  pour les diagrammes du haut et  $1''$  pour ceux du bas (respectivement environ 3,3 et 8,3 FWHM)

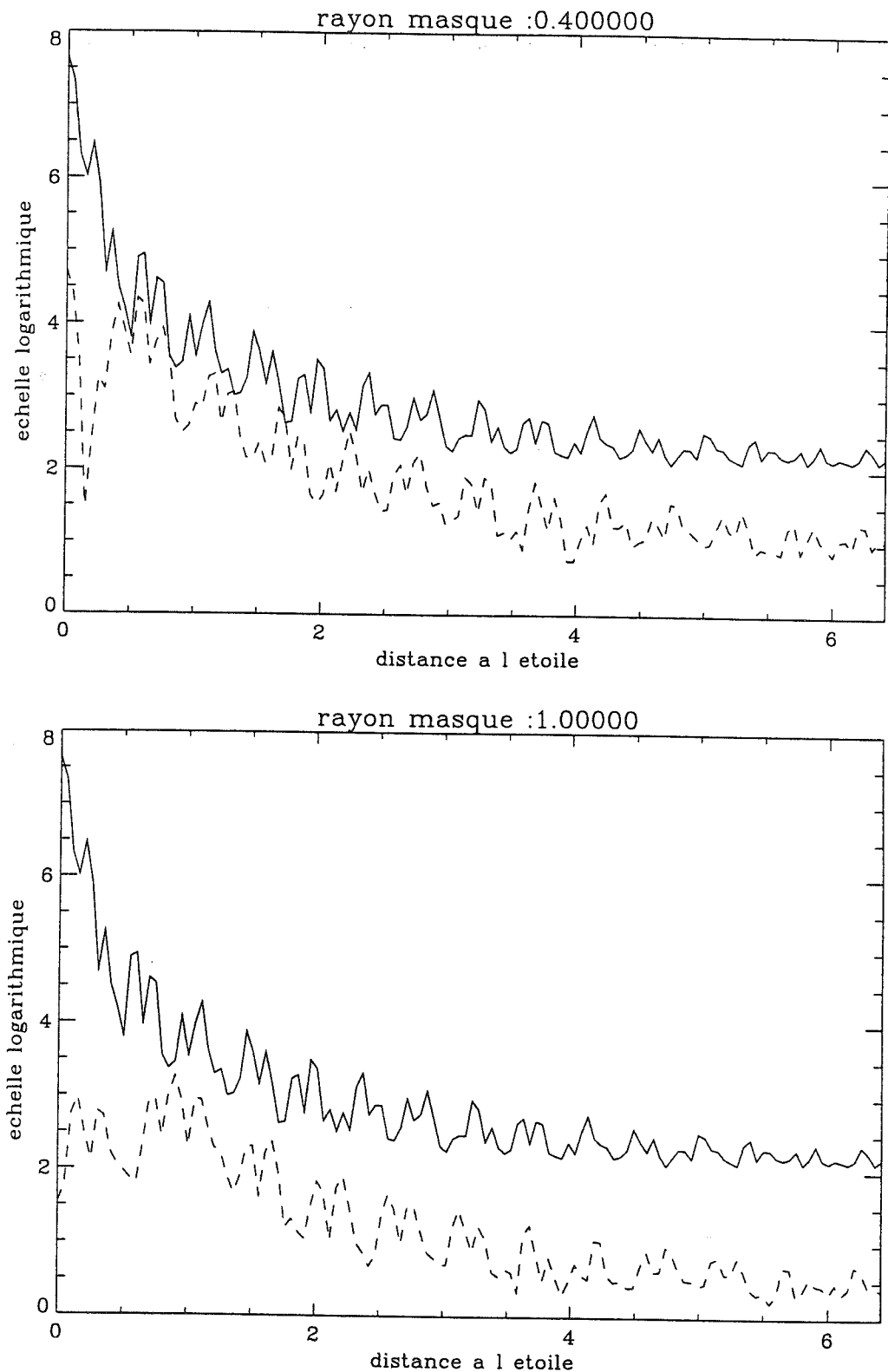
capacités de rejet de la lumière de l'étoile occultée, pour le coronographe d'ADONIS, avec les données de la pupille du télescope, du masque de Lyot et de masques occulteurs disponibles (0,4" et 1." en rayon). On en déduit ainsi les performances idéales de l'instrument. Typiquement, l'utilisation d'un coronographe permet de diminuer d'un facteur 10 (resp. 50) les ailes du profil radial de lumière d'une source centrée (Fig. 3.6).

Ce gain est précieux pour l'observation de sources circumstellaires faibles. Il reste cependant tout à fait insuffisant pour avoir accès aux contrastes requis pour des détections directes de planètes extrasolaires. De telles observations demandent d'améliorer encore ce type de performances. Une solution est de *modifier la forme de transmission des masques*, et d'établir des masques à transmission continue et non pas des masques à bords abrupts. L'idée sous-jacente est d'adapter la forme de la transmission des masques à la répartition d'énergie de l'étoile occultée.

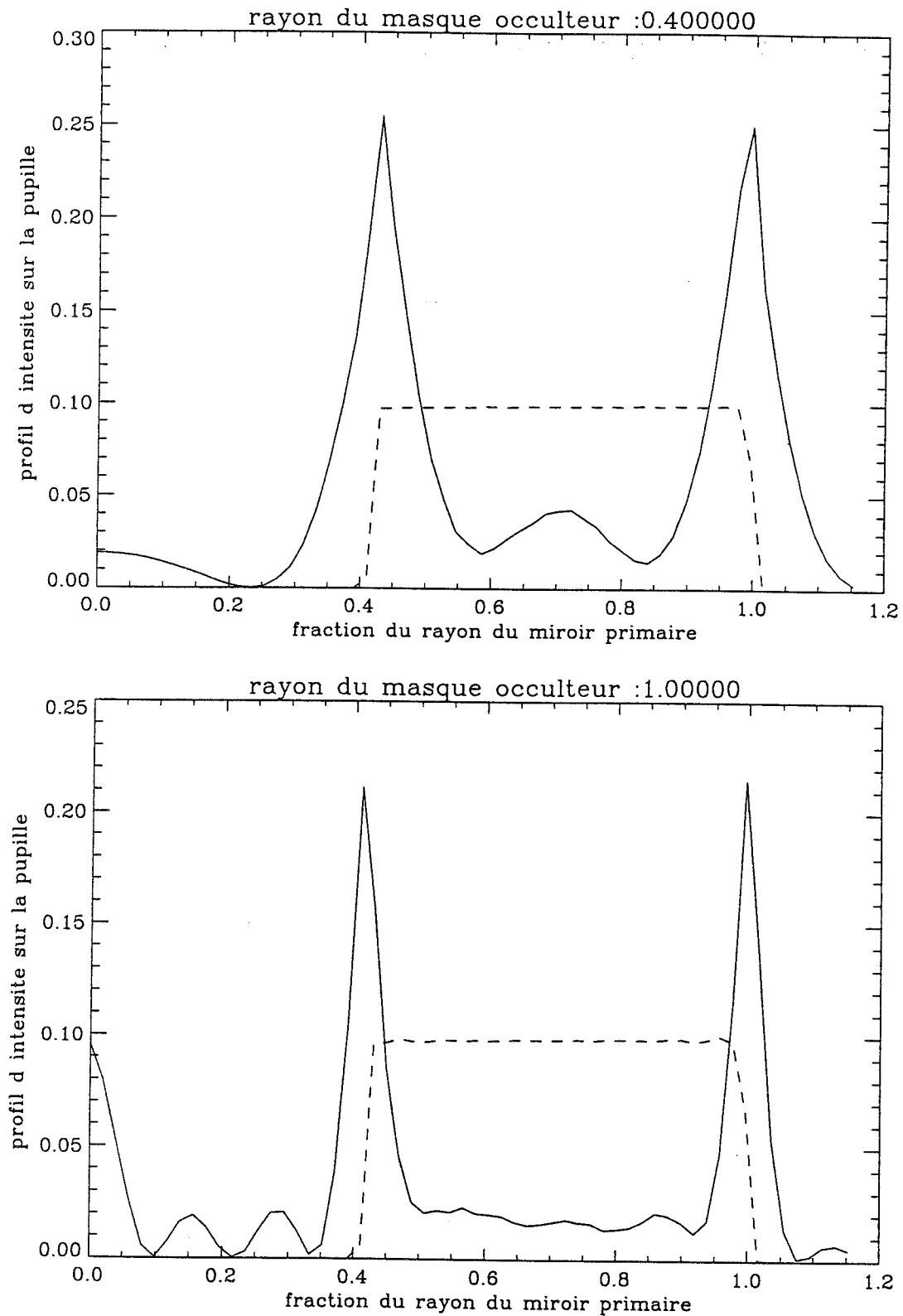
Traisons tout d'abord le cas du masque de Lyot. La Figure 3.7 met ainsi en évidence la forme de la répartition de l'énergie sur les bords de la pupille : cette distribution est continue et non pas suivant une fonction créneau. Et le rejet de l'énergie est d'autant moins efficace que le masque occulteur est petit. Malbet et al. (1994) soulignent que le masque de Lyot optimal est celui qui rejette le plus d'énergie de l'étoile centrale relativement à celle (au profil radial plat) d'une étoile excentrée. La transmission du masque de Lyot optimal doit donc être l'inverse de la distribution dans le plan pupille de l'énergie résiduelle de l'étoile occultée. Avec un tel masque de Lyot, associé à un masque occulteur gaussien, typiquement 3 ordres de grandeurs sont gagnés dans les ailes de la PSF, par rapport à un système non coronographique.

Ceci nous amène à considérer la forme du masque occulteur. Les mêmes auteurs ont suggéré l'utilisation de masques occulteurs gaussiens. Pour les tailles de masques que nous avons jusqu'à présent utilisés ( $\geq 0,4''$  en rayon), je montre que, pour un même masque de Lyot, l'utilisation d'un masque occulteur à profil gaussien n'est pas significativement plus efficace que celle d'un masque à profil créneau : le profil de PSF obtenu avec un masque de profil gaussien est peu différent de celui avec un masque à bord abrupt correspondant (Fig. 3.8). Pour l'emploi de masques de plus en plus petits, cette étude peut néanmoins devenir primordiale. Alors, d'autres formes devront aussi être envisagées, liées en particulier au profil (non gaussien) de la PSF de l'instrument correspondant.

La réalisation de tels masques n'est pas un obstacle majeur : il est possible de réaliser des masques à absorption continue entre 0 et 1 par des dépôts d'épaisseur variable sur des substrats transparents à la longueur d'onde utilisée. L'influence d'un tel substrat sur la qualité d'image reste cependant à être étudiée quantitativement. Par ailleurs, le principe d'une occultation non totale du masque au foyer peut également être intéressante pour être capable de recueillir de l'information sur le cœur de la PSF (très atténuée mais pas totalement) en même temps que l'information concernant les ailes.



**Figure 3.6 :** Calcul théorique et idéal du profil de PSF obtenue avec (ligne continue) et sans coronographe (ligne pointillée). La pupille de Lyot est celle du coronographe utilisé en 1994 et 1995 sur le télescope ESO 3,6 m. Les masques occulteurs ont pour rayon 0,4'' (en haut) et 1'' (en bas)



**Figure 3.7 :** Profil radial de distribution de l'énergie d'une source ponctuelle à l'infini, dans le plan de Lyot. La ligne continue correspond à une étoile centrée et la ligne pointillée à une étoile 10 fois plus faible à  $2''$ . Les masques occulteurs sous-jacents ont pour rayon  $0,4''$  (en haut) et  $1''$  (en bas)

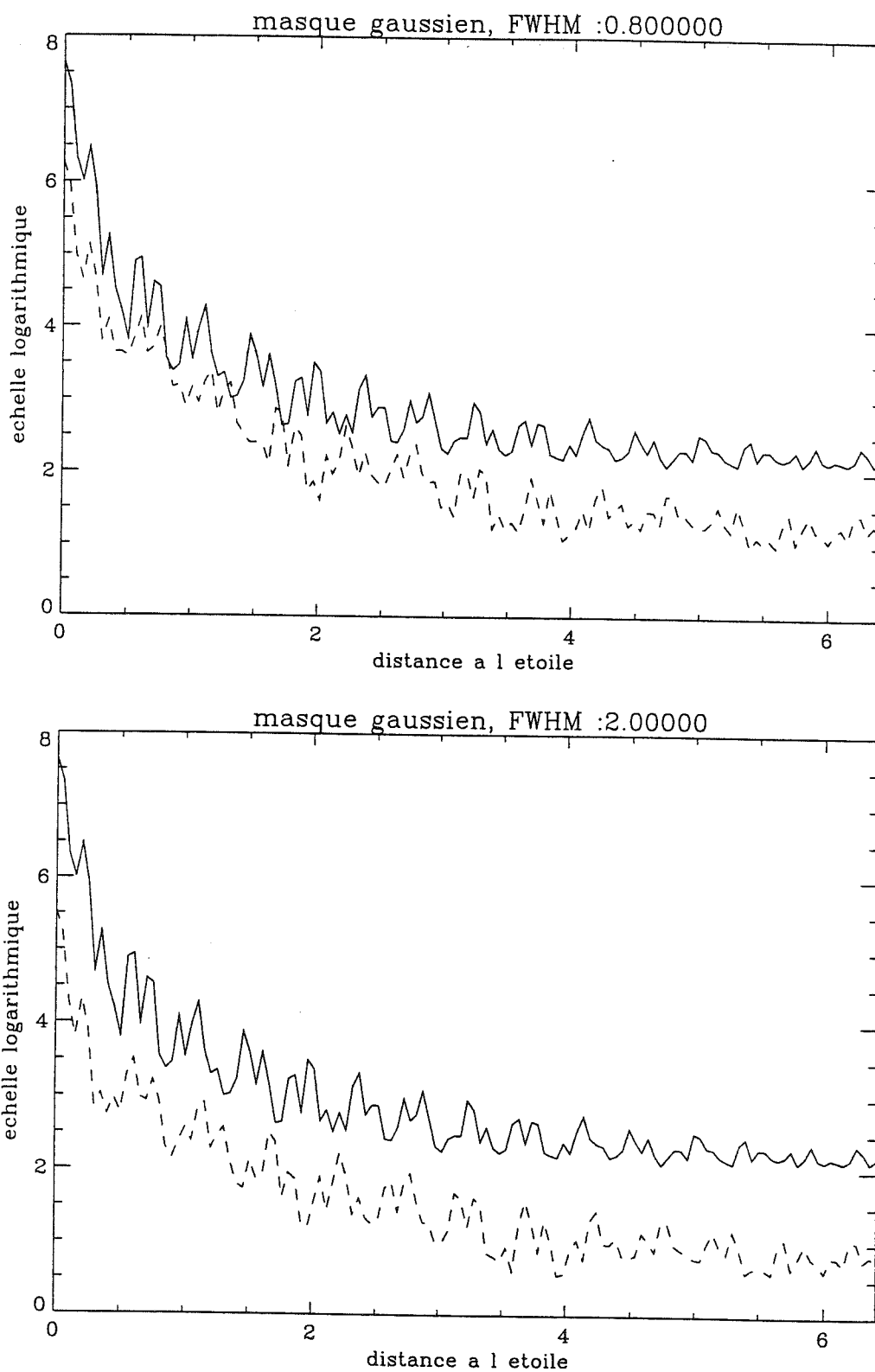


Figure 3.8 : Même figure que figure 3.6 avec des masques occulteurs à profils gaussiens. Les FWHM sont correspondantes : 0,8'' (en haut) et 2'' (en bas)

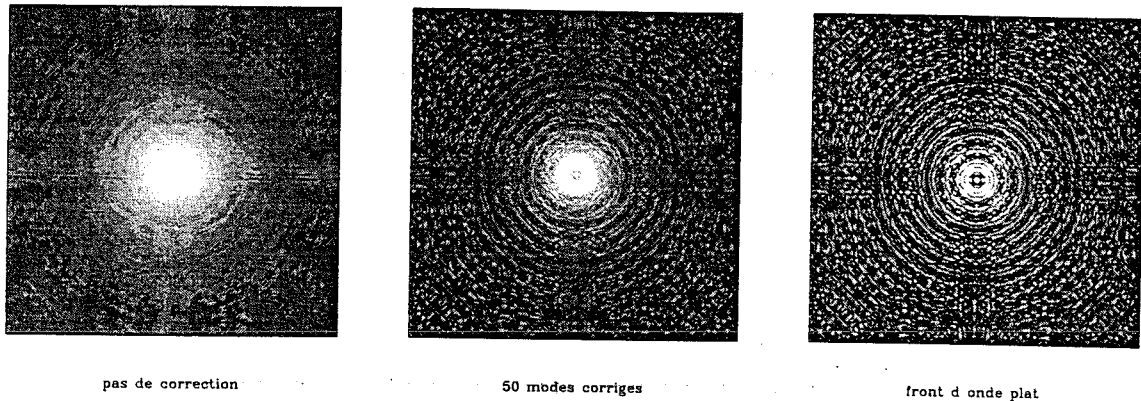


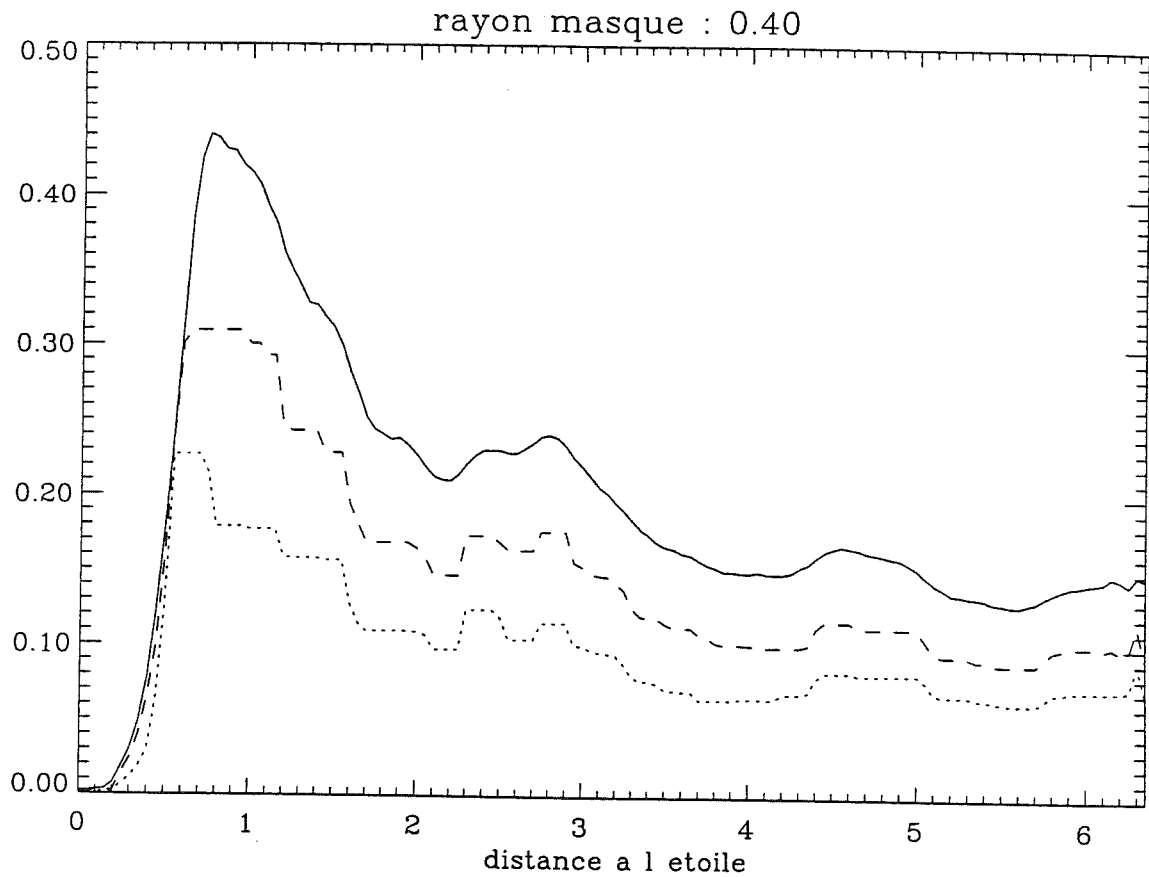
Figure 3.9 : Images, en échelle de gris logarithmique, des réponses du système atmosphère-télescope-coronographe à une source à l'infini centrée. La turbulence est paramétrisée par la quantité  $D/r_0 = 6$ , pour l'image de gauche (non corrigée) et celle du milieu (correction des 50 premiers modes). L'image de droite correspond à un front d'onde non perturbé

L'apport de l'optique adaptative est double :

- elle induit une PSF fine, à la limite de diffraction. L'efficacité du coronographe, comme apodiseur, dépend directement du rapport de la largeur du masque occulteur sur la FWHM ; pour un masque donné, la correction des premiers ordres de turbulence rend donc plus efficace le coronographe.
- les caractéristiques précédentes d'un coronographe font l'hypothèse d'un front d'onde idéalement plat. Dans un cas perturbé, les performances se dégradent, comme nous l'étudions ci-après. L'optique adaptative a donc un rôle crucial ici aussi, en réduisant sensiblement les déformations du front d'onde.

Pour simuler les déformations dues à l'atmosphère, l'éclairement auparavant uniforme, est multiplié par écran de phase. Celui-ci est fourni par un programme basé sur les hypothèses de turbulence de Kolmogorov (Rodier 1990). Ces écrans de phase intègrent un nombre variable de modes de turbulence, décomposés sur la base de polynômes de Zernicke. Il est possible de ne pas inclure les ordres les plus bas et ainsi simuler une optique adaptative corrigeant (parfaitement) un nombre donné de modes. La réponse *instantannée* du système atmosphère-télescope-coronographe est calculée pour une série d'écrans de phase aléatoires. La réponse du système sur un temps de pose intègre ces réponses instantannées. La figure 3.9 illustre la réponse obtenue dans le cas de ces simulations de perturbation atmosphérique, la figure suivante 3.10 indique les efficacités correspondantes du coronographe.

Ici encore, on conclut que l'optique adaptative, associée à un coronographe donné, permet d'observer des sources circumstellaires plus faibles et plus près de l'étoile.



**Figure 3.10 :** Profil radial du rapport de la distribution d'énergie dans le plan focal après et avant le coronographe. Il est significatif de l'efficacité du coronographe. Le calcul est effectué sous les mêmes hypothèses que pour la figure 3.9 et pour un masque de rayon 0,4". Les courbes sont lissées pour une meilleure lisibilité. Le trait plein correspond à une turbulence non corrigée, le trait en tirets à une correction adaptative des 50 premiers ordres et le trait pointillé à un front d'onde non perturbé (correction totale).

### 3.2.3 Diffusion instrumentale

La diffusion instrumentale dégrade les performances théoriques estimées ci-dessus.

Ainsi, la rugosité sur le miroir primaire par exemple engendre des retards de phase sur le front d'onde incident. L'effet conséquent peut se comparer qualitativement aux résidus de correction de l'optique adaptative laissant un front d'onde non rigoureusement plat. L'analogie n'est toutefois pas parfaite :

- les modifications du front d'onde sont différentes, en amplitude et en répartition spatiale dans le plan optique concerné (fonction de structure de cette rugosité). Ces paramètres dépendent de la qualité des états de surface des optiques
- le plan pupille d'entrée, sur le miroir primaire, n'est pas le seul concerné : toutes les surfaces optiques jouent un rôle.

La conséquence de cette diffusion est de disperser la lumière stellaire dans le plan focal du masque occulteur, rendant sa fonction ainsi que celle du masque de Lyot moins efficace. Dans le plan focal du détecteur, cet effet se traduit par l'apparition d'un halo étendu apportant sa contribution en bruit de photons correspondant.

La diffusion n'est pas la seule source possible de dégradation des performances estimées par les calculs théoriques précédents. Interviennent également :

- la précision de l'alignement des pièces optiques, pour superposer les plans pupilles ou focaux intervenant, et la dépendance de ces réglages en fonction des flexions attendues lors des mouvements du télescope,
- la précision du centrage de l'étoile sur le masque occulteur,
- les erreurs résiduelles de la correction adaptative des modes de turbulence compensés...

Je n'ai pas poursuivi vers des simulations plus complexes, avec une ambition d'exhaustivité, de ces sources de dégradation des performances, et en particulier du problème complexe de la diffusion instrumentale.

J'ai préféré m'appuyer sur la compréhension du comportement d'un coronographe, déduite des calculs précédents, pour travailler sur les résultats effectifs et la caractérisation d'un coronographe existant, le premier associé à un système d'optique adaptative corrigeant un grand nombre de modes, et permettant ainsi l'utilisation de petits masques occulteurs.

Ainsi, les calculs précédents étaient tout à fait théoriques. Dans la suite, je présente des résultats effectifs.

## 3.3 Le mode coronographique d'ADONIS

Le télescope ESO de 3,6 mètres (La Silla, Chili) a accueilli le système de correction d'optique adaptative COME-ON en 1990 et 1991 (Kern 1990; Rigaut 1992).



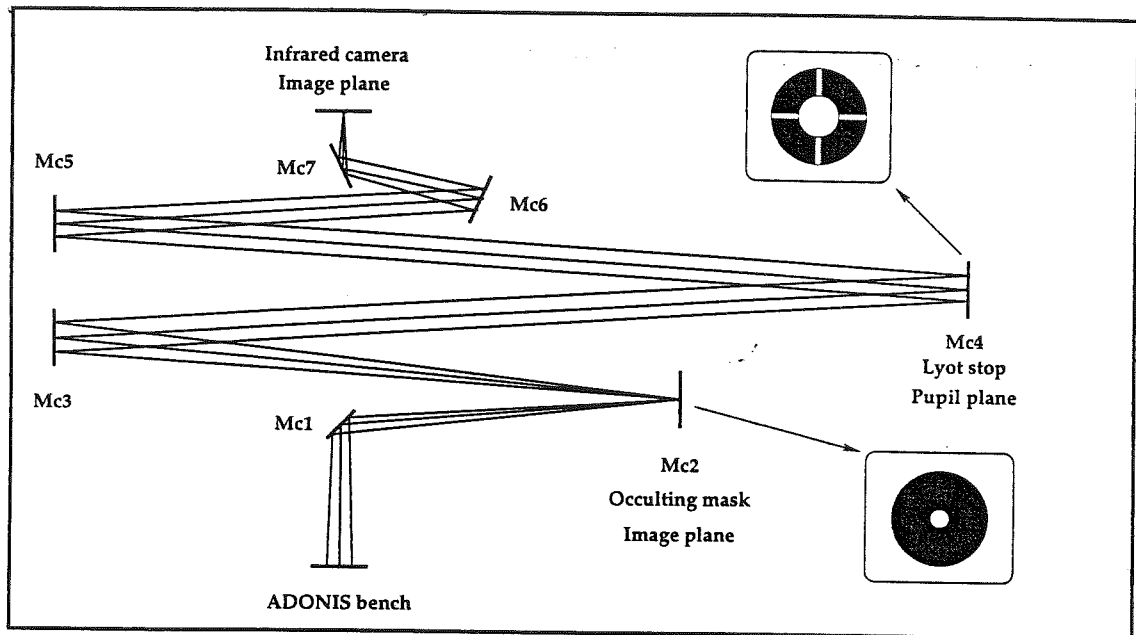


Figure 3.11 : Configuration optique du coronographe d'ADONIS

Depuis 1993, un nouveau système (COME-ON-PLUS puis amélioré et appelé ADONIS) est opérationnel et fournit des données astronomiques dans le proche infrarouge (Demailly 1996; Gendron 1995). La caméra SHARP (Hofmann et al. 1992) équipant le télescope dans ce mode observationnel est munie d'un détecteur NICMOS permettant les observations de  $1 \mu\text{m}$  à  $2,5 \mu\text{m}$ . Depuis 1993, trois détecteurs différents ont été utilisés avec des caractéristiques sensiblement différentes. De plus, depuis 1996, une nouvelle caméra (COMIC) permet de prolonger les observations jusqu'à  $5 \mu\text{m}$  (Feautrier et al. 1994).

Un premier coronographe a été conçu et réalisé pour être utilisé avec le système d'optique adaptative précédent COME-ON (Malbet 1992). Le changement du système d'optique adaptative de COME-ON à COME-ON-PLUS a nécessité, pour des raisons techniques, la réalisation d'un nouveau coronographe (Beuzit 1995). Je souligne ici quelques points particuliers de sa conception (Fig. 3.11). La caméra infrarouge SHARP disponible en 1994 n'offre pas l'accès au plan focal à l'avant de la caméra. Le coronographe forme donc un plan focal et un plan pupille supplémentaires. L'expérience acquise sur le coronographe de COME-ON, constitué de lentilles, a montré qu'il est difficile de gérer les effets chromatiques, résultants de la présence de nombreuses pièces optiques. Le nouveau coronographe a donc été conçu pour n'inclure que des pièces réfléchissantes. Sur les 7 miroirs nécessaires, seuls les 2 miroirs de collimation ne sont pas plans. Ils sont sphériques et montés symétriquement de manière à éviter l'ajout d'aberrations optiques (après le banc de correction adaptative). Une série de masques occulteurs de diamètres inférieurs à  $2''$  est disponible ( $0,4''$ ,  $0,6''$ ,  $0,8''$  et  $2''$ ).

Lors du début de ma thèse, en 1994, des images limitées par la diffraction en bande K étaient couramment obtenues par COME-ON-PLUS pour un asservissement sur des étoiles de magnitude  $m_V \leq 10$  (Rousset et al. 1994). Les performances décroissent pour des étoiles plus faibles. Une version améliorée du système d'optique adaptative (ADONIS) a été mise en oeuvre en 1995 pour une utilisation plus facile et donc plus efficace en temps d'observation (Beuzit et al. 1994).

Parallèlement, le coronographe avait déjà été mis en oeuvre (décembre 1993 et mars 1994) et avait fourni des données de test préliminaires. Mais les procédures d'observations et de réductions restaient largement à définir. L'analyse de données obtenues en 1994 et 1995 a permis d'avancer significativement sur ce point.

## 3.4 Méthodologie de l'observation et réduction de données

### 3.4.1 Principe général

Les principes d'observation et de réduction coronographiques avec l'optique adaptative sont décrits dans l'article Beuzit et al. (1996) joint. J'en rappelle ici les grandes lignes. Je détaille dans les paragraphes suivants quelques points particuliers dans la mesure où ils ne sont évoqués que rapidement dans l'article, de manière à en faire profiter un prochain observateur. Ces réflexions seront prises en compte pour la conception d'un logiciel complet de réduction de données d'optique adaptative, qui est la motivation d'un groupe de réflexion proposé par l'ESO. Certains des points précisés concernent les observations d'optique adaptative en général, ou même l'ensemble des observations en imagerie en proche infrarouge : en conséquence toutes les remarques indiquées ne correspondent pas à un travail complètement nouveau (voir par exemple Gallais 1991). Je souligne alors les particularités dues à la présence du coronographe. Il apparaît en fait bien souvent que des problèmes observationnels, indépendants de la présence d'un coronographe, se révèlent critiques lors de ce type d'observations, s'intéressant à de faibles niveaux de flux. Les observations coronographiques sont alors un test sévère des performances de l'optique adaptative et de la précision des procédures de réduction.

Une série d'images est acquise de la source derrière le masque occulteur. Elle est éventuellement sélectionnée sur des critères dépendant des objectifs astrophysiques, puis moyennée. Une image "propre" est obtenue par la correction des mauvais pixels, la soustraction du fond de ciel, et l'application d'un champ plat.

Alors, le signal restant correspond à la lumière résiduelle de la source occultée (ailes de PSF) et à toute source circumstellaire éventuelle. Pour rechercher celle-ci, on cherche à retirer celle-là. Pour ce faire, une étoile de référence, supposée sans émission circumstellaire, est observée dans des conditions aussi similaires que possible. Le même traitement est effectué sur cette référence pour obtenir observationnellement la distribution de signal provenant d'un objet ponctuel centré. Ce signal recentré et mis à l'échelle de luminosité est alors soustrait de l'image de la

source étudiée. Restent maintenant seulement les sources circumstellaires recherchées... et un bruit provenant de la variabilité observationnelle de la réponse du système instrumental à une source ponctuelle centrée entre les observations de la source et de la référence.

En outre, pour quantifier la qualité de la correction, et avoir des observables de l'ensemble de la PSF, ces mêmes étoiles sont observées (avec des temps de pose bien plus courts) hors masque.

Je résume finalement une séquence typique d'observation pour répondre à tous ces besoins.

- source hors-masque et ciel (temps de pose typiques de quelques 10 ms)
- source sous masque et ciel (temps de pose typiques de quelques s)
- référence sous masque et ciel
- référence hors masque et ciel

A chacune de ces étapes, des cubes de 100 à 200 images sont enregistrés, cette séquence durant alors 20 minutes ou plus. Elle est répétée plusieurs fois pour augmenter le temps total d'intégration sur la source tout en gardant un décalage temporel entre la source et sa référence aussi faible que possible. Tout ceci doit être répété pour chacun des filtres spectraux désirés.

### 3.4.2 Cosmétique

Les problèmes rencontrés pour obtenir une image propre d'une source à partir de mesures sur la source et sur le ciel, et de mesures de caractéristiques du détecteur ne sont en soi pas spécifiques aux observations coronographiques. On notera toutefois deux particularités : le domaine spectral du proche infrarouge rend ces procédures importantes car les caractéristiques des détecteurs sont moins bonnes ici que dans le visible et car les émissions du ciel et des instruments y sont plus importantes. De plus, le fait de s'intéresser en coronographie à des niveaux de flux très faibles rend cette opération cruciale.

#### Mauvais pixels

Certains pixels d'un détecteur ont un comportement différent de la moyenne des autres :

- Leur réponse peut être indépendante du flux reçu (pixels "morts") ; ils n'apportent donc aucune information utile.
- ils peuvent avoir un gain hors-norme, soit trop faible (ils sont alors plus bruités), soit trop fort (ils sont alors sujets à des écarts à la linéarité).
- certains pixels "bruyants" ont une variabilité d'une image à l'autre plus importante que les autres.

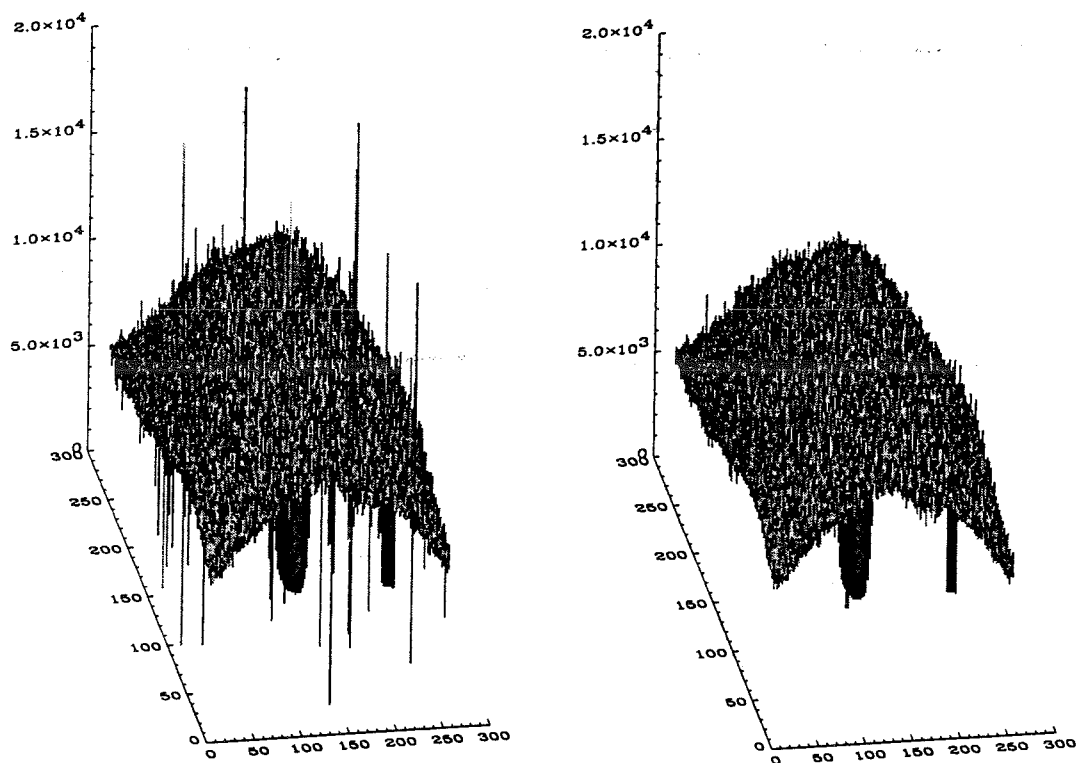
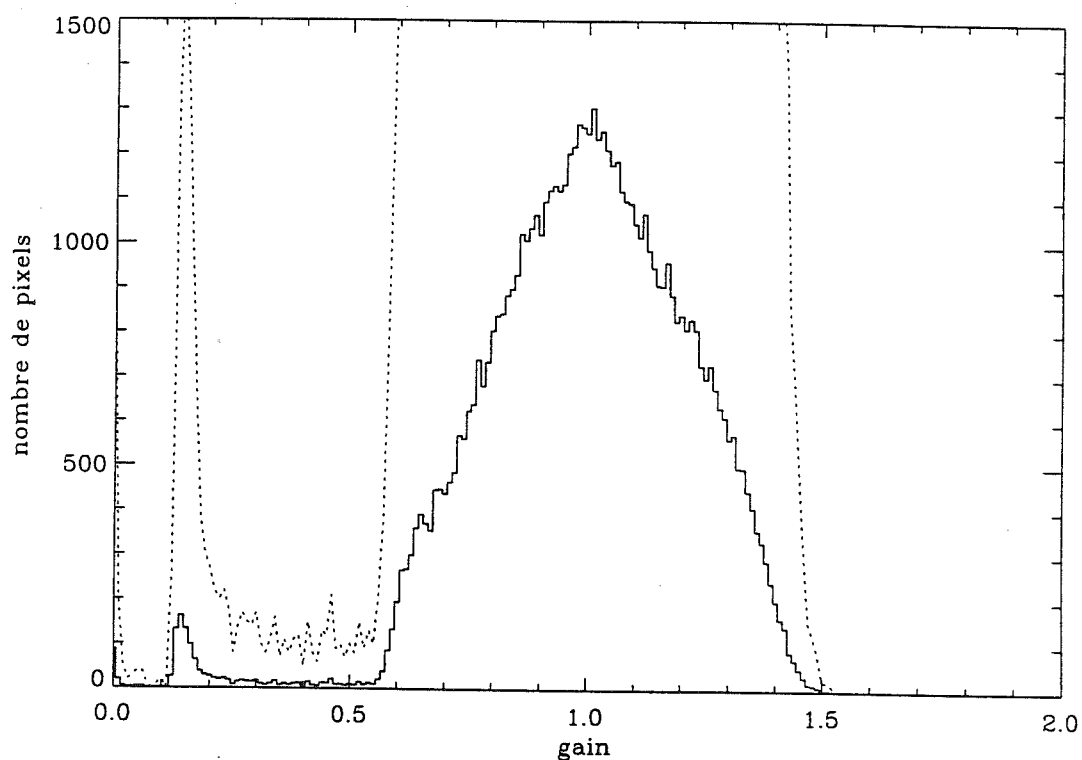


Figure 3.12 : Vue en perspective d'une image sur le ciel, avant correction des mauvais pixels (à gauche) et après (à droite)

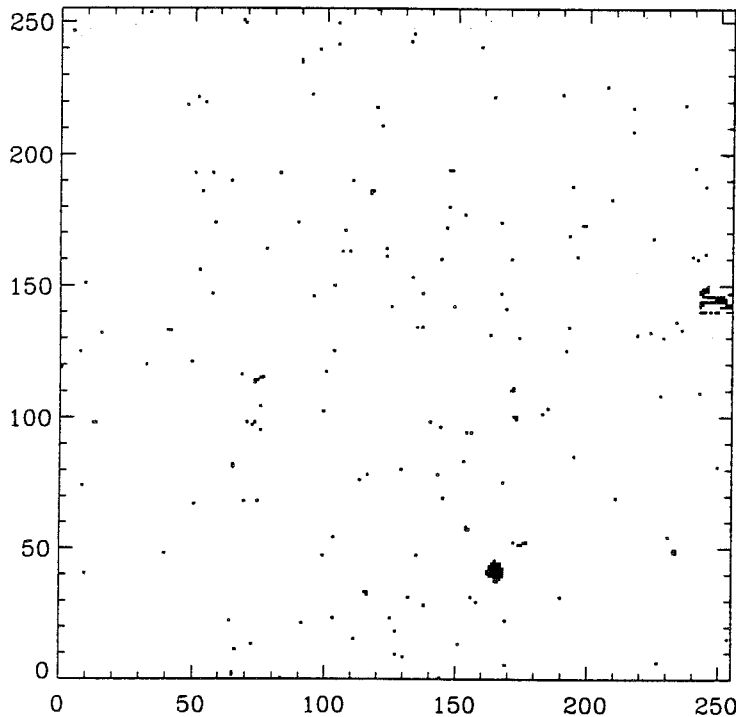
Donc l'information sur ces pixels n'est pas intéressante du point de vue astrophysique. En outre, les valeurs aberrantes peuvent fausser les procédures ultérieures du traitement qui mettent en jeu des valeurs moyennes sur des images, des portions d'images ou des cubes. Il est nécessaire en conséquence d'identifier la position des mauvais pixels et de ne pas les prendre en compte par la suite.

J'ai testé plusieurs méthodes pour détecter de tels pixels.

- Une première méthode cherche à estimer la variabilité de la réponse de chaque pixel sur une série d'images. Un écart-type est calculé pour chaque pixel et l'historique de ces valeurs est établi. Une valeur nulle ou très basse désigne un pixel "mort" tandis qu'une forte valeur (hors statistique) indique un pixel "bruyant". Cette méthode est informatiquement rapide car elle traite uniquement des tableaux monodimensionnels. Mais elle ne s'applique qu'à des poses sombres ou sur le ciel : sur une source, le bruit de photons est dominant et cette méthode trace alors la présence de flux. De plus, basée sur la statistique, elle nécessite un grand nombre d'images ( $\geq 50$ ). Enfin, elle est assez peu discriminante, en ce sens que le choix des seuils de rejet est assez sensible et la sélection des mauvais pixels peu stable d'un cube à l'autre.



**Figure 3.13** : Histogramme des valeurs des gains de chaque pixel du détecteur, sur la base de données sur la caméra SHARP en janvier 1996. Plusieurs méthodes ont été mises en oeuvre et testées pour détecter de tels pixels. La queue de distribution, à bas gain, est plus visible sur la courbe pointillée, multipliée par un facteur 10. Elle contient, en plus des pixels correspondant à la position du masque coronographique, les pixels à mauvaise efficacité quantique et les pixels morts.



**Figure 3.14 :** Carte des mauvais pixels du détecteur de la caméra SHARP en janvier 1996

- Sur une image donnée et en particulier sur un champ uniforme comme une pose sur le ciel, la présence de mauvais pixels se manifeste de manière évidente par des pics de valeurs très différentes des valeurs avoisinantes (Fig. 3.12). La deuxième méthode se fonde sur cet effet : à partir de l'image initiale, une nouvelle image "basse fréquence" est formée, par un filtrage médian sur des boîtes de largeur typique 5 pixels. La différence de ces deux images indique un bruit haute fréquence et une valeur hors statistique désigne un mauvais pixel. Cette méthode donne des résultats stables et peut s'appliquer sur les images individuelles ou sur les images moyennées. Ses inconvénients sont un temps de calcul plus long et le fait de mal traiter les régions éventuelles où les mauvais pixels ne sont pas isolés mais regroupés en un bloc.
- Finalement, la troisième méthode se base directement sur la mesure du gain de chaque pixel. Cela nécessite des images similaires avec des niveaux de flux différents, ce qui est fait en début ou fin de nuit (voir les mesures de champ plat ci-dessous). L'histogramme de ces gains est établi (Fig. 3.13) et les valeurs hors-statistique repérées. Cette méthode n'est pas affectée par le regroupement de mauvais pixels et donne par ailleurs les mêmes résultats que la méthode précédente.

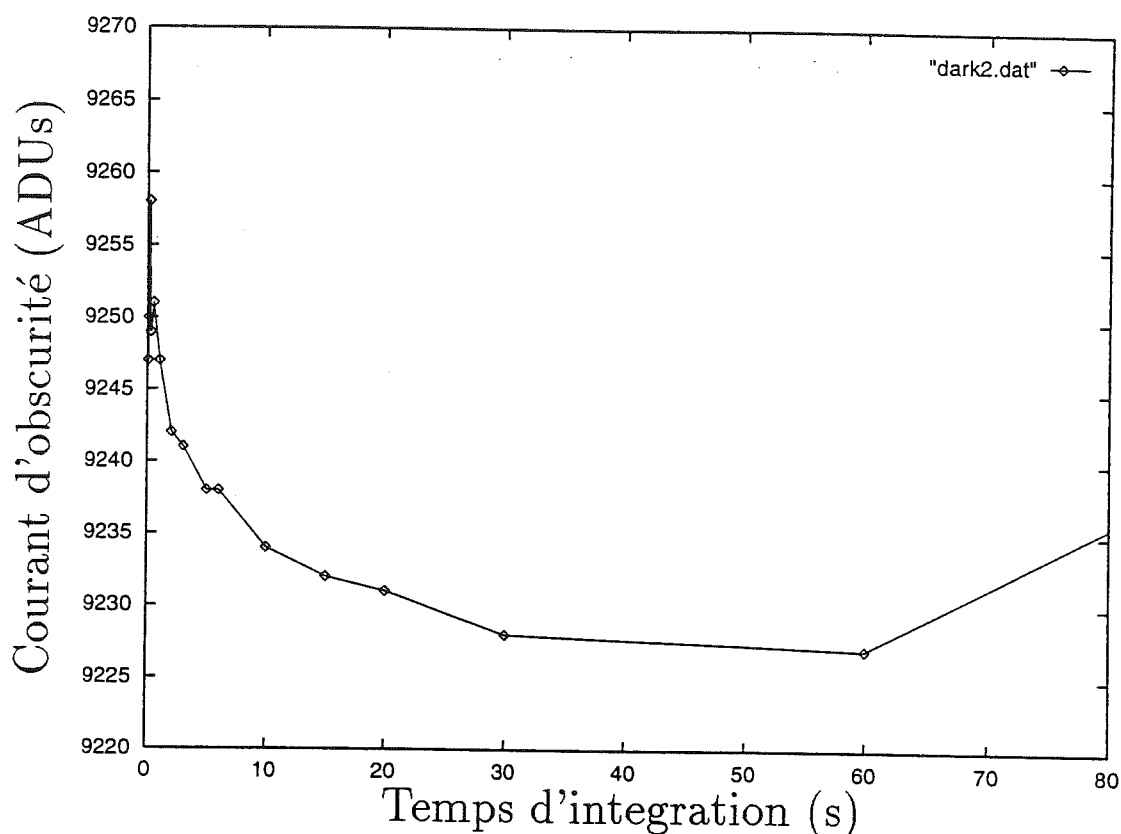


Figure 3.15 : Courant d'obscurité mesuré en fonction du temps d'intégration. Il se décompose en un biais dépendant du temps de pose, et dominant jusqu'à des temps d'intégration de l'ordre de la minute, et en une composante linéaire du temps d'intégration, dominante pour des temps plus longs

Sur la base de ces essais, une carte de mauvais pixels est établie sur des données de début ou fin de nuit par la troisième méthode, et utilisée pour l'ensemble des données de la nuit (Fig. 3.14). La présence d'un faible nombre de pics isolés résiduels sur les images résultantes de la nuit est bien corrigée par la deuxième méthode.

### Signal d'obscurité

Le récepteur fournit un signal non nul, même lorsqu'aucune lumière ne l'éclaire. Ceci implique donc une correction *additive* sur les images brutes.

Pour la majorité des détecteurs, ce signal se décompose en une composante constante (biais) due au processus de lecture du détecteur, à laquelle s'ajoute une composante croissant linéairement avec le temps de pose. Pour les (trois différents) détecteurs de caméra SHARP sur lesquels j'ai effectué des mesures, le biais a le comportement particulier de très fortement dépendre du temps de pose (Fig. 3.15). En revanche, il est très reproductible à temps de pose donné. Observationnellement, ceci impose simplement de faire en début ou fin de nuit des mesures de signal sans lumière pour tous les temps de pose utilisés au cours de la nuit.

### Fond de ciel et fond thermique instrumental

Après soustraction du signal d'obscurité, d'origine électronique, tout le signal a une origine photonique. On distingue alors le fond de ciel et le fond thermique instrumental, de la source astrophysique. Dans le visible, le fond instrumental est négligeable ; il devient sensible en proche infrarouge.

Ces fonds sont mesurés par une observation à côté de la source, à typiquement  $10''$ - $30''$ . L'émission du ciel est donc supposée constante sur cet écart angulaire. Une correction plus précise, à l'ordre 1, peut être envisagée avec des mesures de chaque côté de la source. Ce gradient était indétectable sur des tests et cet ajout ralentit la procédure observationnelle en séparant davantage l'observation de la source et de la référence. En conséquence une seule mesure du ciel est effectuée. Par ailleurs, les temps typiques d'évolution de ce fond de ciel sont de quelques minutes dans le proche infrarouge, en J et K. En bande H cependant, ces variations peuvent être plus rapides du fait de bandes moléculaires (OH) ; en infrarouge thermique, les variations sont bien plus rapides ( $< 1$  s). Ceci justifie que l'observation du ciel suive ou précède exactement celle de la source. Enfin, la carte du fond instrumental dépend très sensiblement des optiques traversées et en particulier varie selon la position du miroir de "chopping". Donc les mesures sur le ciel sont effectuées en dépointant le télescope ("nodding"), ce qui demande d'ouvrir momentanément la boucle d'asservissement de l'optique adaptative.

Finalement, ces fonds sont soustraits aux poses sur la source. Les bruits s'additionnent quadratiquement, si bien que de manière optimale il faut un bruit égal sur les mesures du ciel à celui sur la source. Cela signifie, dans le cas où on s'intéresse à des régions à faible flux, un temps total d'exposition sur le ciel égal à celui sur la source.

### Correction de champ plat

A partir d'une pose sur la source, on cherche à obtenir une image numériquement proportionnelle à l'intensité provenant de la source. Or, une source uniforme (ou *champ plat*) ne génère pas un signal constant sur les différents pixels du détecteur. Ceci est dû aux effets cumulés de non uniformité de la transmission instrumentale, et de l'efficacité quantique variable des pixels du récepteur. Une correction *multiplicative* de champ plat doit donc être effectuée sur les images brutes.

#### *Principe de mesure*

La mesure du champ plat nécessite une source effectivement uniforme. La mesure de champ plat sur le *dôme du télescope* a été écartée pour deux raisons. D'une part, pratiquement, avec le matériel disponible l'éclairement du dôme n'est pas uniforme. D'autre part, théoriquement, cette source lumineuse est à une distance comparable à la focale du télescope : le rôle des transmissions dans les différents plans optiques est différent du cas d'observation astronomique.

En revanche, le *ciel* lui-même peut être considéré comme uniforme (comme on le suppose déjà pour sa soustraction) sur des échelles de l'ordre de  $10''$  (champ du détecteur). Toutefois, il est nécessaire de tenir compte de la présence additive du fond



instrumental. Le facteur multiplicatif recherché, pour un pixel donné, est obtenu par la pente de la dépendance de la réponse en fonction du flux reçu alors que le fond thermique reste constant. Cette dernière condition impose que les temps de poses soient constants. La variation du flux, couvrant un domaine important de la dynamique du détecteur pour avoir une estimation faiblement bruitée du champ plat, est obtenue sur un ciel levant ou couchant. Finalement, le flux en question correspondant à chaque image est inconnu, et ceci empêche la mesure de la pente citée ci-dessus. Mais on obtient tout de même une grandeur proportionnelle (de moyenne unité sur l'ensemble des pixels, par construction) : la pente de la dépendance de la réponse en fonction de la moyenne de la réponse sur tous les pixels linéaires (i.e. une fois éliminés les mauvais pixels). On a donc ici l'information essentielle qui est la dépendance sur le détecteur du facteur entre le signal généré et le flux reçu par un pixel : il s'agit bien d'un champ plat.

Cette méthode est utilisée classiquement sur d'autres instruments infrarouge, comme dans le cas des observations DENIS par exemple. On note ici qu'en plus de la mesure du gain de chaque pixel, on obtient également d'une part une erreur moyenne sur l'ajustement affine ce qui est un estimateur du bruit associé au pixel, et d'autre part, l'ordonnée à l'origine de ce même ajustement qui est lié au signal de fond thermique instrumental (à moyenne nulle sur l'ensemble des pixels, par construction).

#### *Application aux observations sur ADONIS*

J'ai vérifié l'applicabilité de cette procédure aux observations sur ADONIS. Tout d'abord, le champ plat est constant (à une précision de l'ordre du pourcent) au cours de la nuit : ceci valide la mesure du champ plat uniquement au début ou à la fin de la nuit. Ensuite, la montée du ciel le matin est de très grande amplitude et permet ainsi facilement une exploration d'une grande partie de la dynamique du détecteur. Une difficulté observationnelle provient cependant du fait que la période sur laquelle le niveau du ciel monte rapidement et permet donc ces mesures est très rapide. Il n'est pas possible, pour certains programmes, de procéder aux séries complètes de mesures de champs plats, pour tous les filtres *et* toutes les positions du miroir de "chopping" utilisés pendant la nuit, pendant cet intervalle de temps. Il faut donc chercher alors à simplifier cette procédure initiale.

On s'aperçoit alors qu'un ciel à fort flux (mais toujours dans le domaine de linéarité) auquel on a soustrait un signal de biais, fournit la même carte que le champ plat obtenu par la procédure précédente avec un ajustement sur un grand nombre de flux différents. Ceci signifie que le fond instrumental est négligeable, même en bande K, par rapport au flux important sur le ciel considéré (et vérifie également la linéarité du détecteur sur les flux considérés). En conséquence, on peut se contenter d'une mesure à un seul niveau de flux sur le ciel, avec un bon signal sur bruit, auquel on soustrait le signal de biais ; alternativement, on peut garder le principe précédent mais faire varier le flux par le temps de pose, sans être maintenant contraint par le temps court donc critique de montée du ciel au matin. Dans ce dernier cas, on notera qu'on ne peut pas se passer de la mesure des signaux de biais, dans la mesure où ils dépendent du temps de pose.

En revanche, le fond instrumental n'est pas négligeable devant le niveau de flux d'un ciel nocturne (ou devant le niveau d'intensité qui intéresse des observations coronographiques) : le ciel nocturne est significativement différent d'une carte de champ plat multipliée par un facteur adéquat. Donc une mesure de champ plat à partir d'un ciel nocturne n'est pas correcte. Ceci a une conséquence observationnelle importante : l'information nécessaire pour la correction additive n'est pas seulement un scalaire (le "niveau" du ciel) mais comporte aussi une information spatiale non négligeable. Dans le cas contraire, ce niveau de ciel aurait pu être estimé avec une précision suffisante sur un très faible nombre de poses sur le ciel, ou voire même ajusté. Cette possibilité aurait pu faire gagner un temps d'observation précieux, mais doit donc être écartée.

### 3.4.3 Caractérisation de la PSF

#### Le problème

La dynamique du détecteur et la brillance des sources déterminent le temps d'intégration d'une pose. Pour augmenter le temps total d'intégration, des séries de typiquement 100 poses sont effectuées, limitées par les échelles de temps de variabilité du ciel. Indépendamment des problèmes de cosmétique ci-dessus, se pose la question de la manière de combiner l'information de ce cube de données en une image résultante.

Toutes les images ne sont pas identiques. La variabilité d'une image à l'autre a pour cause les bruits de photons et de lecture mais provient également de variations de la PSF. La première cause est entendue et c'est évidemment pour la diminuer, relativement au signal, que le temps d'intégration total est augmenté. La seconde est très appréciablement minimisée par l'optique adaptative. Il subsiste toutefois les résidus de correction sur les modes de turbulence compensés, ainsi que les modes à plus haute fréquence spatiale non compensés.

Pour faciliter la lecture du paragraphe suivant, je distingue ici très qualitativement trois caractéristiques des images obtenues, auxquels je me réfère par la suite :

- *l'étalement global* de l'énergie stellaire. Si cette grandeur varie, les profils de la PSF sur la source et sur la référence ne sont pas proportionnels : leur rapport varie avec la distance au centre.
- *la position du barycentre* de l'énergie. Ses variations proviennent, à très basse fréquence, de flexions instrumentales et à très haute fréquences, du bruit dans les bas ordres de la correction ("tip-tilt"). Une variabilité importante ici a pour conséquence d'élargir la PSF moyennant ces variations (ou de manière équivalente de couper les plus hautes fréquences spatiales). Dans ce cas, une correction a posteriori de type "shift and add" est classiquement effectuée dans le cas d'observations courtes poses.
- *les inhomogénéités azimutales*, à plus haute fréquence spatiale, dérivant des résidus de correction des plus hauts ordres de la turbulence. Un motif fixe (aberration) n'est pas gênant car il est soustrait correctement par comparaison

avec la référence. En revanche, les variations très rapides et aléatoires dans les ailes de la PSF peuvent être considérées comme un bruit.

Les caractéristiques de la turbulence varient sur un spectre de fréquences temporelles très large. La PSF intégrée sur un temps de pose (de l'ordre de la seconde) varie donc aussi bien d'une image à l'autre que sur des temps plus long de l'ordre de quelques minutes (temps typique d'un cube) ou quelques dizaines de minutes (temps typique d'une séquence d'observation source-référence).

Les variations qui nous occupent ici sont celles sur le temps du cube. Les questions corollaires sont les suivantes : faut-il garder toutes les images malgré leurs différences ? Faut-il modifier les images individuelles avant de les moyennner (par des translations et/ou des transformations plus complexes) ? Et si oui, sur quels critères ?

### Des réponses...complexes

Ces critères doivent s'appuyer sur des caractérisations quantitatives et pertinentes de la PSF moyennée sur le temps de chaque image. Les études sur l'optique adaptative ont débouché sur un certain nombre d'observables telles que la largeur à mi-hauteur (FWHM), le rapport de Strehl, ou le rayon contenant une fraction donnée de l'énergie totale reçue de l'étoile. Une discussion des corrélations et spécificités de ces paramètres ainsi que de leur variabilité est présentée par Tessier (1995).

Ces paramètres ne suffisent pas pour décrire totalement la PSF, mais sont de bons indicateurs de la "qualité" de la correction effectuée et donc de la variabilité de la PSF : ils peuvent alors servir de base à une sélection d'image pour certains programmes observationnels.

Ils se sont révélés toutefois inutilisables pour des observations coronographiques où l'information sur le centre de la PSF n'est pas disponible (et ne nous intéresse pas directement). J'ai donc recherché de nouveaux critères, adaptés aux possibilités et aux besoins des réductions de données coronographiques :

- *quantité d'énergie stellaire hors du masque* : ce critère est le plus simple ; il s'avère aussi le plus robuste et le plus utile. Il est lié à l'étalement de l'énergie stellaire. Un fort changement de régime de turbulence est visible par ce critère. Il est aussi très sensible au centrage de l'étoile derrière le masque. Un groupe de PSF violemment dissemblable du point de vue coronographique est facilement détecté et peut être écarté.
- *énergie dans 8 secteurs radiaux centrés sur l'étoile* : de manière complémentaire, cette mesure indique l'équilibre de la répartition de l'énergie autour du masque. Un décentrage de l'étoile est détecté ici, ainsi qu'un écart important à l'invariance de rotation. Ce paramètre est robuste mais s'avère peu sensible.
- *barycentre des ailes de PSF* : étant privé du pic de la PSF, on peut chercher à déterminer son centrage par la moyenne de la distribution d'énergie. Prendre

L'ensemble des pixels disponibles n'est pas correct car la position de la source par rapport au masque influence le résultat. La sélection des points, indépendamment de la position du masque peut se faire sur une couronne, suivant la distance au centre du masque, suivant la distance au centre estimé de la PSF (en itérant) ou suivant le niveau d'intensité de ces pixels. Les résultats correspondants sont semblables et fournissent donc un "centre" estimé de la PSF pour chaque image.

Le problème important rencontré est que cette estimation dépend des points choisis pour la mesure : l'énergie à 1" du pic n'est centrée ni sur la position du pic, ni sur le centre de l'énergie à 3"; les variations ne sont pas corrélées (ou "rigides") puisque les variations de correction des différents ordres ne le sont pas. Cet effet se vérifie aussi sur des données hors-masque.

- *inter-corrélations d'images* : le produit scalaire, normalisé, de deux images donne une estimation de la *ressemblance* des deux images dans leur ensemble. De plus, appliquer un décalage sur l'une image courante et maximiser la corrélation permet de déduire la translation de cette image relativement à une référence. Cette procédure est testée et fonctionne efficacement sur des données simulées avec un motif à faible nombre de paramètres (typiquement une gaussienne, sous un masque fixe, dont la position, l'amplitude et la largeur sont aléatoires) et affecté d'un bruit haute fréquence.

L'application aux données réelles est plus problématique. Les très fort contrastes d'intensité sur l'image donnent une importance variable aux disparités entre les images selon la région (plus ou moins loin dans les ailes de la PSF) sur lesquelles elles s'appliquent. Ceci suggère une pondération adaptée (changer le produit scalaire) aux effets recherchés. Ici encore, de même que pour le point précédent, la description de la PSF dépend de la distance au centre : selon le choix de la pondération, des résultats différents sont obtenus. En outre, pour une corrélation donnée, la répartition des disparités entre les deux images n'est pas connue. Les disparités peuvent donc être très importantes et concentrées sur une région très réduite (comme l'abord du masque par exemple). Un opérateur non linéaire doit être préféré au produit scalaire si l'on souhaite changer cette propriété.

#### 3.4.4 Sélection d'images

A partir des critères précédents, il est possible de détecter un changement possible des conditions générales de turbulence atmosphérique qui sont parfois très brutaux et qui détériorent ou améliorent sensiblement les caractéristiques globales des PSF obtenues après correction. En cas d'évolution importante, il convient de séparer les images correspondantes pour ne pas perdre par cette variabilité ce qui est gagné en signal sur bruit.

En dehors de ces cas, rares sur les données que j'ai traitées, i.e. pour un régime de turbulence relativement constant, toutes les images ont des PSF différentes dans le détail, mais les critères quantifient très mal un classement des "meilleures" images,

ou encore ne dégage pas des classes d'images "similaires" à regrouper. L'étude des critères précédents montre plutôt que ces notions n'ont qu'un sens limité, surtout si on veut les appliquer à des régions étendues dans les ailes de la PSF. Je conclus qu'une sélection d'images n'est pertinente que si le programme observationnel impose des besoins spécifiques et précis sur la forme de la PSF favorable. Un exemple de cette situation est le cas d'observations non coronographiques avec optique adaptative de recherche de binaires serrées à faible contraste. Dans ce cas, le critère adapté est la largeur de la PSF. La proportion d'images à conserver dépend également du programme. Dans cet exemple, la qualité de la PSF est plus limitative que le bruit de photons, donc le cas le plus favorable est de ne conserver que les quelques meilleures images.

Les observations coronographiques ont des besoins opposés. Des sources très faibles sur une région étendue sont recherchées. L'intérêt est donc de garder la totalité des images, en dehors d'un changement brutal de régime de correction ou de quelques images hors statistique. Des conclusions analogues ont été obtenues dans l'étude indépendante d'observations en optique adaptative non coronographiques, de recherche de compagnons froids peu lumineux (Ségransan 1996)

### 3.4.5 Translation des images

Les techniques de "shift and 'add" sont très utiles pour des courtes poses sur une instrumentation dépourvue d'optique adaptative. Sur les données corrigées par ADONIS, les premiers modes de turbulence sont très bien corrigés si bien que l'écart-type des variations de position du barycentre est très faible : typiquement 0,015" sur une étoile brillante.

Une opération de translation d'images les unes par rapport aux autres n'a de sens que si elle permet de corriger des résidus de mauvaise correction moyennée sur un temps de pose (de l'ordre de la seconde). Comme les seuls effets de décalages mesurés sont fortement dépendant de la zone de mesure et comme on s'intéresse à une large région de l'image, il n'est pas surprenant de constater sur des tests que des translations d'images n'améliorent pas la qualité de l'image résultante. Les images sont donc simplement moyennées.

### 3.4.6 Soustraction d'une image de référence

Pour soustraire les ailes de PSF de l'étoile occultée plusieurs méthodes sont possibles :

- Une première méthode consiste à supposer que le profil de ces ailes est constant azimutalement, ou faiblement variable, et donc ajustable avec un petit nombre de paramètres (Golimowski et al. 1993). Il est alors possible de mesurer ce profil sur l'image de la source intéressante en une région où aucune émission circumstellaire n'est attendue. Cela permet de déduire l'ensemble de la contribution lumineuse de l'étoile occultée. Cette méthode donne de mauvais résultats sur nos données, parce que les hypothèses précédentes ne sont pas vérifiées sur les données ADONIS.

- Deuxièmement, il est envisageable de tourner l'instrumentation par rapport à la source. Ceci concerne toute l'instrumentation qui affecte sensiblement la mesure de la PSF et pas seulement la caméra. Une telle opération a été effectuée par HST. En l'absence d'atmosphère, la PSF est constante (ou très lentement variable), et sur le détecteur les seules variations proviennent du changement de position apparent de toute source circumstellaire. Sur un télescope au sol, il n'est pas facile de tourner l'ensemble de l'instrumentation ; avec ADONIS, il n'est même pas possible de modifier l'orientation de la caméra, pour traiter ainsi les effets fixes liés au détecteur.
- Troisièmement, et c'est la procédure que nous avons adoptée, il est possible d'évaluer la contribution de l'étoile centrale en observant une autre étoile, dénuée de source circumstellaire.

Je détaille donc ici cette dernière procédure. Théoriquement, seuls deux paramètres sont à ajuster : la position relative des deux étoiles et le facteur de proportionnalité des luminosités. Pratiquement, la PSF moyenne pendant l'observation de la source diffère de celle pendant l'observation de la référence. Les échelles de temps d'évolutions de la PSF qui nous concernent ici sont celles de l'ordre de 10 minutes. Les variations sur les inhomogénéités dans les ailes des PSF ne se compensent pas mais s'ajoutent de manière incohérente, comme un bruit. Une modification de l'étalement global de l'énergie donne une dépendance radiale au facteur de proportionnalité des PSFs. Pour minimiser les différences, les mesures sur la référence sont faites dans des conditions observationnelles aussi proches que possible que sur la source (Beuzit et al. 1996).

### 3.4.7 Caractérisation de la précision du résultat

L'image finale est la soustraction de deux images de sources sous masque, recentrées et mises à même niveau de flux (Beuzit et al. 1996). Si la procédure était parfaite, une région dépourvue d'émission circumstellaire présenterait un signal résultant nul. Le bruit se mesure par la norme du signal résiduel sur une telle région. Sa dépendance est essentiellement radiale.

Le bruit résultant peut s'analyser en plusieurs composantes. Loin de l'étoile, le bruit est constant, dominé par le bruit à faible flux (bruit de lecture). Plus près de l'étoile, le bruit de photon et de variabilité de PSF domine. Le bruit final sur cette région est plus important que le niveau de variabilité interne à chaque cube de données : l'évolution de la PSF moyenne entre l'observation de la source et de la référence est sensible sur les résultats. Un résultat analogue est obtenu en observant les résidus de déconvolution d'une image par une PSF mesurée sur une étoile de référence (Tessier 1995). On vérifie empiriquement l'importance cruciale d'avoir une observation de référence proche de celle de la source. Les meilleurs résultats ont ainsi été obtenus sur des données très rapprochées et pour des sources proches du méridien.

### 3.4.8 Possibilité de déconvolution ?

Le coronographe brise l'invariance spatiale de la PSF ; c'est sa raison d'être. Toutefois, les variations de la PSF sont négligeables à partir du moment où la source est hors du masque occulteur. Sous l'hypothèse que les sources se décomposent en l'étoile centrale et en sources circumstellaires extérieures au masque, et que le signal provenant de la source centrale est proprement soustrait par la procédure de réduction, il est théoriquement envisageable d'inverser les données par une déconvolution.

Je n'ai pas poursuivi ce travail dans la mesure où les émissions circumstellaires observées présentent un faible rapport signal à bruit. La situation sera éventuellement à reconsidérer si des méthodes de déconvolution à partir de données du front d'onde aboutissent : les observations coronographiques effectuées jusqu'à présent concernent des étoiles brillantes, utilisées elles-mêmes comme source sur la voie d'analyse du front d'onde avec ici un bon rapport signal à bruit. Mon approche a jusqu'à maintenant été paramétrique.

## 3.5 Performances de l'instrument

### 3.5.1 Un instrument opérationnel et efficace

Le coronographe sur lequel j'ai travaillé existait et avait déjà été mis en oeuvre en 1993 et 1994. J'ai participé au travail de caractérisation des performances de l'instrument lors d'observations et, a posteriori à partir du traitement des données. Les résultats sont présentés dans l'article (Beuzit et al. 1996) joint, auquel on se référera pour plus de détails : les gains en dynamique avec un masque de 0,8'' de diamètre permet un temps de pose typiquement 100 fois supérieur. Le gain dû au filtre de Lyot sur les ailes de la PSF est techniquement difficile à mesurer sur des données réelles d'observations mais il est de l'ordre d'un facteur 2. On note que lors d'une campagne ultérieure d'observations (en mars 1995), je n'ai pas retrouvé ce facteur : cette quantité est très sensible à la précision d'alignement des pupilles ainsi qu'au niveau de diffusion instrumentale, variant très fortement avec l'état du traitement de surface du miroir primaire.

### 3.5.2 Article

*A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system : Description and performance*

*Beuzit J.-L., Mouillet D., Lagrange A.-M, Paufique J.*

*Astronomy & Astrophysics Supplement Series, sous presse*

# A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system\*

## I. Description and performance

J.-L. Beuzit<sup>1,2</sup>, D. Mouillet<sup>1</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1</sup>, and J. Paufique<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, UMR 5571, Université J. Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9

<sup>2</sup> DESPA, Observatoire de Paris, URA 264, Place J. Janssen, F-92195 MEUDON Cedex

Received: ; accepted:

**Abstract.** The detection of faint emissions very close to much brighter objects is required in several different fields of astrophysics, for example in the search for planetary disks. We present here a coronagraph that we built to work with COME-ON-PLUS, the ESO adaptive optics system, high angular resolution being of key importance in allowing observations close to a central, occulted object. The first results are presented and analyzed in order to establish the performance of this instrument in terms of contrast and detectability of faint emissions close to a central star.

**Key words:** Atmospheric effects – Methods: data analysis – Techniques: miscellaneous – Stars: circumstellar matter – Stars: individual:  $\beta$  Pictoris

on a 2 meter class, classical (i.e. without adaptive optics) telescope. This first detection has been followed by observations of this disk closer to the star, using two different approaches. A first one consisted of using image tip-tilt correction before the coronagraph (Golimovski et al. 1993), and allowed the detection of the disk down to 2'' from the star, and quantitative measurements to 2.5'', to be compared to 6'' obtained without correction. The second method used an anti-blooming detector to achieve a very high dynamic range instead of using a coronagraph (Lecavelier et al. 1993) and enabled a similar performance to be reached. The scientific interest in the vicinity of the star is important: the physical nature of the medium is supposed to change within 2'' and this coincides also with the expected location of planets and their area of influence. The thermal emission of the dust has also been imaged at 10  $\mu$ m (Lagage & Pantin 1994). This provides complementary physical information.

### 1. Introduction

The difficulty of observing faint emissions in the close environment of bright objects, like stars, increases with the contrast. Yet, many fields of astrophysical research depend on this ability. One important field is the study of the close environment of IRAS excess stars where the aim is to detect the origin of such infrared (IR) emissions as either disks, or red and faint objects. Alternatively, very faint structures around a number of Herbig stars could be imaged.

For instance, a circumstellar disk has been imaged around  $\beta$  Pictoris (Smith & Terrile 1984), using a coronagraph with a 7'' diameter occulting mask and a Lyot mask

A systematic search for similar disks around other main sequence (MS) stars has also been performed (Smith et al. 1992). No other disk was found among approximately 100 candidates. The reasons for these non detections are probably a combination of three facts (Lagrange 1994). The disks are possibly intrinsically fainter than that of  $\beta$  Pictoris (according to IRAS indications), the disks may be unfavourably oriented, and they may also be closer to the star.

In the context of such studies, scientific results and constraints would benefit greatly if one could observe faint (typically less than 15 magnitude per arcsec<sup>2</sup>) and extended structure much closer (typically closer than 2'') to the bright central object. Such performance requires the highest possible angular resolution as well as the use of techniques which provide a very high dynamic range.

Send offprint requests to: J.-L. Beuzit

\* Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile



Theoretical calculations indicate that the quality of coronagraphic images depends critically on the angular resolution. The improvement with the use of partial image correction has already been demonstrated by Malbet et al. (1992) on the COME-ON adaptive optics system and by Golimovski et al. (1993) with their Adaptive Optics Coronagraph. On the basis of the COME-ON experiment, we have built a coronagraph to work with the COME-ON-PLUS adaptive optics system on the ESO 3.6 meter telescope at La Silla, which provides diffraction-limited images in K band ( $2.2 \mu\text{m}$ ), i.e. a resolution of  $0.12''$ . It was hoped to be able to use masks smaller in diameter than  $1''$ , which is significantly smaller than the ones used without or with partial image correction (respectively, typically  $4''$  and  $2''$ ). In 1994, six nights were devoted to testing the coronagraph and measuring the performance of the AO + coronagraph system in terms of dynamic range and the ability to observe faint emissions close to a central, bright object.

In Sect. 2, we review the theoretical reasons that support the use of a coronagraph with adaptive optics. We describe the coronagraph in Sect. 3 and we present in Sect. 4 a detailed description of the reduction procedure for this particular type of data. The resulting capabilities of the whole procedure are presented and the different sources of uncertainty are evaluated in Sect. 5. These are critically compared to theoretical calculations and the performance of other existing systems in Sect. 6. Conclusions and perspectives to this instrumental work are given in Sect. 7.

## 2. Need for an adaptive optics coronagraph

### 2.1. Adaptive optics

The angular resolution of ground-based telescopes is usually not limited by the quality of the telescope optics, but rather by the atmospheric turbulence. This phenomenon, called seeing, is due to random temperature fluctuations in the atmospheric layers which induce local variations of the index of refraction resulting in distortions of the incoming wavefront (Roddier 1981). Regardless of the telescope aperture, the ultimate resolution is rarely better than  $0.5''$  even in good astronomical sites. Another effect of the seeing is to degrade the imaging sensitivity, by spreading the collected photons over a much larger area. A posteriori techniques have been developed to overcome the effects of the atmospheric turbulence on the image quality, using digital post-processing: speckle interferometry, deconvolution from wavefront sensing, etc. Nevertheless a more promising approach is to compensate in real-time the atmospherically induced wavefront distortion by an adaptive optics (AO) system. In this technique the light coming from the object under study, or from a nearby reference star, is analyzed by a wavefront sensor. Using this information, the surface of a deformable mirror is modified in real-time by a servo control system. The resulting wave-

front is nearly planar and the resolution becomes close to the diffraction limit of the telescope (Alloin & Mariotti 1994).

### 2.2. Coronagraphy

Collecting information close to a star implies the use of small masks. Theoretical calculations enable the expected performance of coronagraphic techniques to be simulated (Malbet et al. 1996), and the influence of the respective shapes of the occulting mask and of the Lyot stop to be explored. Basically, the critical parameter is the relative size of the occulting mask to the point source response extension. It strongly affects the rejection capability of the system, as well as the efficiency of the Lyot stop. For instance, we have calculated that the use of a  $0.8''$  occulting mask leads to simulated rejection rates of 335 in the case of a perfectly flat wavefront, 215 for AO corrected images, but only 50 for tip-tilt corrected images, and 5 in case of no correction. In other words, to obtain the same rejection rate as the AO corrected images would require the use of a mask that is two times larger with tip-tilt corrected images, and 3.5 times larger without correction. This particular numerical example (Fig. 1) is calculated for the case of  $1''$  seeing and with a 3.6 meter telescope at  $2.2 \mu\text{m}$ .

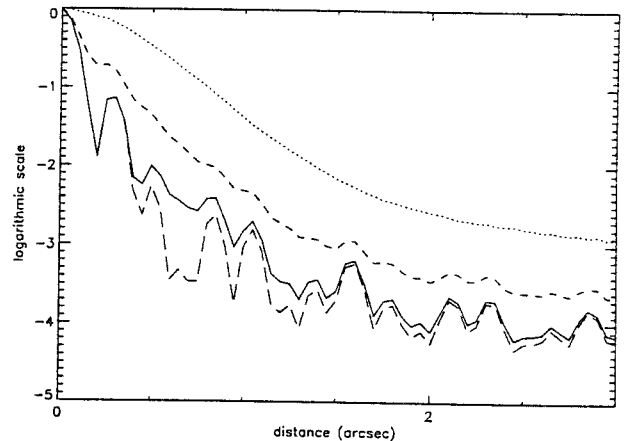


Fig. 1. Simulated profiles of PSF obtained with a 3.6 meter telescope at  $2.2 \mu\text{m}$  under atmospheric Kolmogorov turbulence conditions (seeing =  $1''$ ) and different correction modes. The full line indicates the profile that the adaptive optics system should generate on a bright star, compared to the profile in a perfect case of flat wavefront (long-dashed line) and the case of the tip-tilt correction (dashed line) and no correction at all (dotted line). Note that the discrepancy between the calculated feature for the perfectly flat wavefront and the Airy pattern only comes from the numerical calculation, and has no link with atmospheric turbulence

### 3. Description of the COME-ON-PLUS coronagraph

#### 3.1. The COME-ON-PLUS adaptive optics system

The COME-ON-PLUS instrument (Gendron et al. 1991), developed in collaboration by ESO and several French institutes and companies (Observatoire de Paris, ONERA, Laserdot and LEP), routinely achieves diffraction-limited images at near infrared wavelengths (down to  $1.65 \mu\text{m}$ ) on the ESO 3.6 meter telescope at La Silla (Rousset et al. 1994; Beuzit 1995). The images are recorded on the  $256 \times 256$  NICMOS 3 detector of the SHARP II infrared camera (Hofmann et al. 1992) using an image scale of  $0.05''/\text{pixel}$ , which leads to a total field of view of  $12.8'' \times 12.8''$ . The camera features the standard J, H, K and short K broadband photometric filters.

For reference star magnitude lower than 10, i.e. at high photon flux, the best FWHM is around  $0.1''$  and is obtained in the H and J bands. In the K band, the  $0.12''$  angular resolution and a typical Strehl ratio, i.e. the flux concentration with respect to the perfect image case, of 30 to 40% are achieved.

#### 3.2. The coronagraphic mode

The optical sketch of the COME-ON-PLUS coronagraph is shown in Fig. 2. Unlike most of the existing coronagraphs, it is composed exclusively of reflecting surfaces to avoid chromatic effects when switching from one wavelength to another. The occulting mask, a flat metallic mirror with a calibrated central hole, is located at the F/45 output focus of the adaptive optics bench (Mc2). The star light goes through the hole while the image of the surrounding region is reflected to the camera. The Mc3 spherical mirror collimates the light beam onto the Lyot stop (Mc4). The second spherical mirror (Mc5) images the focal plane onto the infrared detector with the same F/45 aperture. Additional flat mirrors are used to allow a fast switching from the coronagraphic mode to the standard one without removing the coronagraph itself.

Different occulting masks are available with sizes ranging from  $245 \mu\text{m}$  to  $1.6 \text{ mm}$  i.e. projected diameters from  $0.3''$  to  $2''$ , the image scale of the ESO 3.6 meter telescope being  $790 \mu\text{m arcsec}^{-1}$  at the F/45 focus. The masks were made from stainless steel disks in which holes were first drilled. They were then optically polished at a surface quality of  $\lambda/4$  at  $0.55 \mu\text{m}$  and silver coated.

The Lyot stop or apodizing mask, located at a telescope pupil image, is used to block the diffracted light from the edge of the telescope's primary and secondary mirrors and from the secondary support (including the spider arms). In doing so, it needs to partially obstruct the pupil image. Two masks, obtained by a microphotolithographic process, were produced by the LARCA (Laboratoire de Réalisation de Composants pour l'Astronomie) at the Observatoire de Paris. They correspond to relative obstruc-

tion ratios of 10% and 20% of the pupil surface without a significant reduction of the angular resolution.

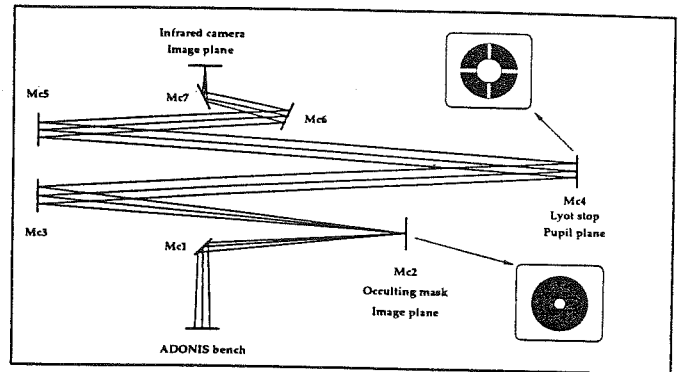


Fig. 2. Optical sketch of the COME-ON-PLUS coronagraph. See Sect. 3 for a comprehensive description

### 4. Data reduction

#### 4.1. Description of the data

The observing procedure for a target star consists in recording exposures of that target with the occulting mask as well as exposures made without the mask to measure the point spread function (PSF). The same information for a comparison star is necessary in the reduction procedure as described in Sect. 4.3. Usually two comparison stars are observed for cross confirmation purposes, under the same conditions, with and without the mask. For each object, the sky emission is measured at a distance of, typically,  $30''$  away from the target object. Individual exposure times are constrained by the dynamical range of the detector. With the  $256 \times 256$  SHARP II near IR camera on bright targets ( $\text{mag} = 3-6$ ), they are typically a few seconds. Data cubes of typically 100 images are recorded. In addition flat-field and dark exposures are recorded at the beginning and the end of the night.

#### 4.2. Reduction of instrumental effects

##### 4.2.1. Bad pixels removal

What is referred to here as 'bad pixels' are pixels which behave abnormally in comparison to the whole detector. These include pixels with a non-linear response, dead pixels and pixels with excessive noise or characteristics that vary from one night to another. They are easily detected by their strong deviation from the mean local intensities. Their value is replaced by the median value of the neighbouring pixels. This procedure is necessary for a few hundred pixels in the  $256 \times 256$  image, and has no deteriorating effect on the angular resolution.

#### 4.2.2. Dark exposures

With the detector used the dark signal is very stable and reproducible, but depends strongly on the exposure time (especially for short exposures). Dark exposures of equal duration as the exposure on the astronomical targets are recorded.

#### 4.2.3. Sky and flat field

The sky emission is measured 30'' away from the star. The implicit assumption is that no significant variation occurs on this scale. Note that to take into account this variation to a first order would imply additional observations of the sky on the opposite side of the object, but doing this would also increase the delay between the object and the reference exposures. The sky subtraction also removes the instrumental background.

The flat fields are derived from sky exposures, once dark signal has been subtracted. Indeed, no spatial variation of the sky is expected over the 13'' field of the camera and we checked that no background emission is detectable on this field. This method appears to give more consistent results than when using dome flats. This correction is especially important for extended sources but also for precise photometry since it involves corrections of the order of 10% of the mean signal level over the detector.

#### 4.2.4. Selection and recentering

Figure 3 (a) shows the typical shape of an individual image of an occulted star. We have tested some recentering and selection procedures in order to obtain the best result from a large number of such individual images. The classical shift and add recentering procedures do not improve the image quality. Indeed, along a data cube of a few minutes, no spatial drift of mechanical origin has been measured. The intensity centroid of an occulted star light is stable to better than 0.5 pixel over a 5 minutes period and very narrow (diffraction-limited) thanks to the adaptive optics system. This value is estimated by numerical procedures measuring the centroid of various ring of light in the wings of the PSF of an occulted star. Such procedures were validated in the favourable case of the observation of HR 4796, where both the occulted star and an unocculted star appeared in the field of view. This allowed to compare simultaneously these criteria with the center of the easily fitted unocculted PSF. This led to the consistent typical value of a 0.25 pixel rms variation. Also, the irregularities present in the wings of the PSF are variable on time-scales much shorter than our single exposures (turbulence time-scales) and cannot be removed by shift and add techniques. These irregularities can only be reduced by increasing the number of exposures.

For image selection, criteria based on the Strehl ratio or the width of the peak of intensity do not directly apply

to the coronagraphic data. The selection can be based on the level of the residual intensity after the occulting mask, asymmetry or displacement of the center of the PSF, or azimuthal irregularities. We have explored these criteria, or combinations of them, to establish PSF "wing quality indicators". Yet none of them lead to a significant improvement in the results. Observed data cubes appear to be so homogeneous that we cannot clearly distinguish "bad" images compared to the mean ones. These conclusions do not derive from a lack of information on the center part of the PSF. Indeed, we tested our procedure on a field of view which contains both a bright star, placed under the occulting mask and a fainter star ( $\Delta m = 3$ ) 8'' apart. This gives the opportunity of simultaneously observing the center part and the wings of the PSF. The data cubes do not show important variation of turbulence conditions. Such changes can occur in less than one minute but such an evolution can be detected in the wings as well as at the peak of the PSF for frame selection purposes. And, in the present case of a globally homogeneous cube, indicators from the central part of PSF (like the FWHM, radius of 50% energy, etc.) are of no help either. Indeed, the wing quality indicators relate to the poor correction of the higher modes caused by turbulence. Thus two types of indicators are not correlated in such a case and we have checked that selection based on the central part of the PSF does not lead to a better result for the occulted star light profile. Finally, as long as differences in the quality are low and uncertain, we do not want to arbitrarily cut off our sample and we keep as many images as possible in order to maximize the signal to noise ratio. Then, the homogeneity of a data cube is systematically tested with a simple criterion such as the total intensity over an image, which would indicate any technical disorder or sudden correction change, which never happened in our observations. Then all images are simply added.

#### 4.3. Correction with a comparison star

After the mask, most of the stellar light is removed. However, the wings of the PSF are still present outside the occulting mask and are much stronger than the circumstellar emissions that we wish to image. We may be able to remove the residual light from the central object, since its shape is expected to exclusively depend on optics and correction. This step is critical and some difficulties are generally encountered.

A possible method is to use the star itself to estimate the diffracted light profile on a region of the image where no circumstellar emission is expected. The profile is then azimuthally extended to the whole image, following Golimovski et al. (1993) in the observation of the  $\beta$ Pictoris disk. Yet the definition of the area used to evaluate the light to be subtracted is critical. Indeed, it involves some a priori knowledge of the observed circumstellar emission. In

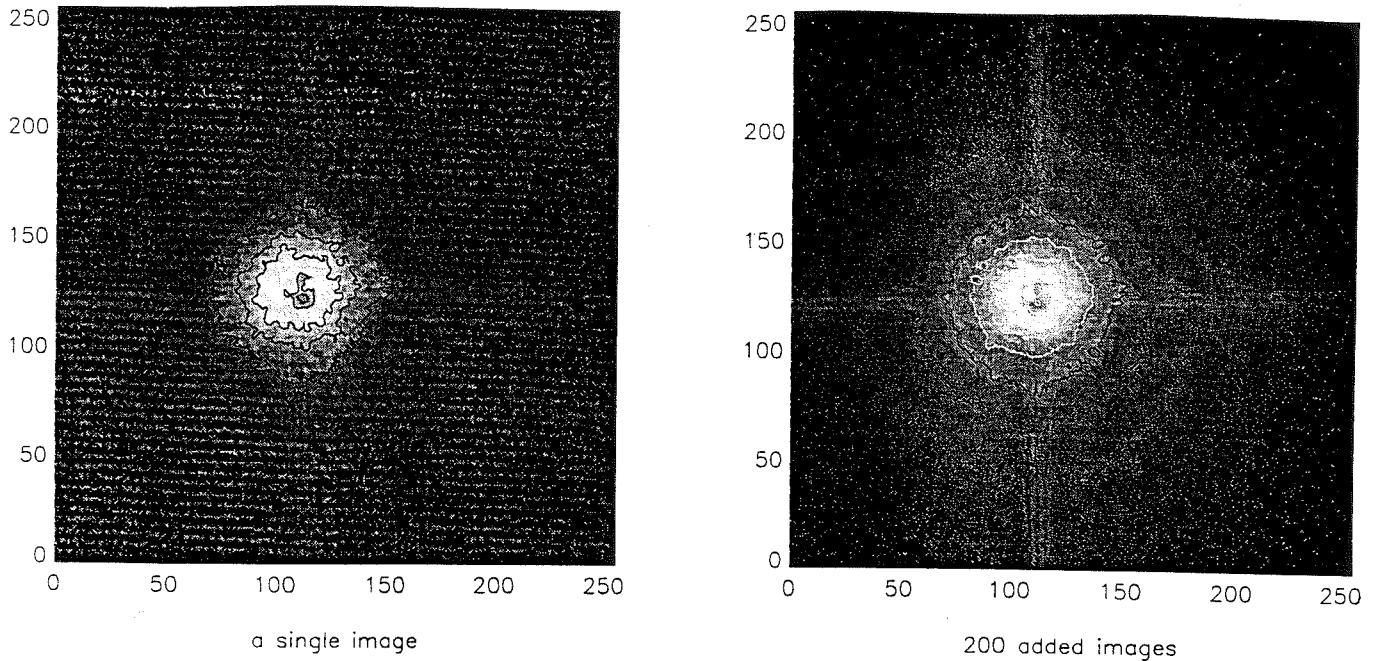


Fig. 3. Residual light from a star behind the mask, for a single exposure (a) and 200 added images (b). The scale is logarithmic: the inhomogeneities in the wings are at very low intensities compared to the peak of the star

particular, in case of extended emission it seriously affects the shape of detected non central emission, especially close to the star. In order to avoid such possible biases, which are difficult to estimate, we prefer to use a comparison star observed under the same conditions. This comparison star is chosen to be angularly close to the target and of similar magnitude and stellar type in order to get the same adaptive optics correction. For the same reason, it is observed very close in time as the target object. We also take care to avoid any reference star suspected to have a companion or some circumstellar material. The reduction procedure of this comparison is exactly the same as for the main target. The residual light from the central object is then subtracted, after proper scaling to the brightness of the target, by a multiplicative factor. After this procedure, only non-central emission should remain.

The reasons why this procedure is delicate are the following: First, the gradients in the PSF feature we subtract are steep (radial dependence in  $r^{-3}$ ) so that any slight difference in the shape of the residual light from the star affects the efficiency of the procedure. A possible offset that may have occurred between the observations of the target and the comparison induces in the signal after subtraction a strong deviation from the zero in the region close to the mask with a highly positive area on one side opposite to an highly negative one. We correct this effect by recentering down to a precision of 1/8 pixel. Exploring higher precision do not clearly improve the result and the remaining deviation from zero after the subtraction of the central

light comes from the following effects more than from the centering precision. Second, due to the photon noise and also to the fact that very high modes of the image correction are imperfect, some azimuthal inhomogeneities remain and vary from one single exposure to another. They are reduced by increasing the number of exposures, but the finite total exposure time still causes uncertainties to the evaluation on the shape of the residual light as can be seen in Fig. 3. This uncertainty, coupled with the photon noise, is quantified by the measure of the signal variance along a data cube, represented as a function of the distance from the star in Fig. 5 (long dashed line curve). Third, the global quality of the image correction varies on time-scales which depend on weather conditions (minutes to hours), and on the star intensity and position in the sky. Such a slight variation implies that both profiles may be not exactly similar anymore. This clearly appears when one divides the image of the object by the comparison one. The result sometimes show a dependence on the distance from the star. This occurs when the two stars are observed more than one hour apart. With shorter delays, the division is flat over most of the field of view. We can then derive a constant scaling factor. The dominant source of uncertainty is no longer due to this determination.

Finally, after all these corrections, we are able to quantify the resulting uncertainty in two ways. The first one is to measure the residual light in the reduced image (star corrected by the comparison) where no emission is seen. The second one is to apply the same method to two com-

parison stars observed respectively before and after the target.

## 5. Performances of the coronagraph

### 5.1. Efficiency of the coronagraph on a single object

The efficiency of the coronagraph can be measured by comparing images of the same object with and without the occulting mask (Fig. 4). As exposure times are much shorter in the second case, the profile is normalized to one second exposure. The coronagraph parameters are a  $0.8''$  occulting mask and a Lyot stop occulting 10% of the light in the following pupil plane.

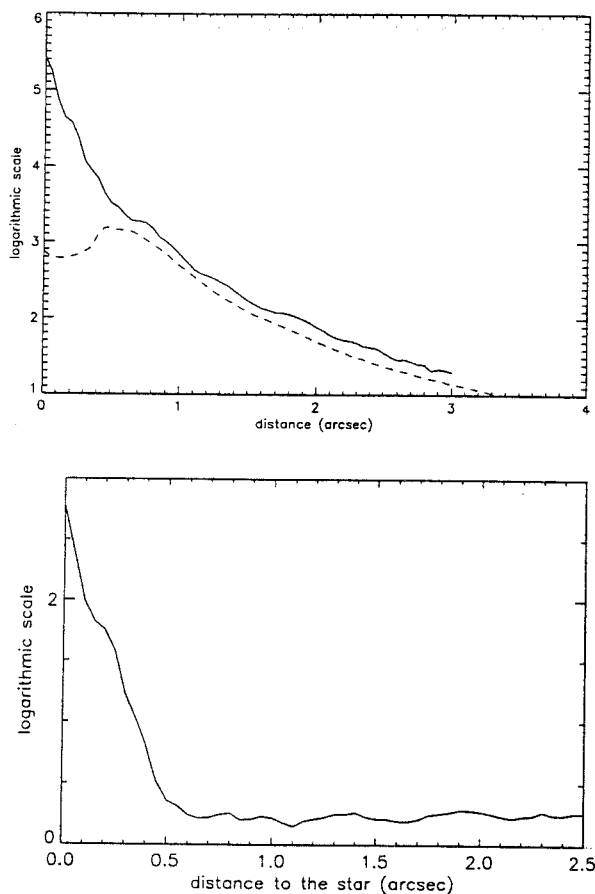


Fig. 4. Respective normalized profiles of a star without the occulting mask (full line) and with the mask (dashed): (top). Horizontal axis is scaled in arcsec. The ratio of these two profiles is plotted (bottom) on a logarithmic scale

The most spectacular effect is the gain in terms of dynamic range. The rejection rate, i.e. the ratio of the brightest pixel of the respective images, is larger than 100. As a direct consequence, it becomes possible to integrate longer

in order to get a good signal-to-noise ratio (S/N) on the wings of these profiles. This provides the ability to detect fainter emissions. We have to stress the fact that the reduction procedure described above assumes that no part of the detector is saturated and that every pixel operates in the linear regime.

A second effect of the coronagraph is the lowering, by a factor of 2, of the outer profile of the occulted star outside the area of efficiency of the occulting mask. This efficiency of the Lyot stop comes from the fact that the occulting mask rejects most of the light of the occulted object in the border of the next pupil. As the delicate step of the reduction procedure is the removal of this profile wings (Sect. 4.3), this gain, specific to coronagraphic techniques, is valuable.

### 5.2. Efficiency of the whole procedure

As already seen in Sect. 4, the remaining light from the central object is removed by the comparison with another star. We estimate the noise of the whole procedure by applying it to two point-like sources, or on the part of the resulting image where no emission is expected. The deviation from zero indicates the faintest detectable emission around a given occulted object. Fig. 5 presents the radial dependence of this limit. With such observational parameters the final correction by the reference object leads to a detectable limit around 20 times fainter than the diffracted light of the central object at  $2''$ . In terms of dynamic range, a gain of 100000 further than  $2''$ , or 40000 at  $1.5''$ , is obtained if one compares the peak intensity of the non occulted star with the residuals after the whole procedure.

### 5.3. Effect of observational parameters on the performance

The derived detection limit obviously depends on the particular instrumental (mask sizes, filters) and observational parameters (brightness of star, airmass, weather conditions and variability, exposure times...). Therefore, they should be considered as illustrative rather than as upper limits to what can be achieved. One may basically extrapolate corresponding limits for observations under different conditions, or use them to fit the instrumental possibilities to specific scientific requirements.

In a data cube, the uncertainty of the measurement is derived from the rms variations of the individual images compared to the average image (Fig. 5 (d)). The precision of the average image increases as the square root of the number of images. In a cube of dark and flat field corrected data, the uncertainty of the signal has various origins, depending on the distance from the star. Further

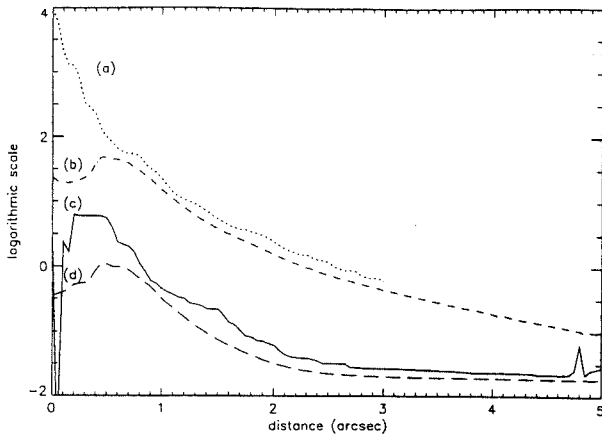


Fig. 5. Profile, on a logarithmic scale, of the rms residual light after the whole reduction procedure as a function of the distance from the star (c). This indicates the detection limit in the present case which, at  $2''$ , is  $10^5$  fainter than the peak intensity of the star observed without the mask with the same angular resolution (a). The difference between the detection limit and the profile of the occulted star (b) shows the efficiency of the reference profile subtraction. Profile (d) is the rms variation of individual images from the average image in a cube (for the reference and the object). This illustrates the cumulative effects of the photon noise and the high turbulence modes. The discrepancy between the observed limit level (c) and the expected one (d), due to variations along a single cube, is due to small variation between the two object observations. Further than  $2''$ , the detection limit level is given by the precision on the sky and is related to the total exposure time.

than  $2''$  from the star, in low flux area, the detector read out noise dominates. It is then consistent with the uncertainty of the dark signal and the sky emission (for typical exposure times of seconds or less). Closer to the star, as the flux gets larger, the S/N improves but the absolute uncertainty per pixel also increases, and gets larger than the read out noise. Major sources of uncertainties here are the photon counting noise and also the irregularities on the wings of the PSF due to the imperfectly corrected high order and fast modes of the turbulence. As a consequence, in the complete field of view, the precision of the measurement of the residual light may be directly enhanced by increasing the total exposure time.

The precision of the whole procedure (Fig. 5 (b)), i.e. after subtraction of the reference signal, may not be better than the one of the target and the reference. This level is reached in read out noise dominated regions, i.e. further than  $2''$ . This means that, close to the star, the critical step of the procedure is the subtraction. We already mentioned that this may come from a globally different behaviour of the correction for both stars because of small differences of brightnesses, position in sky, observation time,

and numerical subtraction (multiplicative factor determination, offset). To investigate the very close environment of stars, one needs a long total exposure time and an exact similarity between the reference and target stars. They should also be angularly very close and observed less than one hour apart, or even less when the turbulence changes rapidly. The observing strategy should then aim to optimize the compromise between a large total exposure time and short delays between the various exposures. This depends on the distance and magnitude of the investigated emissions.

Other important parameters are the occulting and Lyot masks sizes. One needs to use small occulting masks to investigate the very close vicinity to the star, even though this leads to lower rejecting capabilities of the occulting and Lyot masks (see for instance Sect. 2; Malbet et al. 1996) and smaller exposure times.

One comment on the final angular resolution: This is critical in the whole reduction procedure as it allows the use of small masks, *whether or not the observer is interested in achieving angular resolution*. If the highest possible angular resolution is not the observational priority, it is always possible, a posteriori, to degrade the resolution. The limit detection, in terms of flux per element resolution, correspondingly increases.

## 6. Comparison with expected performance and other systems

Section 5 gives the effective performance of the instrumental configuration used. We discuss them in comparison with theoretical calculations and others systems.

First, the rejection capability of the coronagraph appears to be in good agreement with theoretical expectations, even though it is slightly reduced. The following effects may explain the remaining discrepancy. First, the optics are not perfect. In particular, the mirror scattering decreases the efficiency of a coronagraph. For instance, the latest observations occurred after the primary mirror had been re-aluminized and the improvement in the image quality was spectacular. Second, the wavefront after the adaptive optics system is not perfectly flat and the wings of the PSF are correspondingly modified. Also, since the efficiency of the coronagraph critically depends on the accurate centering of the star, a slight variation in the position during observation, possibly due to a small mechanical deformation, affects the whole shape of the residual light profile.

The importance of the star position stability underlined below explains why observing with little, or no image correction does not allow the use of very small masks. Consequently, the close vicinity of the star may not be investigated without AO. Quantitatively, no precise mea-

measurements have been achieved closer than  $3''$  from a star without AO correction (Kalas & Jewitt 1995) or closer than  $2.5''$  with tip-tilt correction (Golimovski et al. 1993). This is to be compared to our present limit of  $1.5''$ , where the uncertainty of the whole observational and reduction procedure discussed in Sect 5.2 is lower than the disk brightness (Mouillet et al 95, here after paper II). We have to stress that our observational parameters were optimized for observation close to the star. Different observational parameters would be chosen to observe at greater distances. A larger mask would provide a better S/N with longer exposure times. The compromise between the pixel sampling and the field of view depends on the particular application concerned.

Finally, the use of a coronagraph may also be discussed. In terms of the requested dynamic range, our detection limit at  $2''$  and beyond is around 100 000 times fainter than the peak intensity of the non occulted star observed with the adaptive optics system under the same conditions. This limit could even be improved by a total exposure time larger than 10 minutes since the limiting factor is in this case the low flux noise. Yet to achieve the same result without a coronagraph, the detector intrinsic dynamic range (in the linear regime) would need to be much larger. Indeed, the subtraction of a reference profile requires a very good signal to noise ratio in the wings and this implies a significant number of electrons in the low flux regions.

## 7. Conclusion and perspectives

Adaptive optics enables the use of coronagraphs with very small mask sizes. We have described a stellar coronagraph that we built to work with the ESO COME-ON-PLUS adaptive optics system and we have given its performance in terms of dynamic range and detection capabilities. The detection limit for faint emissions have been discussed and quantified as a function of the distance from the central star. The critical step of the reduction procedure is the remove of the diffracted light from the occulted star. It is very sensitive to the quality of the adaptive optics correction, in terms of width of the PSF but also of regularity and stability of the wings. On this basis, longer total exposure times will enhance the resulting performance ; and finally the use of apodizing masks are under study to improve rejection capability of the coronagraph. The achieved performance of the present configuration is unprecedented in terms of angular resolution over the whole image and in the vicinity of the star. Both characteristics are critical in the observational study of various astrophysical objects. The first astronomical results will be described in paper II.

*Acknowledgements.* We are grateful to all colleagues involved in the development of the adaptive optics coronagraphic mode, especially P. Kern, C. Marlot, V. Serpette and S. Wang. We

also wish to thank N. Hubin, P. Léna, A. Vidal-Madjar, F. Malbet and J.-M. Mariotti for helpful discussions and M. Cullum for comments on the manuscript. Additional thanks are extended to the COME-ON-PLUS team as well as the ESO La Silla staff, especially M. Maugis, E. Prieto, P. Le Saux for their active help during the integration and tests of the coronagraph on the 3.6 meter telescope.

## References

- Alloin, D., Mariotti, J.-M., (Eds.) 1994, *Adaptive Optics for Astronomy*, NATO ASI Series C, Kluwer Academic Publishers
- Beuzit, J.-L., 1995, PhD Thesis
- Clarke, C.J., Pringle, J.E. 1991, MNRAS 249, 588
- Gendron, E., Cuby, J.-G., Rigaut F., et al. 1991, Active and Adaptive Optics, ed. M.A. Ealey, Proc. SPIE, 1542, 297
- Golimowski, D.A., Durrance, S.T., and Clampin, M., 1993, ApJ, 411, 41
- Hofmann, R., Blietz, M., Duhoux, P. et al. 1992., Progress in Telescope and Instrumentation Technologies, ed. M.-H. Ulrich, Proc. ESO, 42, 687
- Kalas, P., Jewitt, D., 1995, AJ, in press
- Lagage, P.O., Pantin, E. 1994, Nat, 369, 628
- Lagrange, A.-M. 1994, ESO Messenger, 76, 23
- Lecavelier, A., Perrin, G., Ferlet, R., et al. 1993, A&A, 274, 877
- Malbet, F., 1992, PhD Thesis
- Malbet, F., 1996, A&AS, 115, 161
- Mouillet, D., Lagrange, A.-M., Beuzit, J.-L., Renaud, N. 1995, A&A, submitted
- Roddiér, F. 1981, *Progress in Optics*, Wolf E. Ed., XIX, North Holland
- Rousset, G., Beuzit, J.-L., Hubin, N., et al. 1994, Adaptive Optics in Astronomy, ed. M.A. Ealey & F. Merkle, Proc. SPIE, 2201, 1088
- Smith, B.A., Fountain, J.W., Terrile, R.J. 1992, A&A, 261, 499
- Smith, B.A., Terrile, R.J. 1984, Sci, 226, 1421

### 3.5.3 Comparaison avec les attentes théoriques

#### Réjection par le masque du plan focal

De l'article précédent, on déduit que le taux de réjection effectif du coronographe associé à ADONIS est supérieur à deux ordres de grandeur avec un masque de diamètre  $0,8''$ . Cette mesure est tout à fait en accord avec les calculs théoriques effectués sur la base d'une correction des 50 premiers ordres d'une turbulence de Kolmogorov (table 3.2). Cette cohérence permet de s'assurer que les simulations étaient réalistes sur ce point, et en particulier que les procédures observationnelles permettent un centrage satisfaisant du masque occulteur sur l'étoile observée.

De plus, j'ai vérifié sur des cubes d'images que le niveau de bruit, au delà de  $2''$ , croit effectivement selon la racine du nombre de poses, comme déterminé dans les simulations. Ceci valide les calculs théoriques démontrant l'intérêt du masque occulteur pour diminuer le nombre de lectures de détecteur nécessaires, et donc pour la recherche de sources faibles dans la région spatiale où le bruit est dominé par le bruit de lecture.

Cette région, s'étendant sur nos données au-delà de  $1,5-2''$ , est caractérisée par le fait que l'amplitude du bruit ne dépend plus de la distance à l'étoile. Cette valeur est également en accord avec la prédiction théorique illustrée en figure 3.3 (courbe 2). Ici encore, cette vérification valide les hypothèses des calculs théoriques précédents. En particulier, dans l'article précédent, nous avons mis en évidence une contribution de la variabilité des ailes de la PSF à la limite de détection sur la région plus proche que  $2''$ . Cette contribution apparaît comme un bruit dans notre procédure de réduction puisqu'elle se comporte comme une variabilité aléatoire. Elle ne suffit pas à invalider l'accord entre les prédictions et les observations. Cela permet de déduire ici que cette contribution reste dominée par le simple bruit de photon sinon la région correspondante s'étendrait au-delà de  $2''$ .

#### Efficacité du masque de Lyot

Nous avons montré en section 3.2.2 que le masque de Lyot doit permettre de réduire le bruit de photon, ce qui est très important pour la recherche de sources faibles sur la région proche de l'étoile où domine ce bruit, et qui s'étendra au fur et à mesure des progrès sur les détecteurs. Sous des paramètres instrumentaux semblables à ceux des observations (en particulier un masque occulteur de diamètre  $0,8''$ ), et dans une situation idéale (front d'onde plat, alignement parfait, pas de diffusion...), les simulations fournissent une efficacité optimale de ce masque de Lyot permettant de diminuer d'un facteur 10 l'énergie dans les ailes de la PSF (Fig. 3.6).

Les sources possibles de baisse d'efficacité d'un instrument réel sont multiples et difficiles à simuler, comme il est mentionné en fin de section 3.2.2. C'est pourquoi il est intéressant de les estimer par la comparaison avec les résultats observationnels. Cela a pour objectif de mieux comprendre ces sources de baisse de performance pour pouvoir s'y attaquer efficacement, pour ces observations sur cet instrument mais



également sur des instruments futurs où cette fonction de Lyot pourrait devenir cruciale.

Les mesures observationnelles de cette efficacité sont difficiles. Les résultats présentés dans l'article précédent sont basés sur la comparaison de profils stellaires, centré sur le masque ou tout à fait en dehors du masque occulteur. Ils mettent en jeu la comparaison de données avec des rapports signal à bruit très différents et des temps d'exposition très différents (faisant intervenir en particulier du mode "speckle" au mode "longue pose" de la caméra) ; ils utilisent aussi la photométrie différentielle entre deux observations proches mais non simultanées. Finalement, l'incertitude dominant ces mesures réside dans les procédures d'alignement des différents plans focaux et pupillaires, alignement lui-même éventuellement affecté au cours de la nuit par les flexions mécaniques. Le résultat global indique quantitativement un gain sur l'énergie dans les ailes d'un facteur 2, lors des observations de décembre 1994. Toutefois, un tel gain n'a pas été détecté sur les observations de mars 1995. De manière qualitative, la comparaison entre les observations effectuées avant et après la réaluminisation du miroir primaire du télescope (respectivement figure 6.1 et article section 6.2.2) démontre l'importance significative de la diffusion instrumentale sur la distribution de l'énergie dans le plan focal et donc sur la qualité des images finales.

Nous pouvons conclure en deux temps, selon le point de vue choisi :

- *sur l'instrument tel qu'il a été utilisé*, le gain du masque de Lyot sur l'énergie dans les ailes de PSF a été de l'ordre ou inférieur à un facteur 2. Ceci est inférieur d'un facteur 5 aux performances idéales, ce qui n'est pas surprenant si l'on prend en compte les sources possibles de dégradation de cette efficacité. L'intérêt astrophysique de cette fonction filtre a été faible puisque le contraste le plus intéressant est obtenu au-delà de  $1,5-2''$ , où le bruit uniforme domine. L'intérêt du coronographe s'est manifesté dans le taux de réjection apporté.
- *du point de vue de l'analyse quantitative des éléments limitant la fonction de Lyot*, les mesures obtenues jusqu'à présents sont encore insuffisantes, le nombre de paramètres libres ne permettant qu'une approche globale et non analytique. Les difficultés rencontrées suggèrent cependant des progrès significatifs pour cette étude, abordés dans la section suivante.

### 3.6 Améliorations possibles

La caméra SHARP actuellement disponible pour les observations sur ADONIS présente les avantages suivants par rapport aux précédentes : son plan pupille est muni d'un masque de Lyot froid (utile en dehors de la coronographie pour les observations infrarouge) et son plan focal d'entrée est accessible, légèrement à l'avant de la caméra. Ceci rend possible la conception et la mise en oeuvre d'un nouveau coronographe (encore) plus intéressant que le précédent.

Ce travail est en cours et vise à mettre à disposition de la communauté scientifique le nouveau dispositif pour le printemps 1997 (Beuzit et al. 1996). Du fait de la nouvelle configuration de la caméra, il ne nécessite que la mise en place d'un

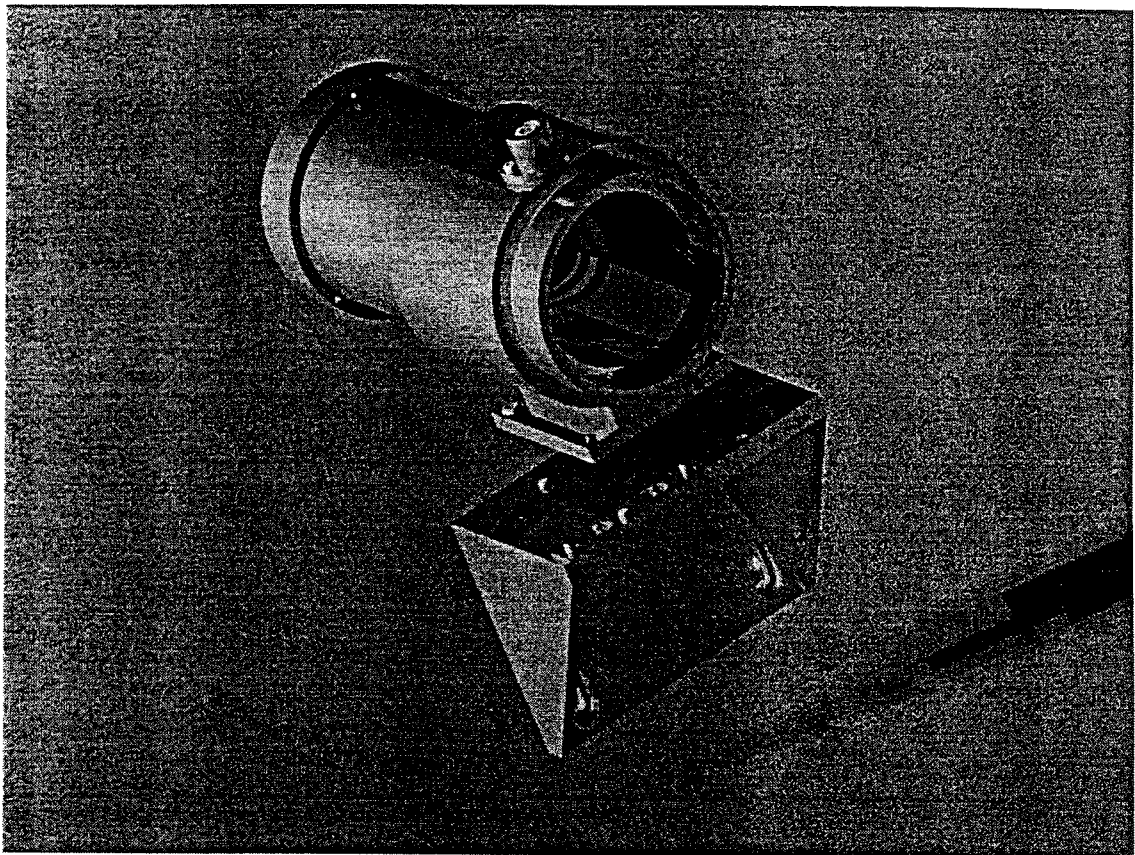


Figure 3.16 : Nouveau coronographe pour ADONIS. La partie cylindrique supporte un ensemble de trois masques occulteurs, dans le plan focal de la caméra. Elle est montée sur un support mobile en translation (non représenté)

masque occulteur au plan focal de la caméra. Celui-ci est constitué d'une pastille suspendue par des fils, monté sur une table commandée en translation à distance par l'observateur. Trois masques de diamètres différents seront ainsi disponibles sans intervention manuelle sur l'instrument. L'avantage considérable de cette configuration est de remplacer l'ensemble des 7 pièces optiques précédentes par une seule. Celle-ci ne met en jeu aucun substrat : elle n'ajoute donc aucune diffusion instrumentale et n'affecte pas la stricte achromaticité du système. Les problèmes d'alignement sont largement simplifiés. S'améliorent ainsi également la reproductibilité et la fiabilité des performances de l'instrument. En accompagnement de l'instrument lui-même sera fournie une documentation. Je participerai à la caractérisation et la description des performances effectives, à la description de la méthode d'observation et fournirai les algorithmes de réduction.

En outre, et parallèlement, on peut chercher à augmenter l'efficacité du masque de Lyot. Celle-ci va croissant avec le diamètre du masque occulteur mais dépend également du profil de transmission de ce masque. Un bord de transmission non abrupt n'est pas possible à l'aide d'une pastille réfléchissante mais par des dépôts d'épaisseur variable sur un substrat transparent en infrarouge. La table du nouveau coronographe est prévue pour pouvoir accepter une telle pièce. Sa conception est à l'étude.

Finalement, de nouvelles idées de tests des performances de l'ensemble télescope-optique adaptative-coronographe émergent, principalement pour tester les capacités actuelles et éventuellement futures du filtre de Lyot. En effet, les améliorations du coronographe réduisent fortement les degrés de liberté liés à l'alignement des pièces optiques, puisque les plans focal et pupillaire ne sont pas reformés : ceci rend alors abordables des tests reproductibles et quantitatifs. Dès lors on cherchera à caractériser par des tests spécifiques cette fonction filtre, en prenant en compte en particulier :

- des gammes de temps d'exposition variées pour s'affranchir d'hypothèses sur la caméra,
- des tailles de masques occulteurs très variables, puisque l'importance du filtre de Lyot est très dépendante de la taille du masque occulteur,
- une calibration photométrique simultanée, avec l'observation dans le même champ d'une étoile occultée et d'un compagnon plus faible non occulté,
- l'influence d'une erreur de centrage de la source derrière le masque ou encore de l'occultation d'une binaire, en fonction de sa séparation.

Enfin, et de manière complémentaire, il est prévu de poursuivre les simulations numériques dans le but de quantifier l'influence de la diffusion en fonction de son amplitude sur différentes pièces optiques (et en tout premier lieu sur le miroir primaire du télescope) mais aussi de sa structure. Les cas à aborder sont variés, allant de la diffusion instrumentale responsable d'un halo étendu loin de l'étoile, décroissant en  $r^{-2}$ , jusqu'aux résidus de correction adaptative engendrant des écarts de phase de faible amplitude et pouvant également être considérés comme un processus de diffusion.

# Chapitre 4

## Interférométrie optique et infrarouge longue base

### 4.1 Introduction

L'imagerie classique fournit sur les sources astrophysiques des informations spatiales limitées en fréquences par le diamètre de la pupille du télescope. L'interférométrie à longue base "recombine" des signaux issus de télescopes séparés d'une distance bien plus grande : quelques 10 à quelques 100 m, pour les interféromètres optique et infrarouge actuels, et jusqu'à des bases intercontinentales pour l'interférométrie radio. Cette technique donne alors accès à des informations sur des fréquences spatiales d'autant plus grandes, soit des échelles caractéristiques sur la source d'autant plus petites.

L'interférométrie en longueur d'onde radio centimétrique et millimétrique existe depuis quelques décennies et années respectivement. Les résolutions typiques obtenues sont de l'ordre de 1" pour des réseaux non VLBI (Plateau de Bure à 1 mm, et VLA à 20 cm par exemple). Une information spectroscopique peut être déduite dans le cas de la présence de gaz, ou encore de la poussière froide peut être détectée par l'émission dans le continu. Toutefois, ces observations présentent une résolution et une sensibilité faibles pour l'observation de l'environnement plus chaud mais aussi très ténu d'étoiles de la SP. Ainsi, dans le cas très étudié de  $\beta$  Pictoris, l'observation interférométrique sur le réseau de Narrabri (Australie) n'a permis que de fixer une borne supérieure de la colonne densité d'hydrogène atomique (Freudling et al. 1995).

Par ailleurs, des instruments interférométriques dans les longueurs d'onde visible et proche infrarouge se développent très rapidement. Ils rendent possible la conception de projets importants comme le VLTI et fournissent dès à présent des résultats astrophysiques. L'objet de ce chapitre est l'analyse de l'intérêt de telles observations pour une meilleure connaissance de l'environnement d'étoiles proches, dans le cadre des instruments accessibles maintenant, ou dans un avenir proche.

## 4.2 L'information interférométrique

Je rappelle ici très simplement quelques principes de l'interférométrie, qui sont indispensables pour comprendre la suite du chapitre. On obtient une information plus complète avec la lecture de Mariotti (1989) par exemple.

### 4.2.1 Description qualitative

La pupille composite formée par plusieurs télescopes n'est pas connexe. Or, la quantité d'information spatiale recueillie est liée à la couverture du plan des fréquences spatiales. On peut contraindre la source à ces échelles, par un nombre de paramètres égal au nombre de points obtenus dans le plan des fréquences spatiales, c'est-à-dire le nombre de lignes de base projetées sur le ciel.

Le nombre de paramètres permettant de contraindre la source à ces échelles, est comparable au nombre de lignes de base projetées sur le ciel. Ceci signifie que l'obtention d'une image à la résolution spatiale de la plus grande ligne de base nécessite à la fois :

- un très grand nombre de lignes de base projetées sur le ciel ("bonne couverture du plan  $(u,v)$ " des fréquences spatiales) ; ceci est effectué avec des télescopes nombreux et/ou mobiles et des observations profitant éventuellement de la rotation terrestre,
- des opérations complexes de déconvolution (Lannes, Anterrieu, & Bouyoucef 1996).

De bons résultats sont ainsi obtenus avec des réseaux d'antennes à des longueurs d'onde radio centimétriques et millimétriques.

Dans le cas d'un faible nombre de lignes de base, l'observateur doit avoir une connaissance a priori de la forme générale de la source, ne laissant qu'un faible nombre de paramètres. L'information sur la source, à haute fréquence spatiale, est alors déduite des observations par une méthode d'ajustement de ces paramètres. Un exemple typique de cette approche est la détermination de diamètres stellaires.

### 4.2.2 Description quantitative

Plus précisément, la recombinaison interférométrique consiste à additionner les signaux électromagnétiques reçus sur des pupilles en des points distincts indicés 1 et 2. L'intensité totale alors obtenue suit la forme :

$$I(r_1, r_2, \tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \text{Re}(\gamma_{12}(\tau)),$$

où  $\gamma_{12}(\tau)$  est le degré complexe de cohérence de la source entre les points 1 et 2, avec le décalage temporel  $\tau$ . A l'aide d'une ligne à retard, on se place autour du décalage temporel nul pour observer une modulation du signal contrastée. Cette ligne à retard est mobile pour compenser à la fois les mouvements apparents de la

source dans le ciel et les effets différentiels du *piston* atmosphérique : il s'agit de la perturbation à l'ordre 0 du front d'onde, soit encore du retard de phase entre les deux télescopes. On mesure la visibilité de ces franges :

$$V = |\gamma_{12}(0)|.$$

Le lien avec l'information sur la source astrophysique est explicité par le théorème de Zernicke et Van Cittert : cette visibilité est le module de la transformée de Fourier de l'intensité  $I(\theta)$  de la source, normalisée à l'intensité totale de la source, et à la fréquence spatiale fixée par la séparation des deux points.

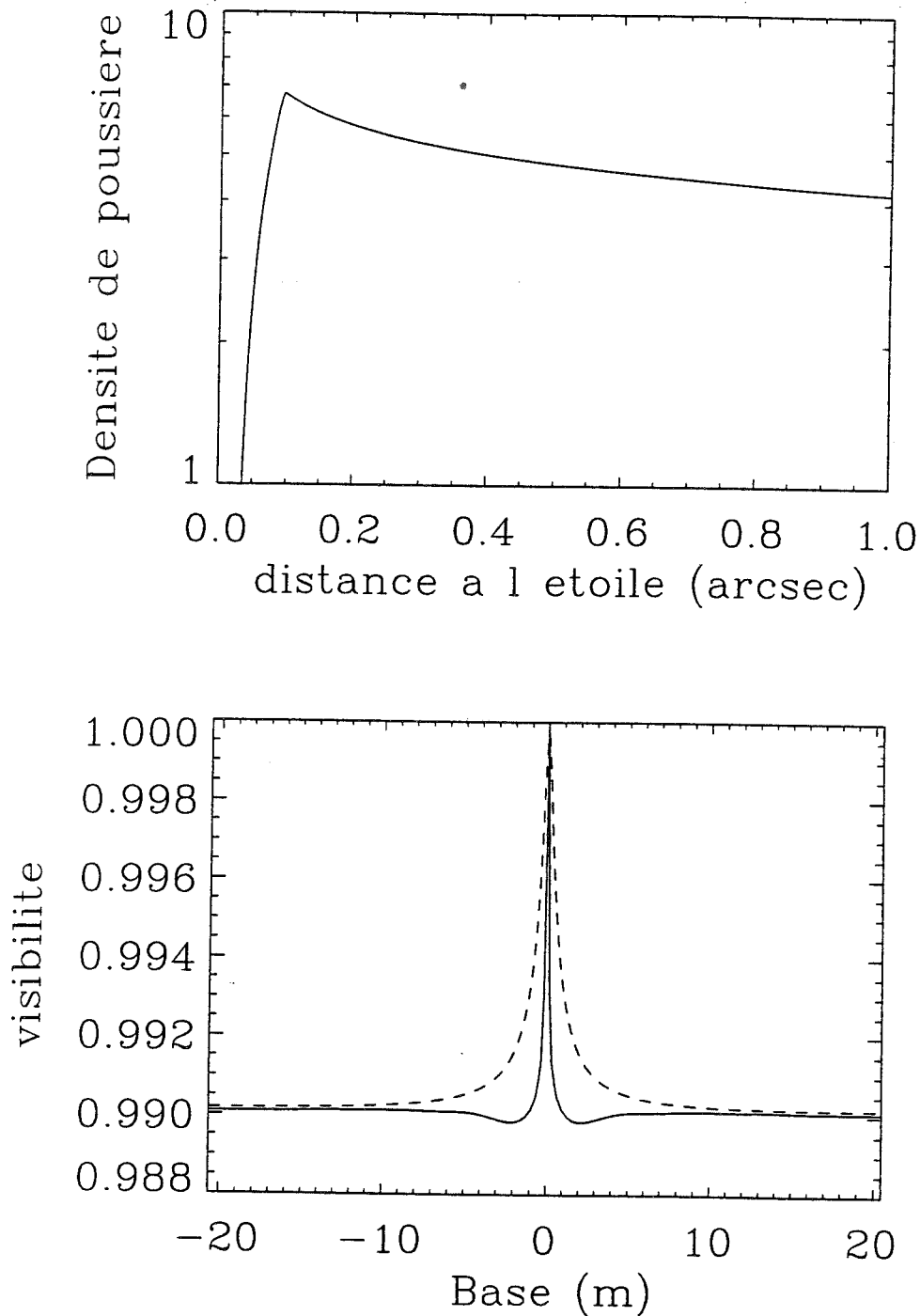
### 4.3 Application au cas de disques circumstellaires

Pour la discussion suivante, il est intéressant d'avoir une idée des résultats attendus de mesures interférométriques sur les sources qui nous intéressent ici, c'est-à-dire d'étudier la transformée de Fourier de la source. La figure 4.1 donne un exemple simple de disque circumstellaire. La source a deux composantes. L'étoile non résolue a une visibilité constante. S'ajoute à ce plateau, puisque la transformée de Fourier est linéaire, un profil caractéristique du disque. La contribution de l'étoile au flux total du champ (99% ici) détermine simplement sa contribution à la visibilité, i.e. la hauteur du plateau dans ce diagramme. Les lignes de base projetées sur le ciel sont calibrées pour une longueur d'onde de  $2,2 \mu\text{m}$ . La même source fournit les mêmes courbes à de plus grandes longueurs d'onde pour des bases proportionnellement plus importantes.

#### Paramètres du modèle sous-jacent : nombre de lignes de base

Même pour un très petit nombre de lignes de base, les contraintes obtenues sur la source sont précieuses. Je cite ci-dessous des exemples de paramètres simples de la source pouvant être contraints. Par la suite, avec des lignes de base en plus grand nombre, le modèle peut bien sûr être affiné.

- la détection d'un disque et son flux relatif à celui de l'étoile sont obtenus pour toutes les bases résolvant cette structure.
- pour les lignes de base correspondant à la taille de la structure, la comparaison des visibilités sur des bases de directions orthogonales contraint l'inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée (Fig. 4.3), ainsi que son orientation sur le plan du ciel.
- la rapidité de décroissance du profil de luminosité peut également être contrainte : une distribution de matière avec un vide interne abrupt et une décroissance extérieure rapide génère une visibilité dans le plan des fréquences spatiales avec des oscillations dont la fréquence est caractéristique de la distance du bord interne (Fig. 4.2).



**Figure 4.1 :** Calcul de visibilité d'un disque circumstellaire, de profil radial de densité donné (diagramme du haut, en échelle logarithmique). Le disque est supposé vu par la tranche, et de luminosité totale 100 fois plus faible que celle de l'étoile. La ligne pleine correspond à une ligne de base projetée orientée dans la direction du disque, et la ligne pointillée à une direction orthogonale. Les lignes de base projetées sur le ciel sont indiquées en mètres, sous l'hypothèse d'observations en bande K. On notera que l'axe des visibilités n'est pas gradué de 0 à 1.

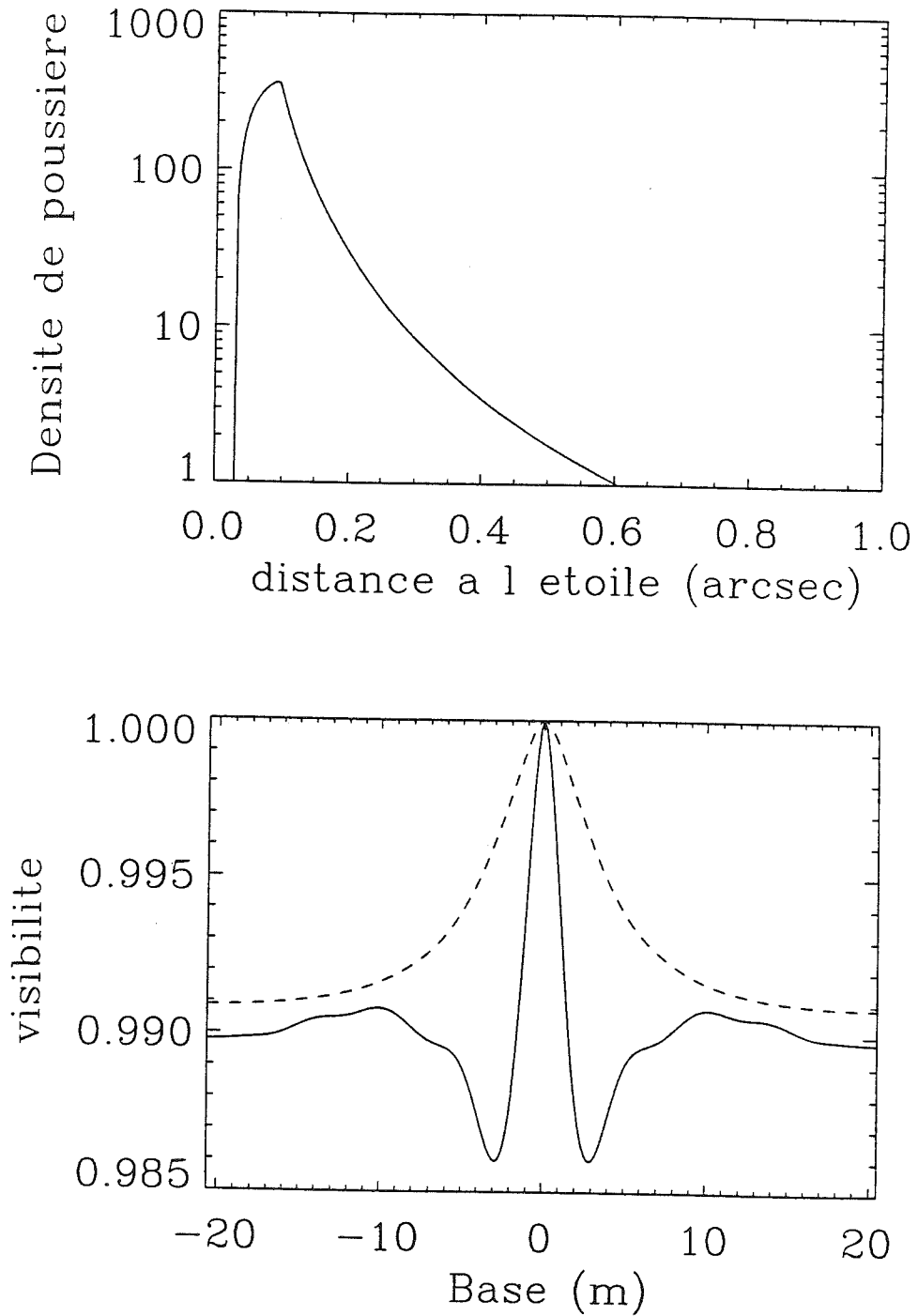
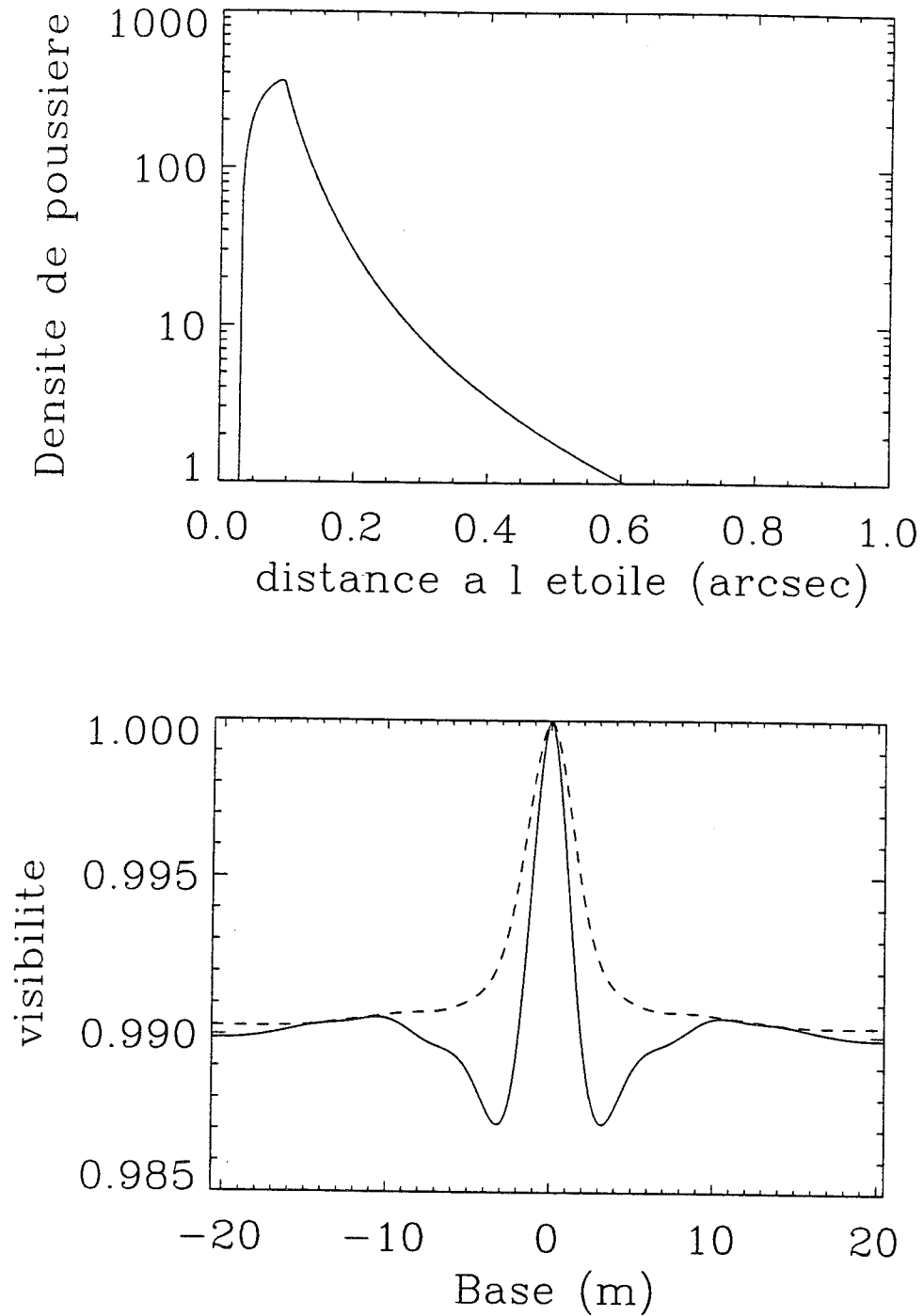


Figure 4.2 : Même figure que 4.1, pour une distribution de poussière plus rapidement décroissante avec la distance à l'étoile.





**Figure 4.3** : Même figure que 4.2, pour un disque vu sous une inclination de  $30^\circ$  par rapport au pôle.

## 4.4 Besoins observationnels de l'étude de disques autour d'étoiles SP

### 4.4.1 Echelles spatiales : longueurs de lignes de base

Jusqu'à présent, les techniques d'imagerie directe permettent d'obtenir de l'information sur des échelles spatiales plus grandes que 100 mas ; en outre, de grands contrastes ne sont obtenus qu'au-delà de  $1,5''$  d'une étoile, grâce à la coronagraphie stellaire. Notre intérêt ici commence donc en deçà : pour des échelles spatiales typiques de 10 mas à  $1''$ .

D'après les excès infrarouge, on s'attend à ce que la matière autour des étoiles séquence principale soit présente à partir des distances typiques de quelques UA à quelques 10 UA. Pour des étoiles situées à quelques 10 pc, il s'agit bien ici d'échelles typiques de 100 mas ou plus petites.

En terme de lignes de base projetées sur le ciel, l'information sur la distribution spatiale de l'intensité de la source est obtenue pour des bases typiques de 5 - 10 m, pour une observations à  $2 \mu\text{m}$ . Pour des bases plus grandes, reste l'information première de la détection d'une source résolue sur le champ et son flux relatif à l'étoile. Ces longueurs croissent avec la distance des objets observés et avec la longueur d'onde. La distance physique des télescopes de l'interféromètre est supérieure d'un facteur 1-2 typique.

### 4.4.2 Sensibilité

Les observations interférométriques peuvent rencontrer deux types de problèmes concernant les objets les plus faibles, limitant ainsi la sensibilité de l'instrument :

- *le pointage de la source* ainsi que l'asservissement éventuel de la source avec une optique adaptative requièrent un flux minimum. Ceci fournit donc une limite sur la magnitude de l'objet dans la bande spectrale correspondante (souvent dans le visible pour les instruments actuels).
- *la détection de franges*, lors de la réduction a posteriori ou par un système d'asservissement des franges, requiert que l'amplitude des franges sortent du bruit total sur la mesure des signaux recombines. La contrainte porte donc ici sur le produit du flux de la source par sa visibilité pour la ligne de base utilisée, dans la bande spectrale de la voie de recombinaison.

De ces deux contraintes, la seconde est la plus contraignante sauf dans des cas très particuliers (par exemple dans celui de sources très rouges dont on cherche les franges en infrarouge, pour une acquisition en visible). On montre dans la suite que pour les observations de disques circumstellaires qui demandent la plus grande précision sur la visibilité de franges (en lumière diffusée), les visibilités correspondantes sont proches de 1, ce qui est la situation favorable pour la sensibilité.

Notre étude concerne un très grand nombre d'objets, dont certains sont donc proches et brillants, comme Végà par exemple. Une faible sensibilité, limitée à

des objets brillants ( $K \leq 3-4$ ), permet déjà de commencer l'étude. Une meilleure sensibilité donne bien sûr accès à un plus grand nombre de sources intéressantes, dont certaines avec des disques moins évolués et plus massifs, et finalement permet de rejoindre l'étude des objets jeunes.

### 4.4.3 Domaine spectral

Les longueurs d'onde concernées vont du visible jusqu'à l'infrarouge à  $10 \mu\text{m}$  ou  $20 \mu\text{m}$ . Je distingue par la suite deux domaines spectraux différents, du visible jusqu'au proche infrarouge en bande K ( $2,2 \mu\text{m}$ ) d'une part, et l'infrarouge thermique à  $10 \mu\text{m}$  ou  $20 \mu\text{m}$  d'autre part, pour les raisons suivantes :

- d'un point de vue observationnel, les sources circumstellaires ont des caractéristiques (distribution spatiale de luminosité, contraste avec l'étoile) très différentes dans ces deux domaines spectraux. En outre, l'information astrophysique que l'on peut en déduire est distincte et complémentaire.
- d'un point de vue instrumental, les difficultés techniques correspondant à ces deux domaines sont différentes. Les solutions instrumentales optimales peuvent être sur certains points mutuellement exclusives.

On notera que je mentionne aussi pour l'infrarouge thermique, le  $20 \mu\text{m}$ . Les projets interférométriques à cette longueur d'onde sont probablement plus éloignés dans le temps. L'information astrophysique y est cependant d'un intérêt important pour notre étude.

### Visible et proche infrarouge

Dans ce domaine, le rayonnement thermique de la poussière de température inférieure à quelques 100 K est négligeable. On observe donc essentiellement la diffusion de la lumière stellaire sur les grains. Pour la diffusion sur le gaz ou sur de très petits grains (diffusion Rayleigh), l'efficacité de diffusion est très dépendante de la longueur d'onde. Cependant, on s'attend au contraire à trouver des grains de quelques  $\mu\text{m}$  ou plus gros autour des étoiles de la séquence principale. Dans ce cas, l'efficacité de diffusion ne dépend pas de la longueur d'onde jusqu'à une valeur approchant la taille des grains. Cela signifie que le contraste entre le flux stellaire et la lumière diffusée sur le disque est constant du visible au proche infrarouge.

#### *Choix de la longueur d'onde*

Le choix de la longueur d'onde n'est donc pas crucial ici entre  $0,5$  et  $2 \mu\text{m}$  : les mêmes processus physiques sont sous-jacents et la même information sur la distribution spatiale de la matière est susceptible d'être récoltée. L'influence de ce choix est surtout indirecte et porte sur la ligne de base résultant d'une distance physique entre deux télescopes, et sur le champ d'observation.

Les propriétés de diffusion des grains varient suivant leur nature et le paramètre  $\lambda/a$ , rapport de la longueur d'onde d'observation sur la taille du grain. Dans le

cas de détections réussies (et suffisamment précises) de matière circumstellaire, l'observation dans différentes bandes peut contraindre la connaissance des grains.

#### *Résolution spectrale*

Le spectre attendu en lumière diffusée est essentiellement le spectre stellaire. L'interférométrie n'est pas nécessaire pour son étude. Cette étude ne requiert pas de résolution spectrale.

#### *Contraste en luminosité : précision sur la mesure des visibilitées*

En lumière diffusée, le contraste attendu entre le flux du disque intégré sur un champ de l'ordre de 1", et celui de l'étoile séquence principale à excès infrarouge, est important : typiquement  $10^{-3}$ – $10^{-4}$ . Le point positif est que l'on travaille ainsi toujours à grand contraste de franges (tant que l'étoile n'est pas résolue). Le point difficile est que la détection de ce niveau de flux nécessite alors une précision sur la mesure des visibilitées inférieure à 0,1%. Une précision encore meilleure, typiquement d'un ordre de grandeur, permettent de contraindre significativement la distribution spatiale du flux. Ceci soulève des difficultés importantes d'ordre instrumental et observationnel (section 4.6).

### **Infrarouge thermique**

A 10 et 20  $\mu\text{m}$ , l'émission circumstellaire dominante est une émission thermique. En plus de la distribution spatiale de poussière, le profil de température intervient dans la distribution en intensité de la source. Celui-ci présente une dépendance en  $r^{-0,4}$  ou  $r^{-0,5}$  selon le type de grains concernés.

#### *Choix de la longueur d'onde*

La poussière est plus froide que l'étoile : sa luminosité relative croît avec la longueur d'onde. De plus, une fraction importante des étoiles présente un excès thermique à 20  $\mu\text{m}$ , mais pas à 10  $\mu\text{m}$ , pour le cas de poussières froides. L'observation à 20  $\mu\text{m}$  permet donc un accès à un nombre bien plus important d'objets.

#### *Résolution spectrale*

La lumière émise par les grains chauffés contient une information spectrale sur la nature et la composition des grains. Cette information requiert une résolution spectrale de l'ordre de 100.

La connaissance du type de grains et de sa dépendance avec la distance à l'étoile est certainement très intéressante. Toutefois, ce genre de résultats arrivera sans doute dans un deuxième temps, après les renseignements sur la distribution spatiale de matière ne requérant aucune résolution spectrale.

#### *Contraste en luminosité, précision sur les mesures de visibilitées*

Les luminosités des sources circumstellaires sont typiquement du même ordre de grandeur que celle de l'étoile à 10  $\mu\text{m}$ , et plus forte à 20  $\mu\text{m}$ .

Pour la détection d'un tel environnement, très proche de l'étoile, une précision

sur la mesure des visibilités de l'ordre de 10% est suffisante. Pour une caractérisation fine des paramètres géométriques, une précision de l'ordre de 1% est confortable.

De plus, contrairement au domaine spectral précédent, les visibilités mesurées pour une source circumstellaire brillante ne seront pas voisine de 1 mais pourront descendre à 50% ou moins. Une sensibilité meilleure est donc exigée.

## 4.5 Besoins observationnels de l'étude de disques autour d'étoiles jeunes

La possibilité de détecter des disques circumstellaires plus denses et plus chauds autour des étoiles jeunes est également très intéressante et certainement complémentaire d'un point de vue évolutif. Malbet et Bertout (1995), puis (Ménard et al. 1997) ont effectué l'analyse correspondante pour l'émission thermique et la diffusion multiple dans le disque.

Ils ont montré l'intérêt de telles observations pour contraindre la géométrie du disque d'accrétion, dans le cas d'étoiles simples ou binaires, à partir de lignes de base de quelques dizaines de mètres. Le contraste entre le disque et l'étoile est moins défavorable que dans le cas d'étoiles plus évoluées, si bien qu'une précision de l'ordre de quelques pourcents devrait permettre les premières détections. En revanche, ces objets sont plus éloignés et plus faibles : la magnitude limite requise est de 5 en K, pour l'accès aux objets les plus brillants, et supérieure à 7 pour un nombre plus important de sources.

## 4.6 Confrontation avec les possibilités instrumentales

### 4.6.1 Maturité croissante des moyens instrumentaux actuels

Après avoir exprimé des besoins observationnels spécifiques, il convient de les confronter aux possibilités instrumentales existantes ou futures, et de déceler les points difficiles ou acquis.

L'interférométrie optique et infrarouge s'est développée de manière impressionnante durant les dix dernières années. Actuellement, plusieurs interféromètres ont fourni déjà des données astrophysiques originales (Baldwin et al. 1996, par exemple), avec des conceptions très variables. Un nombre important de nouveaux projets au sol sont aussi en cours (Table 4.1).

Autour de 10  $\mu\text{m}$ , l'interféromètre ISI (*Infrared Spatial Interferometer*) fournit des données astrophysiques depuis 1990 (Bester et al. 1990). Toutefois, il s'agit d'un système à détection hétérodyne, qui ne permet qu'une bande spectrale très étroite (autour de la fréquence de l'oscillateur local) et se limite donc en sensibilité à un petit nombre de sources observables. Des projets nouveaux envisagent ces longueurs d'onde (section 4.6.5).

TABLE 1. Current Ground-based Optical Long Baseline Interferometer (OLBI) Projects

Programme (Nation)	Number of simult. Baselines (ultimate)	Maximum Baseline [m]	Element diameter [m]	Year of operation
I2T (F)	1	140	0.27	
GI2T (F)	1	65	1.52	operational
ISI (USA) <sup>3</sup>	1	35	1.65	operational
COAST (GB)	3 (6)	100	0.40	operational
SUSI (AUS)	1	640	0.14	operational
IOTA (USA)	1 (3)	45	0.45	operational
NPOI (USA)	3 (6, 15)	250	0.35	operational
ASEPS-0 ITT (USA)	1	100	0.45	operational
CHARA (USA)	10	350	1.00	operational
KIIA (USA)	1 / 6 / 15 <sup>1</sup>	75 / 180 <sup>2</sup>	10 / 1.5	1997
LST (USA/I) <sup>4</sup>	1	20	8	1998
VLT1 (EUR)	6 / 3 / 6 <sup>1</sup>	128 / 200 <sup>2</sup>	8 / 1.8	1999
				2000

<sup>1</sup>Beam combination main / auxiliary / hybrid — <sup>2</sup>between main / auxiliary telescopes — <sup>3</sup>heterodyne, to be changed into a homodyne interferometer — <sup>4</sup>monolithic array. — (Last update: 02/01/96).

Table 4.1 : Table des projets opérationnels ou en cours d'interféromètres optique à longue ligne de base (tiré de Paresce et al. 1996)

Nous avons vu que les lignes de base intéressantes pour nos objectifs commencent dès 5 ou 10 mètres. Ceci n'est donc pas une limite actuelle. De même, les sources les plus brillantes (magnitudes de 0 à 3) sont également accessibles aux instruments existants.

Dans ce cadre, la faisabilité de telles observations a été étudiée de plus près par une mission d'observation sur les interféromètres IOTA et PTI. Les possibilités offertes par deux autres instruments sont également envisagées.

#### 4.6.2 Observations sur l'*Infrared and Optical Telescope Array*

##### L'instrument

L'interféromètre IOTA est installé au Mont Hopkins (Arizona, EU). Carleton et al. (1994) donnent une description détaillée de l'instrument, dont je ne mentionne ici que quelques caractéristiques. Il est constitué de deux sidérostats de 45 cm, distants suivant la configuration de 5 à 40 m. Les sources sont pointées et asservies par une correction de type "tip-tilt", jusqu'à une magnitude limite  $V=8$ . Même si l'évolution de l'instrument continue, il a fourni des résultats scientifiques depuis 1994 (Dyck et al. 1995).

Les franges sont parcourues par une ligne à retard mobile, à une fréquence choisie. Le signal de sortie est filtré autour de la fréquence attendue des franges. Deux tables

de recombinaison sont disponibles, en visible et en proche infrarouge (bande K). En K, la magnitude limite nominale de l'instrument est 4.

### Les objectifs de la mission d'observation

Une mission d'observation a été possible grâce à la collaboration avec V. Coudé du Foresto (MPI Astronomie Heidelberg) et G. Perrin (Obs. Meudon, DESPA). En collaboration avec F. Malbet (Obs. Grenoble), nous avons défini un programme observationnel dont l'objectif était de préciser les points suivants :

- la connaissance de l'instrument, des contraintes observationnelles associées, des procédures d'observation et de réduction,
- la caractérisation des résultats instrumentaux sur des sources faibles relativement aux possibilités de l'instrument, et les difficultés de réduction des données dans ce cas. C'est en effet une des limitations possibles pour les observations futures,
- la précision des mesures de visibilité,
- dans un cas optimiste, acquérir des premières informations sur une composante résolue circumstellaire. Les étoiles cibles sont des étoiles jeunes (dont l'observabilité n'est pas certaines car ce sont des objets un peu faibles) et des étoiles de la SP à excès infrarouge.

### Les observations

Nous avons obtenu quatre nuits d'observations en octobre 1995. Sur celles-ci, une grande partie du temps a été consommée par le mauvais temps, l'alignement optique de tout le système après un changement de ligne de base, l'étalonnage de la procédure d'acquisition, ainsi que des ennuis techniques sur la commande de la ligne à retard : l'instrument est d'ores et déjà offert mais toujours en phase de développement.

La procédure observationnelle consiste à observer la source, un ou plusieurs calibrateurs de la visibilité instrumentale et des signaux d'obscurité. Les calibrateurs doivent être observés dans des conditions similaires à celles de l'observation de la source. Ceci signifie une tolérance de quelques degrés en déclinaison et de quelques heures en ascension droite. Bien sûr, ce calibrateur doit être brillant en K pour être observable, mais de visibilité théorique connue, i.e. soit non résolu, soit de diamètre stellaire connu (par des mesures précédentes) avec la précision recherchée.

Les tables 4.2 et 4.3 indiquent les sources et les calibrateurs observés, ainsi que les résultats obtenus. La réduction des données est brièvement décrite ci-dessous.

### Réduction des données

L'acquisition du signal se fait en continu alors que la table à retard est mobile à une vitesse connue. Lorsque la table traverse la position de différence de

numéro HR	HR493	HR617	HR7557
autre nom	107 Psc	$\alpha$ Ari	Altair
$m_V$	5.2	2.0	0.77
$m_K$	3.2	-0.6	0.26
type spectral	K2III	K1V	A7V
nombre d'interférogrammes	24	9	1
Base projetée (m)	20.79	21.00	20.48
$Ct$	$0.29 \pm 0.04$	$0.24 \pm 0.01$	$0.05 \pm 0.001$
$Ti$	$0.26 \pm 0.07$	$0.26 \pm 0.07$	$0.26 \pm 0.07$
$V = \frac{Ct}{Ti}$	$1.09 \pm 0.29$	$0.91 \pm 0.25$	$0.18 \pm 0.05$
$\Phi_e(mas)$	non résolue	$5.83 \pm 3.32$	$24.3 \pm 1.2$

**Table 4.2 :** Cibles scientifiques observées le 22/10/1995.  $Ct$  désigne la visibilité des franges observées,  $Ti$  le facteur de perte instrumentale de visibilité (déduit de l'observation des sources de calibration) et  $V$  la visibilité intrinsèque de la source

marche nulle, la cohérence des signaux recombina module (à une fréquence caractéristique de la longueur d'onde et de la vitesse de défilement de la table) le signal continu photométrique de la source. Un interférogramme est ainsi obtenu (Fig. 4.4). L'opération est ensuite répétée.

La procédure de réduction des données est déduite de discussions avec G.Perrin et V. Coudé du Foresto Coudé du Foresto (1994). Il s'agit de mesurer la visibilité de ces franges  $\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$ . Ou encore, de manière équivalente et plus précise, on mesure, sur la transformée de Fourier de cet interférogramme, l'énergie contenue dans ces franges relativement à celle du continu.

La figure 4.5 montre la transformée de Fourier d'interférogrammes obtenus. Les franges sont attendues dans un intervalle de fréquence déterminé par le filtre spectral utilisé. On remarque que les franges observées ont un spectre bien plus large : les variations du piston atmosphérique différentiel modulent en effet constamment la position de différence de phase nulle des deux signaux (Perrin 1996).

## Conclusion

La mission a montré les points suivants :

- il est possible d'obtenir sur cet instrument des franges jusque et y compris la magnitude  $K=3$ . Cette limite est très dépendante du détecteur utilisé et des optiques présentes : elle est susceptible d'évoluer très rapidement. Les étoiles jeunes du programme sont restées néanmoins légèrement en dehors de ces possibilités (pour les conditions d'observations rencontrées).
- le suivi, d'un interférogramme à l'autre, de la position supposée des franges est suffisamment fiable pour pouvoir réduire l'amplitude de déplacement de la



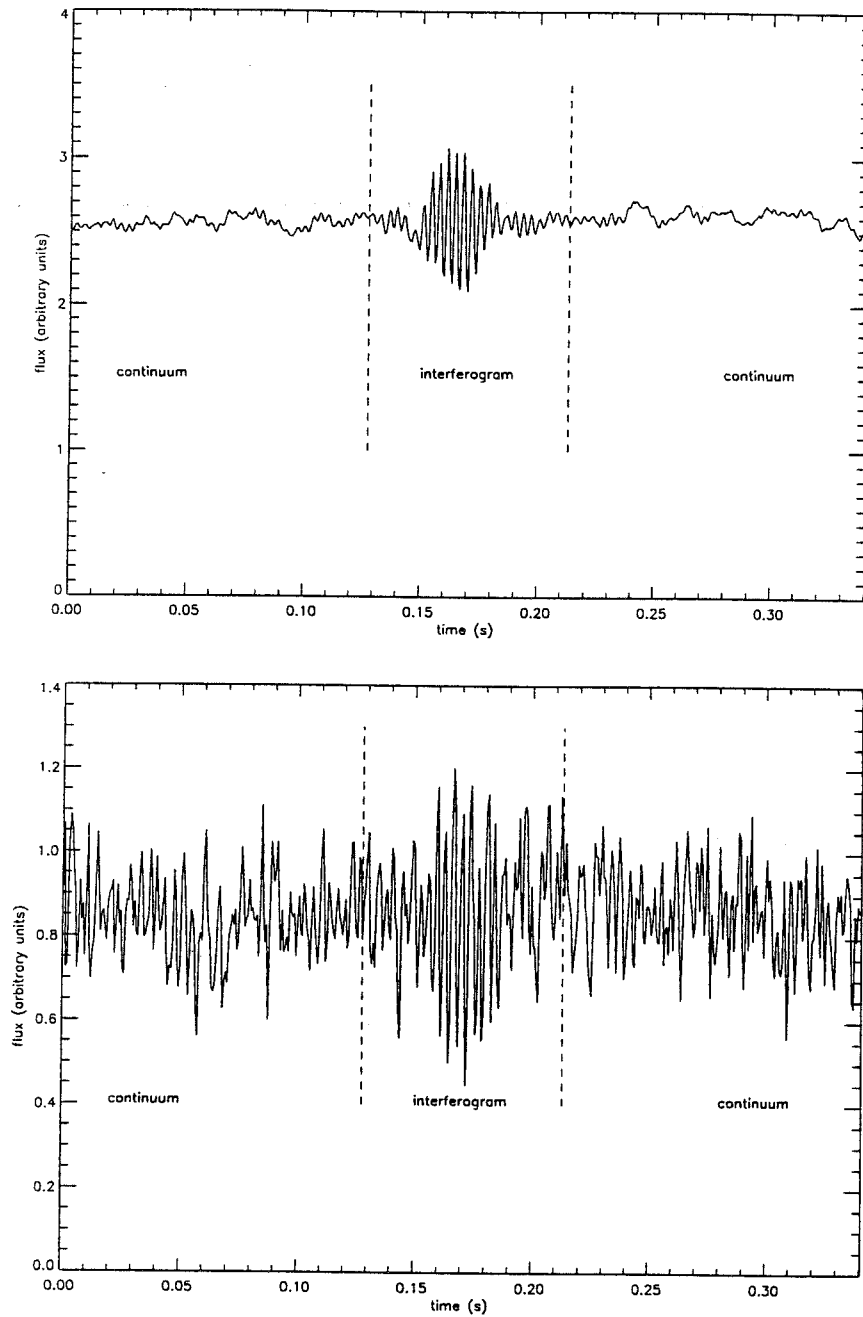
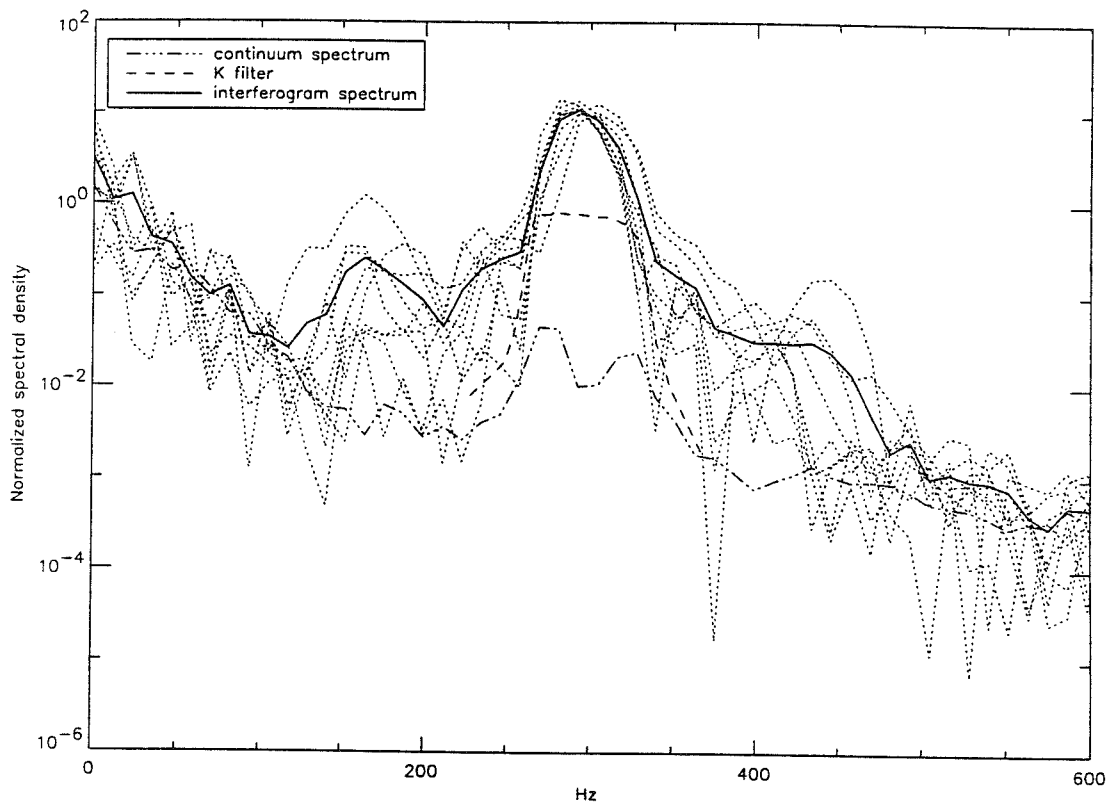


Figure 4.4 : Interférogrammes bruts obtenus sur IOTA, pour la source HR 493 ( $K=3.2$ , en bas) et HR 617 ( $K=-0.6$  en haut)



**Figure 4.5 :** Transformée de Fourier des interférogrammes obtenus sur HR 617, en échelle logarithmique. Chaque ligne pointillée correspond à un interférogramme, tandis que la ligne pleine est la moyenne des spectres. Le domaine de fréquences correspondant au filtre spectral est indiqué en tirets

numéro HR	HR563	HR1845	HR2990
autre nom	HD11909	SAO94628	$\beta$ Gem
$m_V$	5.1	4.4	1.15
$m_K$	2.93	-0.9	-1.1
type spectral	K1V	M2I	K0III
$\Phi_{ref}$ (mas)	$1.29 \pm 0.00$	$9.6 \pm 0.75$	$7.7 \pm 0.31$
nombre d'interférogrammes	21	2	12
Bp (m)	20.58	20.69	21.19
$Ct$	$0.26 \pm 0.03$	$0.13 \pm 0.09$	$0.22 \pm 0.06$
$V$	$0.99 \pm 0.00$	$0.78 \pm 0.03$	$0.85 \pm 0.01$
$Ti = \frac{Ct}{V}$	<b><math>0.26 \pm 0.03</math></b>	<b><math>0.16 \pm 0.11</math></b>	<b><math>0.26 \pm 0.07</math></b>

**Table 4.3 :** Etoiles de calibration. Ici, le facteur de perte instrumentale de visibilité est déduit de la mesure de visibilité des franges observées  $Ct$  et de la visibilité intrinsèque de la source,  $V$ , connue a priori

table à retard et donc acquérir des séries rapides d'interférogrammes : typiquement un interférogramme toutes les quelques secondes.

- les précisions sur les mesures de visibilité sont bien inférieures aux besoins observationnels exprimés ci-dessus.
- sans apporter d'information supplémentaire, ces mesures sont cohérentes avec des mesures précédentes.

La limitation la plus flagrante au programme d'observation de sources faibles autour d'étoiles proches est donc la précision sur la mesure des visibilité. La cause première des incertitudes obtenues est le faible nombre d'interférogrammes accumulés. Ceci vient d'abord de la volonté de tester différentes procédures d'acquisition des franges, pour différents types de sources, et parallèlement d'une mauvaise appréciation pendant les observations du faible nombre d'interférogrammes de bonne qualité effectivement enregistrés. L'efficacité sera améliorée pendant d'autres observations.

Toutefois, certaines limites sont plus fondamentales. Tout d'abord, le signal photométrique est mesuré de part et d'autre de la position des franges dans l'interférogramme. Cela signifie temporellement avant et après la mesure sur les franges. Les variations du signal photométrique entre ces mesures (sur un temps typique de 0,1 s) est une source d'incertitude. Le fait de faire défiler la table à retard plus rapidement améliore ce point, mais dégrade également la sensibilité. En outre, la turbulence atmosphérique induit une perte de cohérence des signaux recueillis sur les deux sidérostats. Celle-ci varie rapidement : elle est donc très mal estimée sur l'observation, a posteriori, d'une étoile de calibration.

### 4.6.3 L'instrument FLUOR

L'instrument FLUOR cherche à améliorer la mesure des visibilitées par une conception permettant une calibration interne des quantités variables rapidement : le signal photométrique et la perte de cohérence atmosphérique.

#### Filtrage spatial

Son originalité est d'injecter le signal issu de chaque sidéostat dans une fibre, avant la recombinaison (Coudé du Foresto et al. 1992). Puis, le signal photométrique est prélevé par deux coupleurs Y, tandis qu'un coupleur X fournit les deux signaux interférométriques complémentaires issus de la recombinaison. Ainsi, d'une part, le signal photométrique peut être mesuré en temps réel sur chacune des voies. D'autre part, les fibres monomodes agissent comme un filtre spatial : la turbulence n'a plus maintenant comme conséquence que de varier le flux injecté dans la fibre. Ceci est calibré sur les voies photométrique et donc corrigé a posteriori. Seul le piston est encore présent, avec les mêmes inconvénients qu'auparavant. La fonction de transfert instrumentale demande toujours à être calibrée sur des sources de référence.

FLUOR a été installé dès 1991 avec succès sur les télescopes auxiliaires de la tour solaire McMath à Kitt Peak (Arizona, EU) (Coudé du Foresto & Ridgway 1991). Puis il a été déplacé, en 1994, au Mont Hopkins, en parallèle de la table de recombinaison d'IOTA, à la sortie de la ligne à retard existante. La magnitude limite est typiquement  $K=1$ . Avec un autre détecteur et/ou d'autres optiques, cette valeur pourrait monter de plusieurs magnitudes dans un avenir proche.

A partir d'un tel concept, on peut obtenir des mesures de visibilitées bien plus précises. La visibilité mesurée sur un interférogramme est alors seulement affectée par le bruit photométrique, d'une part et le bruit de piston d'autre part (Coudé du Foresto 1996). Selon la magnitude de la source, et selon la vitesse de défilement des mesures autour de la position de différence de marche nulle entre les trajets optiques, l'une ou l'autre de ces sources de bruit est dominante. L'asservissement sur la position de différence de marche nulle permet de réduire sensiblement ce bruit de piston, et également d'augmenter les temps d'intégration élémentaires pour gagner en sensibilité. Par ailleurs, on obtient un estimateur de la visibilité de qualité croissante avec le nombre plus important d'interférogrammes, par le simple jeu de la statistique. Mariotti et al. (1996) évoquent finalement la possibilité d'atteindre une précision suffisante pour détecter des planètes extrasolaires chaudes à partir de tels concepts. La recherche d'environnement circumstellaires faibles demande de la même manière une grande précision sur la mesure des visibilitées.

#### Méthode de calibration

Une autre difficulté est observationnelle : il s'agit de trouver des étoiles de calibration de la perte de visibilité instrumentale, lentement variable. Cette opération peut devenir délicate avec un instrument tel que FLUOR :

- Les mesures interférométriques précédentes sur des étoiles très brillantes mais résolues ne sont pas utilisables si ces mesures ont une précision inférieure : on recherche maintenant une calibration bien meilleure.
- Par ailleurs les étoiles non résolues mais suffisamment brillantes sont rares, surtout pour les grandes lignes de base.

Nous sommes donc ramené à devoir calibrer la perte de visibilité instrumentale en l'absence de la connaissance a priori de la visibilité intrinsèque d'une étoile de référence.

Nous proposons avec F. Malbet une méthode de calibration se fondant sur des mesures avec plus d'une ligne de base et plus d'une étoile de calibration. L'intérêt de cette mesure est qu'alors, le nombre d'information croît plus vite que le nombre d'inconnues à contraindre. Ceci vient du fait que certaines grandeurs restent constantes : la perte de visibilité instrumentale reste la même pour toutes les étoiles (observées dans un temps assez court) avec la même ligne de base (et avec des précautions instrumentales à préciser) ; de même, pour une même étoile, les visibilités à plusieurs fréquences spatiales ne sont pas indépendantes.

De manière plus quantitative, si  $n$  étoiles, dont on cherche à contraindre le profil radial avec  $x$  paramètres, sont observées avec  $b$  lignes de base, alors,

- on obtient  $nb$  informations indépendantes sur les visibilités observées,
- tandis que les inconnues sont au nombre de  $nx + b$ ,  $nx$  concernant les étoiles intrinsèquement et  $b$  correspondant aux pertes de visibilités instrumentales à définir.

On résoud ce problème très simplement, avec un nombre d'informations supérieur aux inconnues. On remarque ici que, quelque soit le nombre d'étoiles observées et le nombre de paramètres stellaires que l'on souhaite prendre en compte, il est nécessaire d'opérer au moins un changement de ligne de base. Ensuite, pour un nombre de lignes de base donné, le nombre minimum d'étoiles observées doit satisfaire la relation :  $n \geq \frac{b}{b-x}$ .

### Observations

Une mission d'observation est prévue sur IOTA en octobre 1996 sur le programme de recherche de sources circumstellaires autour d'étoiles jeunes et séquence principale. Les sources les plus brillantes seront observées avec FLUOR, avec comme objectif de rechercher les limites sur la précision accessible en visibilité, pour des contraintes directes de l'environnement proche de ces étoiles. Cela permettra également la mise en oeuvre pratique de la méthode de calibration proposée, avec l'analyse d'éventuelles difficultés rencontrées.

#### 4.6.4 Observations sur le *Palomar Testbed Interferometer*

Le PTI a pour but astrophysique de faire de l'astrométrie différentielle au sol très précise ( $< 50 \mu\text{as}$ ), par l'observation interférométrique simultanée de deux étoiles

angulairement proches. Un mode d'observation plus classique permet également l'observation d'une seule étoile.

Les deux sidérostats sont séparés d'une distance de 110 m. Le dispositif est muni d'un suiveur de franges, qui permet d'asservir les mesures autour de la position de différence de marche nulle, plutôt que de balayer les franges comme sur IOTA. Les observations interférométriques sont possibles en bande K, jusqu'à la magnitude  $\sim 4.5$ .

En collaboration avec F. Malbet et S. Takerkart, nous avons un programme d'observation sur cet instrument, parallèle aux observations sur IOTA. S. Takerkart (1996) a effectué les premières observations de ce programme le 13 juillet 1996. F. Malbet observe à nouveau début novembre 1996, simultanément avec IOTA.

#### 4.6.5 Le *Very Large Telescope Interferometer*

Un projet important de l'ESO est de pourvoir, dans un proche avenir, le site du VLT, de capacités interférométriques : le VLTI. Toutes les particularités de cet instrument ne sont pas encore figées ; je me base pour la discussion suivante sur les indications fournies par voie électronique par l'ESO en mai 1996 et sur les suggestions du comité de réflexion scientifique sur ce thème : ISAC (*Interferometry Science Advisory Committee*), (1996).

Le domaine spectral 1-5  $\mu\text{m}$  et/ou 10-20  $\mu\text{m}$  suit l'analyse précédente. Les réseaux pourront comprendre des grands télescopes (8 m), des télescopes auxiliaires (1,8 m), ou une combinaison des deux. Dans tous les cas, la présence d'un suiveur de frange et d'une correction d'optique adaptative de type "tip-tilt" permet d'observer jusqu'à des magnitudes plus que suffisantes, même dans le cas où le suivi des franges est effectué sur la source elle-même, et pour les télescopes auxiliaires seuls, pour l'étude présente :  $K=9$  et  $N=5$  (pour des objets non résolus). Un très grand choix possible de lignes de base sont possibles en particulier pour les télescopes auxiliaires (sur une grille 8m $\times$ 8m) et jusqu'à 200m.

Enfin, une calibration interne par filtre spatial simple mode est également possible si bien que l'on peut s'attendre à de bonnes précisions sur les visibilités.

Un instrument ainsi défini peut assurément fournir des informations cruciales, inaccessibles par ailleurs, sur l'environnement proche des étoiles jeunes ou séquences principales, aussi bien en bande K que N.

## Deuxième partie

### Etude observationnelle d'environnements circumstellaires

*“Mon coeur, le couteau existent. Mon coeur parce qu’il saigne, le couteau parce qu’il taille ma chair. Le monde est ce qu’il est, architecture tourbillonnante de forces dans l’immensité du vide, mais il est aussi tel qu’il m’apparaît, il est ce que je sens, je vois, je touche, ce que je prends de lui, ce qui de lui me heurte. Il est tel que mes sens le saisissent et me le donnent. Mes sens... Si peu. Cinq sens. 1-2-3-4-5, c’est tout.*

*6-7-8-9-10 ne sont pas pour nous. Et nous ne pouvons absolument pas nous faire une idée de ce qu’est le monde pour des intelligences qui le perçoivent à travers des sens totalement différents des nôtres. L’imagination n’est qu’un jeu de la mémoire qui construit ce qu’elle connaît. Elle ne peut pas construire de l’invisible, de l’intouchable. Ce qui n’est pas connu de l’homme, il ne peut l’inventer. Il est enfermé dans les frontières bornées aux limites des possibilités de ses sens. Au-delà, tout lui est inconnaissable. En deça, ses sens, et sa raison qui travaille sur ce qu’ils lui fournissent, lui fabrique une apparence du monde qui n’est pas la vérité, mais une réalité.”*

R. Barjavel  
*La faim du tigre*



# Chapitre 5

## Observations spectroscopiques de $\beta$ Pictoris

### 5.1 Introduction

Des travaux importants ont été réalisés à partir des données spectroscopiques sur  $\beta$  Pictoris, depuis l'identification de l'absorption circumstellaire en 1985 jusqu'en 1994, avant ma thèse. Comme je le rappelle en section 2.2.1, ces travaux portent sur l'observation dans plusieurs domaines de longueurs d'onde d'une composante stable, et d'absorptions décalées vers le rouge très variables. De plus, un scénario (FEB) a été proposé pour expliquer ces observations variables, et reproduit les absorptions en terme de vitesses et de profil spectral.

Les questions en suspens sur la connaissance de ce gaz, en 1994, portent essentiellement sur :

- la caractérisation de la **composante stable** (composition chimique, paramètres physiques) et son origine
- une meilleure définition des **composantes variables**, en terme de paramètres physiques et chimiques, la contrainte conséquente sur les paramètres du modèle de chutes cométaires et les mécanismes physiques sous-jacents.

J'expose le travail effectué depuis, auquel j'ai activement participé, pour aborder ces deux points principaux, séparément dans les sections suivantes. Je termine aussi par des questions qui subsistent sur le spectre stellaire assez intrigant de  $\beta$  Pictoris.

### 5.2 Composantes variables

#### 5.2.1 Observations

##### Campagne de 1992

Les observations répétées de  $\beta$  Pictoris ont mis en évidence la présence à certaines époques de composantes décalées vers le rouge. Ces composantes sont variables en

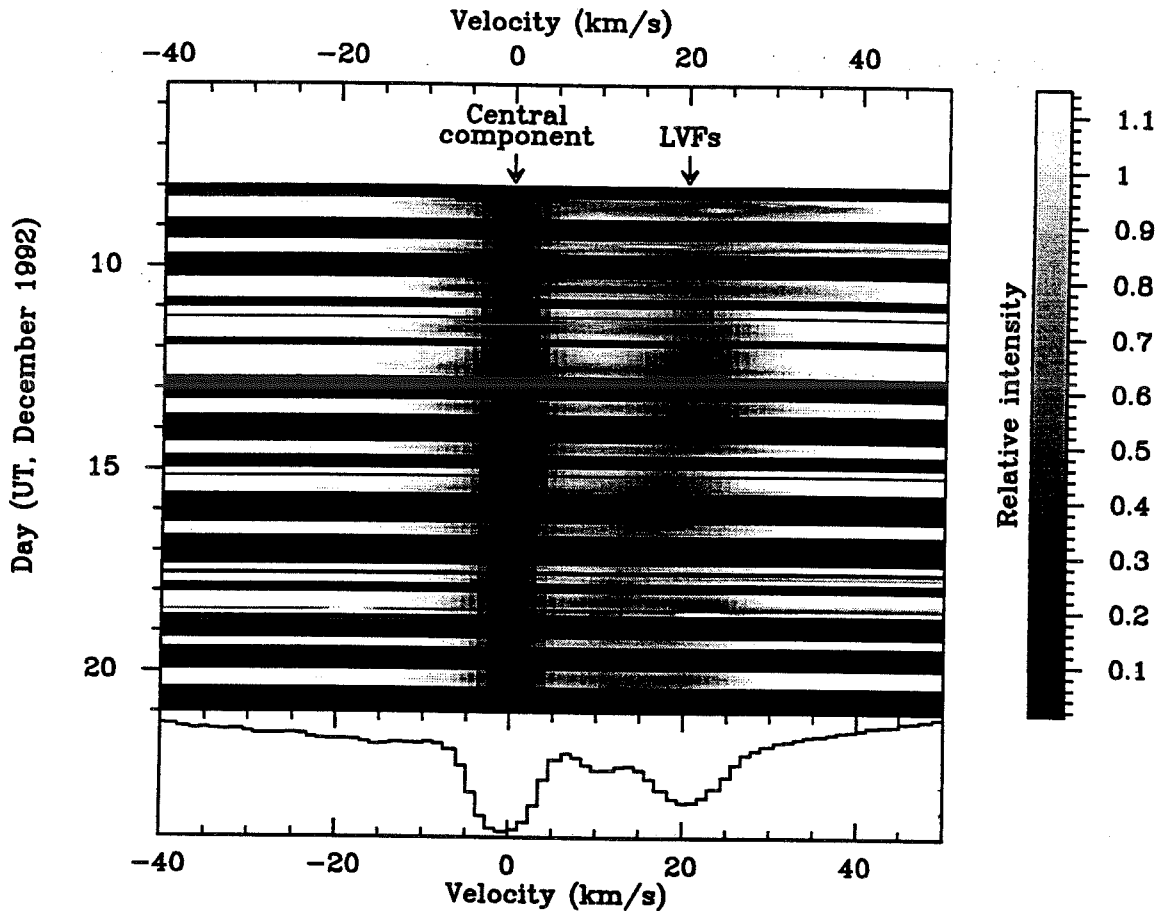
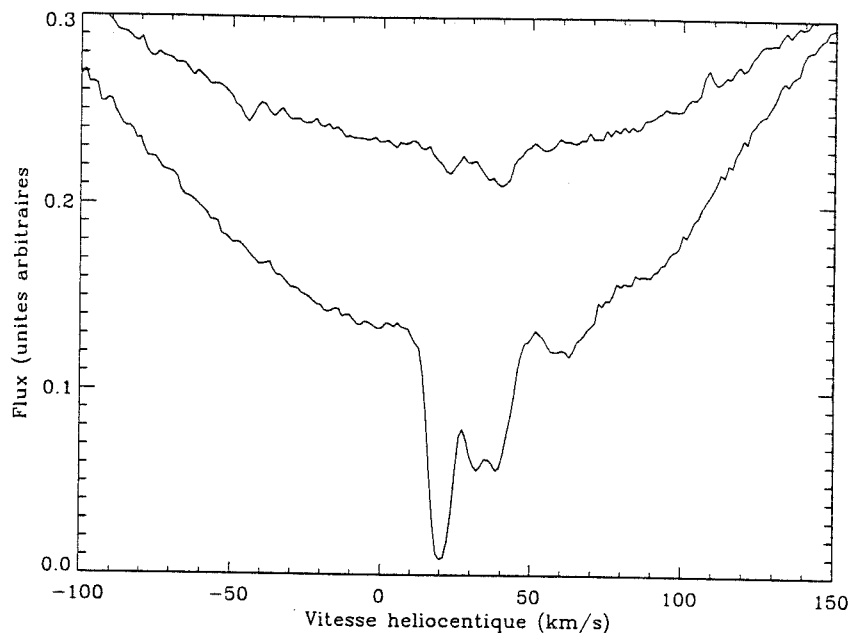


Figure 5.1 : Variation de l'absorption circumstellaire de la raie Ca II K au cours du temps, dans un diagramme  $(\lambda, t)$ , au cours de la campagne d'observation de 1992 (tiré de Lagrange et al., 1996). On observe l'absorption stable à la vitesse de l'étoile, ainsi qu'une absorption décalées à  $20 \text{ km.s}^{-1}$  peu variable du 8 au 15 décembre, puis avec une structure complexe jusqu'au 20

vitesse et en intensité. Pour étudier les petites échelles de temps de cette variabilité, il est nécessaire d'observer en continu cette source pendant quelques jours. Une campagne d'observations a été organisée dans cet objectif. Les observations ont eu lieu en décembre 1992 sur différents sites de l'hémisphère Sud de manière à éviter l'interruption du jour (Chili, Afrique du Sud, Australie, Nouvelle-Zélande). Ceci donne accès à des échelles de temps plus courtes que quelques jours, essentielles pour comparer les observations aux simulations du transit d'un gros corps devant le disque stellaire, variant sur quelques heures. Je n'ai pas participé aux observations elles-mêmes mais ai travaillé sur la réduction et l'analyse de ces données. Ce travail a donné lieu à l'article (Lagrange et al. 1996) joint ci-après, dont je résume ici les principaux résultats observationnels concernant les composantes variables, tandis que la composition de la composante stable est abordée en section 5.3.

Une activité importante et continue, dans les raies de Ca II, a couvert l'ensemble



**Figure 5.2 :** Absorption circumstellaire dans la raie de Ca II métastable à 8542Å (en haut), superposée à celle de la raie de Ca II K

de la période d'observations sur 11 jours, démontrant l'utilité de ce type de campagne (Fig. 5.1). Les échelles de temps les plus courtes de l'ordre de l'heure et jusqu'à quelques jours ont pu ainsi être explorées : il s'avère que le spectre des variabilités s'étale sur toutes ces échelles. Ceci a permis de mettre en évidence et de caractériser différents types de variabilité. Plus précisément, on distingue deux catégories de composantes variables : celles à grandes vitesses de chute vers l'étoile ( $> 50 \text{ km.s}^{-1}$  et jusqu'à  $100 \text{ km.s}^{-1}$ ) et celles à plus faibles vitesses (entre 20 et  $40 \text{ km.s}^{-1}$ ).

- Les composantes à grande vitesse sont moins fréquentes, plus larges et évoluent sur quelques heures.
- Les composantes à faible vitesse sont observées de manière continue sur plusieurs jours. Leur intensité et leur vitesse ne varient que lentement. Enfin, nous avons détecté une composante à faible vitesse dans les raies de Ca II triplet, provenant d'un niveau métastable (dans l'extrémité rouge du spectre visible, autour de 8600 Å), bien plus faibles que les K et H issues du niveau fondamental (Fig. 5.2). Il est surprenant d'observer qu'à partir de ce niveau les composantes décalées vers le rouge sont *plus intenses* que les composantes stables correspondantes, contrairement à ce qui est observé pour l'ensemble des autres éléments. Ceci suggère des conditions physiques très différentes pour la composante décalée, et cette question est abordée en section 5.2.2.

En plus de ces observations au sol destinées à suivre de manière très précise cette évolution de chutes cométaires, des observations UV avec HST ont été programmées.

Malheureusement, peu de spectres à haute résolution permettant d'analyser les composantes variables, ont été effectués vraiment simultanément avec les observations au sol, rendant ainsi la comparaison des différentes composantes variables difficiles. On a pu montrer cependant que les absorptions variables à faible vitesse détectées en Fe II sont bien corrélées avec les absorptions observées au sol sur les raies de Ca II. En revanche les raies décalées vers le rouge pour les éléments Mn II et Al III présentent un comportement différent et sont certainement reliées à des processus physiques distincts.

#### Article

*The  $\beta$  Pictoris circumstellar disk. XXI. Results from the December 1992 spectroscopic campaign*

*Lagrange A.M., Plazy F., Beust, H., Mouillet D., Deleuil M. et al.*

*Astronomy & Astrophysics, 1996, 310, 547*

# The $\beta$ Pictoris circumstellar disk

## XXI. Results from the December 1992 spectroscopic campaign

A.-M. Lagrange<sup>1,2</sup>, F. Plazy<sup>1</sup>, H. Beust<sup>1,2</sup>, D. Mouillet<sup>1</sup>, M. Deleuil<sup>3</sup>, R. Ferlet<sup>2</sup>, J. Spyromilio<sup>4</sup>, A. Vidal-Madjar<sup>2</sup>, W. Tobin<sup>5</sup>, J.B. Hearnshaw<sup>5</sup>, M. Clark<sup>5</sup>, and K.W. Thomas<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Groupe d'Astrophysique de Grenoble, Université J. Fourier, B.P. 53, F-38041 Grenoble Cédex 9, France

<sup>2</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

<sup>3</sup> Laboratoire d'Astronomie spatiale du CNRS, B.P. 8, F-13376 Marseille Cédex 12, France

<sup>4</sup> Anglo-Australian Observatory, PO Box 296, Epping, New South Wales 2121, Australia

<sup>5</sup> Mount John University Observatory and Department of Physics & Astronomy, University of Canterbury, Private Bag 4800, Christchurch, New Zealand

Received 13 June 1995 Accepted 7 November 1995

**Abstract.** We present the results of an observational multisite and multiwavelength spectroscopic campaign performed in December 1992 on  $\beta$  Pic to test our Falling Evaporating Body scenario. The unprecedented sampling obtained enabled us to follow the  $\beta$  Pic variations from the ground over an 11-day period, and from the ground and space over a 5-day period. The evolution in terms of velocity and the timescales for variability are studied, and comparisons are made between various variable elements (Ca II, Mn II, Fe II, Al III and Al II).

Very significant activity occurred throughout the campaign. We confirm the existence of two velocity regimes: low-velocity, slowly variable lines, and high-velocity, rapidly variable ones. It is shown that the higher the redshift, the smaller the variability timescale, the smaller the filling factors of the absorbing clouds, and the wider the lines. We detect for the first time the local effect of stellar rotation described by Beust & Lissauer (1994), which enables us to infer the location of the projection of the infalling absorbing cloud on the stellar surface. The variability of Fe II appears to be correlated with that of Ca II. Conversely, Al III variability is not correlated with that of Ca II.

The observed evolution and characteristics of the high-velocity events appear to be well explained by the evaporation of one single body. The evolution of the low-velocity variable events cannot be reproduced by the evaporation of one single body, but rather by a family of bodies on adjacent orbits.

**Key words:** stars: circumstellar matter – stars:  $\beta$  Pictoris

### 1. Introduction

Since its discovery by Smith & Terrile (1984), various observations have confirmed the exceptional status of the  $\beta$  Pictoris dust

disk (see e.g., Artymowicz et al. 1989; Lecavelier et al. 1993). All these observations led to the conclusion that the dust disk was connected with planet formation (Lagage & Pantin 1995; Lecavelier et al. 1995).

Repeated high-resolution spectroscopy of the gas in the UV and visible spectrum of  $\beta$  Pic led to the detection of important variations in the circumstellar (CS) absorption lines of ionized elements both in the UV (Fe II, Mg II, Al III; Lagrange et al. 1987) and in the Ca II lines (Ferlet et al. 1987): strong redshifted absorption features, with terminal velocities as high as  $300 \text{ km s}^{-1}$  (Lagrange-Henri et al. 1988; hereafter Paper VI) sometimes appear in addition to a stable and central component (i.e., at the stellar velocity). The UV Al III doublet lines moreover gave direct evidence for a clumpy structure of the infalling Al III gas (Lagrange-Henri et al. 1989, hereafter Paper VIII). These variable features have been interpreted as signatures of evaporation near perihelion of kilometer-sized solid bodies on star-grazing orbits (Paper VI). This model has been termed the Falling Evaporating Bodies scenario (hereafter FEB). Detailed simulations of the evaporation of such bodies grazing the star have been developed and appeared to reproduce very satisfactorily the observed variable Ca II K and Mg II features in terms of velocity position, intensity and shape (Beust et al. 1990, hereafter Paper X; Beust et al. 1991, hereafter Paper XI).

A high resolution ( $R=10^5$ ) spectroscopic survey of the variability with the CES at ESO (Lagrange et al. 1992, hereafter Paper XIII; Ferlet et al. 1993) also produced evidence of the clumpy structure of the Ca II cloud, and yielded an estimate of the rate of infalling events ( $\geq 200$  per year). The successive observation campaigns moreover revealed two different regimes for the variable Ca II lines: variable absorption features at low redshift ( $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$  with respect to the star) and at higher redshifts (up to  $90 \text{ km s}^{-1}$ ) in Ca II are regularly observed. The two kinds of transient features appear to vary on different timescales.

Send offprint requests to: A.-M. Lagrange

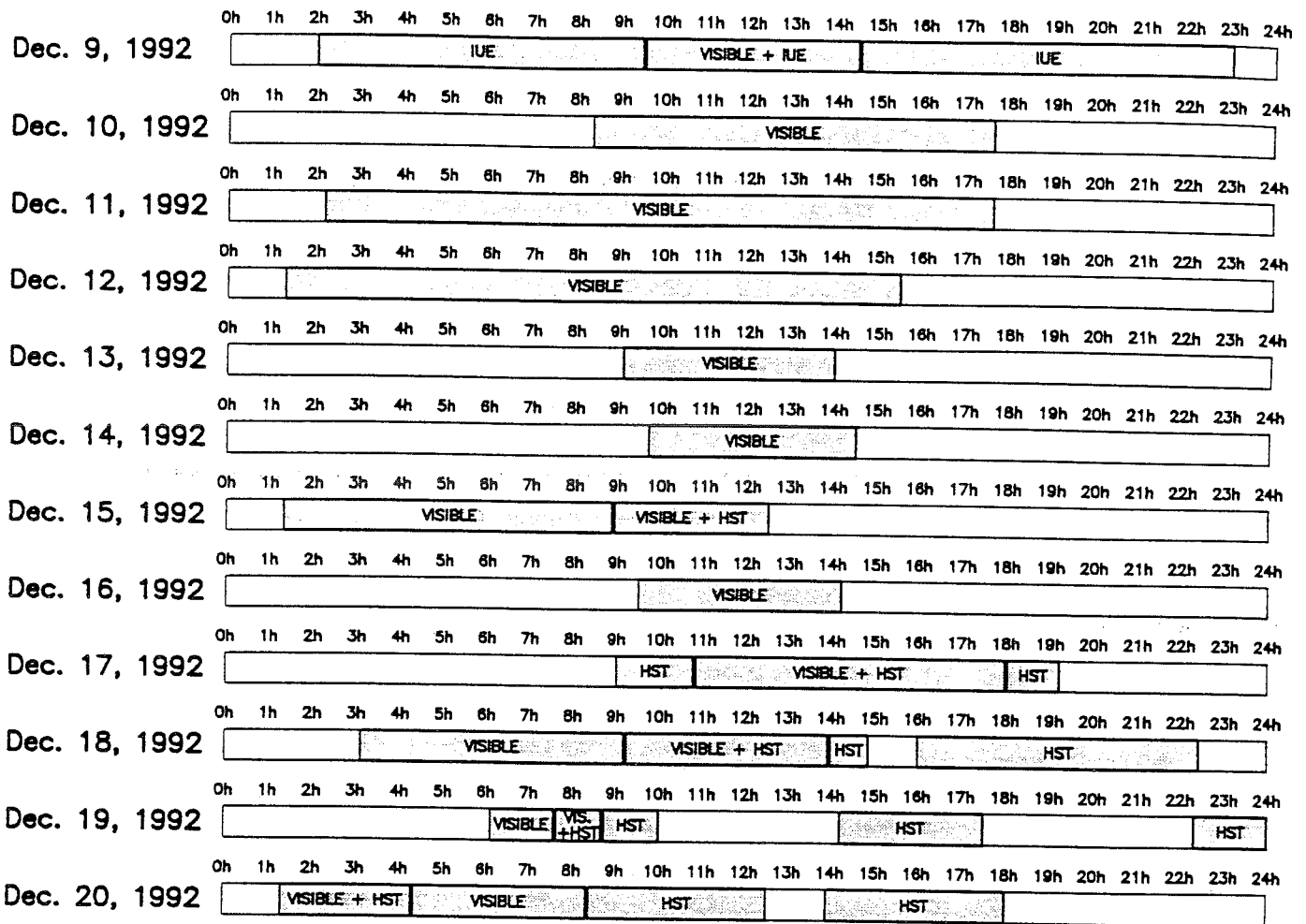


Fig. 1. Calendar of the December 1992 campaign

More precisely, the low-velocity features (hereafter LVFs) appeared to be present for long periods (up to 4 days). However, the day-time interruption to observations meant it was not possible to claim that variable lines observed from one day to the next one definitely corresponded to the same event. The high-velocity features (hereafter HVFs) appeared to vary much more rapidly (hours). Here again, the day-time interruption prevented observation of the complete evolution of these features. These insufficiencies have motivated us to observe  $\beta$  Pictoris over a longer interval from several sites at different longitudes.

An important additional test of our scenario is to compare the variability of different elements like Ca II, Fe II, Al II, Al III and Mg II. Basically, the elements which generate UV events (Mg II, Al III, Al II, but also Fe II) also present two variation regimes with different time-scales and redshifts. However, the general trend concerning UV features is that they are usually broader, their redshift may be larger than the corresponding redshifts in Ca II lines, and their evolution time-scale is generally smaller (hours or even less; Papers VI, VIII). In the frame of the FEB scenario, these characteristics are well explained by a smaller distance to the star for the corresponding FEBs than for those generating Ca II events.

Using a small set of simultaneous visible and HST observations, we recently performed the first chemical analysis of the gas surrounding  $\beta$  Pic (Lagrange et al. 1995, hereafter Paper XVII). We analysed not only the stable gas, but also tentatively the faint, low-velocity variable absorptions that were present on the spectra. For the stable lines, it was definitively concluded that the gas has cosmic abundances rather than usual ISM depletions. For the low-velocity variable features, it seemed that the same conclusion could be drawn. However, the latter result needed to be confirmed via the analysis of stronger variable lines. In consequence, we organized the first multisite and multiwavelength campaign on  $\beta$  Pic in December 1992, including ground-based telescopes as well as space ones, namely HST and IUE. HST observations provided a good confirmation of the cometary scenario, through the detection of C IV and CO, but also through observations of Fe II, Mg II and Al III variable lines (Vidal-Madjar et al. 1994, hereafter Paper XIX). Detailed observations of the infrared Ca II triplet lines from the ground led to the conclusion that those lines are formed within a medium of high electron density and high temperature (Mouillet & Lagrange 1995).

In this paper, we report on the overall observing campaign, focusing on the variability aspect, based on observations from the ground, and from space with HST. IUE data, recorded only on Dec. 9, are included here for completeness purpose. They will not be discussed in this paper, but in a forthcoming one (Deleuil et al. 1995) in the frame of global evolution of the UV variations seen with IUE. We present the observations in the next section (Sect. 2), the results of the ground-based campaign in Sect. 3, and in Sect. 4 the results of the HST campaign, as well as the correlation between the UV and optical results. In Sect. 5 we summarize the observational results and constraints deduced from our campaign. In Sect. 6 we discuss these results in the context of the FEB scenario.

## 2. Observations

The December 1992 multisite and multiwavelength spectroscopic campaign involved ground sites in Chile, Australia and New Zealand, and IUE and HST in space. Table 1 summarizes the sites for the optical observations, the instruments used, their characteristics and the observing dates for both UV and visible domains. The ground-based observations aimed at surveying the Ca II K and Ca II H lines, and also, marginally, from ESO only, the Ca II triplet lines. The HST observations covered a larger number of lines : Fe II, Mg II, Al III, Al II, C IV... (see Tables 1 and 2) at high ( $R=60000$ ) and medium ( $R=20000$ ) resolution.

### 2.1. Temporal coverage

Fig. 1 summarizes the observations actually performed in the UV and visible. The ground-based campaign took place between Dec. 09 and Dec. 20. However, some sites did not observe continuously (see Table 1). In the best case, the optical observations were continuous between 02:00 and 17:30 (UT). The gap remaining was due to the lack of sites between Australia and Chile, which prevented a complete and continuous survey. Given the available sites and weather conditions, the temporal coverage from the ground was about 48% for the complete period. The HST observations took place between Dec. 15 and Dec. 20 (see Table 2). The temporal coverage of ground-based observations or HST observations was also about 47% during the period Dec. 15–20. One sees that in the UV, the temporal coverage is not optimal, especially as concerns the HST ECHB high-resolution observations. For instance, the ECHB Fe II data were recorded on one single date. The best temporal coverage is reached for the Fe II lines (observations spread over 5 days) and for the Al III lines (observations also spread over 5 days), in both cases through medium-resolution data.

### 2.2. Simultaneity between optical and HST observations

The late scheduling of the HST observations did not enable us to get good simultaneity between the UV and optical observations. Very few high-resolution spectra were taken in the UV simultaneously with high-resolution visible ones. Some simultaneity

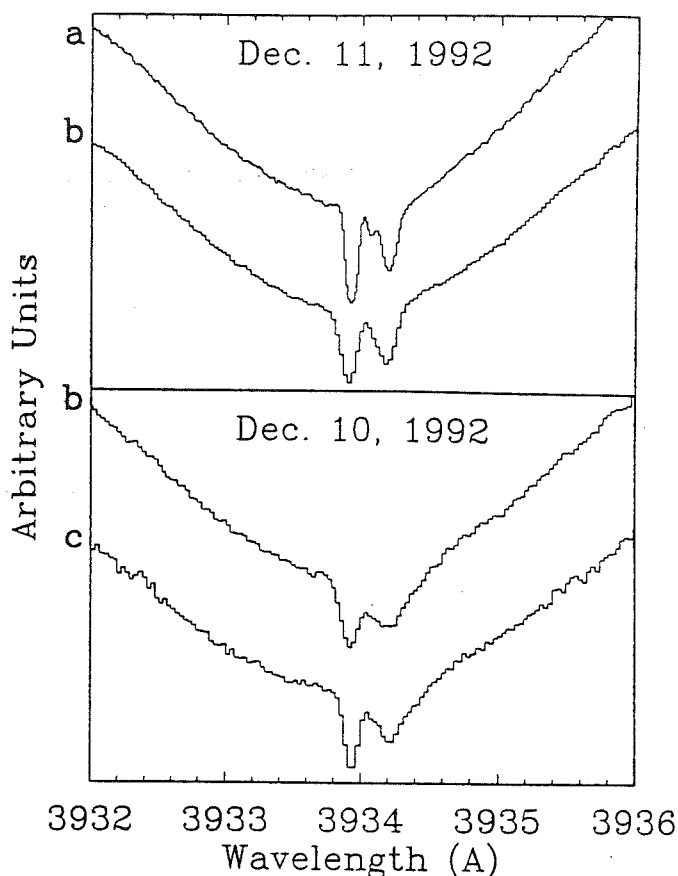


Fig. 2. Sample of spectra obtained from the different ground-based sites at the same dates and UT times : a ESO – La Silla (Chile); b Mt John (New Zealand); c Mt Stromlo (Australia)

was nevertheless reached between the UV medium-resolution data and high-resolution optical data (see Fig. 1). Both limitations motivated a new and more-complete campaign in late 1994 (the results of which are now being reduced).

### 2.3. Data reduction and analysis procedures

#### 2.3.1. Optical data

The optical data reduction is the standard one (see for instance Paper XIII). Given the available instruments, we ended up with data of different qualities in terms of Signal/Noise ratio (hereafter  $S/N$ ) and resolution. Fig. 2 gives an example of the spectra recorded at the different sites, illustrating the disparities between the various data. The parameters of interest in the present study are the velocities of the variable features, their equivalent widths and their widths. These parameters are affected by the resolution to different extents. The velocity and equivalent widths are affected only when the lines are blended. The widths are affected in any case. For the analysis of ground-based data only, we decided not to degrade all the data to the lowest resolution. As a consequence, results on the line widths will be derived only from the best resolution spectra, namely the ESO ones. We adopt the same philosophy for equivalent widths and velocities when strong blending occurs.

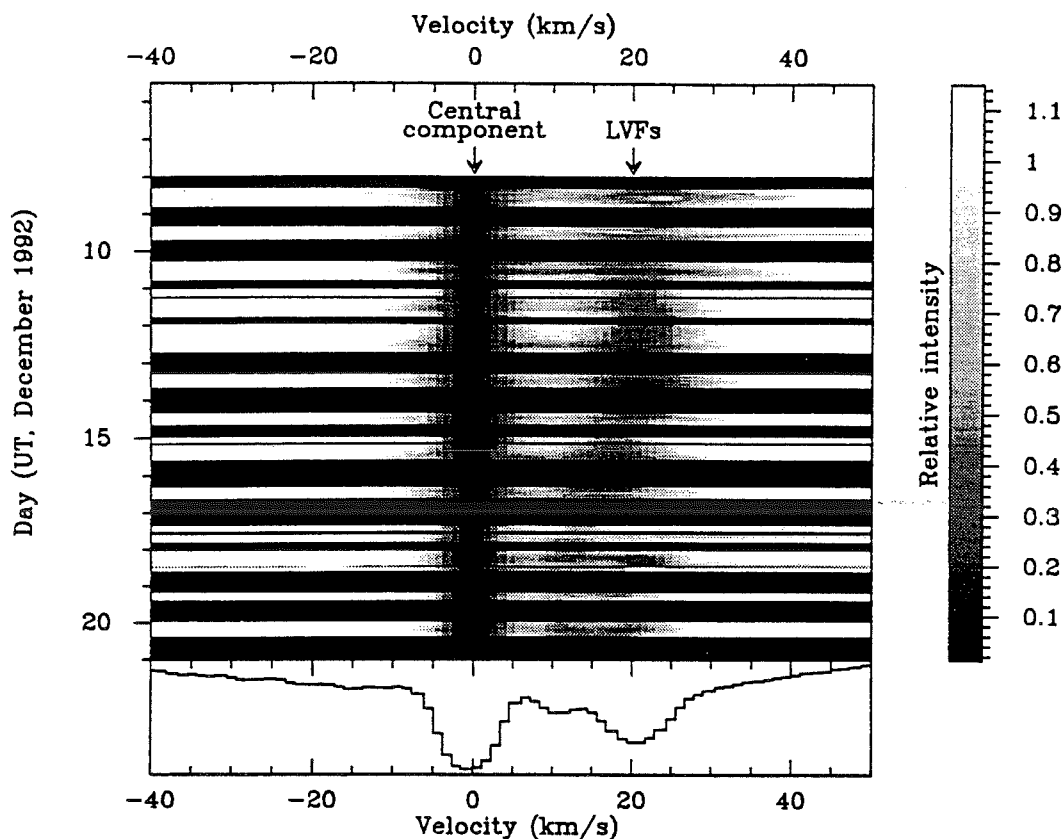


Fig. 3. Map of all dynamical Ca II K spectra obtained during the Dec. 1992 campaign, as a function of time. The time increases downward. To get a smooth temporal coverage, the spectra were linearly interpolated between neighboring exposures. Gaps (black bars) appear whenever two successive exposures are separated by more than 3 hours. The temporal evolution of the LVFs is clearly detected. A typical spectrum with the same velocity scaling is displayed at the bottom of the figure. The greyscale table used is shown at the right of the plot. It refers to the quotient flux with respect to the bottom of the stellar photospheric line

To derive the parameters of interest, we first had to properly distinguish the circumstellar features from the photospheric ones, and also to properly identify the variable ones. To do so, we either fitted the photospheric continuum to the data, and then directly measured the required parameters, or divided the data by reference spectra assumed to be free of variable lines *in the velocity range of interest* so as to get only the variable lines. Such an approach has already been used in Papers VIII, XIII and XIX. For the division, we chose the Dec. 15 data as reference ones, first because they appeared to present the weakest variable features, and second because HST observations were also performed on that date. However, in a few cases, for specific comparison purposes, we used Dec. 17 and Dec. 19 data as reference.

### 2.3.2. UV data

The HST data reduction is described in Paper XIX. The two types of data available with HST are a few high-resolution spectra, and many grating spectra at  $R=20000$ . The HST ECHB data will mainly be used for comparison purposes with the high-resolution optical data obtained at ESO, while the grating spectra will be used to study the temporal evolution of the lines. For the ECHB data, measurements of line parameters are made after fitting the photospheric continuum. For the grating data, because of the very large number of lines, which strongly affect the continuum, the various measurements on the lines of interest are made only on spectra divided by appropriate reference spectra. This might affect some results on the LVFs. Also, given

the available data, different reference spectra had to be chosen for the divisions: one set of reference spectra taken on Dec. 15, enabling a comparison between Fe II, Mg II, Al III, and Ca II; one set of reference spectra taken on Dec. 17, enabling a comparison between Fe II, Mn II, and one set of reference spectra taken on Dec. 19, enabling a comparison between Al II, Al III, Fe II, Mn II and Ca II. The first type of division led to the largest sample of material, even though incomplete as the Al II data are not included.

Note that in order to properly compare the UV medium-resolution spectra with the ESO optical ones, whenever needed we degraded the ESO data down to a resolution of 20000.

## 3. Results from the ground survey

### 3.1. Ca II K and H lines

Variable features are present during the whole optical campaign, from Dec. 8 until Dec. 20, at low ( $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$  with respect to the stellar velocity, i.e., LVFs) or high ( $\geq 40 \text{ km s}^{-1}$ , i.e., HVFs) redshifts (see Fig. 3), as seen on Dec. 18, 19 and 20 (Note that all velocities will be given with respect to the star in what follows).

The variable lines appear to be much stronger and more numerous than ever observed (compare Fig. 3 with Fig. 1 from Paper XIII). The equivalent widths of the LVFs described in that paper (which represent all the observations performed between 1989 and 1990), when present, were typically  $30 \text{ m}\text{\AA}$ , whereas the Dec. 1992 LVFs are *always* present, and with equivalent widths larger than  $100 \text{ m}\text{\AA}$ . HVFs are also observed much more



Table 1. Journal of observations

Site	Telescope	Spectrograph	Resolution	Observed Lines	Observing Dates (December 1992)	Observing Time (UT)
ESO (Chile)	1.4m CAT	Coudé Ech. Spec.	$10^5$	Ca II K, H, 8542 Å	09–15 and 18–20	23:00–09:00
Mt Stromlo (Australia)	1.9m	Coudé Spec.	50000	Ca II K, H	09–19	10:00–19:00
Mt John (New Zealand)	1m	Ech. Spec.	40000	Ca II K	09–21	08:00–17:00
IUE	0.45m	High Disp. Spec.	10000	Fe II, Mg II, Al III	9	
HST	2.4m	GHRM G160M	20000	C I, C IV, CO, Al II	15 and 17–20	
..	..	G270M	20000	Fe II, Mg II, Mn II, Al III	15 and 17–20	
..	..	GHRM ECHB	60000	Al III, Fe II, Mg II	15 and 17–20	

Table 2. Detailed journal of HST observations

Spectrum Name	Instrument	Wave- length (Å)	Element	Obs. date (Dec. 1992)	Start time (UT)	Spectrum Name	Instrument	Wave- length (Å)	Element	Obs. date (Dec. 1992)	Start time (UT)
z18w0206m	G160M	1859	Al III	15	08:52	z18w080gm	G270M	2360	Fe II	18	20:31
z18w0208m	G160M	1552	C IV	15	10:12	z18w080im	ECHB	2739	Fe II	18	20:49
z18w020bm	G270M	2360	Fe II	15	11:58	z18w080jm	ECHB	2714	Fe II	18	22:12
z18w020dm	G270M	2800	Mg II	15	12:05	z18w080km	ECHB	2726	Fe II	18	22:19
z18w020fm	G160M	1859	Al III	15	12:11	z18w0906t	G270M	2360	Fe II	19	07:39
z18w0a06t	G160M	1859	Al III	17	09:05	z18w0907t	G270M	2607	Fe II, Mn II	19	07:44
z18w0a07t	G160M	1660	Al II	17	09:15	z18w0908t	G270M	2800	Mg II	19	07:49
z18w0a09t	G270M	2360	Fe II	17	10:34	z18w090at	G160M	1859	Al III	19	07:55
z18w0a0at	G270M	2582	Fe II	17	10:38	z18w090ct	G160M	1859	Al III	19	09:01
z18w0a0bt	G270M	2800	Mg II	17	10:43	z18w090dt	G160M	1660	Al II	19	09:11
z18w0a0dt	G160M	1859	Al III	17	10:49	z18w090ft	ECHB	1854	Al III	19	09:39
z18w0a0ft	ECHB	2800	Mg II	17	10:56	z18w090gt	ECHB	1862	Al III	19	10:42
z18w0606t	G160M	1552	C IV	17	14:17	z18w090im	G160M	1660	Al II	19	10:58
z18w0608t	G160M	1859	Al III	17	15:35	z18w0308t	G270M	2735	Fe II	19	09:32
z18w060am	G160M	1552	C IV	17	15:47	z18w0406m	G270M	2360	Fe II	19	14:28
z18w060cm	G160M	1859	Al III	17	17:25	z18w0407m	G270M	2607	Fe II, Mn II	19	14:33
z18w060em	G160M	1552	C IV	17	18:39	z18w040am	G160M	1859	Al III	19	15:33
z18w060gm	G270M	2360	Fe II	17	19:01	z18w040cm	ECHB	1859	Al III	19	15:41
z18w060hm	G270M	2607	Fe II, Mn II	17	19:06	z18w040fm	G160M	1660	Al II	19	17:08
z18w060im	G270M	2800	Mg II	17	19:10	z18w040gm	G160M	1859	Al III	19	17:30
z18w060km	G160M	1859	Al III	17	20:19	z18w040hm	G160M	1660	Al II	19	17:38
z18w0306t	G270M	2360	Fe II	18	09:10	z18w0106m	G270M	2360	Fe II	19	22:26
z18w0307t	G270M	2607	Fe II, Mn II	18	09:24	z18w0107m	G270M	2607	Fe II, Mn II	19	22:33
z18w030at	ECHB	2340	Fe II	18	10:37	z18w010am	G160M	1859	Al III	19	23:59
z18w030bt	ECHB	2378	Fe II	18	10:48	z18w010cm	G160M	1552	C IV	20	01:04
z18w030cm	ECHB	2613	Fe II	18	11:04	z18w010em	G160M	1859	Al III	20	02:49
z18w030dm	ECHB	2627	Fe II	18	12:14	z18w010gm	G160M	1552	C IV	20	04:17
z18w030fm	G270M	2607	Fe II, Mn II	18	12:29	z18w0506m	ECHB	1859	Al III	20	08:09
z18w030gm	G270M	2360	Fe II	18	12:37	z18w0507m	ECHB	1862	Al III	20	09:12
z18w030im	ECHB	2501	Fe II	18	13:50	z18w0509m	G160M	1660	Al II	20	09:27
z18w030jm	ECHB	2488	Fe II	18	14:04	z18w050bm	G270M	2360	Fe II	20	10:40
z18w0806t	G270M	2360	Fe II	18	16:00	z18w050cm	G270M	2607	Fe II, Mn II	20	10:54
z18w0807t	G270M	2607	Fe II, Mn II	18	17:05	z18w050dm	G270M	2800	Mg II	20	10:58
z18w0808t	G270M	2735	Fe II	18	17:13	z18w050fm	G160M	1859	Al III	20	11:04
z18w080at	ECHB	2340	Fe II	18	17:22	z18w050hm	ECHB	2800	Mg II	20	11:12
z18w080bm	ECHB	2378	Fe II	18	17:33	z18w070bm	ECHB	2852	Al III	20	16:00
z18w080cm	ECHB	2613	Fe II	18	18:43	z18w070fm	G270M	2360	Fe II	20	17:32
z18w080dm	ECHB	2627	Fe II	18	19:02	z18w070gm	G270M	2607	Fe II, Mn II	20	17:37
z18w080fm	G270M	2607	Fe II, Mn II	18	20:23	z18w070hm	G270M	2800	Mg II	20	17:41

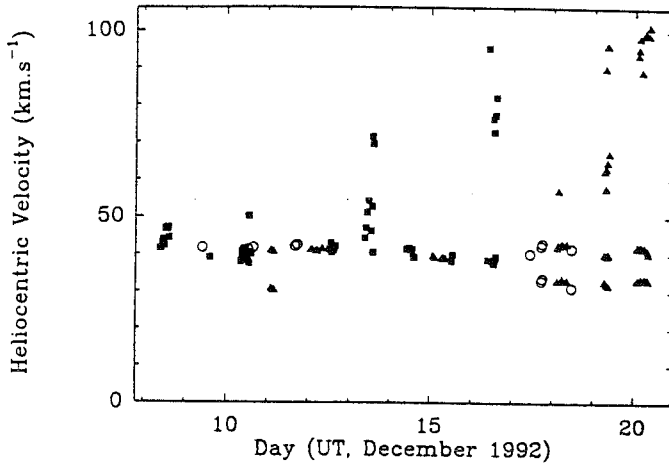


Fig. 4. Evolution of the velocities of the Ca II variable absorptions as a function of time. Filled triangles refer to data from ESO, La Silla (Chile), filled squares to New Zealand data, and open circles to data from the Anglo-Australian Telescope (Australia)

often. We detect for the first time both the appearance and disappearance of these highly-redshifted events (Dec. 16 and 18).

### 3.1.1. Variability timescales

Fig. 4 gives the temporal evolution of the velocities of the variable features. Fig. 5a gives the evolution of the *total equivalent width* of the variable lines, and Fig. 5b gives the evolution of the *total equivalent width* of the *low-velocity* variable features. Note that the parameters of the LVFs are measured directly on the spectra, after fitting the continuum; the ones of HVFs are measured on divided spectra.

LVFs are present throughout the whole observing period, at velocities  $\simeq 20 \text{ km s}^{-1}$  with respect to the stellar velocity. They have a velocity position that is very stable over the whole observing period, but present some long-timescale variations in terms of strength and equivalent width, as can be seen in Figs. 3 and 4. It has to be noted that the still-remaining gaps between the observations do not enable us definitely to exclude the possibility that stronger variations might have occurred during the gaps, even though this seems unlikely. We clearly detect a splitting of the LVFs into two lines on Dec. 11 and 18, with an additional component displaced by  $10 \text{ km s}^{-1}$  (see Fig. 4). The splitting after Dec. 18 is accompanied by a 30% increase of the equivalent width of the total low-velocity variable feature (Fig. 5). When the double low-velocity lines are observed, very small variations over timescales of hours are detected as well (see Fig. 6). The amplitude of these variations, a few percent, is still much less than the one observed for the variations of the HVFs.

Fig. 4 shows that HVFs are mostly present in the Ca II data during the Dec. 18–20 period, and not during the first part of the campaign (Dec. 12–15, except Dec. 13). The HVFs vary both in central velocity and strength on very short timescales: hours, as can be seen in Fig. 6, and disappear on time scales of a

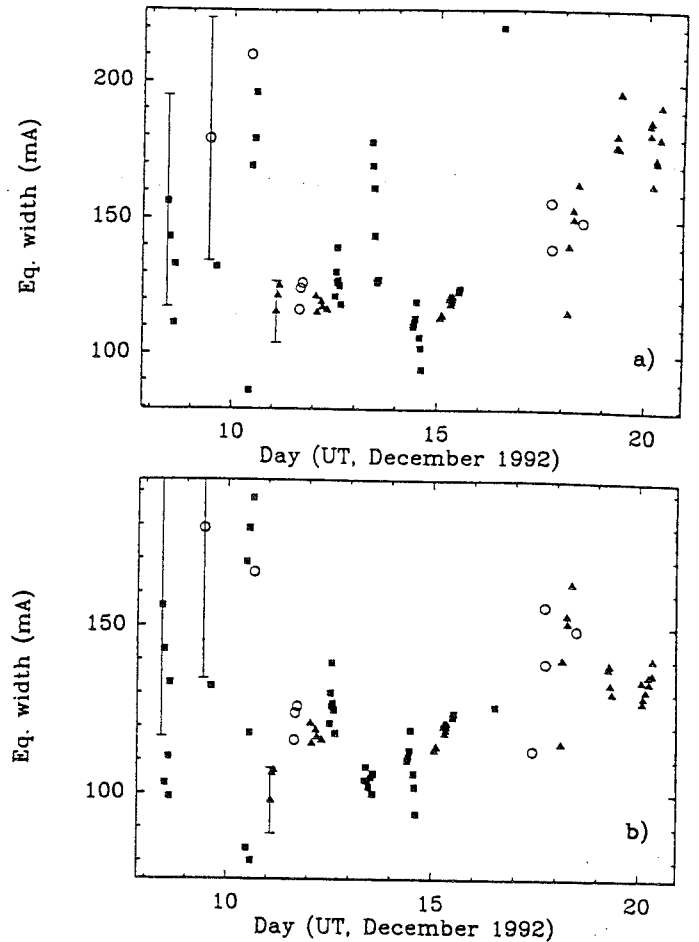


Fig. 5. a Total equivalent width of all the Ca II variable lines as a function of time. Note that due to the local saturation effects, strong for high-velocity features (see text), the equivalent widths are certainly underestimated, by factors perhaps as large as 5 (see Sect. 3.2.4); b Total equivalent width of the the *low-velocity* lines as a function of time

few hours. When disappearing, they get broader. Moreover, they seem to appear more rapidly than they subsequently evolve.

### 3.1.2. Correlation between line widths and redshifts

Fig. 7 gives the measured Ca II K line widths as a function of the velocity (measured on the ESO data only). Typical LVF line widths are  $7$  and  $11 \text{ km s}^{-1}$  for the  $10$  and  $20 \text{ km s}^{-1}$  components respectively, whereas the widths of the  $40 \text{ km s}^{-1}$  component are larger than  $15 \text{ km s}^{-1}$ , and those of the  $> 80 \text{ km s}^{-1}$  components are even broader.

Note that the lines can be broadened thermally, or by turbulence, by the velocity distribution of the infalling gas, or by blending of narrower lines. In the last case, due to the integration time and the rapid variation of the velocity, the line widths might be slightly overestimated. Nevertheless, one obvious conclusion is that the higher the redshifts, the broader the lines.

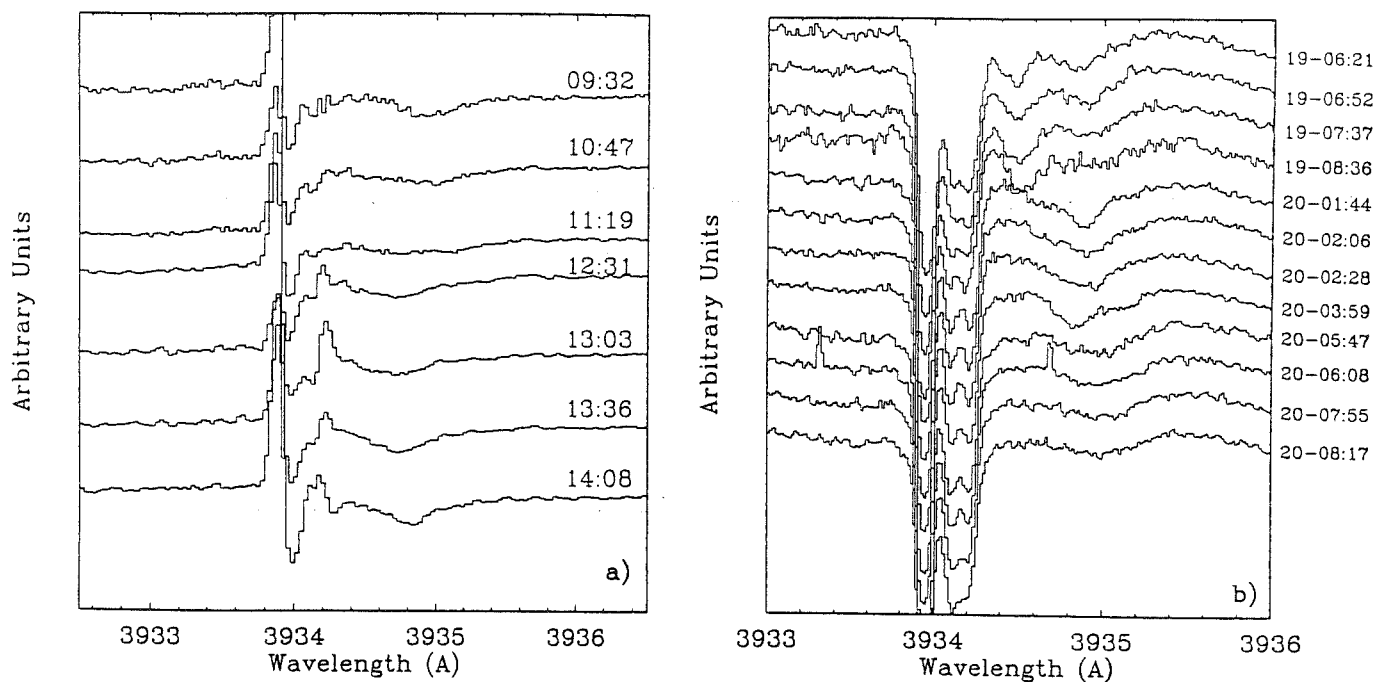


Fig. 6a and b. Small timescale variations in high velocity Ca II features: a Dec. 16 (New Zealand data); b Dec. 19–20 (ESO data). The Dec. 16 spectra are divided by a reference one to make variations appear more clearly, while the Dec. 19–20 data are divided by a parabolic fit of the stellar Ca II K line. The sharp features at  $\lambda \simeq 3934 \text{ \AA}$  are due to the central component and to the LVFs. The HVFs appear in absorption around  $\lambda = 3935 \text{ \AA}$

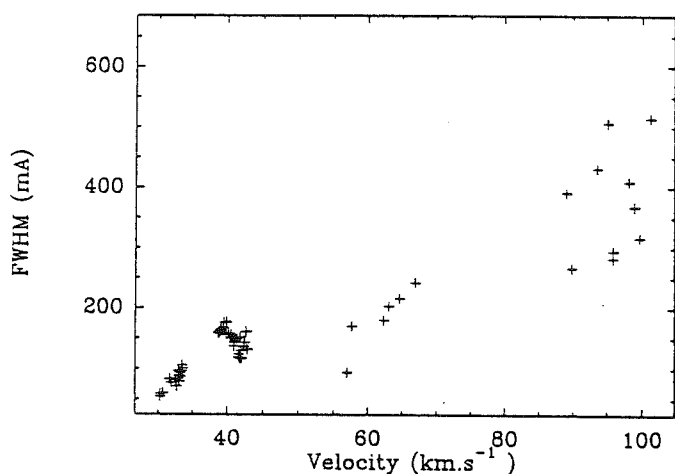


Fig. 7. FWHM of variable components as a function of velocity for the Ca II K high-resolution data (ESO). The line widths clearly increase with the velocity

### 3.1.3. Correlation between line depths and redshifts; size of the absorbing cloud

The depth of the lines decreases when the redshift increases, as can be seen from Fig. 3. Line depths for LVFs can be as high as 90% of the continuum, whereas the deepest HVFs are typically less than 30%. Fig. 8 gives the depths of Ca II K and Ca II H absorption features for almost-simultaneous measurements, for both LVFs and HVFs. The analysis of the respective depths of

Ca II H and Ca II K lines, as performed in Paper XIII, shows that the size of the absorbing clouds at high velocity is much smaller ( $\sim 20\%$ ) than that of the low-velocity clouds, which cover at least 70% of the stellar surface, and maybe up to 100%.

Even more, the depth of the Ca II H HVF (typically 20% of the continuum) appears to be larger than the corresponding one of the Ca II K line (typically 15%). This is not expected *a priori*, as the Ca II K line has twice the oscillator strength of the Ca II H one. This very important new observational fact will be discussed later on. We will show that the size of the absorbing cloud is less than 40%.

### 3.2. Ca II triplet lines

Low-velocity variable absorptions were detected in the Ca II triplet lines, at the same velocity as the variable lines arising from the ground state on Dec. 19. The population ratio of the metastable level to the ground state appeared to be much larger for the variable lines than for the stable ones. To explain the observed ratio, it was shown that the lines had to be formed within a highly-collisional, high electron-density ( $\geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) and high-temperature ( $\geq 15000 \text{ K}$ ) medium (Mouillet & Lagrange 1995).

#### 3.2.1. Chemical analysis

Obviously, column density and relative abundance measurements are reliable only if the filling factor of the absorbing cloud relative to the stellar disk is known (see Paper XIII). The

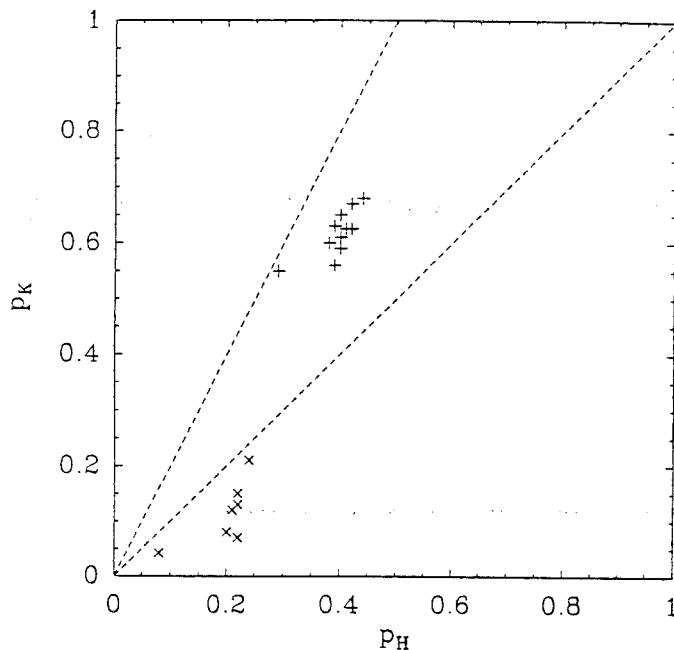


Fig. 8. Line-depth diagram for the Ca II data of Dec. 1992. The quantities  $p_H$  and  $p_K$  are the depths (relative to the continuum) of the variable components detected in the Ca II K and H lines respectively. Each cross corresponds to a given almost-simultaneous measurement towards both lines. As it was impossible to observe both Ca II lines during the same exposure, we have matched pairs of spectra presenting the smallest temporal shift, typically 30 min for the present data. Plus signs (+) refer to LVFs, while multiplication signs ( $\times$ ) refer to HVFs. The dashed lines have slopes 2 and 1, expected for the case of optically-thin and saturated lines, respectively

measurement of the equivalent width, without taking into account this filling factor, leads, when the filling factor is small, to a severe underestimation of the amount of variable gas. As a consequence, we derive column densities only when we have a reliable estimate of the filling factor. For this, we need quasi-simultaneous, high-resolution and high-S/N Ca II K and Ca II H spectra. This is the case for the LVF observed on Dec. 18, and the HVF observed on Dec. 20.

For the LVF observed on Dec. 18 at about 08:00 (UT), we find that the filling factor is larger than 60%. Assuming a value of 60%, we derive a corrected column density of  $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  for the  $10 \text{ km s}^{-1}$  component and of  $1.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  for the  $20 \text{ km s}^{-1}$  component, whereas the corresponding column densities for a filling factor of 100% would be  $1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  and  $0.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  respectively. For the HVF observed on Dec. 20 at 02:00 (UT), the filling factor is found to be less than 30%. The corresponding column density of the  $\approx 75 \text{ km s}^{-1}$  component is found to be  $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . A smaller value of the filling factor would increase this value. The value found here represents then a lower limit to the actual amount of high-velocity gas. Similar results are obtained for other HVFs observed on Dec. 19 and 20.

A very important remark has to be made at this point: even though the HVFs appear much fainter than the LVFs (see Fig. 6b), due to the filling factor effect, the equivalent widths

of these features are similar (Fig. 5). This means that the actual amounts of low-velocity and high-velocity infalling gas are quite similar at this epoch.

Note that in the whole sample of spectra obtained since 1985, we have detected low-velocity variable features with smaller intensities, and thus corresponding to smaller amounts of material. It would *not* be possible to detect such small amounts of gas in the high-velocity gas because the lines would be too faint to be detected or measured.

## 4. Results from HST observations

### 4.1. General remarks

As already mentioned, we will focus here on the variability aspect. Also, we will focus on Fe II, Mn II, Mg II, Al II and Al III variable lines, and exclude low S/N and saturated lines of C I and C IV on which no quantitative measurements could be made. For qualitative results on these lines, we refer the reader to Paper XIX.

Fig. 9 gives as an example the Fe II grating data towards the  $\lambda 2360 \text{ \AA}$  spectral region recorded throughout the entire observing campaign, divided by the Dec. 15 data. Fig. 10 shows the divided spectra of the  $\lambda 2600 \text{ \AA}$  spectral region (Fe II and Mn II lines). The reference was taken on Dec. 17. Fig. 11 shows the divided spectra for Al III and Al II (reference taken on Dec. 19), and Fig. 12 the divided spectra for Mg II.

### 4.2. Results

The data show the presence of variable lines during the whole observing period, Dec. 15–20, at low ( $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ ), and also at high velocities ( $\geq 40 \text{ km s}^{-1}$ ) after Dec. 17.

A very strong enhancement of the low-velocity features is observed in the Dec. 18 Fe II data. This is very obvious in the divided spectra displayed in Figs. 9 and 10. Various levels of excited or metastable levels of Fe II are present at that time, as well as Mn II lines (see Table 3). The ECHB data recorded on Dec. 18 moreover show that the low-velocity lines are split into two components at  $\approx 10$  and  $20 \text{ km s}^{-1}$ . Strong, variable lines are observed at high velocity on Dec. 18 and 19. They will be described in more detail below.

One has to note that when dividing the Al III or Mg II data by the reference recorded on Dec. 15, strong emissions are seen in the blue, down to  $\approx -150 \text{ km s}^{-1}$  (see Fig. 12 for the case of Mg II) whereas such strong emissions are not observed in the other elements (Fe II, Ca II). This is either due to blueshifted emission in the data, or to enhanced, wide, blueshifted absorptions in the Dec. 15 reference data. This discrepancy between the results obtained from Al III and the other elements will be discussed later.

#### 4.2.1. Variability timescales

Fig. 13 gives the velocities of the Fe II, Mn II, Al III and Mg II variable lines as a function of time, as measured from the grating spectra, after division by the Dec. 15 reference data. Even

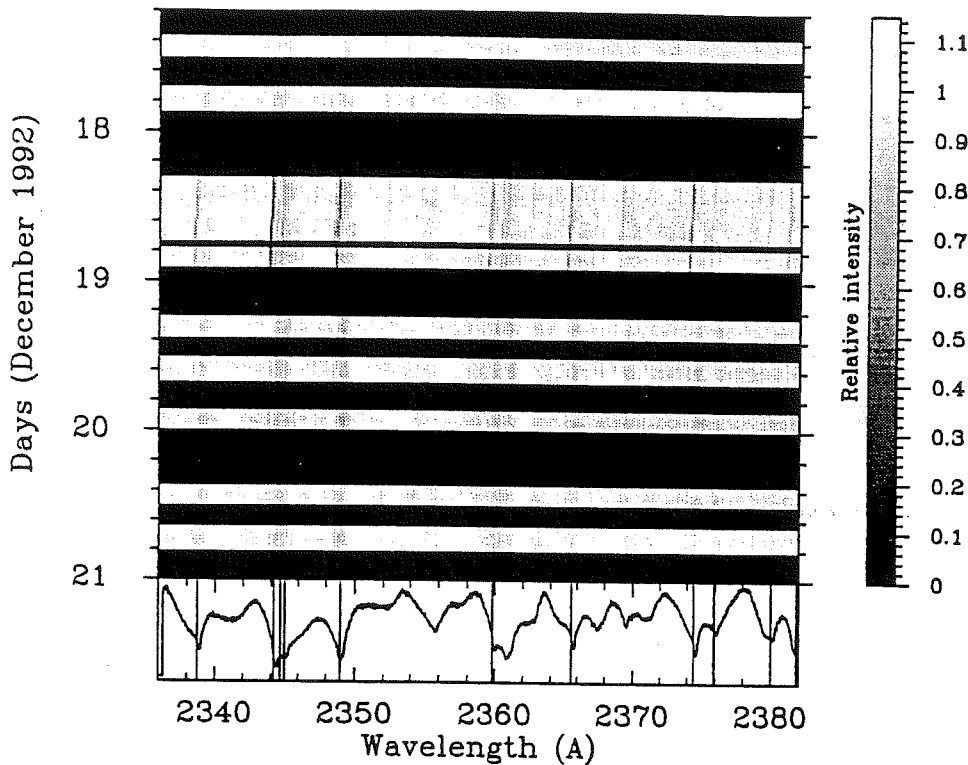


Fig. 9. Temporal behavior of Fe II variable lines as detected with HST GHRS and G270M: The rules of the dynamical map are the same as in Fig. 3 for Ca II lines, except that the spectra used here are divided spectra, i.e., they were divided by the Dec. 15 data, used as a reference spectrum. This makes the temporal variations with respect to that epoch appear clearly. The greyscale bar at the right of the plot refers thus to the flux relative to the reference spectrum. A sample (undivided) spectrum is shown at the bottom of the figure. The rest wavelength of the Fe II lines listed in Table 3 is indicated with vertical bars within that plot. Note the very strong LVFs on Dec. 18, as well as the HVF on Dec. 18, 19 and 20

though the situation is not as clear as with the higher-resolution, unblended Ca II spectra described in Sect. 3, one sees that the the velocity dispersion of the LVFs is smaller than for the HVFs.

The present data allow us to examine more details of the variation timescales of the HVFs. On Dec. 19, a 500 mÅ Al III component appears between 17:00 and 23:59 (UT) at a velocity of  $\approx 125 \text{ km s}^{-1}$  (see Fig. 11). The two ECHB spectra from Dec. 19 15:41 and Dec. 20 08:09 (UT), which were presented in Paper XIX, also showed that strong variations were occurring on these dates. The much more numerous grating spectra available enable us to follow more precisely the variability, with a temporal sampling ranging between two and six hours over a 24 hour period. This particularly strong component is then observed to vanish on timescales of about 8 hours, spreading towards the blue, whereas the reddest part of the lines remains stable in velocity.

The ECHB data recorded on Dec. 18 also show the appearance of an event at a similar velocity, on a somewhat longer, 7-hour timescale (Paper XIX). The available grating data show that this timescale is in fact smaller: the variable feature appears between 12:37 and 16:00 (UT), i.e., on a timescale of less than 4 hours (Figs. 9 and 10).

The available data show then that the high-velocity events appear on very short timescales, and that they evolve afterwards on somewhat longer timescales, shorter in any case than one day.

Singly-ionized, UV LVFs clearly exhibit variability timescales longer than the HVFs, and similar to those of the Ca II LVFs. The LVFs always occur between 10 and 20  $\text{km s}^{-1}$ . The divided-grating Fe II spectra show that no strong variation in the LVFs occurs during the observing period, except on Dec. 18, when they considerably strengthen. The available ECHB

data are not enough to see whether the double profile observed on Dec. 18 in the Fe II lines is stable or not, as was possible for the Ca II data.

#### 4.2.2. Correlation between line widths and velocities

Fig. 14 gives the FWHM of the Fe II, Mn II, Al III and Mg II variable lines as a function of their velocity, as measured from the grating spectra. Again in the case of the singly-ionized species (with the possible exception of Mg II when saturated), the HVFs are much broader than the LVFs. Note that we restricted the graph to redshifted lines on Fig. 14, but that similar symmetric effects are observed for the blueshifted Al III features.

#### 4.2.3. Correlation between line depths and velocities; size of the absorbing cloud

Again in the case of the singly-ionized species (with the possible exception of Mg II), the LVFs are much deeper than the HVFs. Saturation effects also occur. For instance, in the ECHB data recorded for Fe II on Dec. 18, the 100  $\text{km s}^{-1}$  HVFs are saturated while presenting an absorption of 10% as already noted in Paper XIX. This implies that the size of the Fe II absorbing cloud is about 10% of the stellar disk. For Mg II, typical sizes are 60%. For Mn II and Al II, such measurements cannot be done, because of the S/N in the first case, and because there is only one transition available in the second.

The correlation between line depth and velocity is not so clear in the case of Al III. In some cases, the reddest part of the HVF is deeper than the bluest part, and in some cases, not (see Fig. 11). Saturation effects nevertheless occur, with estimated sizes of the absorbing of about 30% of the stellar disk.

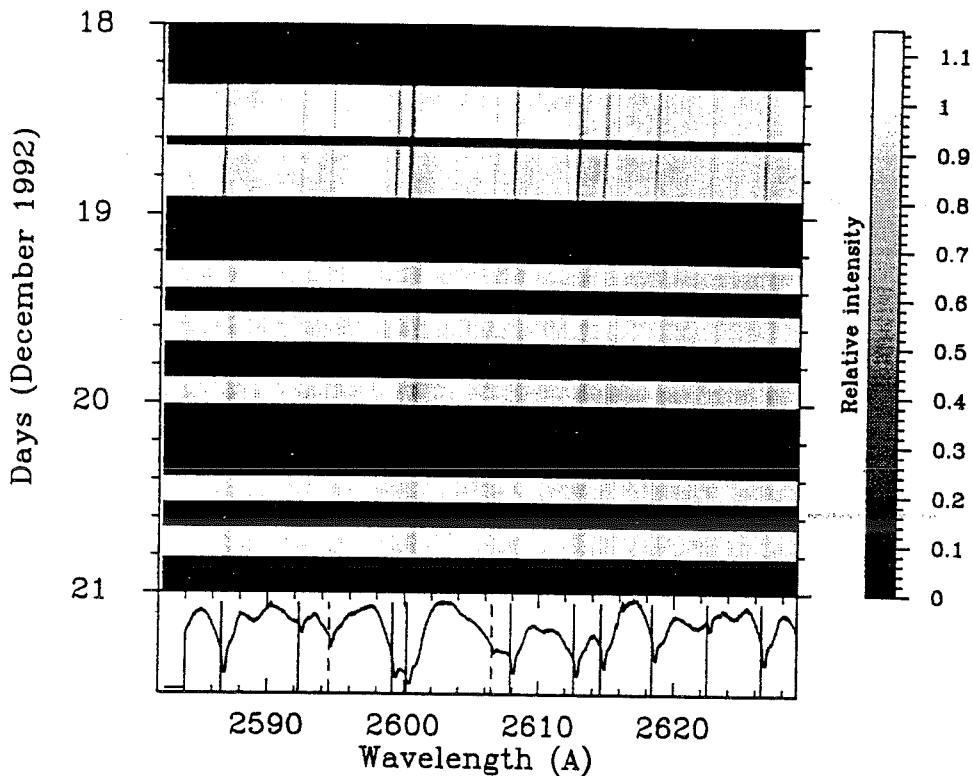


Fig. 10. Same as Fig. 9, but towards the  $\lambda 2600 \text{ \AA}$  spectral region (Fe II and Mn II lines). The spectra used to build the dynamical map were divided by the Dec. 17 data. A sample undivided spectrum is shown at the bottom of the figure. The rest wavelength of Fe II lines is indicated with solid vertical bars within that plot, while Mn II lines are indicated with dashed vertical bars. A sample (undivided) spectrum is shown at the bottom of the figure. The rest wavelength of the Fe II lines listed in Table 3 is indicated with vertical bars within that plot (see Table 3). Note the very strong enhancement of the LVF on Dec. 18, accompanied by the presence of excited levels of Fe II and also the presence of Mn II

#### 4.2.4. Chemical analysis

As in the case of Ca II, the chemical composition analysis for the infalling gas is reliable only when the lines originate from a cloud with a known filling factor. For this reason, this study is easier on the LVFs that are strong enough to ensure a large filling factor and hence a reasonably good estimation of the column densities. We analyze the Dec. 18 data, which show very strong LVFs. Table 4 gives the corrected column densities as deduced from the grating data from HST and from the ESO data for Ca II. It has to be noted that to estimate the total amount of Fe II ions, we used the measured column density towards the  $2608 \text{ \AA}$  lines, and then applied a scaling factor in order to account for the population of the various excited levels of Fe II, as was done in Paper XVII for the analysis of the stable lines, but also for two cases of LVFs. In Table 4 we also give the derived depletions of the elements, as done in Paper XVII. We find here values at least 10 times larger than those found in that paper. Fe II and Mn II present similar depletions, whereas Ca II seems to be slightly less depleted, even though much less abundant than in the ISM.

#### 4.3. Correlation between UV and optical variability

As already noted, exact simultaneity between optical and UV observations was not achieved, and hence the comparison between both kinds of lines is not always possible. However, we found the following results: over the 4 days of the simultaneous campaign, the general behaviour of Ca II, Fe II and Mn II was very similar in terms of velocity, strength, saturation effects and variability. Moreover, when observed at high resolution, the velocities of the Fe II variable lines exactly coincided with the

Ca II ones. The conclusion is not so clear for Mg II, as severe saturation effects occur in these lines.

The Al III ions seem to behave differently from Fe II and Ca II: even though the velocity positions of the variable lines are similar, their shape and depths differ significantly. A similar conclusion is reached for Mg II even though the available data on this ionic species are much less numerous.

### 5. Summary of observational results and preliminary conclusions

The various data presented here, taken over the period Dec. 8–20, show that strong activity occurred throughout the period. Before Dec. 17, this activity is present through LVFs of Ca II, Mn II, Fe II, Mg II and Al III. After Dec. 17, in addition to the LVFs, HVFs are present quite often in the same elements and in Al II. The variable lines of Fe II, Mn II and Ca II are well correlated in terms of velocity, line strength and temporal evolution. For all the elements, we observe that the higher the redshift, the broader the lines are, and the smaller the timescales for their variations. Also, for Ca II and Fe II, the higher the redshifts, the smaller the size of the infalling cloud. For the  $100 \text{ km s}^{-1}$  events, the size of the infalling cloud does not exceed 20–40% of the stellar disk.

A novel observational fact is that the Ca II H line is sometimes deeper than the Ca II K line.

For the LVFs, it was shown in one case that the infalling gas belonged to a high-density and high-temperature medium.

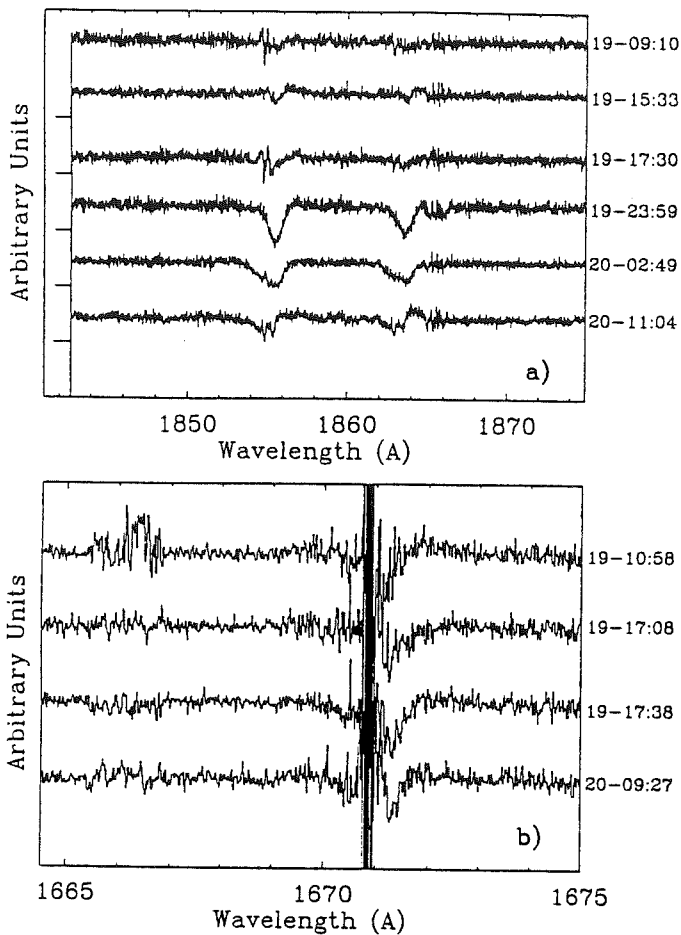


Fig. 11a and b. Aluminium variable lines as detected with HST GHRS and G270M, divided by Dec. 17 data (used as a reference spectrum): a Al III lines; b Al II lines

## 6. Test of the FEB scenario

How do these observations compare with the FEB model? It was stressed in previous work (Papers X, XI) that within the framework of the FEB scenario, HVFs may be easily reproduced by bodies crossing the line of sight at somewhat close distances to the star ( $\lesssim 10$  stellar radii – hereafter  $R_*$ ), while LVFs may be reproduced by FEBs crossing the line of sight at larger distances (typically 20–30  $R_*$ ). As explained below, most observational characteristics of both HVFs and LVFs described in the analysis of the present data indeed appear as a natural consequence of the FEB scenario.

### 6.1. High-velocity features

Fig. 15 shows an example of a simulation reproducing a HVF. The depth, velocity and width of the absorption are very similar to those observed, as one can see from Fig. 6. It was stressed in Paper XI that the shallower depth of the component with respect to the LVF was due to the smaller size of the absorbing metallic cloud at smaller stellar distance, resulting from stronger radiation pressure. Also, the variation timescale of these features

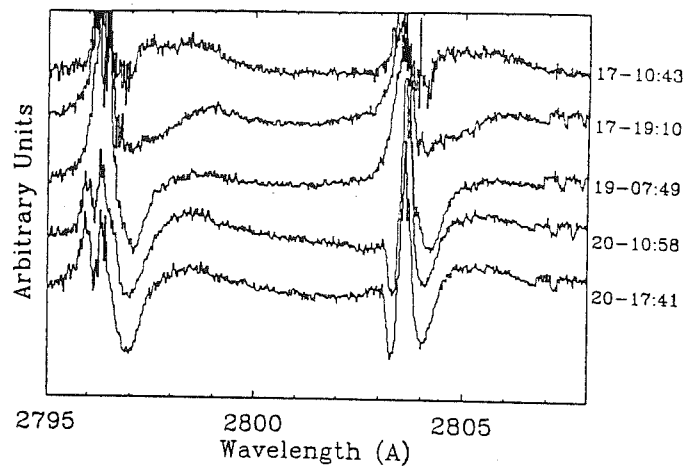


Fig. 12. Mg II variable lines as detected with HST GHRS, divided by the Dec. 15 data (used as a reference spectrum)

Table 3. Variable low-velocity Fe II and Mn II lines observed on Dec. 18

Element	$\lambda$ (vac.) (Å)	Energy level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\log(gf)$
Fe II	2338.725	862	-0.46
Fe II	2344.214	0	0.04
Fe II	2344.678	2430.097	-0.779
Fe II	2345.001	977	-0.57
Fe II	2349.022	668	-0.306
Fe II	2359.828	863	-0.64
Fe II	2365.552	385	-0.39
Fe II	2374.461	0	-0.55
Fe II	2375.917	3177.461	-0.586
Fe II	2380.002	2430.097	-0.687
Fe II	2381.849	668	-0.766
Fe II	2586.650	0	-0.19
Fe II	2592.30	8391.938	-0.481
Mn II	2594.499	0	0.278
Fe II	2599.146	385	-0.10
Fe II	2600.173	0	0.35
Mn II	2606.462	0	0.130
Fe II	2607.866	668	-0.17
Fe II	2612.654	385	-0.05
Fe II	2614.605	863	-0.39
Fe II	2618.399	668	-0.57
Fe II	2622.452	977	-1.00
Fe II	2626.452	385	-0.46

is expected to be smaller than for LVFs, as the crossing time at such stellar distances is shorter.

### 6.2. The unusual line ratios

A very important observational fact is the larger depth of the Ca II H HVFs than the corresponding K ones, as reported in Fig. 8. Indeed, the ratio  $p_K/p_H$  is naturally expected to be 2 in the case of optically thin lines and 1 in the case of saturated lines. In any case it is expected to lie between 1 and 2. As pointed out

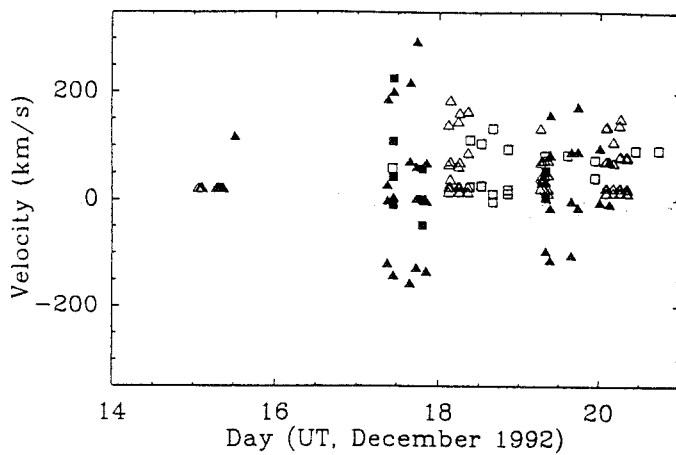


Fig. 13. Velocities of the UV lines as a function of time. Filled triangles refer to Al III data, filled squares to Mg II data, open squares to Fe II data, and open triangles to Ca II data

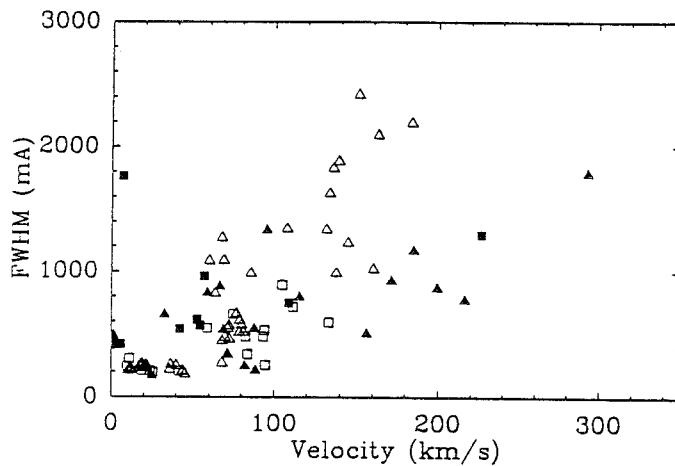


Fig. 14. FWHM of the UV variable components as a function of velocity (redshifted absorption only). The symbol conventions are the same as for Fig. 13

by Beust & Lissauer (1994) (hereafter Paper XVIII), because of a differential effect of the high stellar rotation, the FEB scenario naturally predicts that this ratio should sometimes be less than 1. This is exactly what we observe here. Moreover, the simulations displayed in Paper XVIII showed that this effect is expected to be stronger for HVFs than for LVFs, which here again is in agreement with the observations. We recall that such an effect occurs when the absorbing Ca II cloud of a passing FEB does not cover the whole stellar surface, and when the partial covering is not symmetric with respect to the center of the stellar disk. Indeed, the ratio  $p_K/p_H$  becomes less than 1 when the Ca II cloud masks the part of the stellar disk rotating away from the observer. Fig. 16 illustrates this fact. For a redshift velocity of  $100 \text{ km s}^{-1}$ , iso- $\alpha$  curves (where  $\alpha$  is the filling factor of the stellar disk) are plotted in the  $(p_H, p_K)$  plane. The absorbing cloud is assumed circular, and it is assumed to be located on the stellar equatorial

Table 4. Depletions of some elements relative to hydrogen, as measured in LVFs observed on Dec. 18, 1992

Element	Density column ( $\text{cm}^{-2}$ )	Depletion - log (H)
Fe II	$2.8 \cdot 10^{12}$	19.6
Mn II	$2.7 \cdot 10^{12}$	19.6
Ca II	$1.2 \cdot 10^{12}$	18

plane, but shifted from the center of the stellar disk by a given amount  $Y$  measured in stellar radii, with the convention that  $Y > 0$  corresponds to a shift towards the side of the star rotating away from the observer. Fig. 16 should be compared to Fig. 5 from Paper XIII, where a similar diagram which did not take into account the stellar rotation effect was displayed. We see indeed from Fig. 16 that for  $Y > 0$  the curves extend to the  $p_H > p_K$  region, thus giving a theoretical explanation for this unusual observation.

We stress here that this simple observation considerably reinforces the FEB scenario, as these very unusual line ratios appear as a natural consequence of the clumpiness of the material in front of the star. Moreover, following the analysis of the local effect of stellar rotation described in Paper XVIII, the fact that the components apparently appear more rapidly than they subsequently evolve might be an indication of their orbital motion. Indeed, the simulations showed that such behaviour is precisely to be expected for FEBs entering the line of sight from the side of the star rotating towards the observer, i.e., moving on low-inclination prograde orbits with respect to the stellar rotation, while the opposite behaviour is to be expected for FEBs moving on retrograde orbits.

Inverting the relationship  $(\alpha, Y) \rightarrow (p_H, p_K)$  is also interesting. This will allow us to constrain both parameters  $\alpha$  and  $Y$  from the available observational data. From a theoretical point of view, let us follow Paper XVIII and call  $f(v)$  the raw spectrum of  $\beta$  Pic (before rotational convolution) in the spectral neighbourhood of a given line like Ca II K ( $v$  is the velocity). The observed, rotationally-broadened spectrum  $F(v)$  is (see Paper XVIII):

$$F(v) = \frac{1}{\pi R_*^2} \iint e^{-\tau} f(v - v_{\text{eq}} y) ds. \quad (1)$$

Here, the integral extends over the whole stellar disk;  $y$  is the distance (algebraically counted) from one point of the stellar disk to the rotation axis; and  $v_{\text{eq}}$  is the equatorial velocity of the star which is presumed equal to  $v \sin i$  (Hoffleit 1982), thanks to the edge-on orientation of the disk with respect to the line of sight to the star; and  $\tau$  is the optical depth of the absorbing medium in front of the star. Naturally  $\tau$  is intended to be a function of the location on the stellar disk. In Fig. 16,  $\tau$  is assumed to be zero outside a circular zone centered on the point located on the stellar equator at  $y = Y$ , and having a radius corresponding to a given filling factor  $\alpha$ ; while  $\tau$  assumes a given value inside the circular zone. Each curve on Fig. 16 corresponds in fact to the variation of  $p_H$  and  $p_K$  as a function of  $\tau$ , for given values of  $Y$  and  $\alpha$ , the end near the  $\alpha$  labelling corresponding to  $\tau = +\infty$  (saturated line).



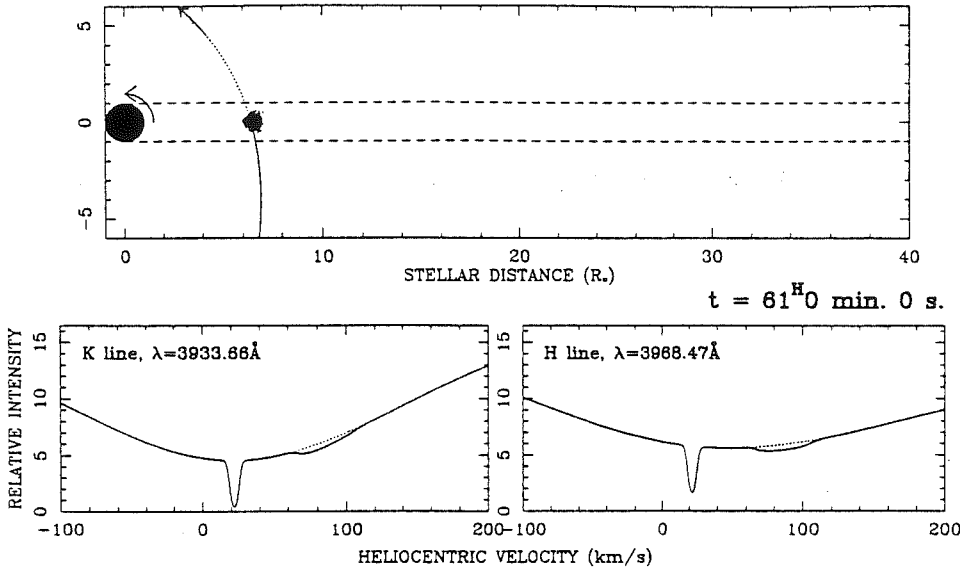


Fig. 15. Plot of a simulation of an HVF. The upper plot draws a 2-dimensional view of the Ca II clouds corresponding to the FEB, together with the star itself and a small part of the orbit. The line of sight is sketched as two parallel dashed lines. The star is assumed to rotate counter-clockwise, the FEB is assumed to rotate in the same prograde direction, i.e., with inclination =  $0^\circ$ . The lower plots show the synthetic Ca II K and H line profiles, the dotted profile corresponding to the 'quiet' profile when no FEB is present

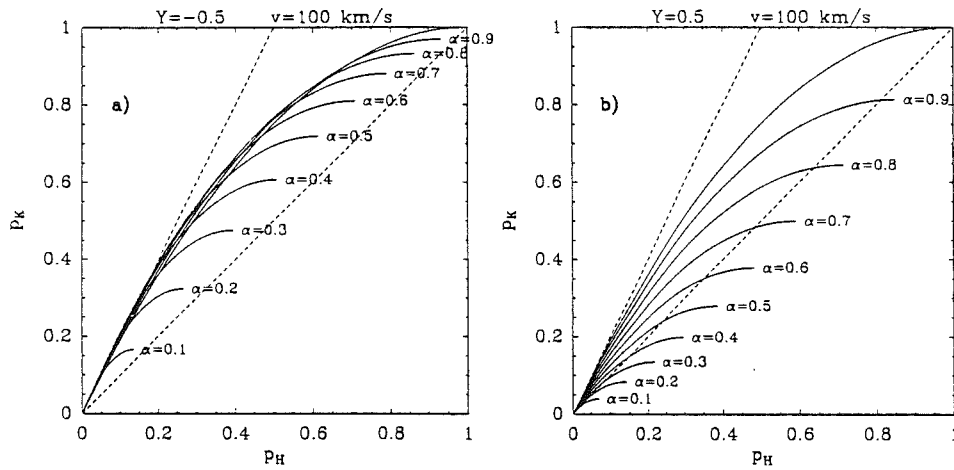


Fig. 16. Theoretical ( $p_H, p_K$ ) diagrams taking into account the stellar rotation effect.  $\alpha$  is the filling factor of the Ca II cloud with respect to the whole stellar disk. The lines are iso- $\alpha$  curves for  $\alpha = 0.1, \dots, 1$ . Each curve corresponds to various optical depths from optically thin lines to saturated ones.  $Y$  is the fraction of the stellar radius corresponding to the shift of the center of the absorbing cloud from the center of the stellar disk. Plots a) and b) correspond respectively to  $Y = -0.5$  (cloud masking the side of the star rotating towards the observer) and  $Y = 0.5$  (cloud masking the side of the star rotating away from the observer)

Conversely, given (measured) values for  $p_H$  and  $p_K$ , it is possible for various values of the optical depths  $\tau$  to search for the values of  $\alpha$  and  $Y$  matching these data. The result may be presented as a curve in the plane ( $Y, \alpha$ ).

Fig. 17 shows such curves computed for all pairs of measured ( $p_H, p_K$ ) data plotted in Fig. 8. Obviously, two different families of curves appear. As suggested in Fig. 17, they correspond exactly to the LVF and HVF data plotted with different signs in Fig. 8. The values displayed at the boundary of each curve are the corresponding values of  $e^{-\tau}$ .

The LVF data appear to correspond to large filling factors (typically 80%). In contrast,  $Y$  is not constrained for these data, while the optical depth is constrained to intermediate values. The fact that  $Y$  is not constrained is quite intuitive, since for a large filling factor, both sides of the stellar disk are expected to be masked roughly the same way. The intermediate values for the optical depth are compatible with those deduced from the LVF simulations developed earlier (Papers X, XI, XVIII).

The HVFs are fitted by small filling factors, typically 30%. For such values of  $\alpha$ ,  $p_H$  and  $p_K$  are very sensitive to the location of the absorbing cloud in front of the stellar disk, i.e., to  $Y$ . As suggested by Fig. 16,  $p_H > p_K$  is only possible for  $Y > 0$  (the side of the stellar disk rotating away from the observer). This is confirmed here by Fig. 17, where all HVF curves (they all correspond to data where  $p_H > p_K$ ; see Fig. 8) are constrained to the  $Y > 0$  region. These clouds also appear to be more saturated than the LVF ones.

Within the framework of the FEB scenario, one could wonder why all the available pairs of HVF ( $p_H, p_K$ ) data correspond to  $Y > 0$  values. If these clouds are generated by FEBs crossing the line of sight, one could indeed expect statistically sometimes to find some of them to the side of the star rotating away from the observer. It should first be stressed that the available set of quasi-simultaneous data is quite limited compared to the whole data set: HVFs with  $p_K > p_H$  could be present in the whole set, but in Ca II K spectra for which we do not have matching, quasi-simultaneous Ca II H spectra, and *vice versa*. Moreover,

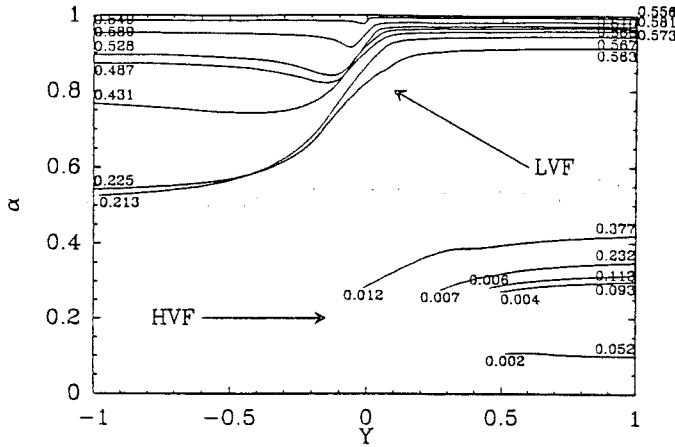


Fig. 17. Plot of possible  $(\alpha, Y)$  values for the  $(p_H, p_K)$  pairs of data taken from Fig. 8. Each curve corresponds to one data point from Fig. 8. The numbers marked on the curves are the values of  $e^{-\tau}$  at the boundaries of the curves. This indicates the saturation level of the cloud

the left extent of the HVF curves in Fig. 17 is very sensitive to the relative values of  $(p_H, p_K)$  assumed, and the measurement of the depths towards HVFs is less precise than for LVFs. Finally, one should also stress that the measurements are not exactly simultaneous. The temporal shift between two ‘simultaneous’ measurements is typically 30 minutes. It was shown in Paper XVIII (Fig. 9) that the expected timescale for the variation of the equivalent width of an HVF is of that order. Moreover, that evolution timescale is clearly shorter when the FEB (assumed orbiting prograde) is to the side of the star receding from the observer ( $Y < 0$ ). This could indeed strongly affect the ‘simultaneous’ measurements at that time, but less whenever an FEB is to the side of the star which is rotating towards the observer ( $Y > 0$ ). Looking to the future, more quantitative and statistical analysis of this rotational effect will be possible with the incorporation of the Dec. 1994 data.

The fact that the HVF clouds are more saturated than the LVF ones is also in agreement with the FEB scenario: the material which has escaped from a given FEB is simply concentrated into a much smaller volume for the HVF (smaller cloud), leading to a more opaque medium, although it is less extended in front of the stellar disk.

### 6.3. Low-velocity features

The low-velocity features can be reproduced in terms of shape and strength (see for instance Paper X) by FEBs crossing the line of sight at stellar distances in the  $15\text{--}35 R_*$  range, but the observed long durations of these events has no straightforward explanation. Whereas these lines are observed for several days in a row, the simulation of one single evaporating body produces features that disappear on timescales of hours. To explain the longer timescales, several models are at the moment being tested. The photospheric effect proposed in Paper XIII is not sufficient to account for the observed timescale, since the local

minimum of radiation pressure occurring at  $v = 20 \text{ km s}^{-1}$ , owing to the blend of the Ca II H line with the  $H_\epsilon$  line, is too flat to allow a significant segregation of ions in terms of velocities. Another possibility is the successive evaporation of a swarm of smaller bodies on a single orbit. Such a concept of ‘comet showers’ was in fact previously introduced from the analysis of a long-term, low-velocity survey of the Ca II lines (Ferlet et al. 1993). The successive passage of numerous FEBs across the line of sight can indeed make the LVFs observable on much longer timescales. Detailed simulations are presented in Beust et al. (1996), showing once the arrival frequency of FEBs is large enough ( $\gtrsim 8$  per day), the probability that any given LVF lasts several days becomes high. In contrast, this overlapping appears not to be the case for HVFs, because with their smaller perihelion distances they occur less frequently, and further, they evolve more rapidly. The multi-FEB simulations also appear to reproduce quite well the small timescale variations (hours) that we reported in Sect. 3 in the evolution of LVFs, as well as the multicomponent structures observed.

Fig. 17 shows that the sizes of the absorbing clouds at low velocities are larger than  $\sim 70\%$ . The model also predicts (see for instance simulations from Paper X) that the low-velocity clouds may have a very large size compared to the stellar surface, thanks to equilibrium between collisions and radiation pressure, while high-velocity clouds are expected to be smaller.

### 6.4. Comparison between the behaviour of different species

Obviously, the analysis of the UV data showed that the behaviour of Ca II and Fe II lines is well correlated, while Mg II and Al III seem to behave differently. Concerning Ca II, Mg II and Al III, this difference is in agreement with the predictions of the FEB scenario. In the context of our model, the different strengths of stellar radiation pressure acting on all these species is responsible for the behaviour differences (Paper X). The main parameter for a given ion is the constant ratio  $\beta$  of the stellar radiation pressure to stellar gravity (both effects are proportional to  $r^{-2}$ ). The values of  $\beta$  for Ca II, Al III and Mg II relevant to the  $\beta$  Pic radiation field are given in Beust et al. (1989). This ratio is very large for Ca II ( $> 70$ ), while it remains less than 10 for Al III and Mg II. Since the radiation pressure on Ca II is large very close to the star ( $\lesssim 5 R_*$ ), the evaporated Ca II cloud of a given FEB is small when compared to the stellar disk. Therefore, this FEB cannot generate deep absorption events, except for weak HVFs. This is not the case for the other species. Because of weaker radiation pressure, even if very close to the star, a given FEB produces a large cloud and generates deep events. Therefore, the spectral signatures (HVFs) detected in Mg II or Al III lines on the one hand, and in Ca II lines on the other hand (LVFs) are not produced by the same FEBs, the latter having larger perihelion values. The behaviour difference thus appears as natural.

As the behaviour of Fe II lines appears strongly correlated with that of Ca II lines, we may suggest that the radiation pressure on Fe II ions is somewhat similar to that on Ca II, although strong HVF redshifted by up to  $250 \text{ km s}^{-1}$  are detected

**Table 5.** Calculation of the radiation pressure on Fe II in the  $\beta$  Pic radiation field, using the transitions from multiplets 1, 2 and 3. The wavelengths, oscillator strengths, and energies have been taken from Morton (1991). The flux values were measured from our HST spectra

Wavelength (Å)	Oscillator strength	Stellar flux ( $\times 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ Å $^{-1}$ )	Lower level energy (cm $^{-1}$ )	Stat. weight	$\beta$
2260.7805	0.003715	4.43	0	10	0.0285
2344.214	0.1097	2.37	0	10	0.483
2374.4612	0.02818	3.45	0	10	0.185
2382.765	0.3006	1.14	0	10	0.658
2586.650	0.06457	3.09	0	10	0.452
2600.1729	0.2239	1.58	0	10	0.809
Total $\beta$ :					2.617
2333.516	0.06917	2.39	384.790	8	0.305
2365.552	0.05092	3.34	384.790	8	0.322
2383.7884	0.005175	2.05	384.790	8	0.0204
2389.3582	0.0849	4.70	384.790	8	0.771
2396.3559	0.2673	4.32	384.790	8	2.244
2599.1465	0.09929	1.60	384.790	8	0.363
2612.6542	0.1114	2.61	384.790	8	0.672
2626.4511	0.04334	3.52	384.790	8	0.356
Total $\beta$ :					5.053
2268.2878	0.003176	5.11	667.683	6	0.0283
2328.111	0.03176	3.19	667.683	6	0.186
2349.022	0.08239	2.53	667.683	6	0.389
2381.489	0.02857	3.18	667.683	6	0.174
2396.1497	0.01435	4.32	667.683	6	0.120
2399.9728	0.1180	4.76	667.683	6	1.094
2405.6186	0.1958	4.76	667.683	6	1.825
2607.8664	0.1127	2.68	667.683	6	0.695
2618.3991	0.04486	4.00	667.683	6	0.416
2632.1081	0.08353	2.32	667.683	6	0.454
Total $\beta$ :					5.384
2261.5600	0.002443	4.56	862.613	4	0.0193
2338.725	0.08668	2.81	862.613	4	0.451
2359.828	0.05727	2.46	862.613	4	0.265
2405.164	0.02432	4.76	862.613	4	0.227
2407.3942	0.1406	4.54	862.613	4	1.251
2411.2533	0.1941	4.10	862.613	4	1.566
2614.6051	0.1019	3.13	862.613	4	0.738
2621.1912	0.003698	5.02	862.613	4	0.0432
2631.8321	0.1197	2.66	862.613	4	0.746
Total $\beta$ :					5.307
2345.001	0.1346	2.37	977.053	2	0.594
2411.802	0.2084	4.10	977.053	2	1.682
2414.0450	0.1858	5.48	977.053	2	2.008
2622.4518	0.05	5.62	977.053	2	0.654
2629.0777	0.1774	4.21	977.053	2	1.747
Total $\beta$ :					6.684
Total averaged $\beta$ :					4.814

**Table 6.** Revised calculation of the radiation pressure on Al III, Al II and Mg II, based on calibrated HST spectra

Element	Transition wavelength(s) (Å)	Old $\beta$	Revised $\beta$
Mg II	2802.70		
	2795.53	4.45	3.47
Al III	1862.80		
	1854.72	7.76	10.9
Al II	1670.85	3.02	0.394

in Fig. 9, which was never the case for Ca II. In previous work, we did not calculate the radiation pressure on Fe II ions because of the large number of spectral lines contributing to it, contrary to the other species for which we mainly have two strong lines. We now attempt the calculation. For a given ion, the radiation pressure (see Beust et al. 1989) is:

$$F = \sum_{\text{all transitions}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \Phi, \quad (2)$$

where  $e$  is the elementary charge,  $m_e$  the electron mass,  $f$  the oscillator strength of the transition, and  $\Phi$  the stellar flux at the considered wavelength. For Fe II, the most important transitions are those of multiplets 1, 2 and 3. Data for these transitions have been taken from Morton (1991), and the fluxes were measured from our HST spectra.

The problem with Fe II lines is that many transitions contributing substantially to the radiation pressure arise from metastable levels. For one ion in a given excitation state, the radiation pressure should be calculated from Eq. (2) adding all transitions arising from that level only. But the considered ion probably does not stay in the same excitation state forever. Therefore, the mean radiation pressure acting on a given ion should be an average of the individual radiation pressures computed for each level. The more time an ion will spend in a given excitation state, the more this level will contribute to its time-averaged radiation pressure. We may assume that the amount of time an ion spends in a given level is proportional to the population of that level. Assuming local thermal equilibrium, the population ratio between levels  $i$  and  $j$ , with energies  $E_i$  and  $E_j$  are

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_j - E_i}{kT}\right), \quad (3)$$

where  $T$  is the excitation temperature, and  $g_i$  and  $g_j$  the statistical weights of both levels. The levels we consider have lower energy levels  $< 1000$  cm $^{-1}$  (Table 5). Considering that the excitation temperature is at most  $10^5$  K in the shock surface delimiting the ionic cloud of a FEB (Beust & Tagger 1993), we

see that the exponential in Eq. (3) can be neglected. Hence, the averaged radiation pressure may be computed as

$$F = \frac{\sum_{\text{all levels}} g_i F_i}{\sum_{\text{all levels}} g_i}, \quad (4)$$

where  $F_i$  stands for the total radiation pressure for level  $i$ , computed from Eq. (2).

Table 5 shows the calculation of the ratio  $\beta$  for Fe II ions. The partial contribution of each line is computed, and the total  $\beta$  is given for each level. The averaged value is given. The value obtained for  $\beta$  is small. This means that the dynamics of Fe II ions within the FEB scenario is expected to be much more similar to that of Mg II or Al III ones than Ca II ones. This seems in contradiction with the observational results, but this small value also explains why we may observe strong HVF towards Fe II lines: the Fe II cloud for FEBs having very close approaches to the star ( $\lesssim 5 R_*$ ) is large enough to generate deep events, whereas the Ca II cloud for the same FEBs is not. However, this point needs to be further examined, mainly because the dynamics of Fe II ions involves the contribution of much more lines than for all the other species. Such straightforward conclusions may not be valid, and simulations involving Fe II ions are to be carried out.

The use of calibrated HST spectra enables us also to re-evaluate the radiation pressure on the species having transitions in the UV spectral domain, like Mg II, Al II and Al III, using exactly the same approach as for Fe II in Table 5. The former values for Al III and Mg II were calculated in Beust et al. (1989) and the one for Al II in Beust & Tagger (1993). They were based on flux measurements taken from Jamar et al. (1976).

With HST data, the flux is better estimated, in particular at the bottom of the stellar line, thanks to the high resolution and S/N of the spectra. The result is presented in Table 6, where the revised values for  $\beta$  towards these elements are given and compared to the former one. Obviously, except for Al II, for which the radiation pressure is reduced by a factor of 2, the corrections for other species are minor. We recall that for Ca II, we have  $\beta = 77$  (Beust et al. 1989)

The fact that the behaviour of Al III is different from that of other species is also not surprising: Al III ions should indeed not be present in the vicinity of  $\beta$  Pic, since the stellar flux is unable to photoionize Al II sufficiently. Beust & Tagger (1993) showed that in the context of the FEB scenario, overionized species like Al III may be produced collisionally in the hot medium which delimits the shock surface of the ionic cloud of less-ionized elements. Therefore, Al III appears at the front surface of the Al II cloud of a given FEB (if it is close enough to the star:  $\lesssim 4 R_*$ ), in contrast to other ions which are produced close to the nucleus, after dust evaporation. The dynamics of Al III are therefore expected to be somewhat different.

Independently, the Ca II triplet observations demonstrated the high electron densities and temperatures in the infalling medium (Mouillet & Lagrange 1995). These are compatible

with the predictions of Beust & Tagger (1993), showing that these extreme conditions also appear as a natural consequence of FEB evaporation.

### 6.5. Amounts of mass

The total mass of high-velocity infalling gas deduced from the analysis of the Dec. 20 Ca II HVFs is about  $10^{14}$ g. It may be larger because the HVFs are very saturated (Fig. 17), leading to underestimation of the column densities. For LVFs, assuming depletions similar to those in comets for the refractory material, we find that the total mass of the comet necessary to reproduce the observed lines is slightly more, about  $10^{14}$ – $10^{15}$ g, i.e., 1–10% of the mass of a typical comet. In Paper XVII, we derived a lower mass for the comet responsible for the much fainter variable event reported.

The similarity of these two different mass estimates is striking. Although the spectral signatures are very different, the total mass inferred in both phenomena is similar. This strongly argues for a common origin, such as the FEB phenomenon. Assuming a density of  $2 \text{ g cm}^{-3}$ ,  $10^{14}$ g corresponds to the total mass a solid body of radius  $\sim 250$ m. This is the mass present in front of the line of sight when the observation is performed.

In the simulation plotted in Fig. 15, and in those presented in Beust et al. (1996) for LVFs, the assumed total mass evaporation rate of the FEB is  $\simeq 3 \cdot 10^7 \text{ kg s}^{-1}$ . Such a value is needed properly to reproduce the observed spectra, but it can also be derived from a scaling of standard values for solar-system comets to the  $\beta$  Pic case, assuming  $L(\beta \text{ Pic}) \simeq 10 L_{\odot}$  for the luminosity of  $\beta$  Pic, and taking into account that our FEBs are very close to the star. That evaporation rate is enough to completely evaporate an objet of  $\sim 1$  km radius within  $\sim 3$  days. It was also shown in the simulations (Paper X) that only the front of the ionic cloud escaped from a FEB is responsible for the spectral events; the tail is a very diluted medium which does not affect the spectrum. The transit time for one given ion from the nucleus to the tail is something like half a day. Therefore, the total amount of evaporated material responsible for the spectral event should be  $3 \cdot 10^7 \text{ kg s}^{-1} \times 10 \text{ hours}$ , i.e.  $\sim 10^{15}$ g. Taking into account that the value ( $10^{14}$ g) deduced from column density measurements is probably underestimated because of saturation effects, the measurements appear well-compatible with the simulation. Finally, the observed depletions of the low-velocity gas are quite compatible with those expected from the evaporation from cometary bodies. The available data are not enough to evaluate directly how many bodies per day are responsible for reproducing the observed lines. This is widely discussed in Beust et al. (1996), who show in particular that even if the FEB phenomenon lasts more than  $10^6$  yrs, the total mass of the evaporated FEB remains small.

## 7. Conclusions

The December 1992 campaign brought a wealth of new observational results, both from the ground and from space, which are generally quite well explained by our Falling Evaporating Body

scenario. They suggest however that some points have to be investigated further both theoretically and observationally, in particular the timescales for the variations of the low-velocity lines. We have detected for the first time the theoretically-predicted effect of stellar rotation on the Ca II K and Ca II H lines. Hence we have been able to determine precisely the geometric size of the infalling high-velocity clouds, and their location projected onto the stellar surface.

The lack of complete temporal coverage as well as the inexact simultaneity between HST and ground-based observations prevented us from directly testing the correlation between variable UV and optical high-velocity lines, and hence determining the chemical composition of the high velocity clouds.

A further campaign undertaken in November 1994 aims at answering these remaining questions.

In the context of a 10 years survey of the variability in the spectral lines of  $\beta$  Pic, some general conclusion may now be drawn. The december 1992 campaign first revealed that a large number of ionized elements are concerned with this phenomenon, provided there are detectable spectral lines in the wavelength regions we observe. The first lines observed to present such variations were Ca II, Al III and Mg II (Papers VI, VIII), but now we also have Al II, C IV, Fe II (also observed by Boggess et al. 1991), Mn II. . . This list is probably not exhaustive. Obviously HST/GHRS observations of  $\beta$  Pic help detecting these variable lines. We also confirm that redshifted features largely dominate blueshifted features, even if blueshifted events are sometimes detected (Bruhweiler et al. 1991).

The December 1992 campaign also shows that in each wavelength regime, variation takes place at all time-scales. In particular, even when they appear stable over several days, the LVF occurring in Ca II lines present slight variations which take place on a time-scale of an hour. This is of invaluable importance for the interpretation of these features, especially in the frame of the FEB scenario (see Beust et al. 1996 for details).

Finally, it definitely appears that the bulk frequency of the occurrence of these transient spectral events is not stable over a time-scale of the order of one year. December 1992 obviously correspond to the highest activity period ever monitored in the variable spectral lines of  $\beta$  Pic, in both terms of frequency and strength of the components. Up to now, there is no evident periodicity in this global behaviour, but a longer term survey than only 10 years is surely needed to allow to draw any conclusion concerning this point. However, the fact that significant changes are observed on time-scales as short as a few years is of crucial importance for any model willing to globally explain the phenomenon, in particular in the frame of the FEB scenario. Models involving secular resonances within the  $\beta$  Pic disk as responsible for the FEB scenario (Levison et al. 1995) do not explain these changes. However, a model based on mean-motion resonances with a massive planet recently proposed by Beust & Morbidelli (1996) provides a possible interpretation for them.

*Acknowledgements.* We thank the staffs of the ESO, Mt Stromlo, and Mt John for their kind support during the observations. One of us thanks Dr K. Freeman for very efficient help during some of the observations.

## References

- Artymowicz P., Burrows C., Paresce F., 1989, *ApJ* 337, 494  
 Beust H., Lagrange A.-M., Mouillet D., Plazy F., 1996, *A&A*, in press (Paper XXII)  
 Beust H., Lagrange-Henri A.-M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1989, *A&A* 223, 304  
 Beust H., Lagrange-Henri A.-M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1990, *A&A* 236, 202 (Paper X)  
 Beust H., Lissauer J.J., 1994, *A&A* 282, 804 (Paper XVIII)  
 Beust H., Morbidelli A., 1996, *Icarus*, in press  
 Beust H., Tagger, M. 1993, *Icarus* 106, 42  
 Beust H., Vidal-Madjar A., Lagrange-Henri A.-M., Ferlet R., 1991, *A&A* 241, 488 (Paper XI)  
 Boggess A., Bruhweiler F.C., Grady C.A., et al., 1991, *ApJ* 247, 505  
 Bruhweiler F.C., Kondo Y., Grady C.A., 1991, *ApJ* 377, L49  
 Deleuil M., et al., 1996, to be submitted  
 Ferlet R., Hobbs L.M., Vidal-Madjar A., 1987, *A&A* 185, 267  
 Ferlet R., Lagrange-Henri, A.-M., Beust H., et al., 1993, *A&A* 267, 137  
 Hoffleit D., 1982, *The Bright Star Catalogue*, 4<sup>th</sup> revised version, Yale University Press  
 Jamar C., Macau-Hercot D., Monfils A., et al., 1976, *The ultraviolet bright star spectrophotometric catalogue*, E.S.A. SR-27  
 Lagage P.-O., Pantin E., 1995, *Nature* 369, 628  
 Lagrange A.-M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1987, *A&A* 173, 289  
 Lagrange-Henri A.-M., Beust H., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1989, *A&A* 215, L5 (Paper VIII)  
 Lagrange-Henri A.-M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1988, *A&A* 190, 275 (Paper VI)  
 Lagrange-Henri A.-M., Gosset E., Beust H., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1992, *A&A* 264, 637 (Paper XIII)  
 Lagrange A.-M., Vidal-Madjar A., Deleuil M., et al., 1995, *A&A* 296, 499 (Paper XVII)  
 Lecavelier des Etangs A., Perrin G., Ferlet R., et al., 1993, *A&A* 274, 877  
 Lecavelier des Etangs A., Deleuil M., Vidal-Madjar A., et al., 1995, *A&A* 299, 557  
 Levison H.F., Duncan M., Wetherill G.W., 1995, *Nat* 372, 441  
 Morton D.C., 1991, *ApJS* 77, 119  
 Mouillet D., Lagrange A.-M., 1995, *A&A* 297, 175 (Paper XX)  
 Smith B.A., Terrile R.J., 1984, *Sci* 226, 1421  
 Vidal-Madjar A., Lagrange-Henri A.M., Feldman P.D., et al., 1994, *A&A* 290, 245 (Paper XIX)

## Campagne de 1994

### *Motivation et objectifs*

Cette simultanéité imparfaite entre les observations dans les domaines UV et visible, et les variabilités nouvelles obtenues au cours de la campagne 1992 ont motivé la participation renouvelée à la collaboration MUSICOS (pour MUlti-Site COntinuous Spectroscopy) en novembre 1994. Cette collaboration permet l'observation d'une source (sous l'hypothèse de bonnes conditions météorologiques) en continu sur une période jusqu'à plusieurs jours. De telles possibilités observationnelles servent des sujets astrophysiques divers tels que l'imagerie Doppler, la recherche de modes de pulsations stellaires ou encore la caractérisation de vents stellaires (short-citeNPboehm96,balona96,collier97). Plus précisément, les objectifs de nos observations au sol portent sur deux points principaux :

- jusqu'à cette date, chaque nouvelle mission d'observation révèle de nouveaux types d'absorption, avec des vitesses, des formes et des échelles de temps variées. Ces nouvelles observations vont-elles répéter des caractéristiques précédentes ou au contraire apporter des nouveaux éléments ? Les simulations établies pourront-elles les expliquer ?
- l'analyse chimique des composantes variables, fournissant une information sur les corps parents (peu contraints par ailleurs), est rendue difficile par la variabilité des absorptions. Cette analyse chimique tire parti d'observations à des longueurs d'onde variées dans l'UV, où de nombreuses raies métalliques sont accessibles. Les observations correspondantes, nécessitant une haute résolution spectrale, sont programmées avec l'instrument GHRS ( $R=10^5$ ) de HST. Le domaine spectral de l'instrument est très restreint (typiquement une dizaine d'angstroms), si bien que l'observation d'un grand nombre de raies requiert plusieurs poses : les données s'étalent nécessairement sur plus d'un jour.

Dans ce cadre, les observations continues au sol ont le double intérêt de pouvoir comparer les données UV, à celles obtenues au même moment au sol, mais aussi de fournir une référence commune pour estimer la validité de la comparaison des données UV entre-elles.

### *Stratégie d'observation*

La stratégie d'observation depuis le sol est de suivre la raie de Ca II K en priorité, raie forte et isolée, permettant des mesures de raies décalées, même faibles. Lors de l'apparition de composantes décalées nouvelles, le passage à la raie H, voisine, et éventuellement aux raies Ca II triplet, est intéressant pour contraindre les paramètres physiques, et en particulier la saturation éventuelle des composantes.

Dans cette campagne, les observations sur l'instrument UHRF du télescope AAT (Siding Springs, Australie) présentent la spécificité de ne pas remplir une plage horaire vide (avec les mêmes heures d'observations possibles que celles du Mont Stromlo), ni de couvrir l'ensemble de la campagne. Elles n'ont pas pour objectif premier d'assurer le suivi temporel complet de la source mais sont programmées pour permettre de préciser la cinématique des composantes observées avec une résolution bien meilleure ( $R=10^6$ ).

Site	Tel.	Instr.	Res.	Obs. Dates
ESO (Chili)	1.4m	Coudé Ech. Spec.	$10^5$	Nov 21-26
Afrique du Sud		MUSICOS	20000	Nov 22-26
Mt Stromlo (Australie)	1.9m	Coudé Spec.	70000	Nov 20-26
Mt John (Nouvelle-Zélande)	1m	Ech. Spec.	40000	Nov 19-24
AAT (Australie)	4m	UHRF	$10^6$	Nov 23-24
Brésil		Boller and Chivens	25000	Nov 23-25

**Table 5.1 :** Calendrier des observations de la campagne de novembre 1994

Les choix observationnels doivent réaliser un compromis, sous les contraintes spécifiques à chaque instrument, entre la résolution spectrale, la résolution temporelle, et le rapport signal à bruit.

#### *Observations et réductions*

J'ai observé en Australie (Mont Stromlo, télescope de 1,90 m muni d'un spectromètre échelle de résolution 70 000), alors que des collaborateurs assuraient les observations aux mêmes dates au Chili, Brésil, Afrique du sud, Australie, et Nouvelle-Zélande (Table 5.1).

Dans le cadre de la stratégie d'observation définie précédemment, l'algorithme des choix observationnels que j'ai effectué sur cet instrument se présente de manière linéaire. Le réseau de dispersion croisée est choisi en fonction du domaine spectral recherché, l'extrémité bleue du spectre visible dans le cas présent. La possibilité d'observer simultanément les raies K et H sur deux ordres contigus soulève la question de leur observation alternative (comme c'est le cas au CAT-CES par exemple). Le temps d'exposition est limité à moins de 20 minutes, par le nombre de mauvais pixels apparaissant pour de longues poses, ce qui réalise une contrainte plus forte que la résolution temporelle recherchée. Pour de tels temps d'exposition, la largeur de la fente d'entrée sur le spectromètre est déterminée pour avoir un rapport signal à bruit suffisant, réalisant alors la résolution satisfaisante de 70 000 (sur un détecteur dont l'échantillonnage supporte largement cette résolution).

Les conditions atmosphériques n'ont pas permis une observation parfaitement ininterrompue entre le 21 et le 26 novembre, mais une très bonne couverture a été obtenue en particulier sur la période entre le 23 et le 25, pendant laquelle l'ensemble des observations HST-GHRS était concentré. Ceci réalise le deuxième aspect des objectifs de cette mission.

Sur l'ensemble des données, j'ai personnellement effectué la réduction des données du Mont Stromlo et d'Afrique du Sud (instrument MUSICOS). Les données du Mont Stromlo ne présentent pas de difficulté spécifique, et j'ai appliqué sur chacun des deux ordres observés les procédures classiques de réduction de données spectroscopiques, avec correction du champ plat et calibration en longueur d'onde par comparaison avec la position des raies de thorium. Une attention particulière a simplement été apportée à la correction des mauvais pixels sur les données à deux

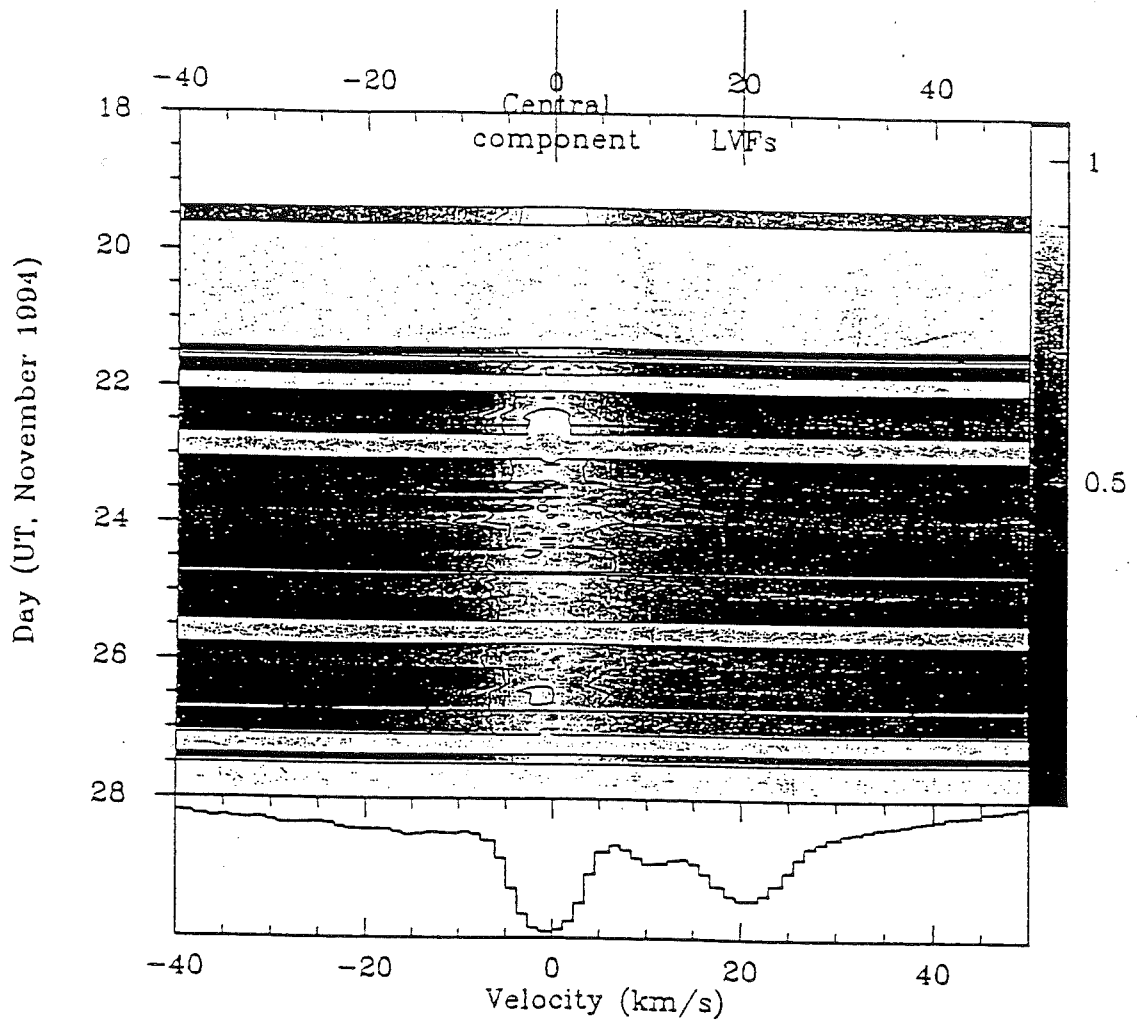


Figure 5.3 : Variation de l'absorption circumstellaire de la raie Ca II K au cours du temps, dans un diagramme  $(\lambda, t)$ , au cours de la campagne d'observation de 1994. Le spectre du bas indique à titre de comparaison un spectre obtenu en 1992



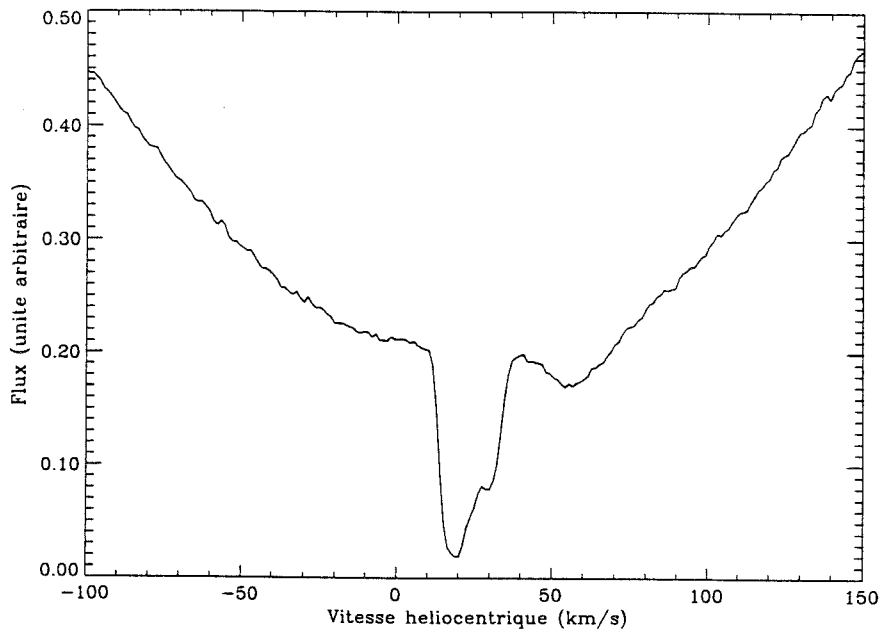


Figure 5.4 : Spectre de la raie Ca II K, obtenu le 24/11/94 (CAT-CES, ESO).

dimensions.

Les données MUSICOS sont un peu plus complexes puisqu'elles présentent l'avantage d'enregistrer simultanément un grand nombre d'ordres sur une image. Pour cette réduction, j'ai utilisé le programme de réduction adapté à cet instrument et développé par T. Boehm (1994), permettant l'extraction et la calibration de chacun des ordres.

### Résultats

Lors de cette campagne, certaines des raies variables sont qualitativement similaires aux observations de 1992. Toutefois, de manière quantitative, l'activité cométaire observée est bien moins importante que lors de la campagne de 1992, et les vitesses des absorptions projetées sur la ligne de visée sont plus faibles en moyenne. Au cours de l'ensemble de la campagne, des absorptions sont détectées jusqu'à une vitesse de  $50 \text{ km.s}^{-1}$  relativement à l'étoile, mais beaucoup moins profondes qu'en décembre 1992. En particulier, pour la période d'observation HST, une faible absorption à environ  $20 \text{ km.s}^{-1}$  par rapport à l'étoile est détectée. Elle est faible et ne varie pas de manière importante sur la journée si bien que elle ne remet pas en cause la possibilité de comparer les différentes données UV.

En outre, sur les données de résolution supérieure à  $5 \cdot 10^4$ , on observe un ensemble de faibles absorptions sur tout un continuum de vitesse jusqu'à la vitesse de l'étoile et non pas comme en 1992, à la vitesse privilégiée de  $20 \text{ km.s}^{-1}$ . Une absorption à une vitesse inférieure à  $10 \text{ km.s}^{-1}$  provoque simplement un élargissement et une asymétrie de la composante centrale sur la majorité des données (Fig. 5.4). La très haute résolution fournie par UHRF permet l'analyse plus détaillée suivante.

### Etude d'un nouveau régime de vitesse, avec la très haute résolution spectrale

La résolution supérieure d'un ordre de grandeur fournie par l'instrument UHRF permet des mesures quantitatives sur ces composantes de vitesse inférieure à  $10 \text{ km.s}^{-1}$  par rapport à l'étoile.

Avec la collaboration de I. Crawford et J. Spiromilio, il est possible de comparer de telles observations de la raie Ca II K de  $\beta$  Pictoris à différentes époques (Fig. 5.5). On note alors des variations dans les ailes de la raie jusqu'à moins de  $3 \text{ km.s}^{-1}$ , et aussi bien dans le bleu que dans le rouge. Seule la partie vraiment centrale, à une vitesse relative au soleil de  $22 \text{ km.s}^{-1}$ , apparaît constante.

La comparaison des raies Ca II H et K permet de déduire que ces absorptions variables ne sont pas saturées, contrairement à la partie centrale (Fig. 5.6).

Ces composantes à très faibles vitesses peuvent remettre en cause la présence d'une composante de gaz "stable", ou bien limiter fortement la validité des mesures correspondantes. Cette question est abordée en section 5.3.

### Evolution à long terme

Les observations en spectroscopie d'absorption obtenues depuis 1985 montrent des variations sur de longues échelles de temps. Ainsi, lors de certaines missions, entre 1986 et 1988, aucune absorption décalée vers le rouge n'est détectée. Puis, ces absorptions variables sont apparues sporadiquement, à la fin des années 80, pour être très importantes en 92, et à nouveau moins importantes en 94, moins décalées vers le rouge. Cependant, il faut être prudent pour ces tendances d'évolution sur des échelles de plusieurs années alors qu'il existe des variations certainement plus importantes d'un jour à l'autre. Les remarques qualitatives précédentes sont donc à considérer avec précaution, même si elles se fondent sur des observations s'étalant le plus souvent sur plusieurs jours (de l'ordre de la semaine).

Supposons que cette évolution à très basse fréquence soit significative. Alors, ce type de variations est certainement lié au mécanisme déclenchant la chute de comètes. Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer la chute des comètes ; ils prédisent des variations de la fréquence des chutes sur des échelles de temps allant de quelques mois à plusieurs dizaines d'années. Pour pouvoir tester observationnellement ces modèles, il faut augmenter la base de temps sur laquelle on mesure l'activité de chutes cométaires. C'est dans cet esprit que nous avons mené de nouvelles observations en décembre 95 et janvier 96. Nous cherchons à avoir une estimation de l'activité de chute cométaire. Cela nécessite des observations sur plusieurs jours pour se débarrasser des variations à plus haute fréquence. Dans

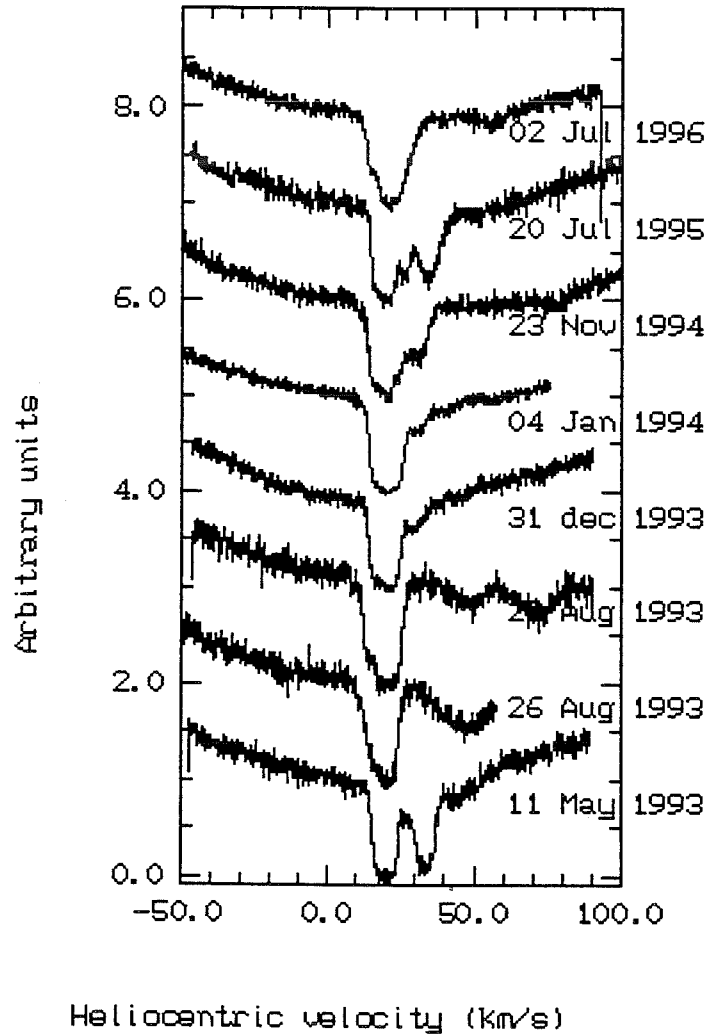
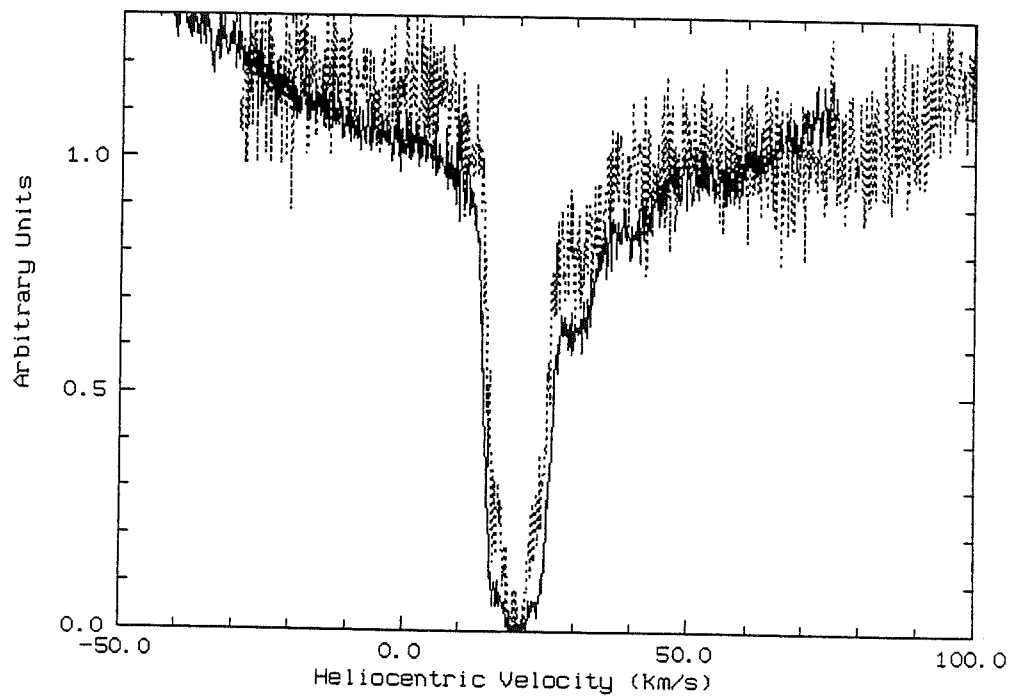
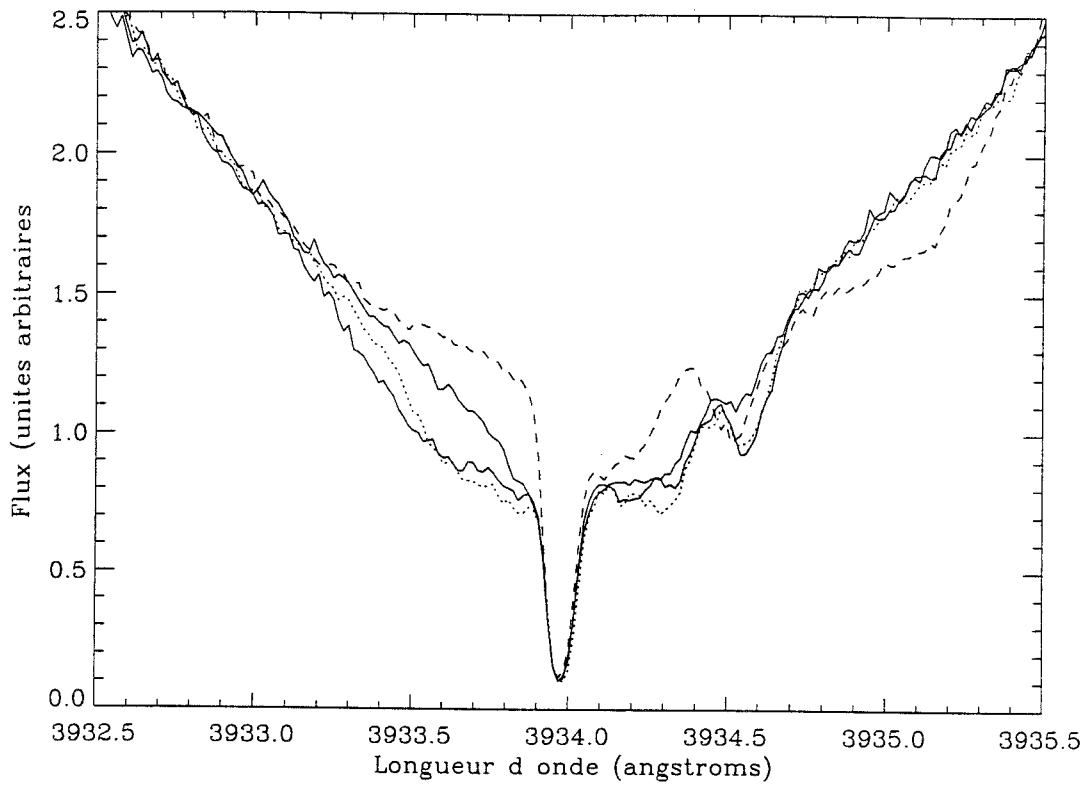


Figure 5.5 : Variabilité des ailes de la raie Ca II K. La partie centrale (à la vitesse de l'étoile, soit autour de 22 km/s par rapport au soleil) est saturée de manière constante, tandis que les ailes, à typiquement 5 km/s dans le bleu et dans le rouge, connaissent des variations



**Figure 5.6 :** Superposition de l'absorption observée en janvier 1994 en Ca II K et H. La raie H a une force d'oscillateur 2 fois plus faible que la raie K : si la raie n'est pas saturée, l'absorption doit être moins profonde. La partie centrale est saturée, les ailes des raies variables ne le sont pas



**Figure 5.7 :** Absorption dans le bleu observée le 09/01/96, comparé à un spectre de référence du 18/12/95 (en tirets). L'absorption dans le bleu évolue au cours de la nuit en se déplaçant vers le rouge et en diminuant en intensité (trait plein-trait pointillé-trait plein)

la mesure où, contrairement aux campagnes multi-sites décrites plus haut, on ne s'intéresse pas spécifiquement aux variations sur les plus courtes échelles de temps, j'ai proposé que des nuits entières ne soient pas accordées à ce projet, mais seulement 1-2 heures en fin de nuits, sur 1 ou 2 semaines. C'est suivant ce mode que de nouvelles observations sont acceptées pour l'hiver prochain. L'ensemble des données obtenues sur ces années sera comparé aux modèles actuels de perturbations gravitationnelles. Il doit également être considéré de manière plus générale comme une base de données, statistiquement intéressantes, servant par la suite à tous les tests de modèles ou en confrontation avec d'autres types d'observations futures, nécessitant une statistique valable sur ces événements sporadiques.

Au cours des observations récentes (janvier 96), de nouvelles absorptions à très petites vitesses, se confondant avec l'absorption centrale, ont été observées, de manière similaire à la campagne de 1994. De plus, et pour la première fois sur les données visibles, des composantes importantes sont observées dans le bleu, évoluant au cours de la nuit du 9 janvier 96 (Fig. 5.7).

En début de nuit, cette absorption est très large et s'étend jusqu'à  $60 \text{ km.s}^{-1}$  dans le bleu relativement à l'étoile. Dans les heures qui suivent, elle se décale progres-

sivement vers le rouge, de manière similaire à l'évolution des composantes variables précédemment étudiées.

### 5.2.2 Interprétation

L'interprétation de tels événements variables a été proposée précédemment avec le modèle FEB (voir section 2.2.1). Les observations présentées ici apportent la possibilité de tester efficacement la validité de ce modèle, et de l'exploiter pour déduire de l'information physique sur le système. C'est dans cet esprit qu'est dirigée l'analyse suivante.

#### Vitesse et largeur des raies : cohérence avec le modèle FEB

##### *Absorption décalées de plus de 20 km.s<sup>-1</sup> vers le rouge*

Les formes des raies en absorption sont en accord avec les simulations du modèle de chutes cométaires (Beust 1995):

- les composantes à grande vitesse seraient dues à des comètes passant plus près de l'étoile : dans ce cas, aussi, les raies sont les plus larges, en accord avec les observations.
- les composantes à basse vitesse correspondent à des périastres de l'ordre de 20–30  $R_*$ .

La composante à basse vitesse est très intense, et la comparaison des raies Ca II K et H permet de montrer que cette absorption est saturée (ou optiquement épaisse), même si le flux dans cette raie n'est pas réduit à zéro, car le gaz absorbant est compact et ne couvre par l'ensemble du disque stellaire (Lagrange-Henri et al. 1989). A certains moments, l'intensité d'absorption est même plus importante dans la raie H (pourtant plus faible) que dans la raie K. Un tel effet a été prédit théoriquement (Beust & Lissauer 1994) du fait de la présence de la raie H<sub>ε</sub> mélangée à la raie Ca II H et légèrement décalée. La rotation stellaire rend spectralement distinct les deux côtés du disque stellaire (rouge et bleu). Ainsi le profil stellaire de la raie H est fortement asymétrique, au contraire de la raie K. Pour un nuage de gaz cométaire très compact, le rapport des flux stellaires dans les raies K et H perçu par le gaz varie selon son déplacement devant le bord rouge ou bleu de l'étoile.

La corrélation entre le Ca II et Fe II provient du fait que ces absorptions sont la conséquence du même phénomène : le nuage de gaz créé à l'avant de la comète. En revanche, Beust & Tagger (1993) ont montré que Al III, surionisé par rapport à la radiation stellaire, devait être créé dans une couche limite étroite, dense et chaude à l'avant de la comète. Il s'agit de conditions différentes du milieu dans lequel se forme les raies Ca II et Fe II. Les conditions d'observabilité sont donc également distinctes.

##### *Absorption décalées de moins de 10 km.s<sup>-1</sup>*

On pourrait chercher à expliquer ce nouveau régime de vitesse, mis clairement en évidence par les observations UHRF, à l'aide de nouveaux processus physiques.

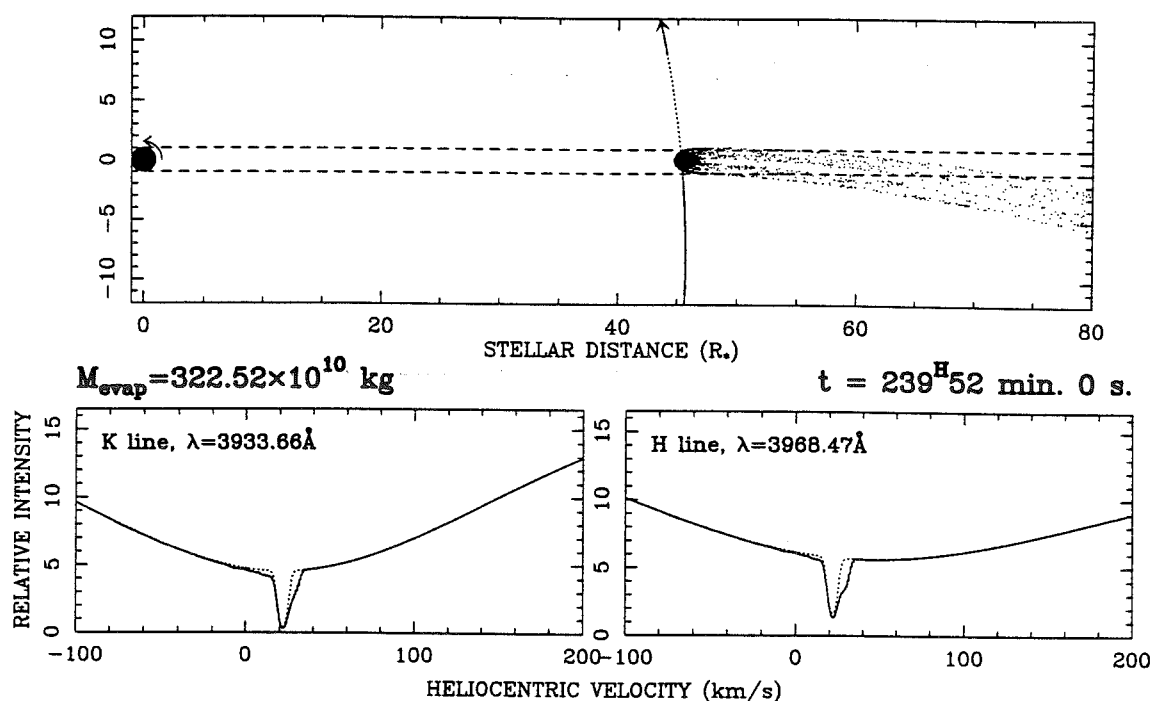


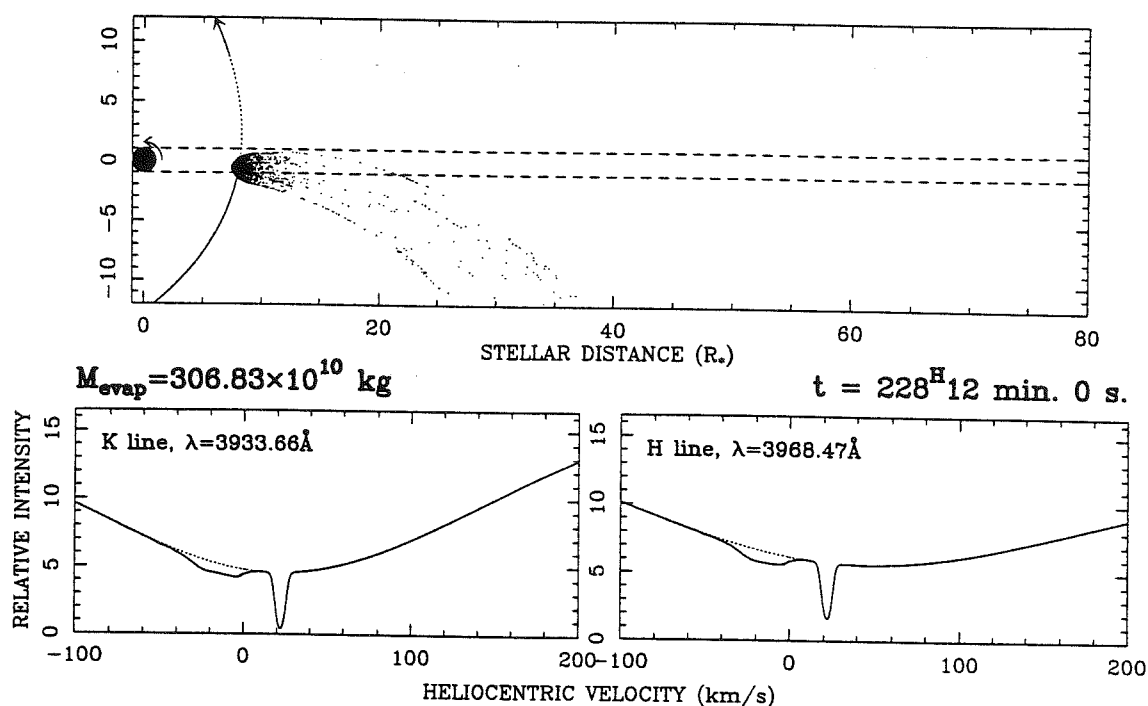
Figure 5.8 : Simulation d'une absorption à très faible vitesse, avec le modèle FEB et un avec périastre de  $50 R_{\star}$

Dans un premier temps au moins, nous cherchons à savoir si le scénario FEB, requis par ailleurs peut également expliquer ces absorptions. En effet, les observations antérieures ont montré qu'un large domaine de vitesses projetées était reproduit en ajustant simplement le périastre des trajectoires des objets en évaporation. Des raies très peu décalées dans le rouge sont obtenues naturellement avec des périastres plus importants, tout en restant dans la limite de sublimation des grains pour créer du gaz. La figure 5.8 illustre une telle situation avec un périastre de  $50 R_{\star}$ .

Pour les raies similaires mais décalées vers le bleu, des longitudes de périhélie légèrement différentes (de  $10$  à  $20^{\circ}$  doivent être mises en jeu. Ce cas est traité dans le paragraphe suivant pour les raies observées en janvier 1996.

#### *Absorption décalée vers le bleu*

Enfin, le nouveau type de raie dans le bleu, détectée en visible en janvier 1996, peut également s'expliquer par le scénario de chute cométaire. (Fig. 5.9). Toutefois, contrairement aux cas précédents, une modification du périastre seule ne suffit pas pour reproduire cette composante : la direction d'origine de la comète doit être modifiée. Sur l'ensemble des observations obtenues jusqu'à maintenant, ce type de vitesses (et donc d'orbites) est rare par rapport à l'ensemble des composantes dans le rouge, qui elles sont compatibles avec une direction d'origine des comètes privilégiée. L'étape suivante est de regarder dans les observations à venir si cette hypothèse de direction privilégiée est robuste par rapport à ces événements dans le bleu, ou si les observations sont compatibles avec un choix indifférent d'orientations de trajectoires de chutes. Dans cet objectif, une revue des absorptions dans le



**Figure 5.9 :** Simulation d'une absorption dans le bleu, avec une longitude de périhélie de  $190^\circ$  par rapport à la ligne de visée

bleu, observées également en UV, sur des observations précédentes, est en cours, en collaboration avec M. Deleuil (LAS, Marseille).

### Temps caractéristiques : nombre de chutes cométaires

Le temps de transit dans la ligne de visée d'un objet cométaire créant une absorption détectable est de l'ordre de quelques heures. Ce temps caractéristique est tout à fait en accord avec les variations de raies à grandes vitesses, d'une part, et avec les variations de la forme des raies à plus petites vitesses ( $< 30 \text{ km.s}^{-1}$ ) d'autre part.

Toutefois, dans les campagnes de 1992 et de 1994, les composantes à basse vitesse apparaissent non pas de manière sporadique mais presque constante, avec une évolution dans l'intensité et la position en vitesse plus lente : sur plusieurs jours. De plus, ces composantes sont complexes : la composante décalée à  $20 \text{ km.s}^{-1}$  le 18/12/92 est dédoublée. Ces observations suggèrent qu'un nombre important d'absorptions, variant sur quelques heures, se succèdent lors de ces campagnes. On a montré que l'on reproduit avec succès ces observations par la chute d'un nombre important de comètes sur des orbites voisines. Une telle hypothèse implique alors une quantité importante de telles chutes, évaluée à typiquement 1 000 par an. Pour des corps de taille caractéristique de 1 km, cela signifie alors une perte de masse de quelques  $10^{18} \text{ g an}^{-1}$ , soit  $\sim 10^{-15} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ .

Ces résultats sont exposés de manière plus détaillée dans l'article (Beust et al. 1996) joint.



**Article**

*The  $\beta$  Pictoris circumstellar disk. XXII. Investigating the model of multiple  
cometary infalls*

*Beust H., Lagrange A-M., Plazy F., et Mouillet D.*

*Astronomy & Astrophysics, 1996, 310, 181*

# The $\beta$ Pictoris circumstellar disk

## XXII. Investigating the model of multiple cometary infalls

H. Beust<sup>1,2</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1,2</sup>, F. Plazy<sup>1</sup>, and D. Mouillet<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, B.P. 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

<sup>2</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

Received 13 June 1995 / Accepted 2 October 1995

**Abstract.** Variable redshifted absorption features in the spectrum of  $\beta$  Pictoris have been attributed to comet-like bodies falling towards the star. Recent observations showed that some of the detected absorption features last much longer than predicted by the suggested scenario for one single body. Here, we invoke the successive infall of several bodies to explain these observations. We develop a statistical model of comet arrival, based on a Poissonian process, and show that the long duration of spectral features is highly probable if the arrival rate of bodies is high enough. Dynamical simulations involving several evaporating bodies are presented, showing that multi-component structures very similar to those observed are easily reproduced, reinforcing thus the scenario. We discuss the implications of the constraints deduced from this study on the possible generation mechanism for such an infall of bodies towards the star and we show that a simple model based on the disruption of one single larger body is not compatible with the observational constraints.

**Key words:** stars:  $\beta$  Pic – circumstellar matter – planetary systems – methods: numerical – comets: general

### 1. Introduction

Although our Solar System still remains the only planetary system detected around a main sequence star it is commonly thought that planetary systems are frequent around normal stars. Theoretical arguments (Lissauer 1993) show that planetary systems are able to form within  $\sim 10^7 - 10^8$  years. Moreover, various observations have shown that disks are commonly present around young stars (Grasdalen et al. 1984; Malbet et al. 1993; Beckwith & Sargent 1993), even if no direct evidence for the presence of solid bodies inside these disks has been detected so far.

The dusty and gaseous disk around the main sequence star  $\beta$  Pictoris (Aumann et al. 1984; Smith & Terrile 1984; Paresce

& Burrows 1987) is so far the only one imaged around a main sequence star. Contrary to the disks around young stars, the presence of large bodies within that disk is strongly presumed, mainly from direct imaging of the dusty disk. The observed disk asymmetries may be due to gaps and/or dust segregation in the disk caused by planets (Roques et al. 1994; Lazzaro et al. 1994). This circumstellar disk is thus regarded as the best candidate for an extra-solar planetary system orbiting a main sequence star.

The study of the gaseous part of the disk around  $\beta$  Pic also provides strong arguments in favour of the presence of hidden solid bodies. Thanks to a favourable edge-on orientation the disk was spectroscopically detected and studied in visible absorption lines of Ca II, Fe I, and Na I (Hobbs et al. 1985; Vidal-Madjar et al. 1986; Lagrange et al. 1995, hereafter Paper XVII). The observed lines of Ca II were repeatedly observed to exhibit several temporally varying absorption features, which appeared or disappeared on time scales of the order of a day or less, and which were always redshifted by velocities varying from few tens to few hundreds of  $\text{km s}^{-1}$  with respect to the star. This phenomenon is seen in many spectral lines, both visible lines of Ca II (Ferlet et al. 1987; Hobbs et al. 1988; Lagrange-Henri et al. 1992, hereafter Paper XIII; Ferlet et al. 1993, hereafter Paper XIV) and UV lines of Mg II, Al III, Al II, Fe II, and C IV observed first with IUE (Kondo & Bruhweiler 1985; Lagrange et al. 1987; Lagrange-Henri et al. 1988, hereafter Paper VI; Lagrange-Henri et al. 1989, hereafter Paper VIII; Grady et al. 1991; Bruhweiler et al. 1991; Deleuil et al. 1993), and more recently with HST (Boggess et al. 1991; Vidal-Madjar et al. 1994, hereafter Paper XIX; Lagrange et al. 1995, hereafter Paper XXI).

$\beta$  Pictoris is not the only A-type star exhibiting such transient spectral features. Similar ones were observed towards HR 10 (Lagrange-Henri et al. 1990) and in the UV spectrum of several Herbig Ae/Be stars (Grady & Silvis 1993; Grady et al. 1993a; Grady et al. 1993b; Perez et al. 1993).

The mentioned transient features in the spectrum of  $\beta$  Pic have been interpreted as the signature of the comas of kilometer-sized bodies in orbit around  $\beta$  Pic (Papers VI, VIII, XVII, XIX) which are evaporating in the vicinity of the star. The bodies caus-

Send offprint requests to: H. Beust

ing the absorption are moving towards the star, thus this model has been termed the Falling Evaporating Body (FEB) scenario. A complete dynamical simulation of the FEB scenario, scaling our knowledge from cometary observations made in our own solar system to the  $\beta$  Pic case, has been able to reproduce synthetic events in the spectrum of  $\beta$  Pic very similar to the observed ones (Beust et al. 1989; Beust et al. 1990, hereafter Paper X; Beust et al. 1991a, hereafter Paper XI). Moreover, a comparative study of lines arising from doublets of Ca II (H and K) and Mg II (Papers VIII, XIII, XIX) has shown that most of the gas responsible for the absorption events has a clumpy structure in front of the star, i.e., it does not cover the whole stellar disk, although the absorption lines are saturated. This latter fact is easily explained by the FEB scenario as a consequence of the small size of the ionic cloud surrounding individual bodies, and simulation runs have reproduced that easily (Paper XIX). Meanwhile, Beust & Tagger (1993, hereafter Paper XVI) developed a hydrodynamical model of the flow of metallic ions around their evaporating parent body as needed by the FEB scenario and found that temperatures as high as  $10^5$  K could be easily reached in the coma, thus providing a natural source for the highly ionized species observed, such as Al III and even C IV, as detected with IUE and HST (Paper XIX; Deleuil et al. 1993). These species are produced by collisional ionization. Such ranges of temperature and high electronic densities are also necessary to explain population ratios between metastable levels of Ca II, as measured from redshifted components in the infrared Ca II triplet (Mouillet et al. 1995). This theoretical development reinforces the FEB scenario since the very presence of species such as Al III and C IV was a real puzzle. The FEB scenario is in fact the only model which is able to explain simultaneously the clumpy structure of the material and the presence of highly ionized species. Similarly, the need for a collisional source of these species present seen in transient features in the spectrum of 51 Oph, HD 45677 and HR 176386 was also noted by Grady & Silvis (1993), Grady et al. (1993a), and Grady et al. (1993b).

The recent detection of CO and C I from HST-GHRS observations (Paper XIX) provides a strong argument in favour of the evaporation of small bodies around  $\beta$  Pic. The evaporation of these bodies would constantly replenish the CO and C I in the disk, which are too fragile to survive for more than  $10^3$  years in the  $\beta$  Pic nebula.

The occurrence of the mentioned transient features was estimated to at least 200 per year (Paper XIII). Such a frequency should be to be compatible with the youth of the  $\beta$  Pic system: even if this point is still controversial, the estimated age of  $\beta$  Pic ranges from  $1.2 \cdot 10^6$  years (Lanz et al. 1995) to  $2 \cdot 10^8$  years (Paresce 1991) at most.

The successive observation campaigns have allowed us to classify the various transient spectral features in a small number of subsets. Frequently, we observe low-velocity features in the Ca II lines. They usually exhibit components that are redshifted with respect to the stable central absorption at typically a few tens of  $\text{km s}^{-1}$ . They are usually deep (frequently deeper than half the continuum), and less than  $20 \text{ km}^{-1}$  wide. These features are the most obvious ones in the observational data.

Their variation time scale is substantially larger than that of all the other kinds of features (one day at least) and some of them have been clearly observed to last for many days (Paper XXI). Their frequency is high but it seems that it varied in the past years (Paper XII). The low velocity Ca II features seem also to present smooth variations (depth and redshift velocity) on time scales of weeks (Papers XIV, XXI).

A second kind of features, which occur in Ca II lines, have been recorded for a few years (Papers XI, XXI). They appear at higher velocity (typically  $80\text{--}100 \text{ km s}^{-1}$ ) and evolve more rapidly than the low-velocity ones. They usually appear or disappear in a few hours. They are less frequent than the first ones, but one can say that for a typical observing run of one week, the probability to observe at least one of them is high. They are much less deep than the low-velocity ones, but their velocity width is much larger ( $40$  or  $50 \text{ km s}^{-1}$ ).

In the UV lines of Mg II, Al II, and Al III, two kinds of variable features have also been identified. One type of these features occurs at redshifts  $\lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$  and varies on times scales of a few hours. Many of such features have been observed with HST (Papers XIX, XXI) at high S/N ratio. They are deep and have a large ( $40$  or  $50 \text{ km s}^{-1}$ ) velocity width. These features seem to be at least as frequent as the high velocity Ca II ones. In Fe II lines observed with HST (Paper XXI), we clearly see low velocity features behaving similarly to those occurring in the Ca II lines. Due to the difficulty to schedule ground-based observations and space UV observations (IUE or HST) exactly simultaneously, it has not been possible up to now to confirm an exact correlation between UV and visible features.

Very-high velocity absorption features have also been occasionally observed in UV lines of Al III or Mg II (Papers VI, VIII), at redshifts of up to  $300 \text{ km s}^{-1}$ . These extreme features are able to appear or disappear in less than one hour. They are usually weaker than the other ones, and they seem less frequent.

The main characteristics of these various kinds of features are naturally explained by the FEB scenario, but some questions remain. First, there is a specific problem concerning the long duration of low-velocity features in Ca II lines: features observed several days long (Paper XXI) are difficult to explain with single FEB infalls. We may invoke the successive passage of several FEBs to explain them. Indeed, this concept of "FEB-showers" was previously introduced from a low-resolution survey (Paper XIV). A second problem concerns the dynamical model able to generate the infall of such numerous solid bodies towards the star. If planetary perturbations are thought to be the basic process, the exact mechanism is still controversial.

The aim of this paper is first to investigate the problems involved by the long duration of low-velocity spectral features. In Sect. 2, we briefly show how the different kinds of features are explained by the FEB scenario and put theoretical constraints on the physics of the evaporation and the duration of features, showing that in any case low-velocity features due to one FEB cannot last more than  $\sim 6$  hours. In Sect. 3, we develop a statistical model of FEB arrival in the line of sight, based on a Poissonian process, and show that as soon as the event frequency is high enough, the probability that on feature lasts several days

becomes high. We then present in Sect. 4 simulations involving multi-FEB absorptions and reproducing multi-component structures very similar to those observed. In Sect. 5, we investigate the so-called family hypothesis for the origin of the FEBs, and show that this simple model is not in agreement with the constraints deduced from the observations and the simulations. Our conclusions are presented in Sect. 6.

## 2. Theoretical implications of the FEB scenario

### 2.1. Global comparison with model results and predictions

The FEB scenario developed during the last years has been able to explain most of the observational characteristics of the transient spectral features with a small number of free parameters.

The shape of the low-velocity Ca II features is well reproduced with FEBs crossing the line of sight between  $\sim 15$  and  $30$  stellar radii (hereafter  $R_*$ ) from the stellar surface. The mean value of the redshift is due to the projection of the velocity of the FEB onto the line of sight. Its observed value gave constraints on the orientation of the incoming FEBs (Paper X). High-velocity Ca II features are easily interpreted as resulting from FEBs crossing the line of sight substantially closer to the star (typically  $5 - 8 R_*$ ) (Papers XI, XXI). At this distance, the radiation pressure is larger (it scales as  $r^{-1/2}$ ), and the resulting Ca II cloud is smaller. It can then only generate weaker spectral features, as its projected size onto the stellar surface is smaller. The higher redshift is simply due to the higher velocity of the body when crossing the line of sight. The smaller variation time scale is a consequence of the shorter time needed to cross the line of sight. The large velocity width of the spectral feature is less straightforwardly explained. Let us consider a metallic ion, having a velocity  $v_r$  with respect to the nucleus in a reference frame  $\mathcal{R}$  bound to the nucleus and rotating with it, i.e. with origin at the nucleus, and one axis pointing towards the star at each time. Let us designate  $r$  the radius vector joining the nucleus to the ion and  $v_N$  the velocity of the nucleus with respect to the star. The velocity  $v_s$  of the ion with respect to the star is

$$v_s = v_n + v_r + \Omega \wedge r, \quad (1)$$

where  $\Omega$  is the rotation vector of the reference frame  $\mathcal{R}$ . The geometry of the cloud around the nucleus is roughly axisymmetric around the line star – nucleus. Only at large distances from the nucleus, curvature effects of the tail become important (see simulation outputs in Paper X). Thus, on the right hand side of Eq. (1), and independently from local turbulence and thermal heating which probably add a random component to  $v_r$ , the only non-axisymmetric term is the third one ( $\Omega \wedge r$ ). This term contributes to the velocity width for clouds closer to the star, because closer to the star  $\Omega$  becomes more important. In fact, it seems that this effect explains well why high-velocity Ca II features have larger velocity widths than low-velocity ones. The “low”-velocity UV features are expected to be generated by the same FEBs that generate the high-velocity Ca II features. For these elements (Al III, Mg II. . .) the ionic clouds are expected to be larger, thanks to a 10 times weaker radiation pressure (Beust

at al. 1989; Paper XXI). That is why we observe deep components in UV lines at redshifts around  $100 \text{ km s}^{-1}$ , whereas the Ca II ones remain shallow. Recent simulations (Paper XIX) confirmed this qualitative picture.

For very small stellar distances ( $\lesssim 3R_*$ ), the radiation pressure on Ca II ions becomes too high to allow the formation of a cloud large enough to be detected. This is not the case for UV-feature generating elements like Mg II or Al III, since for these ions the radiation pressure is at least 10 times smaller. Therefore, such FEBs only generate UV-events. But these features are expected to be the most redshifted ones (more than  $200 \text{ km s}^{-1}$ ), and the most rapidly evolving ones. This fact is confirmed by simulations (Paper X), and corresponds exactly to the observational characteristics of very high velocity UV features.

### 2.2. Theoretical relations between stellar distances, redshifts and velocity widths of the variable lines

The redshift of a variable component is directly linked to the projection of the velocity of the FEB when crossing the line of sight. Let us consider that the FEB follows an orbit with eccentricity  $e$ , and that the true anomaly when it crosses the line of sight (at stellar distance  $d$ ) is  $\nu$ . Combining usual Keplerian formulas (See e.g., Duriez 1989) the value of the redshifted velocity  $v$  can be obtained straightforwardly by:

$$v = -\sqrt{\frac{GM_*}{d}} \frac{e \sin \nu}{\sqrt{1 + e \cos \nu}}. \quad (2)$$

Hence  $v \propto d^{-1/2}$ . In accord with Eq. (1), let us assume that the velocity width of the absorption component is due to the term  $\Omega \wedge r$ . Let us now try to get an estimate of that term. Following the hydrodynamical model developed in Paper XVI, we shall call  $\theta$  the angle between the radius vector joining any point in the ionic cloud to the nucleus, and the axis nucleus – star. Always following Paper XVI, let us also call  $r_0$  the distance between the nucleus and the front of the cloud in the direction towards the star. It was shown in Paper XVI [Eq. (49)] that a good estimate of the shape  $r(\theta)$  of the axisymmetric surface delimiting the cloud is

$$r(\theta) = \frac{r_0}{\cos(\theta/2)}. \quad (3)$$

Let us now assume that only the effect of the  $\Omega \wedge r$  term is responsible for the velocity width of the component. One has to note that this is quite a crude approximation which may be true for high-velocity features, while for low-velocity ones other effects like collisional and thermal broadening of the lines and/or macroscopic velocity dispersion within the ionic clouds may overcome this effect.

The “ $\Omega \wedge r$ ” effect (which we may simply call *rotational effect*) on the absorption feature is strongest when it is parallel to the line of sight, i.e., when  $\theta = \pm\pi/2$ . Therefore, an estimate of the velocity width  $\Delta v$  can be

$$\Delta v \simeq 2\Omega \times r \left( \frac{\pi}{2} \right) = 2\sqrt{2}\Omega r_0, \quad (4)$$

keeping in mind that this equation is probably incomplete. According to Eq. (48) of Paper XVI,  $r_0$  can be obtained as

$$r_0^2 = \frac{Fv_e}{\beta g} \left( 1 + \frac{a_2}{a_1} \right) \quad (5)$$

where

- $v_e$  is the expansion velocity of the neutral envelope around the nucleus ;
- $F$  is a constant, representing the strength of the drag force. More precisely, the corresponding acceleration applied to one ion is  $\propto r^{-2}$  and can be expressed as

$$\gamma_{\text{drag}} = \frac{F}{r^2} (v_r - v_e). \quad (6)$$

- $g = GM_*/d^2$  is the local stellar gravity ( $r \ll d$ ) ;
- $a_1$  and  $a_2$  represent the local ionic density integrated over the thickness of the two layers delimiting the ionic cloud (see Paper XVI for details)

The term  $Fv_e/\beta g$  corresponds to the square of the radius at which the radiation pressure exactly balances the drag force. The additional factor  $a_2/a_1$  in Eq. (5) represents the contribution of the pressure of the internal layer 2 on the external layer 1, since only layer 1 supports the radiation pressure. From Eqs.(55) and (70) of Paper XVI, and also from the fact that the constant  $\alpha_0$  introduced in Paper XVI is very close to 1 (Tables 2,3 and 5 of Paper XVI), we can easily derive

$$1 + \frac{a_2}{a_1} = \frac{Q}{8\pi\tau_0 v_e a_1}, \quad (7)$$

where  $Q$  is the mass production rate of the considered ionic species. The parameter  $a_1$ , at  $\theta = 0$  is only a function of spectroscopic parameters of the absorption line [Eq. (15) from Paper XVI], so that it may be regarded as a constant parameter. Combining now with Eq. (5), we obtain for  $r_0$  the final expression

$$r_0 = \left( \frac{Fv_e}{\beta g} \frac{Q}{8\pi\tau_0 v_e a_1} \right)^{1/3} = \left( \frac{Fd^2Q}{8\pi\beta GM_* a_1} \right)^{1/3} \quad (8)$$

From usual Keplerian formalism, we get

$$\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{d^3} (1 + e \cos \nu)}. \quad (9)$$

Combining now Eqs. (4), (8) and (9), we may finally express  $\Delta v$  as

$$\Delta v \simeq 2 \left[ \frac{2GM_*}{d^3} (1 + e \cos \nu) \right]^{1/2} \left( \frac{Fd^2Q}{8\pi\beta GM_* a_1} \right)^{1/3} \quad (10)$$

We thus have  $\Delta v \propto d^{-5/6}$ , showing that, as expected, the velocity width of the absorption features increases closer to the star. Combining with Eq. (2), we may express  $\Delta v$  as a function of  $v$

$$\Delta v \simeq 2\sqrt{2} v^{5/3} \frac{(1 + e \cos \nu)^{4/3}}{(e \sin \nu)^{5/3}} (GM_*)^{-2/3} \left( \frac{FQ}{8\pi\beta a_1} \right)^{1/3} \quad (11)$$

We may assume that  $e \simeq 1$ , since the FEB are supposed to come from more distant regions within the disk. Moreover, the simulations of Paper X have shown that in order to fit the observed redshift velocities correctly, the orientations of the incoming FEBs have to be roughly constant, leading to a constant value for  $\nu$ . The mass production rate  $Q$  is not expected to vary drastically between  $\sim 2 R_*$  and  $\sim 25 R_*$ . We may therefore assume that for specific species (e.g., Ca II),  $\Delta v$  is essentially a function of  $v$ , with  $\Delta v \propto v^{5/3}$ . Note that we consider here the “mean” value of  $\Delta v$  which can be measured during the temporal evolution of a specific component. In fact, some evolution of  $\Delta v$  was detected within the lifetime of some high-velocity Ca II features, which has been indeed reproduced by simulations (Paper XXI).

### 2.3. The duration problem for slow velocity components

The theoretical duration  $\Delta t$  of a variable feature is directly related to the transit time of one FEB through the line of sight. The line of sight itself is a cylinder of radius  $R_*$ , so that  $\Delta t$  can be estimated to

$$\Delta t \simeq \frac{2R_*}{v_{\perp}}, \quad (12)$$

where  $v_{\perp}$  is the velocity of the FEB on its orbit in the middle of the line of sight, projected onto a plane perpendicular to the line of sight. That expression is clearly an approximation and the exact duration could be slightly larger, because of the size of the cloud, which is substantially larger than the nucleus itself. However, since the size of the cloud is smaller than  $R_*$  (proved by saturation measurements) the enhancement factor for  $\Delta t$  due to this effect is at most  $\sim 1.5$ . From Keplerian formalism (Duriez 1989), we easily derive

$$v_{\perp} = \sqrt{\frac{GM_*(1 + e \cos \nu)}{r}}, \quad (13)$$

which yields

$$\Delta t \simeq 2R_* \sqrt{\frac{d}{GM_*(1 + e \cos \nu)}} \quad (14)$$

Combining now with Eq. (2), we obtain  $\Delta t$  as a function of the redshift velocity  $v$ :

$$\Delta t = -\frac{2R_*}{v} \frac{e \sin \nu}{1 + e \cos \nu}. \quad (15)$$

Assuming  $R_* = 1.7 R_{\odot}$ ,  $e \simeq 1$  and  $\nu \simeq -30^\circ$  (Paper X), we get numerically

$$\Delta t(\text{h}) \simeq \frac{176}{v(\text{km s}^{-1})}, \quad (16)$$

showing that  $\Delta t$  ranges between  $\sim 30$  min. and  $\sim 6$  hours for  $v$  varying from  $300 \text{ km s}^{-1}$  to  $30 \text{ km s}^{-1}$ . For  $v \gtrsim 100 \text{ km s}^{-1}$ , the values for  $\Delta t$  obtained with Eq. (16) are roughly compatible with the observed variation time scale for high and very high velocity events. But the  $\sim 6$  hours duration calculated for a  $30 \text{ km s}^{-1}$  feature is much shorter than the observed duration of some low-velocity components (several days; Paper XXI).

#### 2.4. The sublimation distance

Changing the values of  $\nu$  or  $e$  in Eq. (15) does not change the above result. The main reason for that is that the FEB has to be close enough to the star to allow cometary dust to sublimate. It is possible to eliminate the true anomaly  $\nu$  between Eqs.(2) and (15). We obtain a new expression for  $\Delta t$ :

$$\Delta t = 2R_* \sqrt{\frac{d}{GM}} \sqrt{\frac{2}{x + \sqrt{x^2 - 4(1 - e^2)}}}, \quad (17)$$

$$\text{where } x = 2 - \frac{dv^2}{GM_*}. \quad (18)$$

In Paper X, we had assumed for the sublimation a simple model described by Lamy (1974), and obtained the lifetime of a dust grain as

$$t_{\text{life}} = \frac{s_0 \delta}{\alpha p} \sqrt{2\pi k T \mu}, \quad (19)$$

where  $s_0$  is the initial radius of the grain (typically  $1 \mu\text{m}$ ),  $T$  is the temperature,  $\mu$  is the mean atomic mass,  $p$  is the vapor pressure,  $\alpha \simeq 0.7$ , and  $\delta \simeq 2 \text{ g cm}^{-3}$  is the density of the grain. We may assume that the dust is heated by stellar radiation flux, so that its temperature is obtained by the equilibrium with the absorbed stellar radiation:

$$T = T_{\text{eff}} \sqrt{\frac{R_*}{d}} (1 - A)^{1/4}. \quad (20)$$

where  $A$  is its albedo. During the sublimation the dusty grains escape from the nucleus at velocity  $v_g$ . We may then define the “sublimation path”  $d_{\text{sub}}$  as the distance covered by the grain during the sublimation, namely  $d_{\text{sub}} = v_g t_{\text{life}}$ . We may therefore consider that the sublimation is not efficient enough to allow our modeling of ionic clouds when  $d_{\text{sub}} \gtrsim R_*$ . For the vapor pressure, we had assumed in Paper X a law described by Centolanzi and Chapman for tektite glass (1966):

$$\log p(\text{Tor}) = 10.915 - \frac{24928.3}{T}. \quad (21)$$

Assuming  $T_{\text{eff}} = 8000 \text{ K}$  and the above mentioned values, we obtained numerically

$$\frac{d_{\text{sub}}}{R_*} = 8.22 \cdot 10^{-19} \frac{(d/R_*)^{-1/4}}{\exp(-7.175 \sqrt{d/R_*} (1 - A)^{-1/4})}. \quad (22)$$

The value of the albedo of the cometary surface may depend on its history. In the case of the fresh comet coming from the outer regions of the system and thus mainly consisting of volatile ices, we may expect quite a high value. On the contrary, if the FEBs have already experienced several periastron passages at relatively moderate stellar distances (typically a few AU), then a low albedo crust may have formed on their surface (nucleus of comet P/Halley:  $A = 0.04$ ; Keller et al. 1987). As we consider the process making ordinary cometesimals evolve to FEBs as

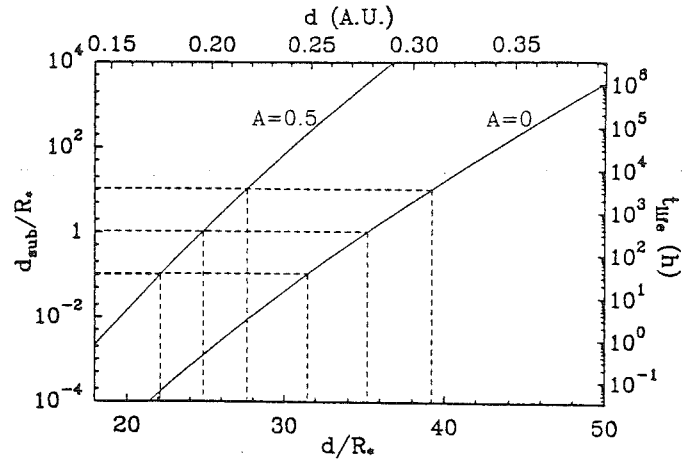


Fig. 1. Plot of the “sublimation path”  $d_{\text{sub}}$  as a function of stellar distance  $d$ , for various albedo values

a gradual one (at least compared to their orbital periods) our preferred scenario is the latter one.

Figure 1 shows a plot of  $d_{\text{sub}}$  as a function of  $d$  for two albedo values,  $A = 0$  and  $A = 0.5$ . For  $A = 0$  a critical distance  $d_{\text{max}} \simeq 35 R_*$  ( $\simeq 0.28 \text{ AU}$ ) appears clearly. For  $A = 0.5$ ,  $d_{\text{sub}}$  is reduced to  $25 R_*$  ( $\simeq 0.20 \text{ AU}$ ). Schematically, the sublimation of the dust is only efficient for  $d \lesssim d_{\text{max}}$ . The very high slope of the curve in Fig. 1 (note the logarithmic axis) shows that any other empirical law similar to Eq. (21) that could be taken for other material than tektite glass should give a similar value for  $d_{\text{max}}$ . Another way to illustrate this is to assume that the refractory material constituting dusty grains usually begins to evaporate at  $T \gtrsim 1500 \text{ K}$ : If  $D$  is the sticking energy for adsorbing molecules on the surface of the grain, a characteristic evaporation time will be  $\propto \exp(D/kT)$ . Under the usual hot conditions, we have  $k^{-1}D \sim 1500 \text{ K}$  (Hollenbach & Salpeter 1971). Considering Eq. (20), this corresponds to  $d \lesssim 28.5 R_*$ , which yields another value for  $d_{\text{sub}}$  very similar to the first one.

If we now go back to Eq. (17), we first see that  $\Delta t$  is a decreasing function of  $x$  which is itself a decreasing function of  $d$ , so that  $\Delta t$  is an increasing function of  $d$ . For a given redshift velocity  $v$  the maximum acceptable value for  $\Delta t$  will be simply obtained when computing Eq. (17) with  $d = d_{\text{max}}$ . For  $v = 30 \text{ km s}^{-1}$  and  $e \simeq 1$  we obtain

$$\Delta t_{\text{max}} = 6 \text{ h}, \quad (23)$$

showing that the previous evaluation was close to the maximum value. Thus it follows that features apparently lasting several days long cannot be explained by individual FEBs crossing the line of sight. This may be particularly true for low-velocity features since not all the FEBs need to follow the same orbit. A continuous feature may be generated by FEBs which cross the line of sight at somewhat different stellar distances.

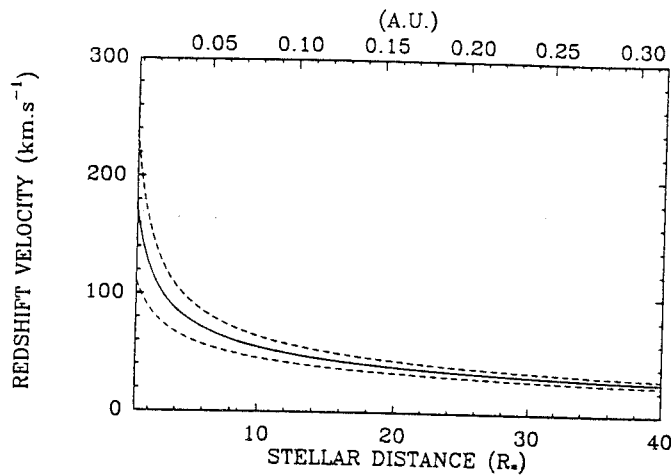


Fig. 2. Plot of the redshift velocity  $v$  as a function of stellar distance, based on Eq. (2) assuming  $\nu = -30^\circ$ . The dashed curves represent  $v + \Delta v/2$  and  $v - \Delta v/2$  respectively. A typical value of  $\Delta v = 50 \text{ km s}^{-1}$  at  $v = 100 \text{ km s}^{-1}$  and  $\Delta v \propto v^{5/3}$  scaling have been assumed

### 3. A statistical model of FEB arrival

A straightforward interpretation for the puzzling observed duration of low-velocity features is that they are due to several FEBs which continuously cross the line of sight. This possibility is illustrated in Fig. 2, where the redshift velocity  $v$  [see Eq. (2)] has been plotted as a function of stellar distance  $d$ , together with  $v + \Delta v/2$  and  $v - \Delta v/2$ . It appears that for  $15 R_* \lesssim d \lesssim 35 R_*$ , the variations of  $v$  remain roughly less than the mean value of  $\Delta v$  in the considered range, while this is clearly not the case for smaller stellar distances (one has to keep in mind that for  $d \gtrsim 35 R_*$ , the dust evaporation is no longer efficient). This shows that all FEBs (provided that  $\nu$  does not vary drastically) crossing the line of sight between  $\sim 15 R_*$  and  $\sim 35 R_*$  will generate roughly the same spectral component. On the contrary, FEBs at smaller stellar distances, and thus contributing to the higher velocity features, will cause spectral signatures with velocities that depend highly on the stellar distance  $d$ . Unless they follow exactly the same orbit, two FEBs of that kind would exhibit quite different spectral signatures.

It seems that the long duration of low-velocity spectral features can be explained by the successive contribution of several FEBs, since over a periastron range of  $\sim 20 R_*$  the FEBs could be numerous enough to allow the continuous survival of the variable component for a long time. However we have to quantify this hypothesis to see whether it is realistic.

The arrival of FEBs on the line of sight may be considered as a random process. This can be efficiently modeled by a Poissonian process: If an event occurs at time  $t = 0$ , the random variable corresponding to the arrival time of the next event has an exponential probability function. If  $p(t) dt$  is the probability that the next event occurs between  $t$  and  $t + dt$ , we have

$$p(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}. \quad (24)$$

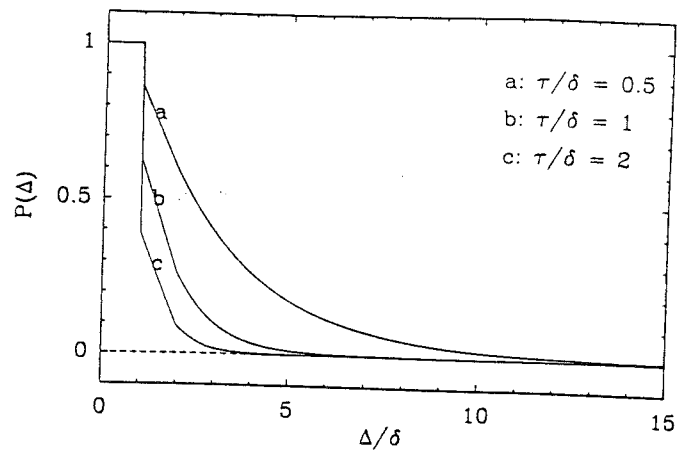


Fig. 3. Plot of the probability  $P(\Delta)$  as a function of  $\Delta/\delta$ , for  $\tau/\delta = 0.5$ , 1 and 2 respectively. Equation (27) shows that  $P(\Delta)$  is in fact only a function of  $\Delta/\tau$  and  $\delta/\tau$

The mean value for the arrival is

$$\bar{t} = \int_0^{+\infty} p(t) dt = \tau, \quad (25)$$

showing that  $\tau$  is simply the mean time separating two events. It is also a well known result (Papoulis 1991) that within such a process, considering a time duration  $\Delta$ , the probability that exactly  $n$  events occur within that time is

$$p_n(\Delta) = e^{-\Delta/\tau} \left(\frac{\Delta}{\tau}\right)^n \frac{1}{n!}, \quad (26)$$

i.e., the usual Poissonian probability function. Let us now assume that all events have the same duration  $\delta$  (6 hours), and that an event occurs at  $t = 0$ . Considering a time duration  $\Delta$ , let us calculate the probability  $P(\Delta)$  that the spectral feature, thanks to the arrival of several FEBs, lasts from  $t = 0$  to  $t = \Delta$  at least, i.e. that it is not interrupted. Clearly, if  $\Delta \leq \delta$ ,  $P(\Delta) = 1$ , because the initial event is not yet finished. We expect  $P(\Delta)$  to be a decreasing function of  $\Delta$  for  $\Delta > \delta$ . Calculating  $P(\Delta)$  will give us constraints on the frequency of FEBs arrival (i.e.,  $\tau$ ) to allow long enough durations of events.

The detailed calculation of  $P(\Delta)$  is developed in Appendix A. The final expression is

$$P(\Delta) = \sum_{n=0}^{\text{int}(\Delta/\delta)} \frac{(-1)^n}{n!} x_n^{n-1} (x_n + n) e^{-n\delta/\tau}, \quad (27)$$

where  $\text{int}(\Delta/\delta)$  is the greatest integer less or equal to  $\Delta/\delta$ , and where we have defined

$$x_n = \frac{\Delta}{\tau} - n \frac{\delta}{\tau}. \quad (28)$$

Figure 3 plots  $P(\Delta)$  as a function of  $\Delta/\delta$ , for various values of  $\tau/\delta$  (0.5, 1 and 2 respectively). The calculation is based on Eq. (27). As expected,  $P(\Delta) = 1$  for  $\Delta \leq \delta$ . For larger values of  $\Delta$ ,  $P(\Delta)$  drops steeply, but the larger the value of  $\tau$  the more

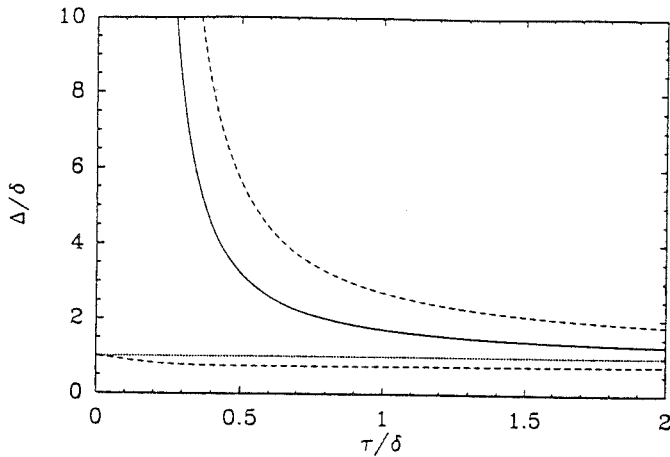


Fig. 4. Plot of the mean duration of spectral features as a function of  $\tau/\delta$ . The solid line corresponds to  $\overline{\Delta}/\delta$ , and the dotted lines correspond to  $\overline{\Delta}/\delta + \sigma/\delta$  and  $\overline{\Delta}/\delta - \sigma/\delta$ , respectively

rapidly  $P(\Delta)$  drops. This is a quite intuitive result, since long durations are only expected for a large enough rate of passages, i.e., a small  $\tau$ . If we assume  $\delta = 6$  h, we would like  $P(\Delta)$  for  $\Delta \gtrsim 1$  day (i.e.,  $\Delta/\delta \gtrsim 6$ ) not to be too small to allow a continuous detection. Figure 3 shows that as soon as  $\tau \gtrsim \delta$ , such a long duration is highly improbable ( $P(\Delta) < 0.01$  for  $\Delta/\delta > 6$ ). However, for  $\tau = 0.5\delta$ , the spectral features may last significantly longer than the basic duration  $\delta$ . For  $\Delta/\delta = 6$ , we have  $P(\Delta) \simeq 0.15$ , which is not that small. This probability increases for smaller values of  $\tau$ .

It is also interesting to calculate from  $P(\Delta)$  the mean duration of a spectral feature for given values for  $\tau$  and  $\delta$ . The final result (see appendix B for details) is

$$\overline{\Delta} = \tau \left( e^{\delta/\tau} - 1 \right). \quad (29)$$

$\Delta$  appears as a decreasing function of  $\tau$ , with  $\lim_{\tau \rightarrow 0} \overline{\Delta} = +\infty$  and  $\lim_{\tau \rightarrow +\infty} \overline{\Delta} = \delta$ . These are also intuitive results. The standard deviation  $\sigma$  can be obtained similarly (Appendix B). It finally yields

$$\sigma^2 = \tau \left( \tau e^{2\delta/\tau} - 2\delta e^{\delta/\tau} - \tau \right). \quad (30)$$

Figure 4 shows a plot of  $\overline{\Delta}$ ,  $\overline{\Delta} - \sigma$  and  $\overline{\Delta} + \sigma$  (normalized by  $\delta$ ) as a function of  $\tau/\delta$ . Obviously, for  $\tau \gtrsim \delta$ ,  $\overline{\Delta}$  and  $\sigma$  are too small to allow a frequent appearance of events with durations larger than  $6\delta$  (i.e., what we need). However, as soon as  $\tau \lesssim 0.5\delta$ , the probability of such a detection becomes large enough to make it plausible: For  $\tau = 0.5\delta$ , we have  $\overline{\Delta} = 3.19$  and  $\sigma = 2.45$ , which makes events up to  $\Delta = 5.65\sigma$  within the interval  $[\overline{\Delta} - \sigma, \overline{\Delta} + \sigma]$ . From Fig. (4), we can see that  $\sigma$  is always close to  $\overline{\Delta} - 1$  (because  $\overline{\Delta} - \sigma \simeq 1$ ), so that  $\overline{\Delta} + \sigma \simeq 2\overline{\Delta} - 1$ .

We may therefore conclude from this statistical study that the survival of a continuous low-velocity feature in the Ca II lines over at least one day is possible as soon as the mean duration between the arrival of two consecutive FEBs is  $\tau \simeq \delta/2 = 3$  h.

We must also keep in mind that this is an extreme picture, since from the observing runs we are not able to say whether the spectral features are *really* continuous over several days or not, due to the incomplete monitoring of the spectral lines of  $\beta$  Pic. Another extreme picture is to imagine that we observe only once a day, at a given moment. The probability  $p_{\text{obs}}(1)$  that one event is detected at time  $t$  is just the probability that *at least* one FEB arrives between  $t - \delta$  and  $t$ , i.e.

$$p_{\text{obs}}(1) = \sum_{n=1}^{+\infty} p_n(\delta), \quad (31)$$

where  $p_n(\delta)$  has been defined in Eq. (26). From Eq. (26), we readily have

$$p_{\text{obs}}(1) = 1 - e^{-\delta/\tau}. \quad (32)$$

If we observe  $n$  consecutive nights, the probability for a “continuous” detection is simply

$$p_{\text{obs}}(n) = [p_{\text{obs}}(1)]^n = \left( 1 - e^{-\delta/\tau} \right)^n. \quad (33)$$

A detection during  $n$  consecutive nights means an apparently continuous feature during  $n - 1$  days. For  $\tau = \delta/2$ , the probability for a “continuous” detection during two nights rises to 0.75. It is also easy to see that the mean number  $\overline{n}$  of consecutive detections is

$$\overline{n} = e^{\delta/\tau} - 1. \quad (34)$$

and that the standard deviation  $\sigma_n$  of that distribution is

$$\sigma_n = \sqrt{e^{\delta/\tau} (e^{\delta/\tau} - 1)}. \quad (35)$$

For  $\tau = \delta/2$ , we get  $\overline{n} = 6.39$  and  $\sigma_n = 6.87$ , showing that continuous detections during more than 10 nights are possible.

The reality lies certainly between the two extreme pictures presented above, given the available data. It would be possible to develop another statistical model involving many observations each night. However, from the two extreme models we developed we can stress that as soon as  $\tau \lesssim \delta/2$  a continuous detection during many nights becomes statistically possible. We therefore need  $\tau \lesssim 3$  h, i.e., a minimum frequency of 8 FEBs per day to satisfy the observational data.

It is now interesting to evaluate the amount of evaporated material inferred by such a frequency of events. The evaporation rate of FEBs assumed for the simulations described below is  $\simeq 3 \cdot 10^7 \text{ kg s}^{-1}$ . Such a value is just scaled from standard values for solar comets to the case of  $\beta$  Pic, assuming  $L(\beta \text{ Pic}) \simeq 10 L_{\odot}$  for the luminosity of  $\beta$  Pic and taking into account that our FEBs are very close to the star (less than 0.3 AU). Of course, that value is not precisely known, and smaller values down to  $\sim 3$  times smaller could also be convenient. That rate is enough to completely evaporate an object of  $\sim 1$  km radius (and density  $2 \text{ g cm}^{-3}$ ) within  $\sim 3$  days, which may be comparable to the transit time of the FEB at periastron across the “dust evaporation zone”, i.e., for  $d \lesssim d_{\text{sub}}$ . This means that one specific



FEB generating spectral features cannot have several periastron passages, just because it is totally evaporated at the first one, maybe at the second one for the largest ones. We thus come to the conclusion that in the periods of highest activity, one body at  $\sim 1$  km radius (this is of course not a precise value) is destroyed every 3 hours. Averaging over low and higher activity periods, let us estimate the *mean* frequency to one FEB every 6 hours, i.e., 4 per day. Therefore, the total mass evaporated by this process within 1 year should be  $\simeq 2 \cdot 10^{-9} M_{\oplus}$ . Even if the current process of FEB evaporation is active during  $10^6$  years the total mass evaporated should not exceed  $2 \cdot 10^{-3} M_{\oplus}$ .

This remains in any case in agreement with the present estimates for  $\beta$  Pic, ranging from  $1.2 \cdot 10^6$  years (Lanz et al. 1995) to  $\lesssim 2 \cdot 10^8$  years (Paresce 1991). In the former case, a  $10^6$  years time-scale is just comparable to the age of the system. However, with such a young evolutionary state, the question of the mere possible presence of the FEBs (which may be assimilated to planetesimals) may be addressed. In fact, planetesimal accumulation is thought to have occurred very early ( $\sim 10^5$  years) in the evolutionary process of the solar nebula (Wetherill 1994).

In the latter case ( $2 \cdot 10^8$  years), we cannot assume that the present FEB phenomenon is active since the formation of the system. However, such an age is compatible with that of the planetesimal “clearing-out” phase in the solar nebula, corresponding to the late heavy cometary bombardment on the planets. Such an early stage activity could be the present state of the  $\beta$  Pic system. Indeed, theoretical models for the formation of outer planets in our Solar System imply an influx of comets several orders of magnitude greater than at present for  $10^8$  years (Wetherill 1994).

Note finally that the total mass of the asteroid belt and the Oort cloud in the Solar System are respectively estimated to  $3 \cdot 10^{-4} M_{\oplus}$  and  $2 M_{\oplus}$  (Lang 1992). Our estimated infall rate is therefore not enormous with respect to the probable FEB reservoir hidden in the  $\beta$  Pic disk. This is also reinforced by the fact that the small rocky bodies are commonly thought to having been much more numerous in the early Solar System than today.

#### 4. Multi-FEB simulations

The long duration of low-velocity spectral features seems therefore to reinforce the reality of consecutive passage of several FEBs through the line of sight. Another strong argument in favour of that idea is the detection of multi-component structures in some of the low-velocity absorption features (Papers XIII, XXI). Such features are easily interpreted as resulting from the simultaneous presence of several FEBs. If the presumed FEBs cross the line of sight at somewhat different stellar distances and with slight differences in orientation of the periastron axis with respect to the line of sight (i.e., the longitude of periastron) the small resulting difference in redshift velocity is enough to generate the multicomponent structure. We may also stress that multi-component structures were up to now impossible to explain with only one FEB.

The need for comparing the model to observational data led us to modify our simulation code, which had already been able to simulate the observational data for isolated FEBs (former outputs have been presented in Papers X, XI, XVIII and XIX), to allow now the simultaneous treatment of several FEBs. However, because of memory limitations, it was not possible to exactly simulate a random FEB arrival with the poissonian process described above: the evaporation of the FEBs and the dynamics of their ionic surrounding material are computed from a stellar distance significantly larger (at least 3 times) than the stellar distance when indeed crossing the line of sight. This is necessary to allow for the formation of constant conditions in the ionic tail *before* crossing the line of sight. The computation of each FEB is stopped when it has definitely left the line of sight. Due to memory limitations, it was not possible to compute more than 10 FEBs simultaneously (hopefully, this constraint will disappear in the future). Therefore, whenever 10 FEBs are being computed, another one cannot be injected before one of them has left the line of sight. This makes the random process impossible to be properly simulated.

The following improvements over previous runs have been added to the simulation, apart from the simultaneous treatment of several FEBs:

- 1) The additional pressure factor (Paper XVI) appearing in Eq. (5) has been added. This has two important consequences: first, it can be seen from Eq. (8) that the size of the cloud becomes now independent of the expansion velocity  $v_e$ . In Paper X, we had assumed a value  $v_e = 10 \text{ km s}^{-1}$ , based on measurement of terminal expansion velocities of neutral hydrogen in comet Bennett by Bertaux et al. (1973). This choice was also guided by the need to have a large enough  $v_e$  to allow the formation of a large enough cloud. However,  $10 \text{ km s}^{-1}$  is a terminal expansion velocity for hydrogen, which is only valid in the outer regions of the coma. Typical values near the nucleus are closer to  $1 \text{ km s}^{-1}$  (measurements in comet P/Halley; Lämmerzahl et al. 1987). This is why we assumed now an intermediate value of  $v_e = 3 \text{ km s}^{-1}$ . Because of the pressure effect, this does not change the size of the cloud. It just changes slightly the shape of some components, making them more similar to the observed ones.

Another important consequence of Eq. (5) is that the production rate of the nucleus does not need to be as high ( $10^{34} \text{ atoms s}^{-1}$ ; Paper X) as previously assumed to allow the formation of a large cloud. Therefore, we reduced this production rate by a factor  $\sim 10$ , bringing it in better agreement with a simple scaling of values taken from solar comets to the  $\beta$  Pic case.

- 2) The computation of the 3-dimensional (hereafter 3-D) geometry of the Ca II clouds has been improved. The simulation is 2-D, but a specific 3-D geometry is assumed to calculate the absorption effects. In the original code, the cloud was assumed axisymmetric around the line star – nucleus. This was in fact a good approximation for Ca II clouds far enough from the star (i.e. for low-velocity features), but whenever closer to the star, or for Mg II or Al III ions, curvature effects of the tail become important and the computation of the absorption feature

may be affected. To take these effects into account, the code has been modified still assuming an axisymmetric geometry, but now around a curvilinear axis, calculated by a least-square method, representing the mean direction of the tail at each place.

3) Following the conclusions of Paper X, we assume that all FEBs orbit on parabolic orbits, and have roughly the same longitude of periastron. However, in the multi-FEBs simulations, we allowed this value to have small fluctuations around its mean. Each time a new FEB is introduced, its periastron  $q$  is randomly uniformly chosen between 0 and  $\sim 40 R_*$  (a value close to the limiting sublimation distance  $d_{\max}$ ), and its longitude of periastron ( $\varpi$ ) is randomly chosen from a Gaussian distribution with given mean  $\overline{\varpi}$  and standard deviation  $\sigma(\varpi)$ . For the present runs, we assumed

$$\begin{cases} \overline{\varpi} = 20^\circ \\ \sigma(\varpi) = 10^\circ \end{cases} \quad (36)$$

Note that the longitude of periastron  $\varpi$  is defined with respect to the line of sight, and that it is simply related to the angle  $\Phi$  defined in Paper X by  $\varpi = \Phi + \pi$  ( $\varpi$  is just a more "classical" variable than  $\Phi$ ).

A long simulation over 250 hours with a plot every 30 min was run to get a statistical overview of the various features that can be obtained, keeping in mind that the memory limitation prevents us to properly simulate the poissonian random process. The orbital elements of the FEBs were chosen according to Eq. (36), with an inclination equal to  $0^\circ$  with respect to the stellar equatorial plane. This last parameter has a direct influence on the temporal evolution of the absorption effect of one specific FEB (Beust and Lissauer 1994), because of the stellar rotation.

Six plots, which cover a total timespan of  $\sim 28$  hours of constant FEB activity and demonstrate well the typical variations of the spectral features, are shown in Figs. 5–10. More precisely, Figs. 5–8 are consecutive plots separated by a 30 min time step, Figs. 9 and 10 showing the situation a few hours later. The time given on each plot refers to the time elapsed from the start of the simulation. In fact, in the run, a constant spectral feature was present between  $t = 123$  h and  $t = 151$  h. This shows that a constant activity over more than one day may be simulated with several FEBs. However, Figs 5–10 show that even if the activity is constant during such a long time, the shape of the redshifted absorption can change drastically on a much smaller time scale, depending on the orbital elements and on the exact location of the FEBs crossing the line of sight at any given time. More precisely, the consecutive plots in Figs. 5–8 show the shape of a multicomponent structure to change within less than 1 h.

This characteristic corresponds exactly to what has been observed (Paper XXI): a low-velocity spectral feature is frequently detected, but its shape is time-variable. Moreover, multicomponent structures (Papers XVII and XXI) very similar to those in Figs. 5–8 and 10 have been observed in the past observing runs. Very deep single absorption components, almost as strong as the stable central absorption, and identical to Fig. 9, have also been recorded (Paper XXI). However, the shown range of features is not exhaustive. There are many other kinds of variable fea-

tures in all our simulation plots, and many of them correspond to observed events.

Many conclusions can be drawn from these results. First, it is obvious that the large variety of observed low-velocity spectral features can be easily explained with a random sequence of consecutive FEBs, both in shape and intensity. Moreover, the simulation confirms the results of the statistical model, i.e., a constant activity during at least 1 day can be obtained if the arrival rate of FEBs is high enough. Second, the presence of multi-component structures puts some constraints on the longitude of periastron  $\varpi$  of the FEBs. Obviously, in Fig. 9, only one redshifted component is detected, although two distinct FEBs are crossing the line of sight. These two FEBs have in fact a very similar  $\varpi$ , and consequently, they generate events at the same redshifted velocity. The net result is a substantially deeper feature, just because the filling factor of absorbing material in front of the stellar disk is larger with two FEBs than with only one. On the contrary, multi-component structures are easily obtained with the simultaneous contribution of FEBs with slightly different values of  $\varpi$ . Intermediate cases would correspond to composite single features, broadened by the blend of several individual ones.

It thus appears that some fluctuations in the longitude of periastron of the FEBs are necessary to fit the observational data. Various FEBs with exactly the same value of  $\varpi$ , but just different periastron distances, easily explain strong low velocity ( $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$  with respect to the star) and more diffuse high velocity ( $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ ) features. But it seems that generating simultaneously two low-velocity components, say at 20 and  $30 \text{ km s}^{-1}$ , is difficult with such a model, because this would require a very special position relative to the star for the FEB responsible for the  $30 \text{ km s}^{-1}$  feature ( $\varpi$  is determined by the  $20 \text{ km s}^{-1}$  one). The probability of such a detection would therefore be low. Most of the time, FEBs crossing the line of sight between  $\sim 15 R_*$  and  $35 R_*$  would *exactly* contribute to the same low-velocity component. On the contrary, with slight differences in  $\varpi$  between successive or simultaneous FEBs, multicomponent structures in low-velocity features are very easily obtained. We may therefore stress that the detected presence of such low-velocity features is a direct consequence of the fluctuations of the longitude of periastron of the FEBs. In Paper XI, we had indeed already shown that a peculiar event with apparently no redshift could be easily simulated when changing the longitude of periastron of the FEB.

However,  $\varpi$  cannot be absolutely random, otherwise deep events, similar to the low-velocity ones, would have been observed at  $\gtrsim 100 \text{ km s}^{-1}$  and above (just take  $\varpi \gtrsim 90^\circ$ ; see Fig 3 from Paper X), which has never been the case. The most convenient way to fit the observational data seems to assume some fluctuations of  $\varpi$  around a mean value. The values taken from Eq. (36) seem to be a good estimate. The actual values may in fact present small variations over time scales of the order of a year, and it is difficult to estimate these variations from the observational data. In fact, the values taken from Eq. (36) seem well suited to fit the data of December 1992 presented in Paper XXI.

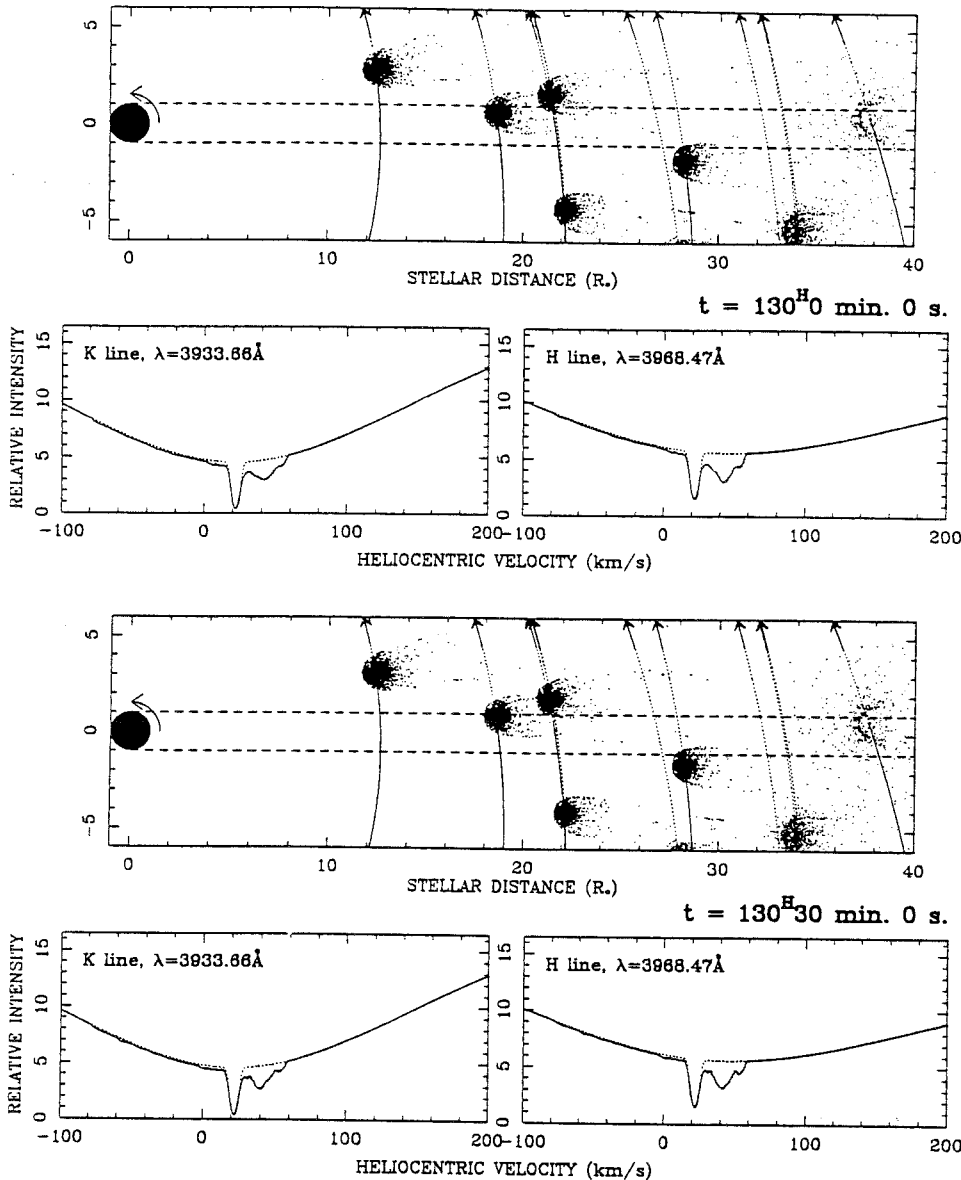


Fig. 5. Plot of a simulation involving several FEBs. The upper plot shows a 2-D view of the Ca II clouds corresponding to the various FEBs, together with the star itself and a small part of their respective orbits. The line of sight is sketched as two parallel dashed lines. The star is assumed to rotate counter-clockwise, and all FEBs are assumed to rotate in the same prograde direction, i.e., with inclination =  $0^\circ$ . The lower plots show the synthetic Ca II H and K line profiles, the dotted profile corresponding to the "quiet" profile when no FEB is present. The resulting multicomponent redshifted features is due to the absorption effect of those FEBs which are indeed crossing the line of sight at the given time

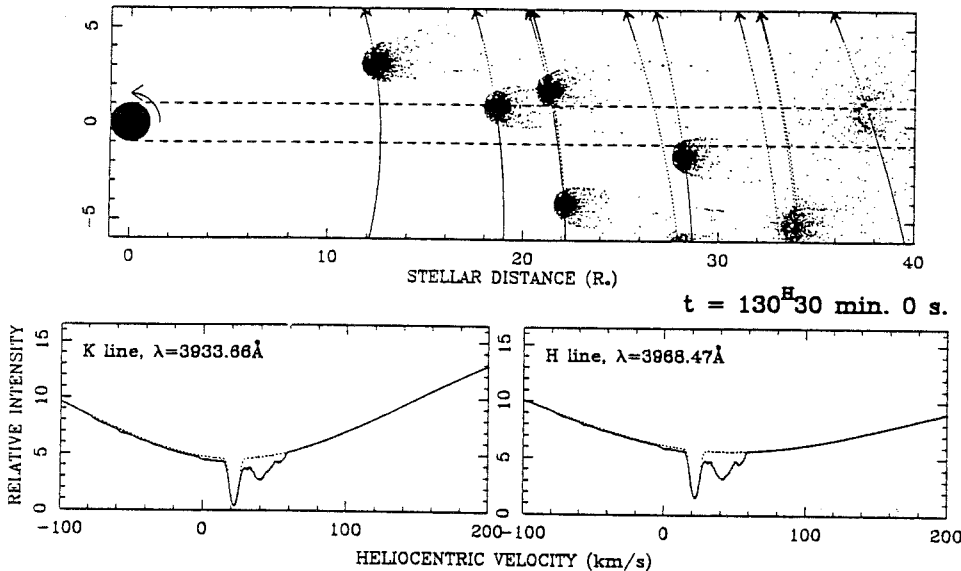


Fig. 6. Same as Fig. 5 but 30 min later. The multi-component has evolved. Note that the Ca II cloud around the most distant FEB from the star is more diffuse than for the other ones: this is in fact due to a less efficient evaporation of dust at such a stellar distance (Fig. 1)

Another consequence of the frequent presence of composite absorptions due to several FEBs is that equivalent width, line ratios, etc. . . measurements, whenever possible, are very difficult to interpret: The relation  $\Delta v \propto v^{5/3}$  [Eq. (11)] holds for an absorption component due to one FEB only. If the event we observe at a given epoch is in fact due to several FEBs, the  $v$  and  $\Delta v$  measurements can be meaningless. Figure 11 shows a plot of  $\log(\Delta v)$  as a function of  $\log(v)$  for all the data taken in December 1992. Obviously,  $\Delta v$  is an increasing function of  $v$  as expected, and this in agreement with the theoretical predictions. However, we hardly recognize a linear relationship (i.e., a power law). Moreover, the slope of the least-square line fit is far less than the expected value of  $5/3$ . This may be due first to the crudeness of the approximation made to derive Eq. (11) ( $\Delta v \propto \Omega r_0$ ). But clearly other parameters contribute to the broadening of the line. Also, there can be some variations of the parameters ( $Q, \dots$ ) appearing in Eq. (11). More obviously,

there are some difficulties to properly measure  $\Delta v$  in observational data, especially for high velocity features. In particular, the New Zealand data (Fig. 11) have systematically higher  $\Delta v$  values than all other data. This is clearly due to the lower resolution of those data (Paper XXI).

But one has to remember that December 1992 was a very active period (Paper XXI), where multicomponent structures have been frequently detected. Consequently, most of the recorded events within that period are probably composite events due to several FEBs, which may affect measurements of  $\Delta v$ . However, despite all these limitations,  $\Delta v$  still appears as expected as an increasing function of  $v$ , showing that these results are not in contradiction with the model.

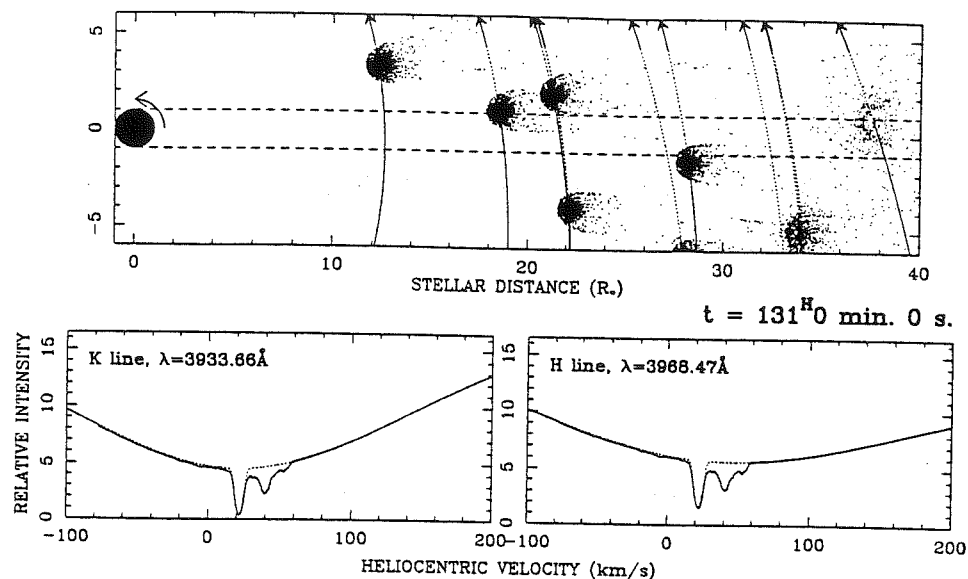
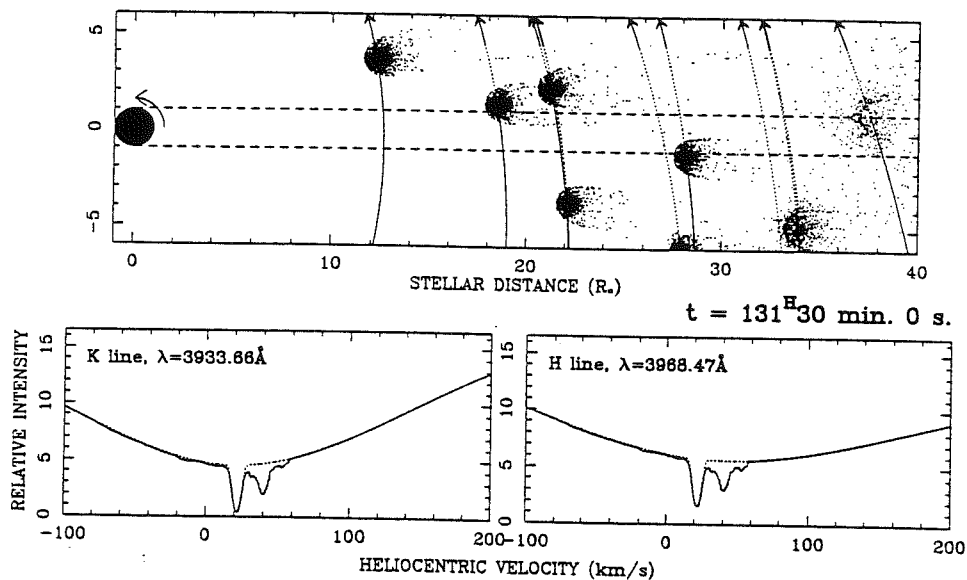


Fig. 7. Same as Fig. 5 but 1 h later

Fig. 8. Same as Fig. 5 but 1<sup>h</sup>30<sup>m</sup> later. The component is still present, but its shape has drastically changed

### 5. The family hypothesis

One of the most important questions raised by this model concerns the possible origin of the FEBs. Basically, one has to understand how many solid bodies can be put on star-grazing orbits. Dynamically, this means that these bodies have to be perturbed in such a way that they lose their angular momentum. Up to now, no definite model has been developed, but many ideas have been proposed. A common feature to all these ideas is that planetary perturbations, by various ways, may be responsible for the infall of FEBs towards the star.

A simple approach has been developed a few years ago (Beust et al. 1991b), investigating direct perturbations by a single massive planet. The result was that, unless the eccentricity of the planet is large enough ( $\gtrsim 0.6$ ), the perturbations were not efficient. However, such an eccentric orbit for a massive planet seems to be quite unrealistic. That is why we are now

investigating other models, even if this idea cannot be definitely excluded.

More recently, models involving planetary perturbations for generating sun-grazing or  $\beta$  Pic-grazing comets have been proposed. The basic process is either secular perturbations by a single massive planet on initially very inclined orbits (Kosai 1962; Bailey et al. 1992), or secular resonances (similar to the  $\nu_6$  resonance in the Solar System) involving two massive planets (Levison et al. 1994). The problem with the first mechanism is that it has a rotational invariance around the axis perpendicular to the orbital plane of the planet, so that it is unable to reproduce the peculiar distribution for the longitude of periastra of the FEBs. Conversely, the second mechanism does explain that peculiar distribution.

We have also proposed recently (Beust & Lissauer 1994) that at least part of these FEBs could be part of a family, meaning that they could originate from the tidal break-up of a larger

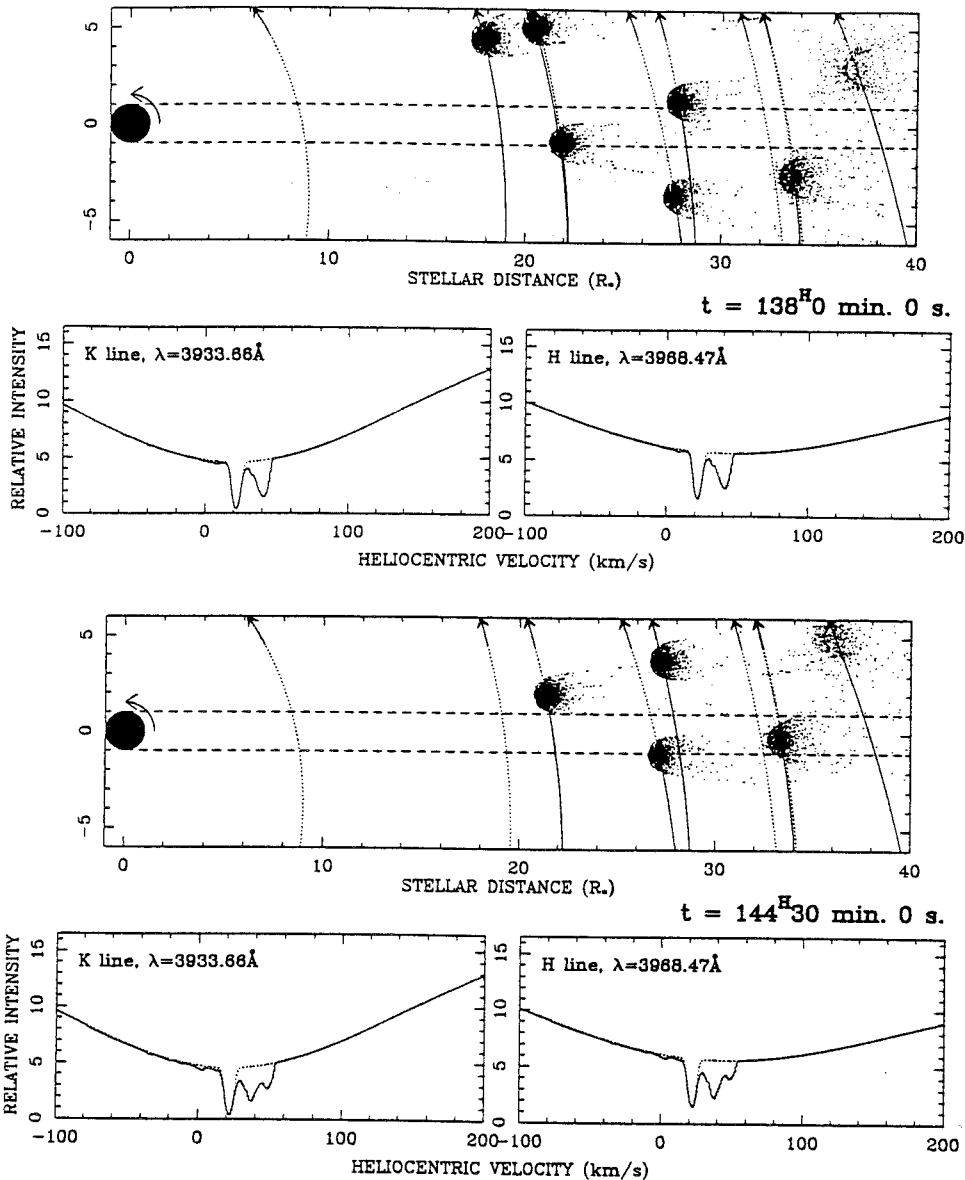


Fig. 9. Same as Figs. 5 – 8 but at another epoch in the same run, exactly 8 h after Fig. 5. A single but very deep absorption is detected, although two FEBs are crossing the line of sight. This is due to the fact that these two FEBs have almost exactly the same longitude of periastron  $\varpi$ . Most of the FEBs sketched in Fig. 5 are still present in this plot, but they have slightly moved on their respective orbit

Fig. 10. Same as Figs. 5 – 9, but still at another epoch, i.e.,  $6^{\text{h}}30^{\text{m}}$  after Fig. 9. Another (deeper) multicomponent absorption is clearly detected

body initially on a star-grazing orbit. Note that this model is not excluding the above cited ones, since one of them is required to put the original body on that orbit. The introduction of the so-called family hypothesis was motivated by the apparent similarity of the orbits (in terms of longitude of periastron) of all FEBs, and by their large number (Paper XIV). The new constraints deduced from the multi-FEB model developed in Sects. 3 and 4 may help us to investigate that family hypothesis.

The basic scenario is then the following: at  $t = 0$ , a large body is tidally disrupted during a close approach to the star. The resulting fragments receive an additional random velocity  $\Delta v$  at disruption time, which is supposed small with respect to the initial orbital velocity  $v$  of the parent body. When the fragments return to periastron after one orbital period, they may constitute the detected FEBs. It is quite an intuitive result that if, as expected, the disruption takes place near the periastron of the parent body, the “lower part” of the orbit of the resulting

fragments is close to the initial orbit. In particular, their periastra and the longitude of periastra are close to the initial value.

Let us assume that the parent body follows a Keplerian orbit around the star, with eccentricity  $e$  and periastron  $q$ . The parameter of the orbit  $p$  is related to  $q$  by  $p = q(1 + e)$ . Let us also assume that the true anomaly at disruption time is  $\nu$ , corresponding to a stellar distance  $r$ . We consider the natural reference frame  $(u_x, u_y, u_z)$  of the orbit, where  $u_x$  points towards the periastron of the orbit, and  $u_z$  is perpendicular to the orbital plane, and where the body orbits counter-clockwise in the  $(xOy)$  plane. We assume that each fragment receives an additional velocity  $(\Delta v_x, \Delta v_y, \Delta v_z)$ . From classical Keplerian formalism (Duriez 1989), it is easy to see that the velocity  $v'$  of the fragment, immediately after disruption, is

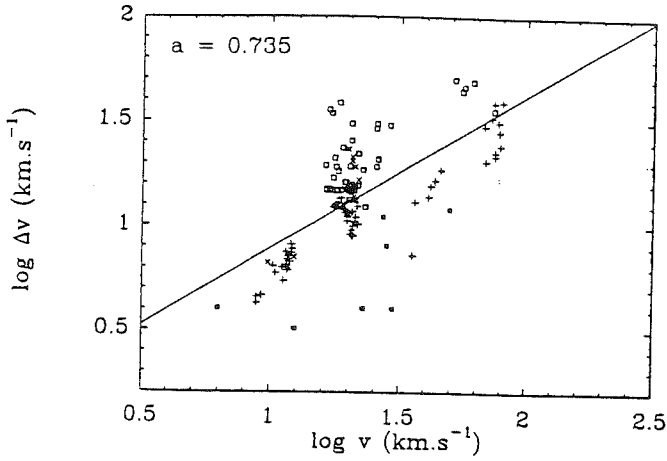


Fig. 11. Plot of  $\log(\Delta v)$  as a function of the redshift velocity  $\log(v)$  for all the spectral events recorded in the data of the multisite campaign of December 1992. Plus signs (+) refer to data from ESO, La Silla (Chile), squares ( $\square$ ) to New Zealand data, crosses ( $\times$ ) to data from the Anglo-Australian Telescope (Australia), and filled squares ( $\blacksquare$ ) to UHRF data taken from Crawford et al. (1994). The line is a least-square fit to the data, and  $a$  is the slope of this line

$$\begin{cases} v'_x = -\sin \nu \sqrt{\frac{GM_*}{p}} + \Delta v_x \\ v'_y = (e + \cos \nu) \sqrt{\frac{GM_*}{p}} + \Delta v_y \\ v'_z = \Delta v_z \end{cases} \quad (37)$$

To make the assumption that  $\Delta v$  is small, we may define a dimensionless variable  $w$  by

$$\Delta v = \sqrt{\frac{GM_*}{p}} w. \quad (38)$$

The hypothesis  $|\Delta v| \ll |v|$  becomes now  $|w| \ll 1$ . Let us now calculate the new value  $p'$  of the periastron distance of the fragment, and expand it to first order in  $(w_x, w_y, w_z)$ . The new orbital energy (per unit of mass)  $h'$  is

$$\begin{aligned} h' &= \frac{1}{2} v'^2 - \frac{GM_*}{r} \\ &= \frac{1}{2} \frac{GM}{p} [e^2 - 1 - 2w_x \sin \nu + 2w_y (e + \cos \nu)] + O(w^2). \end{aligned} \quad (39)$$

We also calculate the new angular momentum  $C' = r \wedge v'$ . The new orbital parameter  $p'$  is obtained by  $p' = C'^2 / GM_*$ . We find

$$p' = p \left[ 1 + \frac{2w_y \cos \nu - 2w_x \sin \nu}{1 + e \cos \nu} \right] + O(w^2). \quad (40)$$

The new eccentricity  $e'$  then follows

$$e' = \sqrt{1 + \frac{2h'p'}{GM_*}}$$

$$= e + \frac{w_y \cos \nu (2e + \cos \nu) - w_x \sin \nu (e + \cos \nu)}{1 + e \cos \nu} + O(w^2). \quad (41)$$

Finally, the new periastron  $q'$  is expressed as

$$q' = \frac{p'}{1 + e'} = q \left[ 1 + \frac{w_x \sin \nu (e \cos \nu - 2 - e) + w_y \cos \nu (2 - \cos \nu)}{(1 + e)(1 + e \cos \nu)} \right] + O(w^2). \quad (42)$$

If we assume that the disruption occurs near the periastron, e.g., for  $-\pi/2 \leq \nu \leq \pi/2$ , and that the eccentricity is close to 1, it is easy to show that the terms in  $w_x$  and  $w_y$  in Eq. (42) remain less than 1 in absolute value. Therefore, assuming  $|w| \ll 1$ , we see that the relative variation of periastron is small. Similarly, we show that the variation of the longitude of periastron is also small, while this is not the case for the variations of the apoastron of the fragments. Some of them may even be ejected from the system.

The fact that the relative variations of periastron are small is in fact a strong argument against the proposed scenario. From observational constraints and from the model, we deduced (Paper X) that most of the FEBs should have similar longitudes of periastron; but this is not the case for the periastron distances. On the contrary, to match the different observational (visible and UV) features, we need FEBs crossing the line of sight at very different stellar distances, from  $\gtrsim 2 R_*$  to  $\sim 35 R_*$ .

It thus seems that the tidal disruption scenario is not well suited to match the observations. However, we only considered a purely Keplerian motion for the fragments. The real motion of the fragments could in fact be affected by at least three factors:

1. non-gravitational forces resulting from the ejection of material near the star;
2. an additional non-Keplerian term on the stellar potential, due to the fact that the star is not strictly spherical:  $\beta$  Pic, contrary to the sun, is indeed a rapid rotator ( $v \sin i = 130 \text{ km s}^{-1}$ ). This effect is expected to be important near the star;
3. perturbations by one or more distant planets when the fragments are near apoastron.

We therefore carried out a simple numerical simulation of the disruption scenario, taking into account these effects. A simple modeling for the non-gravitational in comets has been taken from Festou et al. (1993). Basically, the jet force added to the motion can be written vectorially as

$$\mathbf{F} = -Q_{\text{H}_2\text{O}} m_{\text{H}_2\text{O}} \langle \mathbf{v}_g \rangle, \quad (43)$$

where  $Q_{\text{H}_2\text{O}}$  is the water production rate of the nucleus, and  $\langle \mathbf{v}_g \rangle$  is the mean escape velocity of the molecules. We take  $Q_{\text{H}_2\text{O}} \simeq 10^{33} \text{ molecules s}^{-1}$  (deduced from the FEB simulations and from the scaling of solar cometary rates to the  $\beta$  Pic case),  $v_g = 1 \text{ km s}^{-1}$ , roughly oriented in the anti-star direction with a small random tilt angle. We here implicitly assume that

similarly to Solar System bodies, water is the major volatile component of the  $\beta$  Pic FEBs. This would not be the case only if water was drastically less abundant in the  $\beta$  Pic disk than in the Solar System. There seems indeed no reason for that, even if water was not detected directly towards  $\beta$  Pic up to now. However, changing  $\text{H}_2\text{O}$  abundance relative to other volatile components like CO (which was detected; Paper XIX) does not change anything to the results presented below.

The departure from the purely Keplerian potential caused by stellar rotation has been modeled assuming a polytropic structure with  $n = 3$  index for the star. To derive the equilibrium deformation, we use at lowest order the calculations by Kopal (1978), since we only seek the first harmonic coefficient  $J_2$  in the classical expansion of the potential (Duriez 1989), i.e.

$$U(r, \theta) = -\frac{GM_*}{r} \left[ 1 + J_2 \left( \frac{R}{r} \right)^2 \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \right] + O\left(\frac{1}{r^3}\right). \quad (44)$$

With  $v \sin i = 130 \text{ km s}^{-1}$ , we found

$$J_2 \simeq -3.7 \cdot 10^{-3}, \quad (45)$$

which is about three times the corresponding value for the Earth.

Since the perturbing action of planets is less easy to evaluate (although easy to calculate), just because we do not have any idea about the presumed planets, we neglected their contribution for the time being.

All these additional effects have been added to compute the dynamics of small bodies around  $\beta$  Pic in our simulation. The assumptions of the numerical experiment are the following: A large body, initially on a very elongated orbit (semi-major axis: 50 AU, periastron:  $3 R_*$ ) is broken up tidally at periastron at  $t = 0$  into 10 000 fragments, to which an additional random velocity of  $1 \text{ km s}^{-1}$  is added. The fragments are assumed to be totally evaporated after one periastron passage (this is a consequence of the large evaporation rates). Fig. 12 shows fragments back at periastron a few years later, spread over the orbit, generating groups of spectral features. This seems thus well suited to explain a continuous spectral activity of  $\beta$  Pic. However, Fig. 13 also shows that this activity does not last very long, in any case a few tens of years. To make the present observation not to be fortuitous, many families (and thus many parent bodies) are needed over a long period, which brings us back to the basic problem of the origin. . .

Fig. 12 also shows that the fragments, when back at periastron, are almost on the same orbit as the parent body. That is in fact only true at the periastron. The initial  $\Delta v$  applied to them causes a large spread in the apoastras and in the orbital periods. That is also why some of them are already back after only a few years, although the initial orbital period is  $\simeq 250$  years. But no spread in periastron distances was obtained that way. The result is therefore the same that was deduced from the purely Keplerian analysis. This is somehow inconsistent with the observations, since the simulations showed that bodies crossing the line of sight at various distances are needed to explain the variety of observed events.

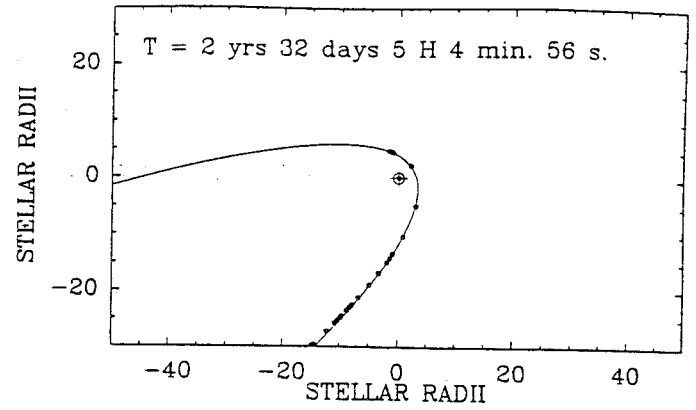


Fig. 12. Numerical experiment of the family hypothesis. At  $t = 0$ , a large body is broken up into 10,000 pieces. The solid line is the orbit of the parent body, and bullets represent individual fragments. The plot sketches the situation at  $t = 2$  yrs 32 days. Many fragments of the parent body are back at periastron and generate spectral events

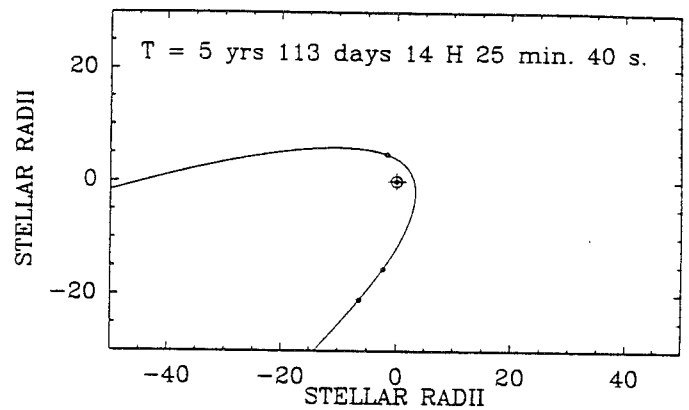


Fig. 13. Same as Fig. 12, but at  $t = 5$  yrs 113 days. The FEBs are now much less numerous

We then tried to add planetary perturbations to the model, including one planet with major characteristics similar to Jupiter. Depending on the location of the planet at disruption time, various effects occurred, but in any case, no spread in periastra over  $\sim 30 R_*$  was obtained. The basic conclusion we may draw is that this simple model is not sufficient for explaining the observational characteristics.

We then return to the planetary perturbation model. The model involving secular resonances (similar to the  $\nu_6$  one in the Solar System) seems promising, but it is in fact not well suited to our problem, because the extremely strong power of the  $\nu_6$  resonance in the Solar System is linked to the very specific structure of our Solar System, and that it is very unlikely that this occurs in an other system (see Beust & Morbidelli 1995 for details).

More recently, Beust & Morbidelli (1995) proposed a model based on mean-motion resonances (4:1 and 3:1) with a massive planet on a moderately eccentric orbit ( $e \simeq 0.05$ ). This models, as the secular resonances model, explains most of the dynam-

ical characteristics of the FEBs, but is very generic. It seems therefore very promising.

## 6. Conclusions

The main conclusion of this study is that the multi-FEB scenario developed in this paper seems to explain very well most of the characteristics of the observations with a very small number of free parameters. Obviously, the multi-component redshifted structures detected in the Ca II spectra are naturally reproduced by the FEB scenario if we consider several FEBs. The basic orbital characteristics of the FEBs are

- a large spread in periastron distances ;
- a roughly constant longitude of periastron, but with a small random component around a mean value.

The statistical approach showed that, as soon as the arrival rate of FEBs is higher than one every 3 hours, the mean apparent duration of one specific spectral feature is high enough to allow a continuous detection during several days, although the transit time of one FEB through the line of sight does not exceed 6 h. The evaporation rates of FEBs assumed in the simulation shows that the total amount of evaporated mass inferred by such an activity should not exceed  $2 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$  over  $10^6$  years, which remains small with respect to the probable huge FEB reservoir in the young system of  $\beta$  Pic.

However, the precise mechanism which makes the FEB fall towards the star is still not yet identified. The family hypothesis seems to present disadvantages for at least two reasons:

- the phenomenon does not last long enough to allow the present observations not seem absolutely fortuitous ;
- the spread in periastron distances needed to match the observations is very difficult to explain with such a model.

The conclusion concerning that hypothesis is that such a simple model is not well suited to match the observational constraints, although the basic idea needs not to be rejected.

This study shows however that the exact mechanism has to be active over quite a long time, to make the FEB evaporation scenario last long enough. That is why mechanisms involving resonances as a way to increase the eccentricity of small bodies might offer the best possibilities (Levison et al. 1994; Beust & Morbidelli 1995). Many authors have shown that the eccentricity of a particle near a secular resonance oscillates between two boundaries, and that the upper boundary is high (Yoshikawa 1987; Morbidelli 1993).

Another conclusion is that the constraints (orbital parameters, evaporation rates, infall rates) we can draw from the observational data and from the simulation based on the FEB scenario are now precise enough to put strong limits on any model proposed to explain the FEB infall towards the star. The most important constraint is probably the roughly constant value of the longitude of periastron of the FEBs. As planetary perturbations are probably the basic element of the process, that study, together with studies based on dust imaging around the star, will hopefully help us to precise the (possible) planetary system around  $\beta$  Pic.

The FEB phenomenon is strongly related to the protoplanetary disk around  $\beta$  Pic. Among all the stars exhibiting spectral events similar to  $\beta$  Pic,  $\beta$  Pic is the only one around which a disk has been imaged. From an observational point of view, the variable features observed towards HR 10 (Lagrange-Henri et al. 1990) and several Herbig Ae/Be stars (Grady & Silvis 1993; Grady et al. 1993a; Grady et al. 1993b; Perez et al. 1993) could be attributed to local FEB phenomena. We saw that the FEB phenomenon does not heavily constrain the age of  $\beta$  Pic, so that it could apply to younger stars. If we consider the FEB phenomenon from such a general point of view, its detection is probably sensitive to the tilt-angle between the line of sight and the equatorial plane of the star, the favourable orientation being edge-on, as it is the case for  $\beta$  Pic. However, if the hypothetical FEBs are close enough to the star ( $\lesssim 5 R_{\star}$ ), the constraint on the tilt-angle to allow the detection of the absorption features should be weak enough to allow a substantial detection. On the contrary, detecting FEBs passing at large distances (thus generating lower-velocity features) should be statistically more difficult. Of course, this is based on the assumption that the FEBs orbit in the equatorial plane of the star (i.e., in the plane of the disk), which is still unclear. This depends on the way they are generated. However, Beust & Morbidelli (1995) show that as soon as there is one planet on a moderately eccentric orbit ( $e \gtrsim 0.05$ ), a FEB phenomenon may start, provided that planetesimals are available in the major mean-motion resonances with the planet. Such a picture is very generic, and could apply in many circumstellar systems during their youth (i.e., before the mean-motion resonances are cleared).

## Appendix A: calculating $P(\Delta)$

To perform the calculation of  $P(\Delta)$ , we calculate separately  $P_n(\Delta)$ , i.e., the probability that the full temporal coverage between  $t = 0$  and  $t = \Delta$  is achieved with exactly  $n$  additional FEBs (apart from the initial one) arriving between  $t = 0$  and  $t = \Delta$ . Clearly, we have

$$P(\Delta) = \sum_{n=0}^{+\infty} P_n(\Delta). \quad (\text{A1})$$

Let us call  $\Delta - t_k$  the arrival time of the  $k^{\text{th}}$  FEB, which then contributes to the spectral feature between  $t = \Delta - t_k$  and  $t = \Delta - t_k + \delta$ . We have  $0 \leq t_k \leq \Delta$ . Clearly we must have  $t_k < t_{k-1}$ , meaning that the  $k^{\text{th}}$  FEBs arrives *after* the  $(k-1)^{\text{th}}$  one. We must also have  $t_k > t_{k-1} - \delta$  to make the spectral feature continuous between FEBs # $k$  and # $(k-1)$ . Finally, we must have  $t_k < (n-k+1)\delta$  to allow the  $n-k$  remaining FEBs after the  $k^{\text{th}}$  one to perform the full temporal coverage between  $t = \Delta - t_k + \delta$  and  $t = \Delta$ . The  $(k+1)^{\text{th}}$  FEB must occur *after*  $t = \Delta - t_k + \delta$  ( $t_{k+1} < 0$ ).

The probability  $P_n(\Delta)$  may then be expressed as follows

$$P_n(\Delta) = \int_{m_1}^{M_1} \frac{1}{\tau} e^{-(t_1 - \Delta)/\tau} dt_1 \dots \int_{m_k}^{M_k} \frac{1}{\tau} e^{-(t_k - t_{k-1})/\tau} dt_k \dots$$



$$\dots \int_{m_n}^{M_n} \frac{1}{\tau} e^{(t_n - t_{n-1})/\tau} dt_n \int_{-\infty}^0 \frac{1}{\tau} e^{(t_{n+1} - t_n)/\tau} dt_{n+1}, \quad (\text{A2})$$

where

$$m_k = \max(t_{k-1} - \delta, 0); \quad (\text{A3})$$

$$M_k = \min(t_{k-1}, (n - k + 1)\delta). \quad (\text{A4})$$

This is valid for the first FEB (#1) with the convention  $t_0 = \Delta$ . Integrating over  $t_{n+1}$ , we get

$$P_n(\Delta) = \frac{1}{\tau^n} e^{-\Delta/\tau} \int_{m_1}^{M_1} dt_1 \dots \int_{m_k}^{M_k} dt_k \dots \int_{m_n}^{M_n} dt_n. \quad (\text{A5})$$

A careful integration over each random variable  $t_k$  leads to formulate  $P_n(\Delta)$  as

$$P_n(\Delta) = e^{-\Delta/\tau} \left(\frac{\delta}{\tau}\right)^n \phi_n\left(\frac{\Delta}{\tau}\right), \quad (\text{A6})$$

where  $\phi_n(x)$  is defined as

$$\phi_n(x) = \begin{cases} 0 & : x \leq 0 \\ \sum_{j=0}^l \frac{(-1)^j}{n!} \binom{n+1}{j} (x-j)^n & : l \leq x \leq l+1 \\ & (l=0, \dots, n) \\ 0 & : x \geq n+1 \end{cases} \quad (\text{A7})$$

Hence, taking into account that  $\phi_n(x) \neq 0$  only if  $0 < x < n+1$ ,  $P(\Delta)$  can be written as

$$P(\Delta) = e^{-\Delta/\tau} \sum_{n=\text{int}(\Delta/\delta)}^{+\infty} \sum_{j=0}^{\text{int}(\Delta/\delta)} (-1)^j \frac{n+1}{j!(n+1-j)!} \left(\frac{\Delta}{\tau} - j\frac{\delta}{\tau}\right)^n, \quad (\text{A8})$$

where  $\text{int}(\Delta/\delta)$  is the greatest integer less or equal to  $\Delta/\delta$ . Inverting the two summation signs in Eq. (A8), we get

$$P(\Delta) = e^{-\Delta/\tau} \sum_{j=0}^l \frac{(-1)^j}{j!} \sum_{n=l}^{+\infty} \frac{n+1}{(n+1-j)!} x_j^n, \quad (\text{A9})$$

where we have written  $l \equiv \text{int}(\Delta/\delta)$ . Writing  $n+1 = n-j+1+j$ , and splitting this formula into two separate parts leads readily to

$$P(\Delta) = e^{-\Delta/\tau} \left[ \sum_{j=0}^l (-1)^j f_j(x_j) + \sum_{j=1}^l (-1)^j f_{j-1}(x_j) \right], \quad (\text{A10})$$

where

$$f_j(x) = \sum_{n=l}^{+\infty} \frac{x^n}{j!(n-j)!} = \frac{x^j}{j!} \left[ e^x - \sum_{k=0}^{l-j-1} \frac{x^k}{k!} \right]. \quad (\text{A11})$$

The first term of Eq. (A10) can be rewritten as follows

$$\sum_{j=0}^l (-1)^j f_j(x_j) = \sum_{j=0}^{l-1} (-1)^j \frac{x_j^j}{j!} (e^{x_j} - 1) + (-1)^l \frac{x_l^l}{l!} e^{x_l} - \sum_{j=0}^{l-2} \sum_{k=1}^{l-j-1} (-1)^j \frac{x_j^{k+j}}{k!j!}. \quad (\text{A12})$$

In the double sum, we replace index  $k$  by  $k+j$  (still calling it  $k$ ), and we invert the two summation signs. It yields

$$\sum_{j=0}^l (-1)^j f_j(x_j) = \sum_{j=0}^{l-1} (-1)^j \frac{x_j^j}{j!} (e^{x_j} - 1) + (-1)^l \frac{x_l^l}{l!} e^{x_l} - \sum_{k=1}^{l-1} \left(\frac{\delta}{\tau}\right)^k \sum_{j=0}^{k-1} \frac{(-1)^j}{(k-j)!j!} \left(\frac{\Delta}{\delta} - j\right)^k. \quad (\text{A13})$$

Let us now call  $Q_{k,p}(x)$  the polynomial defining the expression of  $\phi_k(x)$  [Eq. (A7)] between  $p$  et  $p+1$ . It is easy to prove (e.g., recurrently) that  $\phi_k$  is symmetric with respect to  $(k+1)/2$ , i.e.  $\phi_k(x) = \phi_k(k+1-x)$ . Hence, for  $Q_{k,p}$  polynomials, it becomes

$$Q_{k,p}(x) = Q_{k,k-p}(k+1-x). \quad (\text{A14})$$

From Eq. (A7), we read

$$Q_{k,p}(x) = \sum_{j=0}^p (-1)^j \frac{k+1}{j!(k+1-j)!} (x-j)^k, \quad (\text{A15})$$

from which follows readily

$$\int_0^x Q_{k,p}(y) dy = \sum_{j=0}^p \frac{(-1)^j}{j!(k+1-j)!} (x-j)^{k+1} - \sum_{j=1}^p \frac{(-1)^j (-j)^{k+1}}{j!(k+1-j)!}. \quad (\text{A16})$$

In Eq. (A13), we have an expression similar to the first term on the right hand side of that equation, corresponding to  $Q_{k-1,k-1}$ . But, from Eq. (A14), we derive

$$Q_{k-1,k-1}(x) = Q_{k-1,0}(k-x) = \frac{(k-x)^{k-1}}{(k-1)!}. \quad (\text{A17})$$

Hence we obtain

$$\sum_{j=0}^k \frac{(-1)^j x^k}{j!(k-j)!} = (-1)^k \frac{(x-k)^k}{k!} + \sum_{j=0}^k \frac{(-1)^j (-j)^k}{j!(k-j)!}. \quad (\text{A18})$$

We finally deduce from that expression and from Eq. (A13)

$$\sum_{j=0}^l (-1)^j f_j(x_j) = -1 + \sum_{k=0}^{l-1} \frac{(-1)^k}{k!} x_k^k e^{x_k} - \sum_{k=1}^{l-1} \left(\frac{\delta}{\tau}\right)^k \sum_{j=0}^k \frac{(-1)^j (-j)^k}{j!(k-j)!}. \quad (\text{A19})$$

The second term of Eq. (A10) can be handled the same way. We finally find

$$\sum_{j=1}^l (-1)^j f_{j-1}(x_j) = \sum_{j=0}^{l-1} (-1)^{j+1} f_j(x_{j+1}) \quad (\text{A20})$$

$$= 1 - \sum_{k=0}^{l-1} \frac{(-1)^k}{k!} x_{k+1}^k e^{x_{k+1}} + \sum_{k=1}^{l-1} \left(\frac{\delta}{\tau}\right)^k \sum_{j=0}^k \frac{(-1)^j (-j)^k}{j!(k-j)!}. \quad (\text{A21})$$

Hence, from Eqs (A10), (A19), and (A21), and taking advantage from  $e^{-\Delta/\tau} e^{x_k} = e^{-k\delta/\tau}$ , the expression of  $P(\Delta)$  becomes

$$P(\Delta) = \sum_{k=0}^l \frac{(-1)^k}{k!} x_k^k e^{-k\delta/\tau} - \sum_{k=0}^{l-1} (-1)^k \frac{x_{k+1}^k}{k!} e^{-(k+1)\delta/\tau}, \quad (\text{A22})$$

which is equivalent to Eq. (27).

### Appendix B: calculating $\bar{\Delta}$ and $\sigma$

$P(\Delta)$  is the probability that one event lasts at least  $\Delta$ , so that if  $p(\Delta)$  is the probability that the exact duration of an event lies between  $\Delta$  and  $\Delta + d\Delta$  (this is the probability function for  $\Delta$ ), we have

$$P(\Delta_0) = \int_{\Delta_0}^{+\infty} p(\Delta) d\Delta. \quad (\text{B1})$$

The mean duration  $\bar{\Delta}$  is defined by

$$\bar{\Delta} = \int_0^{+\infty} \Delta p(\Delta) d\Delta. \quad (\text{B2})$$

We easily derive

$$\bar{\Delta} = \lim_{\Delta \rightarrow +\infty} \Delta P(\Delta) + \int_0^{+\infty} P(\Delta) d\Delta. \quad (\text{B3})$$

It can be shown using Eq. (A6) that  $\lim_{\Delta \rightarrow +\infty} \Delta^k P(\Delta) = 0$  for every  $k \in \mathbb{Z}$ . Using Eq. (27), we thus express  $\bar{\Delta}$  as

$$\bar{\Delta} = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^l (-1)^n e^{-n\delta/\tau} \int_l^{l+1} \left( \frac{x_n^n}{n!} - \frac{x_n^{n-1}}{(n-1)!} \right) d\Delta. \quad (\text{B4})$$

Taking into account Eq. (28), we get

$$\bar{\Delta} = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^l (-1)^n \tau e^{-\tau/\delta} \left[ \left(\frac{\delta}{\tau}\right)^{n+1} \frac{(l+1-n)^{n+1} - (l-n)^{n+1}}{(n+1)!} + \left(\frac{\delta}{\tau}\right)^n \frac{(l+1-n)^n - (l-n)^n}{n!} \right]. \quad (\text{B5})$$

We split this formula into two separate sums  $S_1$  and  $S_2$ . The first one may be written

$$S_1 = \tau e^{\delta/\tau} \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^l \frac{1}{(n+1)!} \left[ [z(l-n)]^{n+1} - [z(l+1-n)]^{n+1} \right], \quad (\text{B6})$$

where we have defined

$$z = -\frac{\delta}{\tau} e^{-\delta/\tau}. \quad (\text{B7})$$

The second part of Eq. (B5) can be written similarly:

$$S_2 = \tau \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^l \frac{1}{k!} \left[ [z(l+1-n)]^n - [z(l-z)]^n \right]. \quad (\text{B8})$$

In Eq. (B6), we change index  $n$  to  $j = l - n$ , which yields

$$S_1 = \tau e^{\delta/\tau} \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{j=0}^l \frac{1}{(l-j+1)!} \left[ [zj]^{l-j+1} - [z(j+1)]^{l-j+1} \right]. \quad (\text{B9})$$

We then invert the two summation signs and change index  $l$  to  $l - j + 1$  (still calling it  $l$ ). We get

$$S_1 = \tau e^{\delta/\tau} \sum_{j=0}^{+\infty} \sum_{l=1}^{+\infty} \frac{1}{l!} \left[ [zj]^l - [z(j+1)]^l \right]; \quad (\text{B10})$$

$$= \tau e^{\delta/\tau} \sum_{j=0}^{+\infty} (e^{-zj} - 1 - e^{-z(j+1)} + 1); \quad (\text{B11})$$

$$= \tau e^{\delta/\tau}. \quad (\text{B12})$$

Similarly, we find  $S_2 = -\tau$ , which finally leads to Eq. (29).

For the standard deviation  $\sigma$ , we start from

$$\sigma^2 = \int_0^{+\infty} (\Delta - \bar{\Delta})^2 p(\Delta) \tau d\Delta; \quad (\text{B13})$$

$$= -\bar{\Delta}^2 + \int_0^{+\infty} \Delta^2 p(\Delta) d\Delta; \quad (\text{B14})$$

$$= -\bar{\Delta}^2 + 2 \int_0^{+\infty} \Delta P(\Delta) d\Delta. \quad (\text{B15})$$

The integral can be calculated exactly like for Eq. (B3) to get Eq. (30).

### References

- Aumann H.H., Gillett F.C., Beichman C.A., et al., 1984, *ApJ* 278, L23  
 Bailey M.E., Chambers J.E., Hahn G., 1992, *A&A* 257, 315  
 Beckwith S.V.W., Sargent A.I., 1993, in *Protostars and Planets III*, E.H. Levy and J.I. Lunine Eds., Univ. of Ariz. Press, pp. 521–541  
 Bertaux J.L., Blamont J.E., Festou M., 1973, *A&A* 25, 415  
 Beust H., Lagrange-Henri A.-M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1989, *A&A* 223, 304  
 Beust H., Lagrange-Henri A.-M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1990, *A&A* 236, 202

- Beust H., Lissauer J.J., 1994, A&A 282, 804  
 Beust H., Morbidelli A., 1996, Icarus, in press  
 Beust H., Tagger M., 1993, Icarus 106, 42  
 Beust H., Vidal-Madjar A., Lagrange-Henri A.-M., Ferlet R., 1991a, A&A 241, 488  
 Beust H., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1991b, A&A 247, 505  
 Boggess A., Bruhweiler F.C., Grady C.A., et al., 1991, ApJ 377, L49  
 Bruhweiler F.C., Kondo Y., Grady C.A., 1991, ApJ 371, L27  
 Centolanzi F.J., Chapman D.R., 1966, J. Geophys. Res. 71, 1735  
 Crawford I.A., Spyromilio J., Barlow M.J., Diego F., Lagrange A.-M., 1994, MNRAS, 266, L65  
 Deleuil M., Gry C., Lagrange-Henri A.-M., et al., 1993, A&A 267, 187  
 Duriez L., 1989, in *Les méthodes modernes de la mécanique céleste*, D. Benest and C. Froeschlé, Eds., Frontières, p. 1  
 Ferlet R., Hobbs L.M., Vidal-Madjar A., 1987, A&A 185, 267  
 Ferlet R., Lagrange-Henri A.M., Beust H., et al., 1993, A&A 267, 137  
 Festou M.C., Rickman H., West R.M., 1993, A&AR 5, 37  
 Grady C.A., Bruhweiler F.C., Cheng K.-P., Chu W.A., 1991, ApJ 367, 296  
 Grady C.A., Silvis J.M.S., 1993, ApJ 402, L61  
 Grady C.A., Bjorkman K.S., Shepherd D., et al., 1993a, ApJ 415, L39  
 Grady C.A., Perez M.R., The P.S., 1993b, A&A 274, 847  
 Grasdalen G.L., Strom S.E., Strom K.M., et al., 1984, ApJ 283, L57  
 Hobbs L.M., Lagrange-Henri A.M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., Welty D.E., 1988, ApJ 334, L41  
 Hobbs L.M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., Albert C.E., Gry C., 1985, ApJ 293, L29 (Paper I)  
 Hollenbach D., Salpeter E.E., 1971, ApJ 163, 155  
 Keller H.U., Delamere W.A., Huebner W.F., et al., 1987, A&A 187, 807  
 Kondo Y., Bruhweiler F.C., 1985, ApJ 291, L1  
 Kopal Z., 1978, Dynamics of close binary systems, Reidel, Dordrecht p. 33  
 Lagrange A.-M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1987, A&A 173, 289  
 Lagrange-Henri A.-M., Beust H., Ferlet R., Hobbs L.M., Vidal-Madjar A., 1990, A&A 227, L13  
 Lagrange-Henri A.-M., Beust H., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1989, A&A 215, L5  
 Lagrange-Henri A.-M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1988, A&A 190, 275  
 Lagrange-Henri A.-M., Gosset E., Beust H., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1992, A&A 264, 637  
 Lagrange A.-M., Vidal-Madjar A., Deleuil M., et al., 1995, A&A 296, 499  
 Lagrange A.-M., Plazy F., Beust H., et al., 1996, A&A, in press  
 Lang K., 1992, Astrophysical Data: Planets and Stars, Springer-Verlag  
 Lanz T., Heap S.R., Hubeny I., 1995, ApJ 447, L41  
 Lämmerzahl P., Krankowsky D., Hodges R.R., et al., 1987, A&A 187, 169  
 Lamy Ph.L., 1974, A&A 35, 197  
 Lazzaro D., Sicardy B., Roques F., Greenberg R., 1994, Icarus 108, 37  
 Levison H.F., Duncan M.J., Wetherill G.W., 1995, Nat 372, 441  
 Lissauer J.J., 1993, ARAA 31, 129  
 Malbet F., Rigaut F., Bertout C., Léna P., 1993, A&A 271, L9  
 Morbidelli A., 1993, Icarus 105, 48  
 Mouillet D., Lagrange A.-M., 1995, A&A 297, 175 (Paper XX)  
 Papoulis A., in *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*, 1991, W. Stephen (Ed.), McGraw-Hill  
 Paresce F., 1991, A&A 247, L25  
 Paresce F., Burrows C., 1987, ApJ 319, L23  
 Perez M.R., Grady C.A., The P.S., 1993, A&A, 274, 381  
 Roques F., Scholl H., Sicardy B., Smith B.A., 1994, Icarus 108, 37  
 Smith B.A., Terrile R.J., 1984, Sci 226, 1421  
 Vidal-Madjar A., Hobbs L.M., Ferlet R., Gry C., Albert C.E., 1986, A&A 167, 325  
 Vidal-Madjar A., Lagrange-Henri A.M., Feldman P.D., et al., 1994, A&A 290, 245  
 Wetherill G.W., 1994, *Procd. Conf. Planetary Systems: Formation, Evolution, Detection*, B. Burke, J. Rahe, E. Roettger, Eds., Kluwer Academic Publishers  
 Yoshikawa M., 1987, Celest. Mech. 40, 233

### Paramètres physiques dans le gaz cométaire

L'obtention de données dans la même nuit sur des raies de Ca II issues de niveaux différents (fondamental pour les raies K et H, dans le bleu, et métastable  $3d^2D_{5/2}$  et  $3d^2D_{3/2}$  respectivement à 8542 Å et 8662 Å) nous a permis de faire une analyse de peuplement des niveaux. Une première analyse du peuplement des niveaux métastables avait été faite (Hobbs et al. 1988) pour la composante stable, sous l'hypothèse du peuplement radiatif. En 1992, l'activité cométaire est importante : des mesures sont également possibles sur les composantes décalées issues de niveaux métastables. J'ai donc fait l'analyse correspondant à ces composantes, en prenant en compte cette fois, outre les processus radiatifs, le peuplement collisionnel.

Pour les raies variables, nous déduisons une densité ainsi qu'une température élevée ( $T_e > 15\,000$  K). Ceci est la première détermination directe de conditions physiques du gaz en chute vers l'étoile. De telles conditions permettent d'expliquer la présence d'espèces sur-ionisées telles que Al III et C IV.

Cette analyse est décrite de manière plus approfondie dans l'article (Mouillet & Lagrange 1995) joint.

### Article

*The  $\beta$  Pictoris circumstellar disk. XX. Some physical parameters of the gaseous component*

*Mouillet D., et Lagrange, A.-M.*

*Astronomy & Astrophysics, 1995, 297, 175*

# The $\beta$ Pictoris circumstellar disk

## XX. Some physical parameters of the gaseous component\*

D. Mouillet and A.-M. Lagrange

Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université J. Fourier, BP 53X F-38041 Grenoble Cédex, France

Received 20 July 1994 / Accepted 22 September 1994

**Abstract.** New high resolution spectra of  $\beta$  Pictoris have been acquired in the Ca II triplet lines, arising from the 3D metastable level. In addition to the central circumstellar component at the stellar velocity, we also unambiguously detected redshifted features. These variable components have an unexpected intensity, relatively to the associated absorption measured in the K and H lines, arising from the ground level of Ca II.

In order to realize the observed fractional population [Ca II]/Ca II, a simple model of the 3D levels populating processes, including radiative and collisional processes give some constraints on the physical conditions in the observed gas: most of the central absorption occurs in a confined area within 10 AU of the star, as already established in Hobbs et al. (1988), but also the infalling gas reaches locally high electronic densities and temperatures ( $T_e \geq 15\,000$  K and  $N_e \geq 10^6$  cm $^{-3}$ ).

**Key words:** stars: circumstellar matter – stars:  $\beta$  Pictoris

### 1. Introduction

Imaging the circumstellar disk of  $\beta$  Pictoris has brought, on top of a first direct detection, much information about its general physical aspects, since Smith & Terrile (1984). In particular, the shape and the repartition of dust have been observed closer to the star down to 30 AU on the one hand (Lecavelier et al. 1993) and on the other hand up to 1000 AU (Smith & Terrile 1987) using coronagraphs or antiblooming detectors. Still, spectroscopy is a very efficient complementary tool, especially for this edge-on disk, to study the gaseous component. Evidences of the presence of circumstellar gas have been observed at many wavelengths, ultraviolet (UV) and visible, as narrow features at the bottom of rotationally enlarged photospheric lines.

The detection of lines from the fine structure levels of C I and Fe II led Kondo & Bruhweiler (1985) to conclude that

\* Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

$N_e \geq 10^3$  cm $^{-3}$ . Qualitative arguments, based on the presence of lines arising from metastable levels of Fe II, also indicated  $N_e T_e^{-1/2} \leq 10^7$  cm $^{-3}$  K $^{-1/2}$ , at least in the area of the gas responsible for these lines and led to a tentative description of the circumstellar gas (Boggess et al. 1991).

Vidal-Madjar et al. (1986) deduced from the analysis of Na I and Ca II lines a two zone model of the circumstellar gas. Hobbs et al. (1988) could conclude from the detection of metastable Ca II that most of Ca II absorption occurs within a distance of order 1 AU, consistently with this model. Lagrange et al. (1994) confirm the hypothesis of the evaporation origin of Ca II, on the basis of the comparison of chemical parameters of the disk deduced from UV and visible spectra.

Meanwhile, redshifted variable features were observed both in UV (Lagrange et al. 1987), and visible lines (Ferlet et al. 1987). Subsequent surveys in the visible (Lagrange et al. 1989, 1992; Ferlet et al. 1992) as well as high resolution UV observations with HST (Vidal-Madjar et al. 1994) tested their velocities, time scale variations and shapes, the periodicity of the events, the geometry and physical conditions in the absorbing cloud. All these measures were in good agreement to associate these features to falling evaporating bodies (FEB) in a model, simulated by Beust et al. (1989, 1990, 1991).

Hobbs et al. (1988) used the measure of relative metastable to ground level populations in order to constrain the radial position of the absorbing gas for the central component. The present paper aims at getting further information, with a similar general method, about physical parameters for the gas absorbing at stable velocities but also for the infalling variable components, since the new observations allow, for the first time, such measurements. Indeed, although a faint redshifted absorption in the 8542 Å line had already been detected in November 1987, a better signal to noise ratio and also the comparison with the K or H line during the same night are required to this study. Whereas the relative population in the *central component* is well reproduced (Hobbs et al. 1988), assuming equilibrium state of those levels, populated through photoexcitation and desexcitation processes, the ratio of metastable to ground level population in the *red-*

**Table 1.** Log of the observations of December 19, 1992

U.T.	Exposure (s)	Wavelength ( $\text{\AA}$ )	Line
01:50	1800	8542	triplet
02:22	1800	8542	triplet
03:15	1800	8498	triplet
04:01	1800	8662	triplet
06:21	1200	3934	K
06:52	1200	3934	K
07:15	1200	3934	K
07:37	1200	3934	K
08:08	1200	3968	H
08:36	1200	3934	K

*shifted lines* of Ca II is not. Collisional processes need to be included to account for the population and even the depopulation of the different levels.

We present in Sect. 2 new high resolution spectroscopic observations of Ca II lines, from which we can derive the corresponding abundances of the lowest levels. The model of the populating effects of the physical parameters of the medium is described in Sect. 3. We discuss then, in Sect. 4, how the observations constrain these parameters, for both the stable stellar velocity and the redshifted components.

## 2. Observations and derived abundances

### 2.1. Observations

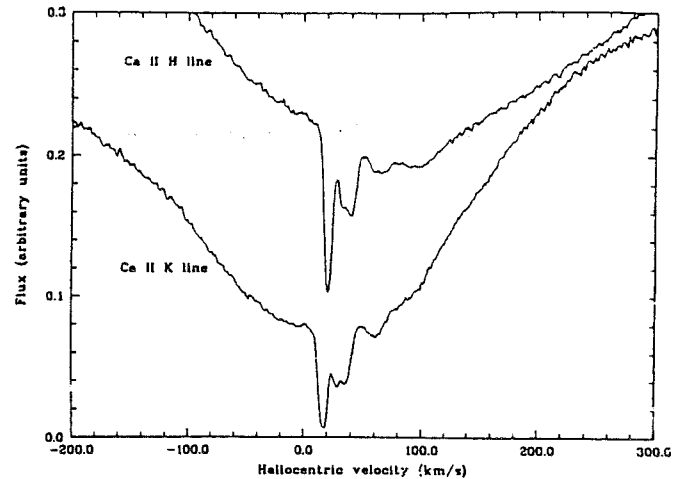
#### 2.1.1. Observing log

$\beta$  Pictoris was observed on December 19, 1992, at the European Southern Observatory (ESO), using the Coudé Echelle Spectrometer (CES) fed with the 1.4 m Coudé Auxiliary Telescope (CAT). Spectra of the Ca II lines regions, with a resolving power of  $10^5$ , were then recorded with a CCD detector. There, data give the opportunity to compare the lines K and H, arising from the ground level of Ca II, to lines (8498, 8542 and 8662  $\text{\AA}$ ) arising from the metastable levels of Ca II, on spectra taken less than a few hours apart. Table 1 lists the characteristics of the data acquired that night.

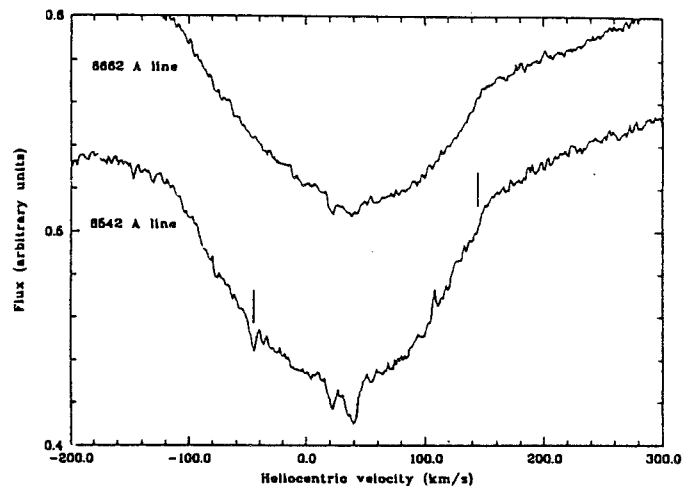
#### 2.1.2. Spectra

The usual reduction procedure, which consists in the correction of the bias, the very low dark signal and the flatfield, preceded the calibration by comparison to thorium-argon spectra to obtain the spectra presented in Figs. 1 and 2.

The qualitative observation of these spectra needs a few comments. The K and H lines, first, have been regularly observed with high spectroscopic resolution since 1986 (Lagrange et al. 1992). The central circumstellar absorption is always present, at  $21.5 \text{ km s}^{-1}$  heliocentric velocity. Variable



**Fig. 1.** Spectra of the lines K and H, arising from the ground level of Ca II. The vertical axis is in arbitrary units, whereas the horizontal one is calibrated in heliocentric velocities ( $\text{km s}^{-1}$ ), in order to easily compare the features of the different lines



**Fig. 2.** Spectra of the triplet lines, arising from the metastable levels of Ca II, calibrated in heliocentric velocities ( $\text{km s}^{-1}$ ). The marks indicate telluric  $\text{H}_2\text{O}$  lines

redshifted features also appeared more and more often during the very past years, around  $40 \text{ km s}^{-1}$  but also as far as  $80 \text{ km s}^{-1}$  heliocentric velocity. The redshifted absorptions are here unprecedently important: the  $40 \text{ km s}^{-1}$  component shows a complex structure and high velocity components are simultaneously observed at  $60$  and  $90 \text{ km s}^{-1}$  heliocentric velocity. Constant monitoring showed that the low velocity clouds did not change importantly over a night so that it legitimates the comparison of observations recorded a few hours apart.

Second, since the 3D level is less populated than the ground level and since the triplet lines oscillator strengths are weaker, especially the  $8498 \text{ \AA}$  one (see Table 4), it is more difficult to detect circumstellar components on these lines. Yet, the central but also, for the first time, the redshifted absorption components are strong enough to be unambiguously detected on the  $8542 \text{ \AA}$  and

Table 2. Parameters of the central and variable components

$\lambda$ (Å)	component	eq. width (mÅ)	abundance <sup>a</sup> ( $10^{12}\text{cm}^{-2}$ )	level
3934	central	$117 \pm 3$	$4.5 \pm .2$	ground
	redshifted	$119 \pm 3$	$1.7 \pm .2$	ground
3968	central	$115 \pm 3$	$4.9 \pm .2$	ground
	redshifted	$95 \pm 3$	$2.1 \pm .2$	ground
8662	central	$4.5 \pm 0.2$	$0.11 \pm .01$	metastable 1
	redshifted	$14 \pm 1$	$.35 \pm .03$	metastable 1
8542	central	$7.9 \pm 1$	$0.17 \pm .02$	metastable 2
	redshifted	$19.6 \pm 2$	$0.42 \pm .04$	metastable 2

<sup>a</sup> Uncertainties on abundances, of a different nature for the strong and weak lines, are discussed in the text.

the 8662 Å lines at the velocity of the K and H lines.

Very importantly, we can already clearly note that the ratio of Ca II populating the variable components to the central component is much larger for the metastable levels than for the ground level. This let us think about quite different physical conditions in those components. Such a behaviour is also reported for the Fe II lines (Vidal-Madjar et al. 1994 ; Lagrange et al. 1994). Conversely to the Fe II lines, the Ca II gives the opportunity to perform a more precise and quantitative study. Thus, we aim hereafter at estimating the abundances of the ground and metastable levels for the physical media corresponding to the central and redshifted components, respectively. However, the very large high velocities components are not adapted to precise measurements since the photospheric continuum is difficult to be determined in this area, and also variability is observed on very short timescales. So, the only significant values will concern the central and the low redshifted component at around respectively 20 and 40 km s<sup>-1</sup> heliocentric velocities.

## 2.2. Derived abundances

The measurement of the equivalent width of the components of the 8542 Å and 8662 Å lines provides information on the abundance of the two 3D metastable levels since they arise from two different sublevels. The 8498 Å line gives no further information because its signal to noise is much weaker due to a lower oscillator strength. The given uncertainties are due to the evaluation of the photospheric continuum to determine the equivalent width of the circumstellar absorption and the separation of the components. Then, as these lines are weak, the density column is calculated with the relation

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = 8.85 \cdot 10^{-21} \frac{N}{1\text{cm}^{-2}} f \frac{\lambda}{1\text{Å}},$$

assuming optically thin gas (Spitzer 1978).

The abundance of the ground level is supposed to be given by the redundant measurement of the K and H lines. Both were measured through line profile fitting. Here the main difficulty comes from the depth of the central lines. Indeed, saturation

Table 3. Observational values of the ratios of metastable to ground level population of circumstellar Ca II

component	$\log N_1/N_0$	$\log N_2/N_0$
central	$-1.65 \pm 0.05$	$-1.46 \pm 0.05$
redshifted	$-0.78 \pm 0.05$	$-0.70 \pm 0.05$

effects are difficult to be evaluated in our profile-fitting method, which is very dependent on the determination of the zero flux level, in this case. This explains the important uncertainties for these lines : the indicated values are in fact lower limits for the real abundances. The H line is a better estimator since its oscillator strength is smaller. In the following, we adopt a  $5 \cdot 10^{-12}\text{cm}^{-2}$  abundance for the ground level. This value, which should be considered as a lower limit in case of strong saturation effects, is larger than the one determined by Vidal-Madjar et al. (1986 :  $1.8 \pm 0.8 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$ ), but compatible with the possibly better estimation given by Crawford et al. (1994 :  $10^{13}\text{cm}^{-2}$ ).

From the comparison of the depths of the K and H variable lines (Lagrange et al. 1992), we estimate that the size of the absorbing infalling cloud is  $\geq 60\%$  of the stellar disk. A similar method, taking care of the expected difference of population of the originate levels, is theoretically also possible with the comparison of the depths of the 8542 Å and 8662 Å lines but is not efficient here since strong lines are needed to get a low uncertainty for the size. As a consequence, the real abundances of the infalling medium should be deduced from measurements with artificial zero corrected spectra, on which the stellar continuum would only be the part of the flux illuminating the cloud. Yet, this effect has no further consequence on our following work since it affects all the values of abundances with the same multiplicative factor and since we only draw physical information from comparison of ratio of abundances. With regard to the central component, the K and H lines are so deep that the absorbing gas has to cover all the stellar disk ( $\geq 95\%$ ).

On this basis, we deduce the ratios of population of metastable to ground levels of the circumstellar Ca II. The results are given in Table 3.

## 3. Model

### 3.1. Method

We present here a simple model which describes the repartition of the population of Ca II between its different levels, which is to be compared to the information given by the observations. The relative populations of the ground and metastable levels are evaluated under the following assumptions :

1. The only five first levels of Ca II, are considered, since the higher levels are hardly populated in such media.
2. The radiative transition parameters between these levels are described in Table 4. The radiative de-excitation rate from a higher level  $j$  to a lower  $i$  is  $A_{ji}$  ; stimulated emission

is negligible compared to spontaneous emission ; and the photoexcitation rate follows the law  $R_{ij} = B_{ij} J_{ij}(d)$ .  $B_{ij}$  is the Einstein coefficient for absorption :

$$B_{ij} = \frac{g_j}{g_i} \frac{c^2}{2h\nu^3} A_{ji}.$$

And,  $J_{ij}(d)$  is the incident flux on our medium at the distance  $d$  from the star and at the transition wavelength :

$$J_{ij} = \left(\frac{R}{d}\right)^2 \frac{F_\nu}{4\pi}$$

where  $R$  is the stellar radius and  $F_\nu$  is the emergent flux density from the star.

3. The collisional transitions by electron impact are also taken into account, which is the main difference with the study of Hobbs et al. (1988). The collisional de-excitation rates from a level  $j$  to a lower one  $i$  are given by

$$C_{ji} = 4.12 \cdot 10^{-12} \lambda^3 A_{ji} N_e T_e^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{Van Regemorter 1962})$$

in case of a  $i - j$  permitted transition, and by

$$C_{ji} = 2 \cdot 10^{-6} \lambda^4 A_{ji} N_e T_e^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{Seaton 1958})$$

in case of a forbidden transition, where  $N_e$  and  $T_e$  are respectively the electronic density (in  $\text{cm}^{-3}$ ) and temperature (in K) in the medium, and if  $\lambda$  is expressed in microns. The excitation rates  $C_{ij}$  are deduced from the associated de-excitation rates  $C_{ji}$  :

$$C_{ij} = \frac{g_j}{g_i} C_{ji} \exp -\frac{h\nu}{kT_e}.$$

Assuming such a description for the possible transitions between the five first levels of Ca II, the statistical equilibrium determines the population of each level  $X_i$  ( $i=1$  to 4), relative to the ground (indexed by 0), via the linear system :

$$\begin{cases} -(R_{13} + R_{14} + C_{13} + C_{14} + A_{10} + C_{10})X_1 \\ \quad + (A_{31} + C_{31})X_3 + (A_{41} + C_{41}) + C_{01} = 0 \\ -(R_{24} + C_{24} + A_{20} + C_{20})X_2 + (A_{42} + C_{42})X_4 + C_{02} = 0 \\ (R_{13} + C_{13})X_1 - (A_{30} + C_{30} + A_{31} + C_{31})X_3 \\ \quad + (R_{03} + C_{03}) = 0 \\ (R_{14} + C_{14})X_1 + (R_{24} + C_{24})X_2 - (A_{40} + C_{40} \\ \quad + A_{42} + C_{42} + A_{41} + C_{41})X_4 + (R_{04} + C_{04}) = 0 \end{cases}$$

We should point out the fact that once the atomic parameters of the studied specy (Ca II in our case) and the stellar fluxes, summarized in Table 4, are given, the results will exclusively depend on three physical parameters describing the surrounding medium, which we intend to precise : first, the distance to the star conditioning photoexcitation, hereafter expressed in AU, second, independently,  $N_e T_e^{-1/2}$  ( $\text{cm}^{-3} \text{K}^{-1/2}$ ) and third,  $T_e$  (K) as long as collisional effects are sensible.

At least, let us notice that the resolution of this system gives the theoretical populations of Ca II levels associated to the medium described by our three parameters. But this medium is then supposed to be homogeneous ; the apparent result of the superposition of the effects of several media would differ from such an analysis. This point will be further considered, when we compare our observational results.

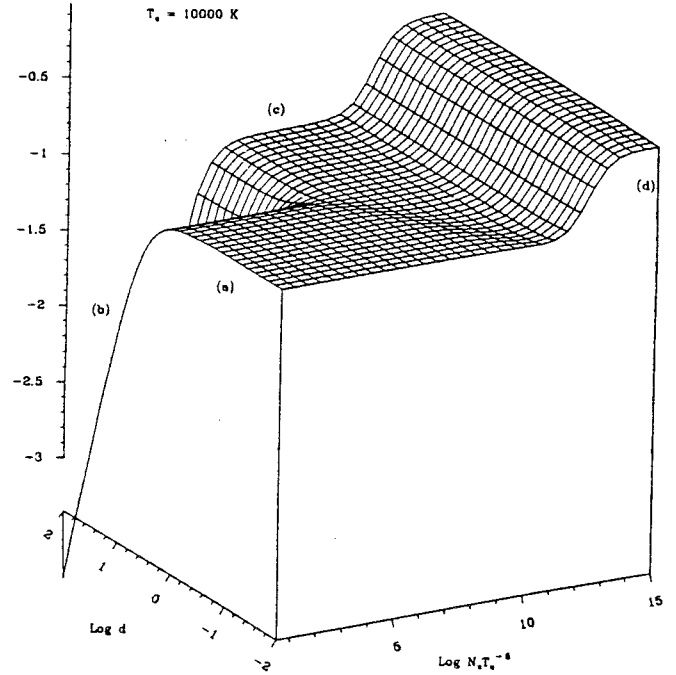


Fig. 3. Relative population of the lowest metastable level  $\log(N_1/N_0)$  as a function of the distance to the star  $\log(d/1\text{AU})$  and  $\log(N_e T_e^{-1/2}/1\text{cm}^{-3}\text{K}^{-1/2})$  for  $T_e = 10^4$  K. The radiative regime presents two states : closer to the star than 1 AU, a threshold (a) and further a decrease as  $d^{-2}$  (b). At higher densities, the "semi-collisional" regime (c) and the "fully-collisional" regime (d) do not depend on the the distance to the star

### 3.2. Expected population ratios

We would need a large number of figures to describe the populations deduced from any combination of the parameters. Figures 3 and 4 illustrate the relative population of the lowest metastable level  $3d^2D_{3/2}$  respectively as a function of  $d$  and  $N_e T_e^{-1/2}$  for  $T_e = 10^4$  K, and as a function of  $N_e T_e^{-1/2}$  and  $T_e$  for  $d = 1$  AU. The other metastable level,  $3d^2D_{5/2}$  is not represented, but behaves qualitatively very similarly.

Different regimes clearly appear on these representations.

1. at low densities ( $N_e T_e^{-1/2} \leq 10^6 \text{cm}^{-3} \text{K}^{-1/2}$  at 1 AU), collisions have no sensible effects. The study of Hobbs et al. (1988) took place in this radiative regime, which presents two states : at less than 1 AU, the depopulation of the metastable levels via forbidden decay is negligible, hence all the transition rates vary as  $d^{-2}$  so that the dependence on the distance disappears ; further away from the star, spontaneous decay becomes dominant and then the 3D populations decrease as  $d^{-2}$ , because of their radiative populating process via the excited levels depending on the diluted flux. This is the point which allowed Hobbs et al. (1988) to conclude from the fractional abundance of measured metastable Ca II in the central component that Ca II of this component



Table 4. Ca II transitions between the five first levels, indexed from 0 to 4

Wavelength ( $\text{\AA}$ )	Lower level (index)	Upper level (index)	$A_{ji}$ ( $s^{-1}$ )	$f_{ji}$	$R^2 F_{\nu}^b$
3933.66	$4s^2S_{1/2}$ (0)	$4p^2P_{3/2}$ (4)	$1.50 \cdot 10^8$	0.69	1.8
3968.47	$4s^2S_{1/2}$ (0)	$4p^2P_{1/2}$ (3)	$1.46 \cdot 10^8$	0.344	1.8
7291.46	$4s^2S_{1/2}$ (0)	$3d^2D_{5/2}$ (2)	1.3	$2.4 \cdot 10^{-8}$	4.7
7323.88	$4s^2S_{1/2}$ (0)	$3d^2D_{3/2}$ (1)	1.3	$1.6 \cdot 10^{-8}$	4.7
8498.02	$3d^2D_{3/2}$ (1)	$4p^2P_{3/2}$ (4)	$0.111 \cdot 10^7$	0.012	4.1
8542.09	$3d^2D_{5/2}$ (2)	$4p^2P_{3/2}$ (4)	$0.99 \cdot 10^7$	0.072	3.5
8662.14	$3d^2D_{3/2}$ (1)	$4p^2P_{1/2}$ (3)	$1.06 \cdot 10^7$	0.060	3.8

<sup>b</sup> given in  $10^{18} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$  units, where  $R$  is the stellar radius and  $F_{\nu}$  is the emergent density of flux at the transition wavelength, which is the flux at the bottom of the photospheric absorption line. These values, from Hobbs et al (1988), are deduced from interpolation of measured fluxes on reference stars, among their spectral type and distance. We may be confident in this values within uncertainties of about 30%.

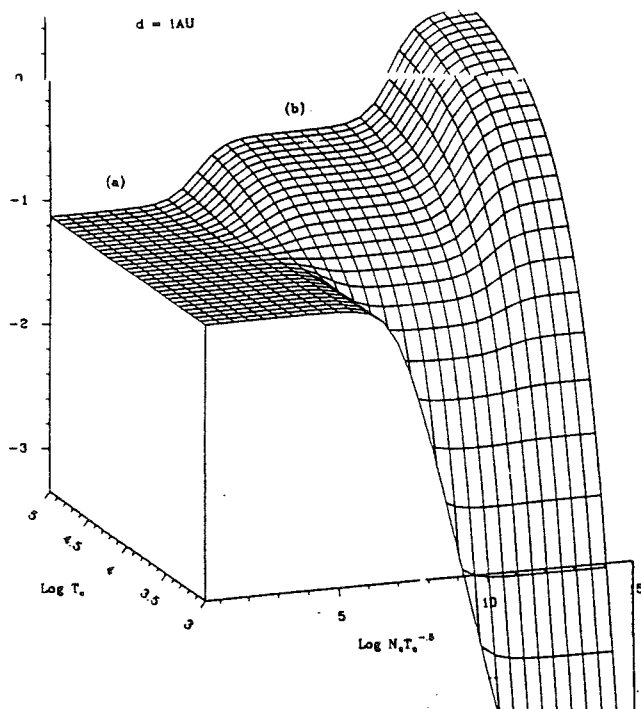


Fig. 4. Relative population of the lowest metastable level  $\log(N_1/N_0)$  as a function of  $\log(N_e T_e^{-1/2} / 1 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2})$  and  $\log(T_e / 1 \text{ K})$  at 1 AU. The radiative regime (a) shows no dependence on the electronic temperature, whereas this parameter is critical in the collisional regimes, (b) and (c)

was confined at less than 1 or 2 AU.  $N_e T_e^{-1/2}$  and  $T_e$  have no influence here.

2. as the density increases, collisional excitations become dominant over photoexcitation, whereas de-excitation still occurs through spontaneous decays. In this “semi-collisional” regime, the electronic temperature dictates the populations. The distance and  $N_e T_e^{-1/2}$  determine the physical populating mode but not the level of the ratio in this regime.
3. finally, if  $N_e T_e^{-1/2} \geq 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$  with no dependence on the distance now, collisions will dominate also

de-excitation processes. The medium is then in a situation of thermodynamical equilibrium, where the ratio is determined by the temperature and tends to the ratio of statistic weights at the limit of very high temperatures.

### 3.3. Uncertainties

The main uncertainty in the inputs of this model comes from the estimation of the fluxes of  $\beta$  Pictoris at the different wavelengths. Indeed, as we do not have direct and precise spectrophotometric evaluations of such quantities, they are extrapolated from three other reference stars. Thus, a precision better than 30% on each flux value cannot be expected.

However, this model is not very sensitive to the absolute values of the fluxes so that the ratio of fluxes at the different wavelengths is rather meaningful. Also, uncertainties on the radius of the stars or magnitudes have no heavy consequences since they affect similarly the fluxes at all wavelengths.

## 4. Determination of physical parameters

The observations described in Sect. 2 give some constraints on the ratios of populations of the 3D levels, which in turn give constraints on the physical parameters. We should notice in the whole following discussion, that physical parameters deduced from the two metastable levels are consistent: the ratios to the ground level are different but determine a same contour surface in the space of parameters.

### 4.1. Central component

The observations,  $\log(N_1/N_0) = -1.65 \pm 0.05$  and  $\log(N_2/N_0) = -1.46 \pm 0.05$  assuming  $N_0 = 4.9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , see Table 3), locate the gas at the stellar velocity under the radiative threshold specific to low distances and densities, at -1.04 and -0.82 respectively,  $\pm 3$  in each case.

Two main issues may a priori fit this situation (Fig. 5). These ratios of population may either be driven by the distance to the star or by the electronic temperature. In the first case, the

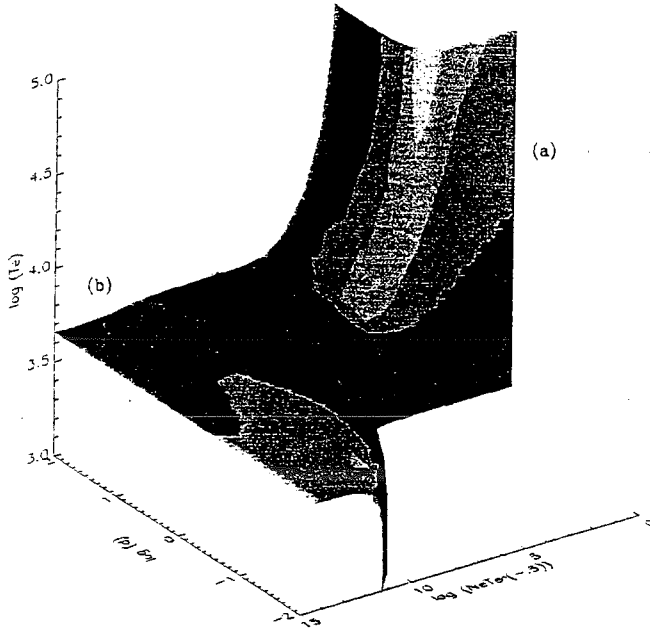


Fig. 5. Contour surface determined by the observational value  $\log(N_i/N_0) = -1.65$  in the cube of the three physical parameters :  $(d, N_e T_e^{-1/2}, T_e)$ . This value implies a constraint on the distance in the radiative regime (at low densities : (a)), and on the temperature in the collisional regimes ( $N_e T_e^{-1/2} \geq 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$ ): (b)

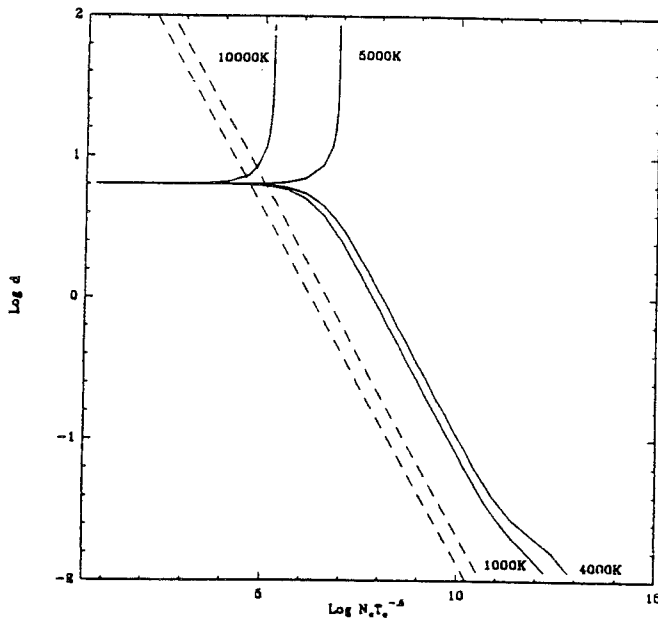


Fig. 6. Constraints given by observations of the populations of the metastable levels (the 8662 Å line accordingly to the 8542 Å line) in the central gaseous component, on a  $(\log(N_e T_e^{-1/2}/1 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}), \log(d/1 \text{ AU}))$  diagram, assuming the respective temperatures  $T_e = 1\,000, 4\,000, 5\,000$  and  $10\,000$  K. The non detection of Ca I implies an upper electronic density limit as indicated by dashed lines, for  $1\,000$  and  $10\,000$  K, respectively

temperature is not a discriminating factor and the other factor  $N_e T_e^{-1/2}$  is also free as long as it stays lower than  $10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$ . The medium is then on the distance dependent boarder of the threshold. This is the situation described by Hobbs et al. (1988) to conclude that the absorbing Ca II has to be confined in a particular area, then estimated of order 1AU. The present observations would rather give here a typical distance of  $5 \pm 1 \text{ AU}$ .

The alternative possibility is to place the medium at the boarder to the semi-collisional regime. Such a case implies that  $T_e \leq 4\,000 \text{ K}$  so that the level of this regime be lower than the radiative threshold. Moreover, the distance and  $N_e T_e^{-1/2}$  are then linked :  $N_e T_e^{-1/2} = 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$  at 5 AU and has to increase up to  $10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$  closer to the star. Higher temperatures, unexpected here, could also involve a large range of other physical conditions (Fig 6), with no dependency on the distance.

This very model is unable to select one of these two situations. Yet, the corresponding physical media are extremely different and other arguments may indicate whether any of them is acceptable. For instance, the observed upper limit for the ratio of Ca I to Ca II column densities (Vidal-Madjar et al. 1986), assuming the equilibrium between photoionisation and recombination, implies that  $N_e T_e^{-0.9} \leq \frac{10^5}{d^2}$  where  $d$  is the distance to the star expressed in AU (Lagrange et al. 1994). Such a constraint forbids the semi-collisional regime, Fig. 5. Thus, we can now conclude that this gaseous component of the disk places Ca II in a radiative equilibrium, determined by a typical distance of  $5 \pm 1 \text{ AU}$ . We also derive that  $N_e T_e^{-1/2} \leq 10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$ , compatible with the upper limit given by the observed ratio of neutral to ionized iron gas, (Lagrange et al. 1994). Yet,  $T_e$  is not constrained. This situation is similar to the one described by Hobbs et al. (1988), but here the observed relative abundance of metastable Ca II is lower and induces a greater typical distance.

A last point may be considered. Assuming now radiative populating processes of the metastable level, we may wonder what is the exact meaning of the quantity we precendently called the typical distance of the Ca II. This is a mean distance of the Ca II to the star relative to our model : more precisely, if all the circumstellar Ca II was confined at the same distance, this would be the distance which achieves the observed ratio.

Yet, we may actually illustrate this information in different ways, since we expect through the model a precise amount of metastable Ca II, corresponding to the presence of Ca II at each distance. Then, under the hypothesis of a uniform distribution of gaseous Ca II around the star, this gas should be confined at less than 10 AU from the star : since very few metastable Ca II is populated far from the star, a lower metastable to ground level Ca II would be expected if the Ca II ranged further. The hypothesis of a radial distribution of Ca II varying as  $r^\alpha$  leads to a strong constraint on  $\alpha$ . The situation is qualitatively similar : metastable Ca II observed along the line of sight is mostly pop-

ulated near the star. The stronger is the decrease of Ca II density, the higher is the ratio, up to the asymptotic limit given by the radiative threshold, if all the integrated Ca II observed was closer to the star than 1 AU. Then  $\alpha$  is forced to be close to 1.05. More complex distributions are uneasily meaningful since one observational information will not define the corresponding number of free parameters.

At least, let us notice that the possibly underestimated saturation effects of the central absorption component would not qualitatively change this description but only affect the precedent critical values. Indeed, if  $N_0$  is actually greater, the studied ratio is lower so that the typical distance increases (in the 0.5 power).

#### 4.2. Redshifted component

The obvious difference of behaviour of metastable Ca II in the infalling velocity compared to the stable one, relatively to fundamental Ca II, observed on the spectra, effectively leads to a very different physical medium. Indeed, the ratios for the redshifted component of  $\log(N_1/N_0) = -0.78 \pm 0.05$  and  $\log(N_2/N_0) = -0.70 \pm 0.05$  assuming  $N_0 = 2.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  are higher than the radiative threshold value. Indeed, only the simultaneous overestimation of fluxes at ground level transitions and the underestimation of the flux linked to metastable levels up to 30 % could bring this value to the observed ratios ; and such anticorrelated errors are unexpected, see Sect. 3.3.

These observed ratios directly show that no radiative regime can realize the observed ratio of metastable Ca II, whichever the distance and even the radial density of Ca II may be. In order to allow the semi-collisional regime, we deduce the lower limit :  $N_e T_e^{-1/2} \geq 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$  further from the star than 6 AU, but closer to the star the constraint is stronger since the radiative transitions are more efficient so that  $N_e T_e^{-1/2} \geq 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$  at the stellar surface. Then, in this regime, the relative population of metastable Ca II directly depends on the electronic temperature, which should be higher than 15 000 K. At least, one may note that the "fully-collisional" regime can also realize the observed ratio, at an electronic temperature of about 10 000 K. However, such a regime would need that  $N_e T_e^{-1/2} \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$ , which means  $N_e \geq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  at this temperature.

This situation of high electronic temperatures and densities may appear surprising in the environment of an A type star. Yet, it is in agreement with the predictions of the FEB scenario. Beust & Tagger (1993) showed that such extreme conditions are indeed expected in the delimiting shock surface of the ionic cloud surrounding each infalling body, and that this may be responsible for the collisional ionization of Al II to Al III detected around  $\beta$  Pictoris . This is in fact consistent with the large amount of metastable Ca II observed here. However, some particular points remain to be further investigated in this description.

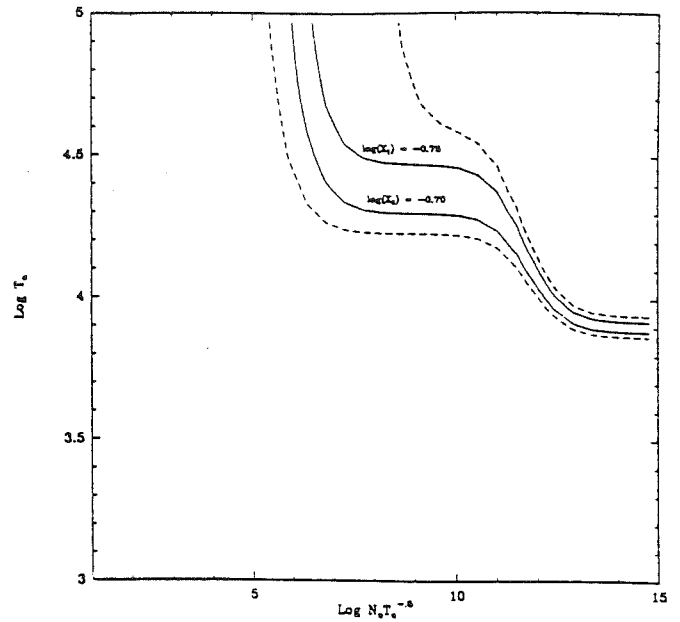


Fig. 7. Constraints given by observations of the population of the metastable levels (the 8662 Å line accordingly to the 8542 Å line) in the redshifted gaseous component, on a  $(\log(N_e T_e^{-1/2}/1 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}), \log(T_e/1 \text{ K}))$  diagram. The distance has no important effects on this diagram. The dashed curves indicate the extreme constraints which may be expected under our uncertainties on the flux and the observational measures

First, the size of the physical medium which supports these particular physical conditions and where metastable Ca II is significantly created is assumed to be of the order of the whole falling gas responsible for the K and H lines absorption. If the falling body generates high temperatures only in a much more confined area, a locally much higher relative population of metastable Ca II is required by the observations which could be difficult to explain even with efficient collisions. Yet, this is not in contradiction with the model : high temperatures are expected only in the delimiting shock surface in front of ionic clouds, but this shock surface is also much denser and may be responsible for most of the ground level variable components. More detailed observations and further comparisons of different lines should precise this point. Second, still in the FEB scenario, it is difficult in a redshifted component to observationally discriminate between the signature of a single falling object and simultaneous several of them. The relative stability of the low velocity clouds absorption over several nights in these observations is unexpected under the single object assumption whereas the multiple objects hypothesis induces a large number of cometary-like bodies.

For a better understanding of these processes, continuous observations of lines arising from different levels are required to explore the small timescale variations. Such investigations involve simultaneous multisite ground based and spatial observations and may be possible in the foreseen dedicated campaigns. Other follow up of variable events through the UV metallic lines

should give reward independent constraints to the physical conditions in the infalling medium.

#### 4.3. Conclusion

The interpretation of the observations of the relative population of metastable Ca II in the gaseous component of the disk of  $\beta$  Pictoris through a model including collisional transitions leads to very different conclusions for the stable and the infalling components.

On the one hand, we confirm the former results of Hobbs et al. (1988) for the stable part. The metastable level of Ca II is populated through radiative transitions so that we get a constraint on the spatial distribution of Ca II: the largest part of it has to be confined within 10 AU of the star.  $N_e T_e^{-1/2} \leq 10^5 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1/2}$ , but we get no information on  $T_e$ .

On the other hand, collisional transitions are required to describe the observations of the infalling gas. We derived the first quantitative observational information on the physical parameters:  $T_e \geq 15\,000 \text{ K}$  and assuming such a temperature and a distance to the star closer than 1 AU,  $N_e \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . These conditions are consistent with the predictions of Beust & Tagger (1993) in the reinforced FEB scenario where the infalling gas, evaporating from a comet-like body create locally a dense and hot medium.

*Acknowledgements.* We are indebted to M. Deleuil and P. Corporon who acquired the spectra presented here. We also thank A. Vidal-Madjar, L. Hobbs and H. Beust for helpful discussions and comments.

#### References

- Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1989, A&A 223, 304
- Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1990, A&A 236, 202
- Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Lagrange-Henri, A.M., 1990, A&A 241, 488
- Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1991, A&A 247, 505
- Beust, H., Tagger, M., 1993, Icarus 106, 42
- Bogges, A., Bruhweiler, F.C., Grady, C.A., et al., 1991, ApJ 377, L52
- Crawford, I., et al, 1994, MNRAS, in press
- Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., 1987, A&A 185, 267
- Ferlet, R., Lagrange-Henri, A.M., Beust, H., et al., 1993, A&A 267, 137
- Hobbs, L.M., Lagrange-Henri, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Welty, D.E., 1988, ApJ, 334, L41
- Kondo, Y., Bruhweiler, F.C., 1985, ApJ, 293, L1
- Lagrange, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1987, A&A 173, 289
- Lagrange-Henri, A.M., Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1989, A&A 215, L5
- Lagrange-Henri, A.M., Gosset, E., Beust, H., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1992, A&A 264, 637
- Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Deleuil, M., et al., A&A, submitted
- Lecavelier des Etangs, A., Perrin, G., Ferlet, R., et al., 1993, A&A 274, 877
- Smith, B. and Terrile, R., 1984, Science, 226, 1421
- Smith, B. and Terrile, R., 1987, BAAS 19, 829
- Spitzer, L.Jr., Physical processes in the Interstellar Medium, 1978, New York, Wiley Interscience
- Viotti, R., 1976, ApJ, 204, 293
- Van Regemorter, H., 1962, ApJ, 136, 906
- Seaton, M.J., 1956, Rev Mod Phys, 30, 979
- Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E., 1986, A&A 167, 325
- Vidal-Madjar, A., Lagrange-Henri, A.-M., Feldman, P.D., et al., 1994, A&A, in press

### 5.2.3 Questions en suspens

Le scénario FEB permet d'expliquer de manière cohérente l'ensemble des raies variables observées. Cette étude implique deux éléments importants pour le système :

- la présence de nombreux gros corps dans le disque, servant de réservoir aux comètes,
- un mécanisme déclencheur des chutes cométaires, mettant probablement en jeu au moins une planète, par perturbations gravitationnelles.

La présence de gros corps, de taille supérieure au km, est cruciale pour la compréhension globale du système, mais elle est très difficilement et toujours indirectement observable. Cette situation souligne l'importance de l'étude spectroscopique de ces composantes variables.

La portée de ces questions est abordée au chapitre 9, et des directions d'études y sont proposées pour un avenir proche.

## 5.3 Composante stable

### 5.3.1 Observations

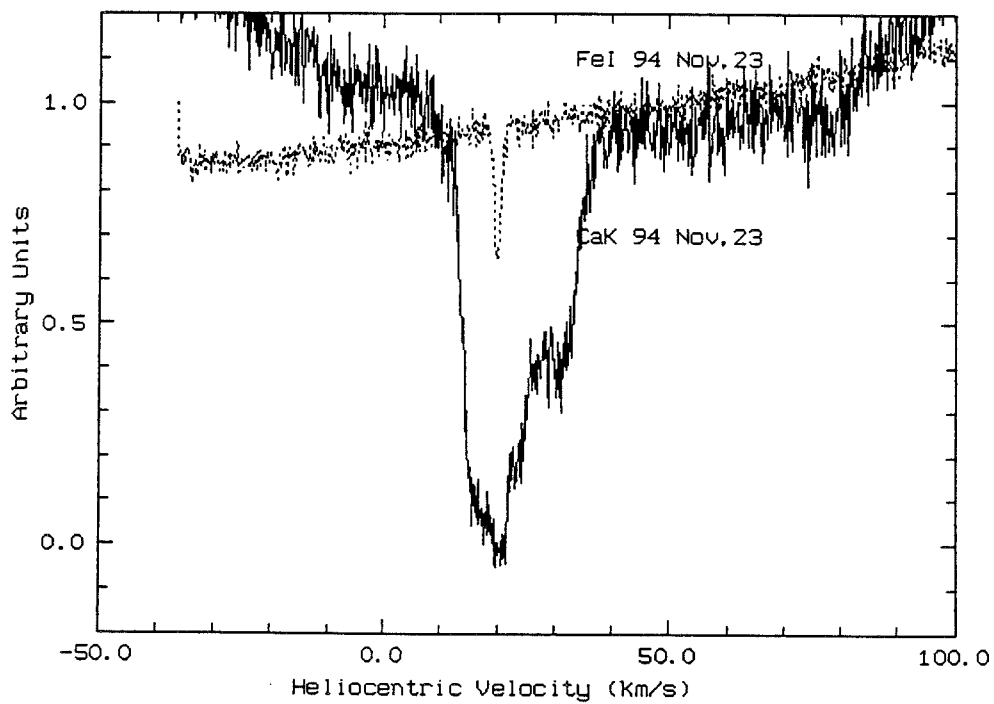
#### Domaine visible

Dans le visible, une absorption à vitesse nulle est observée sur les raies de Ca II (K, H, et triplet), pour Na I (doublet), et pour Fe I. Lors des études répétées des composantes variables, ces composantes à la vitesse stellaire ont été observées de manière continue et avec une intensité constante. Ces observations ont motivé l'appellation de "composante stable".

Les observations à très haute résolution spectrale ( $R=10^6$ ) sur le télescope AAT (Siding Springs, Australie) nous révèlent toutefois que cette composante stable à la résolution de  $10^5$ , ne l'est plus entièrement à la résolution de  $10^6$ . On peut distinguer des composantes variables non saturées (décrites précédemment) dans les ailes de la raie, d'une partie centrale, constante et saturée (Fig. 5.5 et 5.6).

Cette composante centrale apparaît très stable en vitesse et coïncide pour les éléments ionisés comme Ca II et neutres comme Fe I (Fig. 5.10). Dans les premières observations de Ca II et Na I, une différence en vitesse, de l'ordre de  $2 \text{ km.s}^{-1}$  était détectée. La possibilité que ces deux absorptions correspondent à des milieux différents avait été proposée mais restait à tester davantage (Vidal-Madjar et al. 1986). Les observations récentes indiquent au contraire que les absorptions relatives au milieu ionisé et neutre coïncident avec une précision  $< 0,3 \text{ km.s}^{-1}$ .

Les observations avec le spectromètre échelle MUSICOS en 1994 n'ont pas permis de détecter d'absorption circumstellaire pour d'autres éléments chimiques sur l'ensemble du spectre visible, de  $3900 \text{ \AA}$  à  $8500 \text{ \AA}$ .



**Figure 5.10** : Superposition des spectres calibrés en vitesse de l'absorption de Ca II et Fe I, observés avec UHRF. La composante circumstellaire de Fe I coïncide en vitesse avec celle de la composante stable et saturée de Ca II

## Domaine UV

Contrairement domaine au visible, le domaine UV contient un grand nombre d'autres raies fortes pour des éléments a priori abondants. La résolution et le signal sur bruit des données du satellite IUE n'ont pas permis de faire l'analyse chimique du gaz stable, mais seulement de détecter quelques éléments tels que Fe II et Mg II (Lagrange 1989). Le télescope spatial HST a amélioré considérablement les possibilités observationnelles en UV. Avec GHRS, nous avons pu détecter les éléments suivants : Cr II, Si II, Ni II, S I, C I, Fe I, Fe II, C IV, mesurer leurs abondances et aussi donner des limites supérieures aux abondances de Mn I, Zn I, Al I et Si I (Fig. 5.11).

Outre la détermination de ces abondances circumstellaires, les observations en UV ont permis des mesures précises et calibrées des flux de l'étoile, au fond des raies photosphériques, pour permettre ainsi une évaluation précise des pressions de radiation agissant sur les ions circumstellaires.

### *La forme des raies.*

Ces spectres amènent quelques remarques :

- l'absorption du Fe II à 2374 Å est très forte, du fait de la force d'oscillateur, et saturée : ceci rend les mesures sur cette raie difficiles. On note cependant que sa forme est asymétrique. L'asymétrie dans le bleu est due à l'absorption interstellaire. L'absorption dans le rouge à très faible vitesse, peu intense, correspond probablement à la composante à même vitesse résolue simultanément avec UHRF. Cette asymétrie n'est pas observée pour la raie moins forte mais issue du même niveau à 2260 Å.
- l'absorption du Si II a une largeur plus importante que les autres absorptions. Ce fait reste à expliquer.

De même, le profil de l'absorption de S I est anormalement large et asymétrique : aucune raie supplémentaire, et en particulier du Fe II, même provenant de niveaux très excités, n'est répertoriée à cette longueur d'onde.

On notera que ces deux éléments présentent la particularité de subir une très faible pression de radiation.

- l'absorption de Al II est présente dans l'UV plus lointain, où le flux stellaire est beaucoup plus faible, et les observations plus difficiles. Cette raie très forte apparaît décalée de  $5 \text{ km.s}^{-1}$  par rapport à l'ensemble des autres raies. Ce décalage est sujet de réflexions ; on ne peut encore écarter des problèmes de calibration en longueur d'onde.

### *La largeur équivalente des raies.*

Les mesures sur ces spectres permettent de faire le bilan de la composition chimique du milieu observé (Table 5.2). L'hypothèse sous-jacente de ce travail est que l'ensemble de ces absorptions correspond à un même milieu physique, et non pas à la confusion sur la ligne de visée, à la même vitesse radiale, de plusieurs milieux indépendants. Une telle hypothèse est nécessaire pour pouvoir comparer les

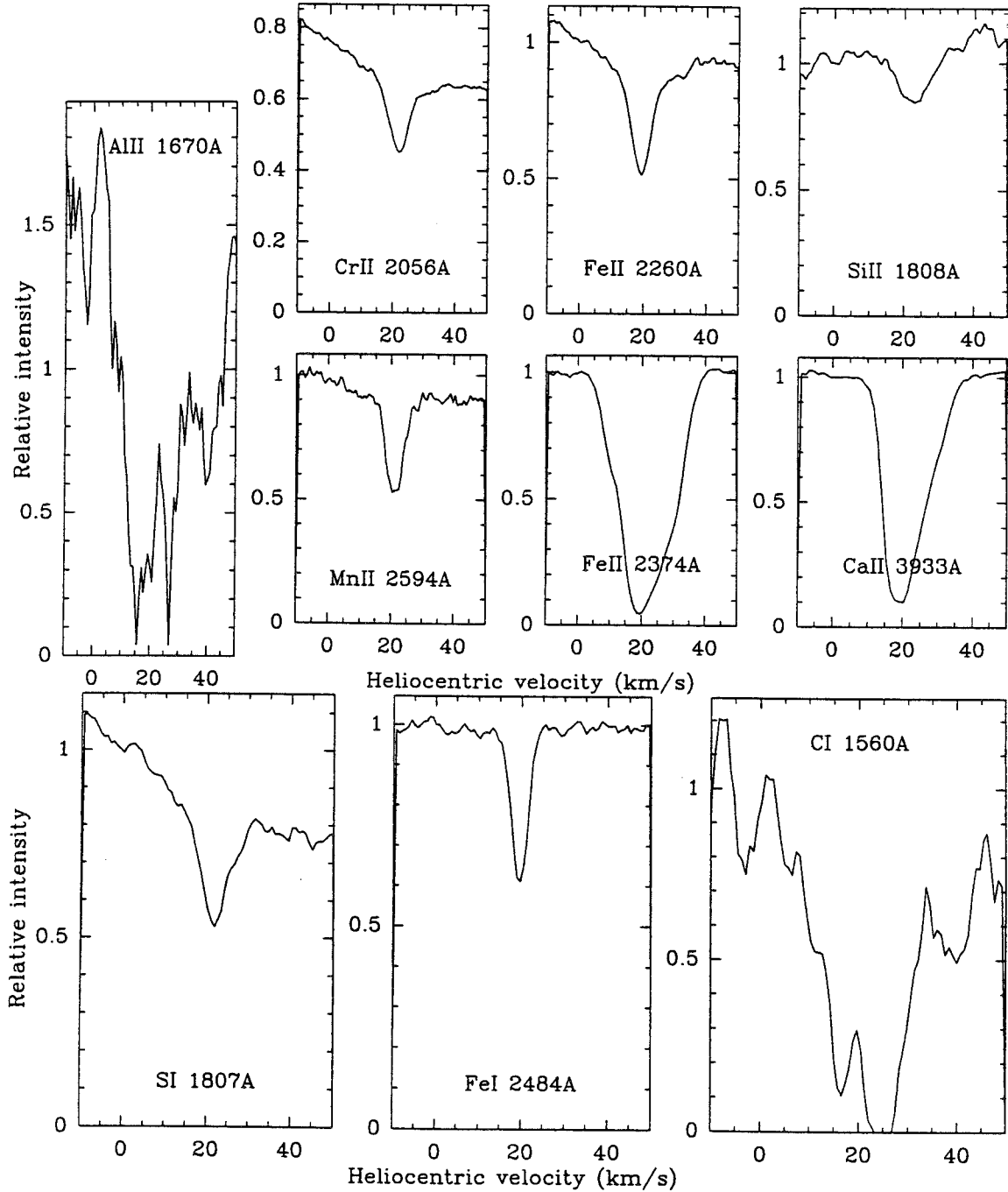


Figure 5.11 : Absorptions circumstellaires d'éléments ionisés (en haut) et d'éléments neutres (en bas). Ces observations ont été effectuées par HST le 23 et 24 novembre 1994, sauf pour le cas de Ca II (observation au sol ESO CAT-CES à la même date)



abondances des éléments entre eux, ou, pour un même élément, différents états d'excitation ou d'ionisation.

### 5.3.2 Interprétation

#### Remise en cause d'une composante stable par les données UHRF ?

L'identification de composantes variables à très faible vitesse dans les raies de Ca II soulève successivement deux questions : peut-elle remettre en question l'existence d'une composante stable par une succession abondante d'absorptions transitoires de vitesse projetée nulle ? Les mesures sur la composante stable sont-elles mises en péril ?

La réponse à ces questions est non, pour les raisons suivantes :

- les absorptions UHRF montrent qu'une absorption stable est présente et saturée sur *tous* les spectres obtenus,
- les composantes variables à très faible vitesse représentent une quantité (en colonne densité) de gaz inférieure à celle présente dans la raie à vitesse nulle : elles ne sont pas saturées comme l'indique la comparaison entre les raies K et H. Les densités de colonnes dérivées pour les composantes variables et la composante stable diffèrent de plus d'un ordre de grandeur.

L'étude UHRF des raies de Ca II permet donc de conclure que même si la composante centrale est contaminée par des absorptions à très faible vitesse, celles-ci ne contribuent pas de façon significative à la densité de colonne de la composante centrale. On supposera ensuite que cette conclusion peut s'appliquer aussi aux autres éléments, pour lesquels nous ne disposons pas de spectres à la même résolution.

#### Comparaison des abondances chimiques, et états d'ionisation

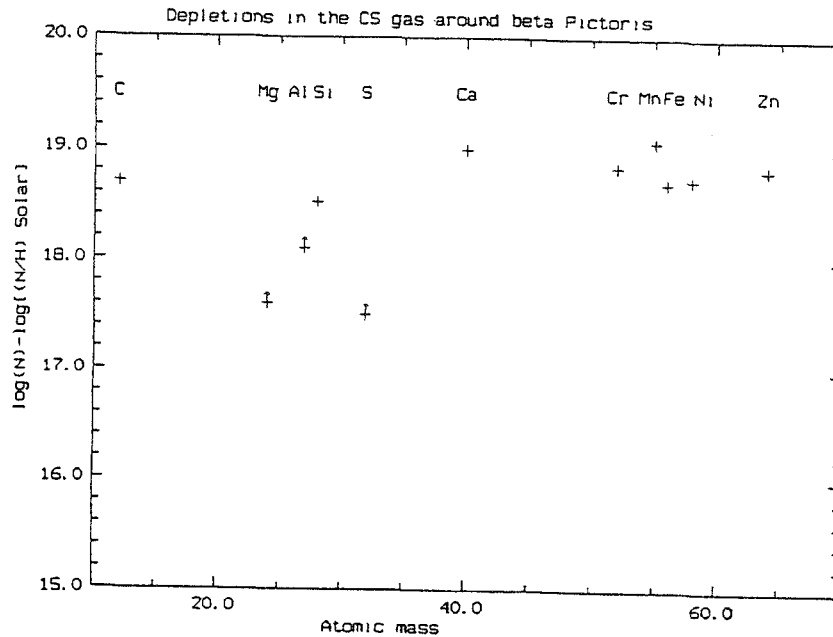
Nous avons comparé les abondances déduites des densités de colonne aux abondances solaires. Pour les éléments réfractaires, nous trouvons que les abondances sont de type solaire (Fig. 5.12).

Les rapports d'ionisation sont le résultat de l'équilibre entre l'ionisation (croissante avec la température,  $T$ ) et la recombinaison (liée à la densité électronique du milieu,  $n_e$ ). La mesure de la densité de colonne de Fe I et de celle de Fe II permet donc de contraindre la densité électronique entre  $10^5$  et  $10^6$   $\text{cm}^{-3}$  (sous l'hypothèse que ces deux espèces vivent dans le même milieu physique), à partir du calcul détaillé par Lagrange et al. (1995). Cette contrainte permet inversement de prévoir les rapports d'ionisation d'autres espèces, et en particulier de C I et de S I (de potentiels d'ionisation importants, respectivement 11,3 et 10,4 eV, à comparer à celui du fer pour lequel les deux états d'ionisation sont observés : 7,9 eV):

$$\frac{N(\text{C II})}{N(\text{C I})} = \frac{400 \text{ cm}^{-3}}{n_e} \times \left( \frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{0.6} ;$$

**Table 5.2 :** Colonne densité ( $N$ ,  $\text{cm}^{-2}$ ) des éléments chimiques observés dans la composante gazeuse stable du disque de  $\beta$  Pictoris. Lorsque les données sont tirés de travaux différents de la campagne d'observation de novembre 1994 présentée dans le texte, les auteurs sont indiqués.  $\Delta$  indique  $\log(N) - \log(N(\text{H}))$

Element	$N$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$\Delta$	Remarques
H I	$\leq 10^{19}$		(Freudling et al. 1994)
C I	$\leq 2 \cdot 10^{15}$		1613 Å line
<i>C total</i>	?	?	
Na I	$4 \cdot 10^{10}$		(Vidal-Madjar et al. 1986)
<i>Na total</i>	$\geq 4 \cdot 10^{10}$		
Mg I	$2.5 \cdot 10^{11}$		(Vidal-Madjar et al. 1994)
Mg II	$\geq 2 \cdot 10^{13}$		raies saturées
<i>Mg total</i>	$\geq 2 \cdot 10^{13}$	$\geq 17.6$	$\text{Mg II}/\text{Mg I} \geq 100$
Al I	$\leq 4 \cdot 10^{10}$		
Al II	$4.5 \cdot 10^{12}$		raie saturée
<i>Al total</i>		$\geq 18.1$	$\text{Al II}/\text{Al I} \geq 125$
Si I	$\leq 1 \cdot 10^{13}$		
Si II	$1 \cdot 10^{14}$		
<i>Si total</i>	$1 \cdot 10^{14}$	18.5	$\text{Si II}/\text{Si I} \geq 10$
S I	$5.4 \cdot 10^{12}$		
S II	?		
<i>S total</i>	$\geq 5.4 \cdot 10^{12}$	$\geq 17.5$	
Ca I	$\leq 2 \cdot 10^9$		(Vidal-Madjar et al. 1986)
Ca II	$1.2 \cdot 10^{13}$		(Crawford et al. 1994)
<i>Ca total</i>	$1.2 \cdot 10^{13}$	19	$\text{Ca II}/\text{Ca I} \approx 10^4$
Cr I	?		
Cr II	$3.5 \cdot 10^{12}$		
<i>Cr total</i>	$3.5 \cdot 10^{12}$	18.8	
Mn I	$\leq 3 \cdot 10^{10}$		
Mn II	$3 \cdot 10^{12}$		
<i>Mn total</i>	$3 \cdot 10^{12}$	19.1	$\text{Mn II}/\text{Mn I} \geq 100$
Fe I	$1 \cdot 10^{12}$		
Fe II	$3 \cdot 10^{14}$		
<i>Fe total</i>	$3 \cdot 10^{14}$	18.7	$\text{Fe II}/\text{Fe I} \approx 100$
Ni I	?		
Ni II	$1.5 \cdot 10^{13}$	19.1	
<i>Ni total</i>	$1.5 \cdot 10^{13}$		
Zn I	$\leq 7 \cdot 10^{10}$		
Zn II	$2 \cdot 10^{11}$		
<i>Zn total</i>	$2 \cdot 10^{11}$	18.8	$\text{Zn II}/\text{Zn I} \geq 2.86$
CO	$\approx 10^{15}$		1544 Å line
	$\leq 6 \cdot 10^{13}$		(Vidal-Madjar et al. 1994)
			lobe d'antenne 23''
			(Liseau & Artymowicz 1996)
SiO	$\leq 5 \cdot 10^9$		lobe d'antenne 60''
			(Liseau & Artymowicz 1996)
CS	$\leq 2 \cdot 10^{11}$		lobe d'antenne 53''
			(Liseau & Artymowicz 1996)



**Figure 5.12 :** Abondances relatives des différents éléments chimiques observés par rapport aux abondances solaires

$$\frac{N(\text{S II})}{N(\text{S I})} = \frac{5000 \text{ cm}^{-3}}{n_e} \times \left( \frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{0.6}$$

Si le carbone et le soufre sont dans le même milieu que le fer, la recombinaison est efficace pour ces éléments. Par conséquent, contrairement au cas du milieu interstellaire, ces espèces sont majoritairement neutres, et les mesures obtenues donnent une estimation correcte de l'abondance totale de ces éléments.

Toutefois, nous ne pouvons exclure qu'une partie du carbone observé soit produite dans une région différente du disque à partir de la photodissociation de CO (Lecavelier Des Etangs et al. 1996). Il faut donc conclure que l'abondance mesurée de C I donne une limite supérieure à l'abondance de carbone dans le milieu où se trouvent les autres éléments.

Des calculs analogues pour les autres éléments, avec des potentiels d'ionisations intermédiaires, ou même plus faibles pour le cas de Ca, sont en accord avec les mesures ou limites supérieures observationnelles.

### Comparaison des peuplements des états de Ca II

Dans son calcul du peuplement des niveaux fondamental et métastables, Hobbs et al. (1988) déduit que le gaz responsable de cette absorption est situé près de l'étoile. Avec les données indépendantes de 1992 (Mouillet & Lagrange 1995), nous confirmons la validité de l'hypothèse de peuplement radiatif sans l'avoir supposée a priori. Nous retrouvons alors les conclusions précédentes : l'essentiel du Ca II à la

vitesse de l'étoile est situé à moins de quelques UA, et plus probablement à moins de 1 UA.

Les observations indiquent donc finalement un milieu, relativement dense, confiné dans une région proche de l'étoile (< quelques UA), stable dans le temps, et de vitesse nulle. Cette situation est paradoxale, au moins pour les espèces subissant une pression de radiation bien plus importante que la gravité.

### Comment créer une composante stable ?

Nous proposons un modèle permettant de "garder" les espèces chimiques observées sans décalage de vitesse radiale sensible par rapport à l'étoile et en quantité suffisamment importante pour satisfaire aux contraintes sur les colonnes densité. L'idée principale de ce modèle est que les ions repoussés par le flux stellaire rencontrent un anneau dense de gaz essentiellement neutre, et sont alors ralentis jusqu'à une vitesse limite d'équilibre entre la pression de radiation et la force de freinage opposée à la vitesse des ions par rapport au milieu neutre ambiant, due aux interactions de dipole induit (Beust et al. 1989).

### Paramètres du modèle

Ces idées ont été mises en oeuvre numériquement avec un calcul hydrodynamique stationnaire. Il inclut une alimentation stationnaire de matière proche de l'étoile, la pression de radiation et le freinage sur l'anneau de gaz neutre. Pour chaque élément étudié, la pression de radiation correspondante est appliquée, et l'épaisseur optique dans chacune de ses raies est calculée, en tenant compte de l'effet d'écran réalisé par cet élément sur lui-même, de manière à simuler un spectre synthétique, ensuite convolué par la réponse instrumentale.

Les paramètres principaux de ce modèle sont énumérés ci-dessous :

- *le profil de densité de l'anneau neutre,*
- *le taux de production de matière,*
- *la position et la vitesse initiale de la source de matière :* l'origine de la source de matière est nécessairement interne à l'anneau. On peut penser à du matériau rejeté par l'étoile elle-même ou bien au produit de sublimation de petits grains ne survivant pas aussi près de l'étoile. De tels petits grains proviennent soit de l'évaporation de comètes s'approchant rapidement de l'étoile (observées en spectroscopie), soit de collisions entre grains plus gros, également provenant de régions plus extérieures (au-delà de la limite de sublimation). Dans le cadre de ce modèle et d'un point de vue cinématique, ces hypothèses font simplement varier la zone d'injection de la matière (à la surface de l'étoile, sur toute la région aléatoirement entre l'étoile et le bord interne de l'anneau, ou sur une région restreinte marquant la limite de sublimation des grains), ainsi que la vitesse radiale initiale (nulle, ou importante dans le cas de comètes à faible périastre),

- *la composition chimique de la source de matière* : la composition choisie pour l'injection de matière influe directement sur les rapports de raies. Les compositions utilisées jusqu'à présent sont basées sur notre connaissance de la composition des comètes et météorites. La composition relative des éléments lourds, qui concerne la quasi-totalité des observations HST, est dans tous les cas proche des abondances solaires ; la déplétion en éléments plus volatiles est beaucoup plus incertaine,
- *la répartition de chaque élément entre les différents niveaux d'énergie* est fixé selon une loi de Boltzman, avec une température d'excitation  $T_{ex}$ ,
- *une vitesse turbulente* est éventuellement prise en compte pour l'estimation de l'épaisseur optique d'un élément en fonction de sa vitesse,
- *la résolution instrumentale* est connue pour chaque spectromètre : nous l'utilisons pour convoluer les spectres synthétiques et les comparer aux observations.

Ces paramètres sont nombreux. La simple nécessité de former une raie stable à la vitesse de l'étoile apporte déjà beaucoup de contraintes que je précise tout d'abord. Pour cela, je me fonde essentiellement sur le cas de Ca II, relativement contraignant du fait de la forte pression de radiation qu'il subit. Ces paramètres servent ensuite de point de départ pour poursuivre la comparaison plus fine aux diverses observations.

### Contraintes générales pour créer une composante stable

#### *Profil de matière dans l'anneau de gaz neutre.*

La quantité totale d'espèces neutres nécessaire doit rester raisonnable, même si les contraintes observationnelles restent dépendantes d'hypothèses (géométriques, dans le cas d'observations interférométriques (Freudling et al. 1995) ; sur les abondances, dans le cas basé sur les éléments réfractaires (Lagrange et al. 1995)). Nous nous fixons la limite typique :  $N(H) < 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ .

La densité du milieu neutre doit cependant être suffisamment importante pour que les ions s'éloignant de l'étoile soient efficacement ralentis, jusqu'à une vitesse projetée compatible avec la vitesse nulle. En outre, le temps passé par les ions dans cet anneau doit être suffisamment long pour que, d'une part, la densité de colonne des ions s'éloignant de l'étoile soit négligeable devant celle des ions de vitesse presque nulle, et d'autre part, pour garantir la constance de la composante "stable" observée, dans le cas où la réalimentation en ions plus proches de l'étoile est irrégulière.

Les tests numériques effectués pour préciser ces remarques qualitatives se sont basés sur le cas de Ca II, apportant les contraintes les plus fortes, du fait de sa pression de radiation.

La figure 5.13 indique la distribution radiale de neutres choisie pour cette simulation. Une densité volumique piquée à plus de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  est nécessaire pour ralentir

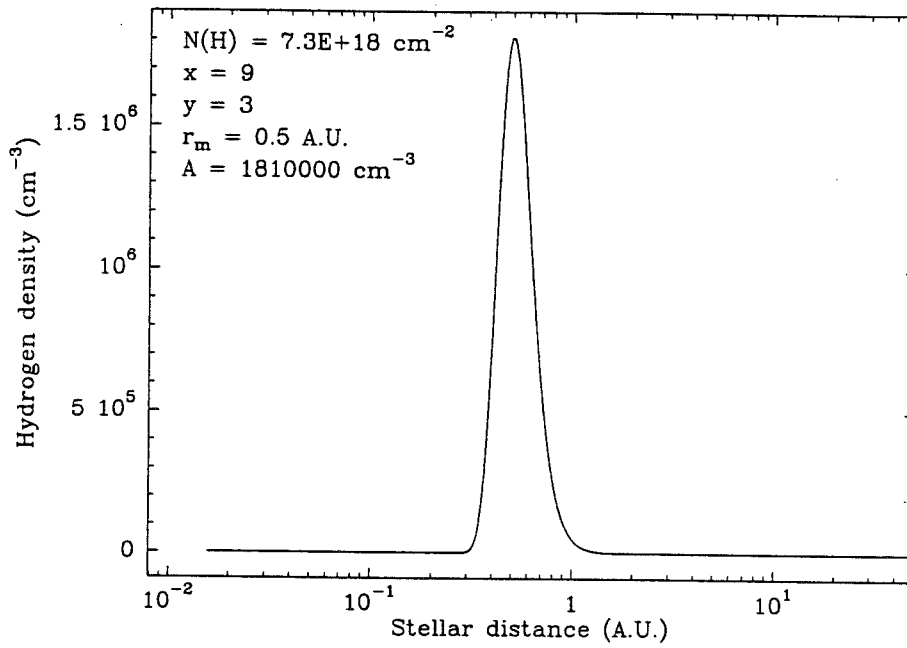


Figure 5.13 : Profil radial de densité volumique de gaz neutre

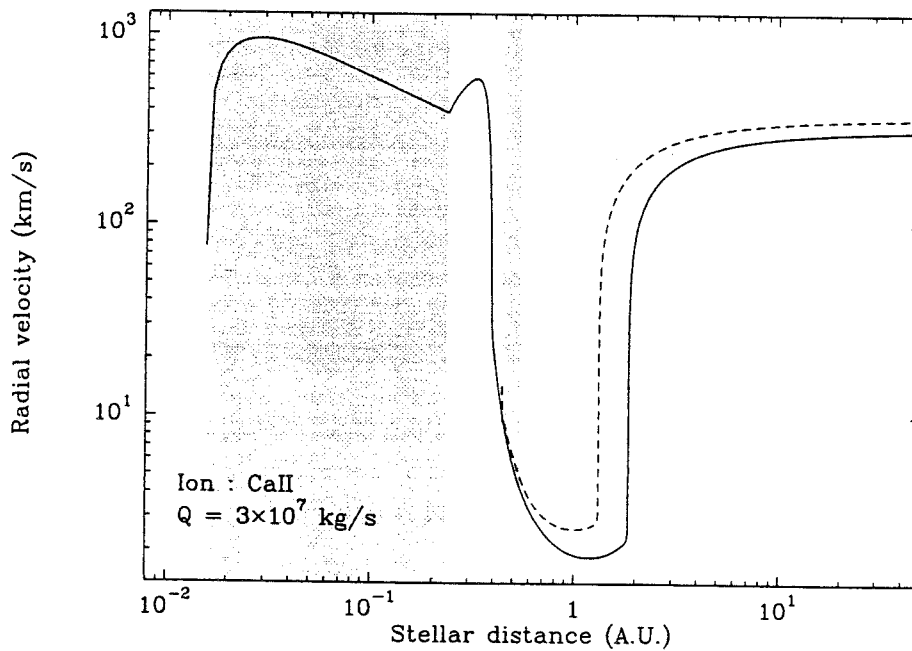
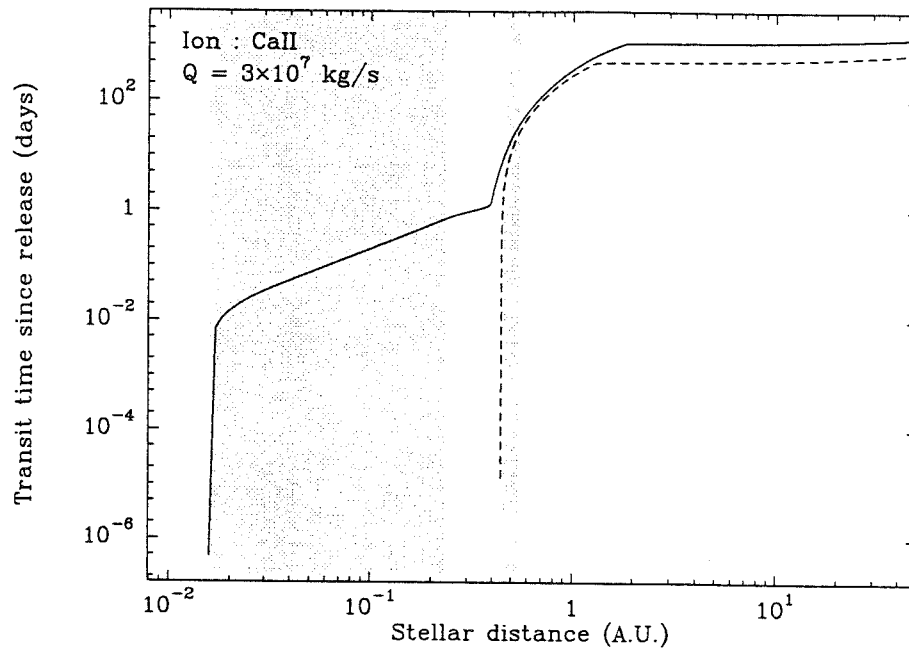


Figure 5.14 : Profil radial de vitesse des ions CaII projetée sur la ligne de visée, avec le profil de gaz neutre précédent. Le trait plein correspond à l'injection de matière sur une grande région (large bande grisée), et la courbe en tirets à une injection de la même quantité de matière à la limite de l'anneau dense (bande grisée étroite)



**Figure 5.15** : Temps écoulé pour un ion Ca II entre son injection et la distance portée en abscisse, pour deux types d'injection de matière (comme pour la figure précédente).

les ions Ca II à une vitesse presque nulle (Fig. 5.14). De plus, pour cette distribution, le temps passé dans cet anneau, par un ion Ca II par exemple, est de l'ordre de l'année (Fig. 5.15) : toutes les irrégularités de l'alimentation en masse sont donc lissées jusqu'à cette échelle de temps, et inobservables sur la composante stable. On doit noter qu'un tel ralentissement est également obtenu si cette distribution s'étale plus loin vers l'extérieur mais alors la densité de colonne d'hydrogène nécessaire serait d'autant plus grande. De même, si cet anneau, ici à 0,5 UA, était placé beaucoup plus loin, la quantité de gaz neutre nécessaire serait bien plus grande. Cette distribution est par ailleurs en parfait accord avec les contraintes déduites de l'analyse du peuplement des niveaux de Ca II indiquant que l'essentiel du gaz stable est à moins de quelques UA de l'étoile.

#### *Source de matière : quantité, position, et trajectoire*

Un taux d'injection de matière de  $3 \cdot 10^7 \text{ kg s}^{-1}$ , soit  $10^{18} \text{ g an}^{-1}$ , permet de créer les raies stables de Ca II illustrées en figure 5.16. Ce taux donne un ordre de grandeur de la valeur nécessaire dans ces simulations (la valeur plus précise est sans doute un peu plus importante selon les observations de Ca II mais doit être ajustée de manière itérative pour ajuster l'ensemble des éléments observés). Précisons que les mêmes raies pourraient être produites avec un taux de production plus faible, si la densité de colonne de gaz neutre (et donc le temps passé par les ions dans cet anneau) est plus importante.

Nous avons envisagé trois types de production de matière :

- sur une large région entre l'étoile et l'anneau, avec des vitesses radiales ini-

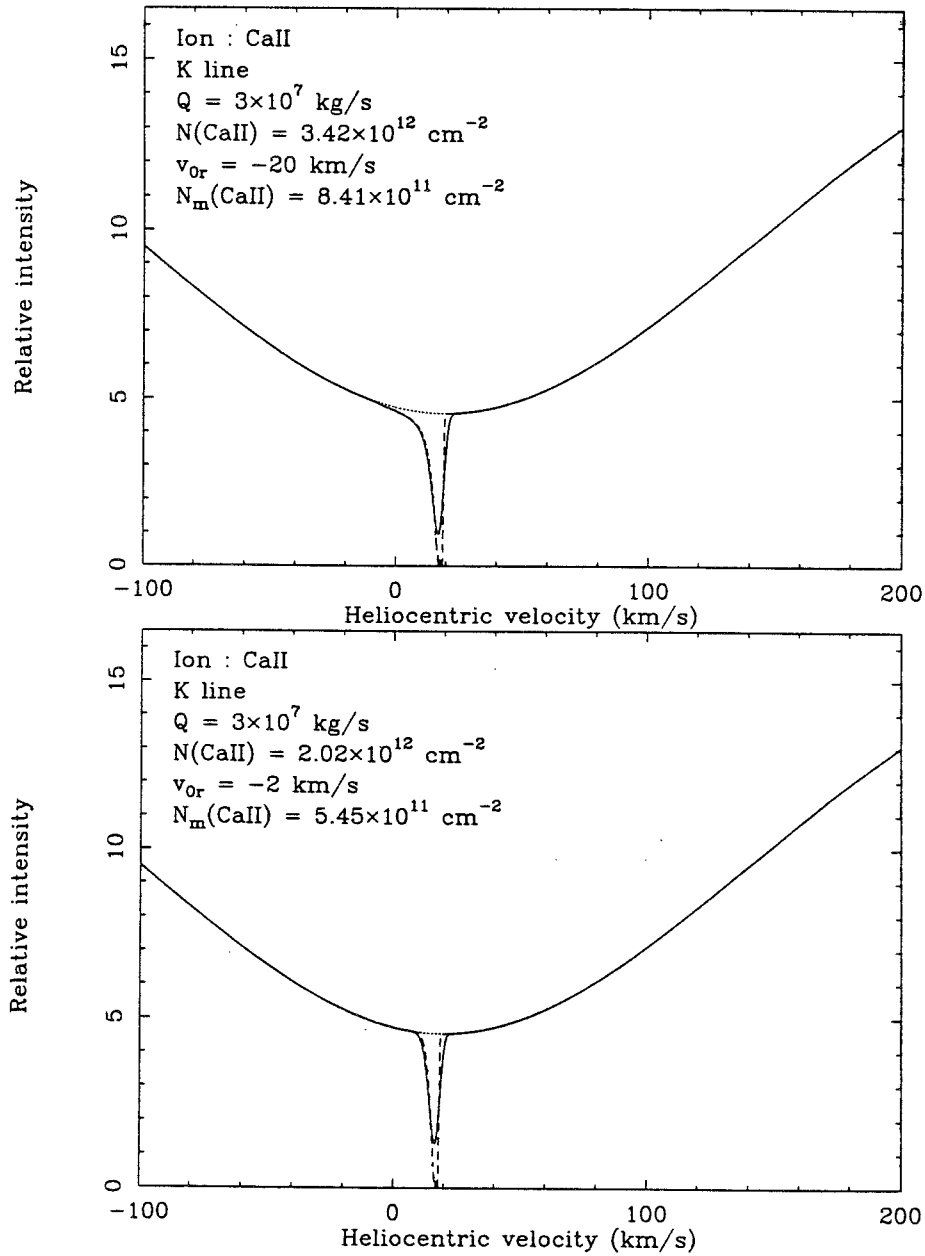


Figure 5.16 : Spectre synthétique obtenu pour la raie CaII K, convolué à une résolution instrumentale de  $3 \text{ km.s}^{-1}$  (trait plein) et  $0,3 \text{ km.s}^{-1}$  (trait pointillé). Le diagramme du haut correspondant à l'injection de matière sur une région étendue, et celui du bas à l'injection à la limite de l'anneau dense



tiales importantes, représentant un apport cométaire (le taux de matière est compatible avec l'ordre de grandeur de la masse relâchée par l'évaporation des comètes observées indépendamment par les composantes variables en spectroscopie, soit plus de 100 comètes de l'ordre de 1 km par an),

- sur une région étroite, à la limite d'évaporation des grains, avec une vitesse radiale initiale négligeable, correspondant à une diffusion de grains en deçà de la limite de sublimation,
- ou enfin, à partir de la surface même de l'étoile, par un vent stellaire.

Nous n'avons pas suivi l'hypothèse de l'origine stellaire pour les raisons suivantes. Babel (1995) montre qu'une étoile A, d'une température effective typique de 10 000 K et à partir de 8 000 K, peut produire un vent stellaire par sa pression de radiation. Toutefois, les taux de perte de masse possibles semblent inférieurs d'un ordre de grandeur au moins à celui requis ici. En outre, il précise que les vents ainsi générés sont totalement dissociés chimiquement, pour cette gamme de température. Cela signifie que la composition de tels vents est fonction de la pression de radiation subie par chacune des espèces chimiques. Cette propriété est en opposition avec, dans le cas présent, l'observation de Si II, dont la pression de radiation est pourtant négligeable.

Il est plus difficile de trancher par de tels arguments a priori entre les deux premiers cas. Nous avons donc poursuivi les simulations correspondantes. Le cas cométaire se caractérise sur les spectres synthétiques par un élargissement de l'aile bleue de la raie, rendant cette raie ainsi asymétrique. Ceci provient des ions encore internes à l'anneau, pas encore totalement ralentis. Cet effet spécifique est toutefois mineur : il sera probablement difficile, au moins dans un premier temps, de discriminer entre ces hypothèses physiques distinctes, par la comparaison de ces spectres synthétiques aux observations.

### Contraintes apportées par les observations des raies de Fe II

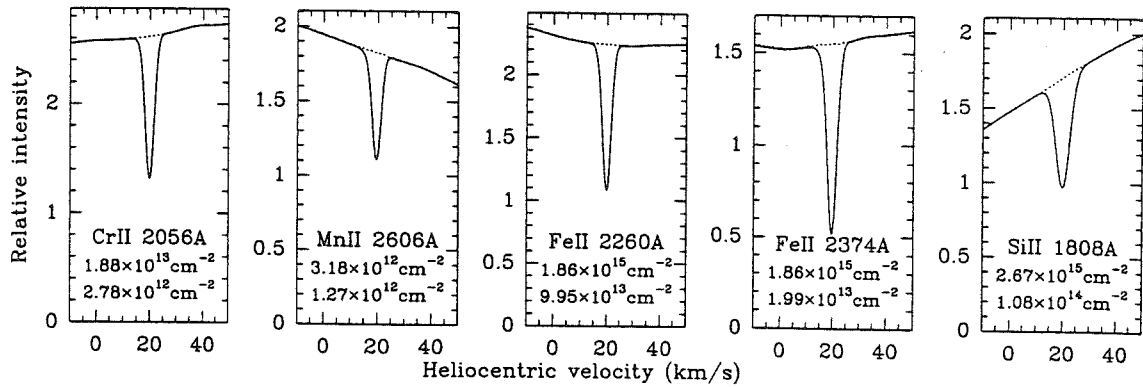
Le Fe II présente l'avantage d'avoir un grand nombre de raies fortes observables dans le domaine UV. Nous avons comparé quantitativement les profondeurs des raies simulées aux observations pour un grand nombre de raies (Table 5.3).

Dans un premier temps, nous avons comparé, pour les paramètres du modèle tiré de l'étude des ions Ca II, les différentes raies issues d'un même sous niveau du Fe II, de manière à tester la validité de la simulation du processus de formation des raies, *indépendamment* des paramètres déterminant la quantité de cet élément sur la ligne de visée. La comparaison n'est tout d'abord pas satisfaisante : des raies de forces d'oscillateur différentes fournissent des profils synthétiques trop semblables (voir par exemple la comparaison des raies à 2260 Å et 2374 Å). Ceci provient du fait que le profil de la grandeur  $e^{-\tau(\nu)}$  varie très peu pour des variations importantes de l'épaisseur optique au-delà de l'unité. Ensuite, après convolution par la résolution instrumentale, les raies fortes et faibles fournissent des profondeurs semblables.

Cette difficulté est éliminée si les éléments absorbants sont dispersés en vitesse : pour une même quantité totale de Fe II, l'épaisseur optique pour chaque vitesse est

**Table 5.3 :** Comparaison des profondeurs de raies de Fe II observées et simulées avec une température d'excitation de 1 000 K

Longueur d'onde dans le vide (Å)	Profondeur relative des raies pour différentes valeurs d'injection de masse ( $10^7$ kg/s) [1 <sup>ere</sup> ligne] de vitesse turbulente ( $\text{km.s}^{-1}$ ) [2 <sup>e</sup> ligne] et de température d'excitation (K) [3 <sup>e</sup> ligne]											
	Obs.	3 0	3 5	3 2	2 2	0,5 2	1 1	0,5 1	0,7 2	0,7 2	0,7 2	0,9 2
Niveau $0 \text{ cm}^{-1}$												
2260.7805	0.34	0.52	0.96	0.93	0.89	0.26	0.60	0.36	0.37	0.24	0.19	0.35
2374.4612	0.96	0.66	1.00	0.99	0.99	0.84	0.87	0.79	0.86	0.80	0.75	0.88
2382.765	1.00	0.81	1.00	1.00	1.00	0.99	0.96	0.93	0.98	0.98	0.98	0.99
2586.650	1.00	0.72	1.00	1.00	0.99	0.94	0.92	0.87	0.93	0.92	0.92	0.95
2600.1729	1.00	0.80	1.00	1.00	1.00	0.98	0.95	0.93	0.97	0.98	0.98	0.99
Niveau $384.790 \text{ cm}^{-1}$												
2599.1465	0.92	0.70	1.00	0.99	0.99	0.91	0.90	0.84	0.92	0.93	0.93	0.96
2612.6542	0.93	0.71	1.00	0.99	0.99	0.92	0.90	0.85	0.92	0.93	0.93	0.96
2626.4511	0.89	0.64	1.00	0.99	0.98	0.77	0.85	0.75	0.83	0.82	0.80	0.90
Niveau $667.683 \text{ cm}^{-1}$												
2268.2878	0.095	0.37	0.33	0.50	0.36	0.05	0.20	0.08	0.08	0.09	0.08	0.14
2381.489	0.66	0.56	0.97	0.95	0.92	0.39	0.71	0.49	0.53	0.55	0.52	0.70
2607.8664	0.95	0.66	1.00	0.99	0.98	0.82	0.86	0.78	0.87	0.90	0.90	0.94
2618.3991	0.87	0.59	1.00	0.97	0.95	0.55	0.79	0.62	0.69	0.72	0.70	0.84
2632.1081	0.90	0.64	1.00	0.99	0.98	0.75	0.84	0.74	0.83	0.86	0.85	0.92
Niveau $862.613 \text{ cm}^{-1}$												
2261.5600	0.0	0.24	0.14	0.24	0.15	0.02	0.08	0.03	0.03	0.04	0.04	0.06
2614.6051	0.89	0.60	1.00	0.98	0.96	0.59	0.80	0.64	0.72	0.80	0.79	0.89
2621.1912	0.13	0.32	0.23	0.37	0.25	0.03	0.14	0.05	0.06	0.07	0.07	0.11
2631.8321	0.90	0.61	1.00	0.99	0.97	0.64	0.81	0.68	0.77	0.83	0.83	0.91
Niveau $977.053 \text{ cm}^{-1}$												
2622.4518	0.51	0.49	0.76	0.86	0.75	0.18	0.50	0.26	0.28	0.36	0.35	0.50
2629.0777	0.86	0.58	0.99	0.97	0.94	0.49	0.76	0.57	0.64	0.75	0.75	0.86



**Figure 5.17** : Spectres synthétiques obtenus pour différents éléments ionisés, pour les mêmes paramètres que pour les simulations de Ca II, avec des abondances relatives solaires. Les densités de colonnes indiquées sont calculées de deux manières différentes : celle du haut, la plus "réelle", est dérivée de l'intégration des densités volumiques, tandis que celle du bas est déduite de la largeur équivalente des raies synthétiques. Ces quantités diffèrent lorsque des opacités importantes sont rencontrées

plus petite, et la différenciation entre les raies faibles et fortes redevient plus importante. Ainsi, une vitesse turbulente de l'ordre de  $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , agissant numériquement comme une convolution des épaisseurs optiques en fonction de la vitesse, associée à une injection de matière 4 fois plus faible que supposée initialement, permet de reproduire les profondeurs des raies de forces différentes, issues d'un même sous-niveau (dernière colonne de la table 5.3).

Par ailleurs, les rapports des raies issues de différents niveaux d'énergie sont comparés aux observations. Dans les simulations, ces rapports sont fixés par le paramètre de température d'excitation des éléments. Pour une température de  $1000 \text{ K}$ , les niveaux d'énergie supérieure à  $667 \text{ cm}^{-1}$  ne sont pas assez peuplés. La température d'excitation de  $2000 \text{ K}$  semble plus adaptée.

En outre, les observations montrent que les niveaux métastables sont peuplés jusqu'à des énergies de plusieurs milliers de  $\text{cm}^{-1}$ . Le simple ajustement d'un paramètre de température est probablement pauvre en sens : l'interprétation quantitative de cette information demande une analyse plus complète du peuplement de tous les niveaux interagissant.

### Comparaison avec les autres éléments

Pour un ensemble de paramètres donné, il est également possible de comparer les spectres obtenus pour divers éléments. Ces autres éléments présentent des caractéristiques (pression de radiation et abondance) variant sur plusieurs ordres de grandeur ; les spectres synthétiques sont néanmoins comparables aux observables (Fig. 5.17).

Le cas du Fe II est distinct : des simulations correctes des raies de cet élément

nécessitent une quantité de matière plus faible (d'un facteur 3 à 5 environ). Nous pouvons penser aux explications suivantes pour justifier de cette disparité :

- la solution la plus simple est de déduire que la composition des corps parents est plus faible en fer ;
- une mauvaise estimation de la pression de radiation peut intervenir pour le cas du fer, dont le nombre important de raies rend ce calcul bien plus complexe que pour les autres éléments ;
- le peuplement des niveaux d'énergie plus importante, s'il est significatif, peut être responsable du stockage d'une partie de la quantité manquante de fer dans les observations.

Ces suggestions sont encore à préciser. Toutefois, elles permettent déjà de ne pas considérer cette disparité comme une réfutation du modèle proposé.

### 5.3.3 Questions en suspens

Ces premiers résultats montrent qu'un tel scénario peut reproduire effectivement des composantes stables, avec des intensités compatibles avec les observations. Il reste à affiner les tests sur les abondances relatives entre les éléments, et préciser les contraintes sur les paramètres d'injection de gaz près de l'étoile, et ceux concernant les propriétés de la ceinture de gaz neutre. En outre, dans le cadre de ce modèle, les points suivants restent à expliquer :

- l'analyse des raies du Fe II, issues d'un même sous-niveau, conclut sur la nécessité d'une dispersion de vitesse de l'ordre de  $2 \text{ km.s}^{-1}$  dans l'anneau dense. Les implications de cette contrainte doivent être précisées. Dans un premier temps, la contribution de l'interaction avec le passage de comètes (dont la présence est connue par ailleurs, et n'est pas ajustée durant ce calcul) à travers cet anneau peut être estimée en ordre de grandeur.

Si chaque comète entraîne avec sa vitesse le gaz rencontré sur une section efficace  $\pi d^2$ , l'énergie déposée dans l'anneau par unité de temps est de l'ordre de

$$\frac{1}{2} \frac{2GM_{\star}}{r} \pi d^2 h \rho_H n,$$

si  $r$  est la distance de l'anneau à l'étoile,  $h$  est l'épaisseur radiale de l'anneau,  $\rho_H$  est la densité volumique en masse de l'anneau, et  $n$  est le taux de comètes. Alors, dilué sur l'ensemble de l'anneau (le temps de transit des espèces étudiées dans l'anneau étant plus long que la période de rotation de l'anneau), le taux d'injection d'énergie par unité de temps et de masse s'exprime :

$$\epsilon \sim \frac{1}{4} \frac{2GM_{\star}}{r} \frac{d^2}{r^2 \sin \alpha} n,$$

si  $\alpha$  est l'ouverture de l'anneau de gaz.

Sous l'hypothèse d'une cascade de Kolmogorov de cette énergie à partir de l'échelle spatiale  $d$  vers les échelles plus petites, on déduit une vitesse quadratique moyenne, superposée au mouvement d'ensemble képlerien. Pour un taux de comètes de 3 par jour, et une échelle  $d$  déterminé par le rayon où la densité de gaz s'échappant de l'étoile égale celle du milieu ambiant, on retrouve numériquement précisément sur la valeur numérique de  $2 \text{ km.s}^{-1}$ . Ce résultat doit être considéré comme une compatibilité en termes d'ordre de grandeur.

- la largeur anormale de la raie de Si II et l'asymétrie de la raie de Si I ne sont pas prédites par ce modèle.
- l'origine et la forme de l'anneau de gaz suggéré ici, essentiellement composé d'hydrogène neutre, demandent des précisions. Il s'agit d'un problème beaucoup plus facile que d'expliquer la présence d'ions puisque l'hydrogène ne subit quasiment pas de pression de radiation. La création d'un anneau aussi dense requiert toutefois un mécanisme particulier, ou un confinement particulièrement efficace. Par ailleurs, le bord extérieur abrupt de la distribution choisie ici n'est pas nécessaire pour expliquer la cinématique des ions. Il est cependant attendu, du fait que la quantité totale d'hydrogène neutre présent est limité observationnellement.
- outre l'influence de la composition initiale choisie, la chimie peut jouer un rôle important si le temps de transit des ions à travers l'anneau devient comparable ou long devant les temps caractéristiques des réactions dans ce milieu relativement dense. Il s'agit de savoir si d'une part les prédictions présentes concernant les rapports d'abondances sont valides et si d'autre part, l'ensemble de ce modèle est compatible avec l'ensemble des observations (et par exemple la non détection de SiO, excluant une chimie de milieu fermé (Artymowicz & Liseau 1996))

En dépit des questions soulevées, ce modèle représente les premières analyses quantitatives permettant d'expliquer la présence et l'importance des raies d'absorption observées à la vitesse de l'étoile. Si l'hypothèse d'un anneau de gaz dense freinant l'expulsion des ions est correcte, l'ensemble des contraintes et remarques décrites ci-dessus suit naturellement. Se dispenser de cette hypothèse requiert un autre mécanisme physique efficace permettant de garder ce gaz à vitesse nulle par rapport à l'étoile.

## 5.4 Spectre stellaire

L'ensemble des observations spectroscopiques sur  $\beta$  Pictoris, et en particulier les observations couvrant une grande étendue du spectre, comme avec les instruments IUE et MUSICOS, ont également permis de s'intéresser aux caractéristiques stellaires de  $\beta$  Pictoris.

Il est assez amusant de voir que cette étoile qui est très brillante et qui, pour cela, a servi très souvent de référence montre des particularités importantes. Le satellite

IRAS ne put ainsi l'utiliser comme référence photométrique du fait de ses excès dans l'infrarouge lointain. De même, la photométrie de Genève, dans le visible, l'a rejeté de sa liste de calibrateurs du fait de variabilités, plus tard étudiées par Lecavelier Des Etangs et al. (1995). Les caractéristiques spectrales, outre les absorptions circumstellaires tout à fait distinctes du spectre photosphérique, sont également atypique :  $\beta$  Pictoris est sous-lumineuse et présente des anomalies de métallicité.

#### 5.4.1 Sous-luminosité interprétée en termes d'absorption-age ou de sous métallicité ?

Par rapport à ses couleurs, et en comparaison à un ensemble d'autres étoiles de la séquence principale et de métallicité solaire,  $\beta$  Pictoris est sous-lumineuse de 0,4 à 0,8 magnitude. Les modèles de distribution de matière dans le disque (Artymowicz et al. 1989) ne peuvent exclure mais rendent improbable une absorption correspondante par le disque, si bien que Paresce (1991) conclut sur l'explication de cette sous-luminosité par une sous métallicité ( $[M/H]=-0,6$ ) par comparaison avec les calibrations empiriques issue de la grande base de données de la photométrie de Genève (Kobi & North 1990). Pour ces paramètres, l'âge de l'étoile serait alors de  $10^8$  ans.

Lanz et al. (1995) travaillent sur le spectre UV de  $\beta$  Pictoris. Les données IUE sur le domaine 2000 Å–3000 Å, ainsi que des données HST-GHRS sur des domaines spectraux beaucoup plus restreints, sont plus proches de spectres synthétiques de Kurucz avec une métallicité solaire que sous-solaire. Ils invoquent alors une absorption circumstellaire pour expliquer la sous-luminosité et déduisent un âge, d'après les trajets d'évolution dans un diagramme HR, soit  $\sim 10^7$  ans (et donc un stade d'évolution pré-séquence principal), soit  $> 3 \cdot 10^8$  ans.

Dans cette étude, je m'intéresse à contraindre les conditions dans lesquelles une quantité de matériau peut subsister autour d'une étoile, ce qui semble le cas pour une fraction importante des étoiles d'âge très différents, d'après les données IRAS. Donc, contrairement à ces auteurs, je ne postulerai pas à priori l'énoncé suivant : "la présence de matière est beaucoup moins probable autour d'une étoile âgée qu'autour d'une étoile plus jeune" pour conclure que  $\beta$  Pictoris est une étoile pré-séquence principale.

Finalement, il reste que l'âge de cette étoile et ses propriétés de métallicité sont mal contraints et coïncident mal avec les propriétés statistiques des autres étoiles de même type spectral.

#### 5.4.2 Anomalies du spectre visible

Dans les travaux de Lanz et al. (1995), les ajustements de spectres synthétiques (Kurucz 1992) sur les observations sont insatisfaisants pour des longueurs d'onde inférieures à 2000 Å : sur ce domaine, le modèle peut être mis en cause. Entre 2000 et 3000 Å, l'ajustement semble privilégier une métallicité solaire, mais il est toujours imparfait. Nous nous sommes interrogés sur la qualité de ce type d'ajustement aux données spectroscopiques dans le domaine visible.

Les paramètres stellaires sont déjà très contraints, par les ajustements spectroscopiques précédents et la photométrie :  $T_{eff} = 8200 \pm 150$  K et  $\log g = 4,25 \pm 0,1$ .

Lors de la campagne 1994, le spectromètre MUSICOS a fourni le spectre visible complet de l'étoile. J'ai cherché à vérifier l'accord avec ces paramètres stellaires. Tout d'abord, l'ajustement de la raie H $\delta$  s'est avéré insatisfaisant. Je suis alors revenu au cas des raies Ca II K et H qui présentent l'avantage suivant : la raie H est mélangée avec l'absorption H $\epsilon$  tandis que la raie K est indépendante de l'absorption d'hydrogène. La raie mélangée à celle de l'hydrogène est très mal simulée au contraire de l'autre, aussi bien pour une métallicité solaire que sous-solaire d'un facteur 10 (Fig. 5.18).

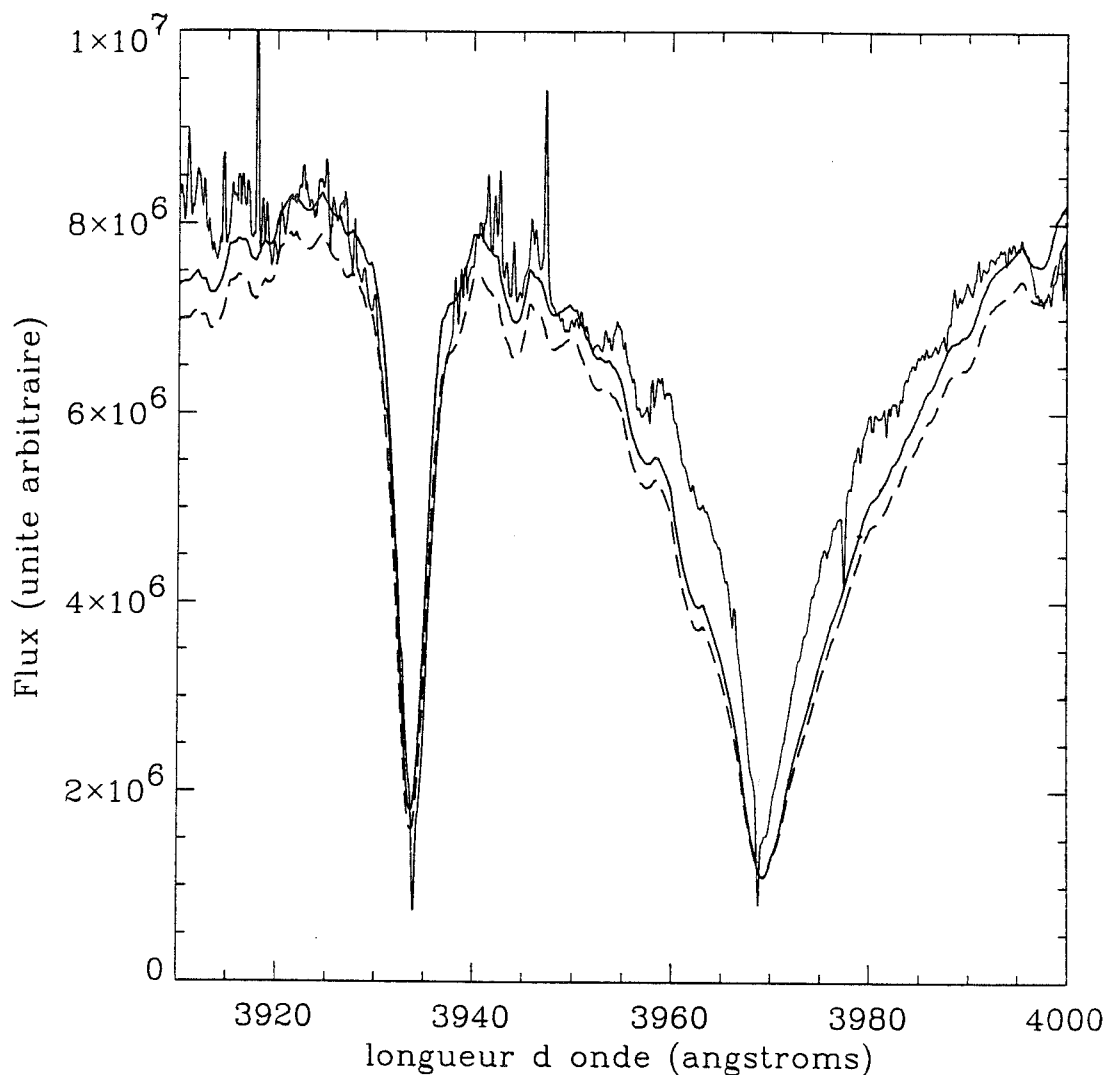
Ce résultat demande encore à être discuté. Ainsi, nos observations n'ont pas été effectuées avec les calibrations nécessaires à la photométrie. De même, les spectromètres échelle présentent une diffusion instrumentale qui a pour conséquence de modifier artificiellement le niveau du zéro de flux. En conséquence, la comparaison des spectres synthétiques aux observations doit considérer l'échelle du flux ainsi que son origine comme des paramètres libres avant de discuter les propriétés stellaires. Toutefois, le fait que la raie K s'ajuste facilement et non la raie H est une caractéristique frappante qui n'est pas modifiée par le jeu sur les paramètres précédents. J'apporterai alors encore une réserve à cette observation sur deux points supplémentaires :

- si la diffusion présente une variation importante entre la raie K et H, les remarques précédentes sont affectées. Cependant, cela n'apparaît pas lorsque je superpose les observations des spectres obtenus sur le CAT-CES présentant une diffusion inférieure.
- si l'estimation de la correction de champ plat à appliquer sur les spectres est imprécise, cela pourrait affecter de manière importante cet ajustement, même si cet effet est limité par le contrôle de l'ajustement du continu des spectres.

Finalement, cette remarque faisant l'objet de cette section présente une certaine robustesse relativement aux premières réserves que l'on peut émettre. Elle reste cependant préliminaire et suggère un approfondissement de l'étude. Il semble que le spectre stellaire de  $\beta$  Pictoris présente des particularités par rapport à des photosphères plus courantes, au moins concernant les raies de l'hydrogène. L'exploration de davantage de paramètres de l'atmosphère stellaire (comme par exemple, le rapport de l'hydrogène à l'hélium par exemple) devra compléter ce résultat préliminaire, et conclure sur l'accord éventuel des observations avec un ensemble de paramètres stellaires satisfaisant.

### 5.4.3 Classe des $\lambda$ Bootis

Par ailleurs, l'appartenance de  $\beta$  Pictoris à la classe des  $\lambda$  Bootis a été discutée (King & Patten 1992). Cette classe d'étoiles, dont la caractérisation précise reste toujours à préciser (Faraggiana et al. 1990), regroupe des étoiles de type spectral



**Figure 5.18** : Spectre de  $\beta$  Pictoris dans la région des raies de Ca II K et H. La courbe du haut est obtenue à partir des observations MUSICOS, en novembre 1994. L'autre courbe, en trait plein, est un spectre synthétique (modèle de Kurucz) pour une température effective de 8 200 K, une gravité de surface  $\log g = 4,25$ , et une métallicité solaire. La courbe pointillée utilise les mêmes paramètres sauf la métallicité (10 fois plus faible). La raie K est correctement ajustée, tandis que la raie H, mélangée avec la raie de l'hydrogène  $H_\epsilon$ , est moins intense d'après les observations que d'après le modèle.



A, présentant des anomalies de sous-métallicité, et des particularités spectrales dans l'UV lointain. Holweger & Rentzsch-Holm (1995) ont montré qu'une proportion importante de ces étoiles présentent des indices de présence de gaz circumstellaire observé en absorption ; par ailleurs ces étoiles sont statistiquement relativement jeunes et à peine arrivées sur la séquence principale. Les liens de cause à effet entre les différentes remarques précédentes sont très mal établis si bien qu'il est dangereux et d'un intérêt limité de s'interroger formellement sur l'appartenance d'une étoile particulière à cet ensemble, et en particulier de déduire alors des propriétés à valeur seulement statistique sur cet ensemble.

On retiendra ici toutefois qu'un scénario physique a été proposé pour expliquer ce type d'anomalie, cohérent avec l'ensemble des observations (Waters et al. 1992) : dans l'environnement de l'étoile, le gaz, déficient en métaux (déplétés sur les grains), peut connaître une période d'accrétion, et enrichir les couches superficielles de l'étoile en éléments légers. Alors, pour ce type spectral, le mélange de ces couches extérieures étant très faible, il peut résulter une sous-métallicité apparente de l'étoile. Dans ce cadre, les anomalies observées dans le spectre photosphérique de  $\beta$  Pictoris apparaissent peu surprenantes, dans la mesure où, pour des raisons éventuellement indépendantes, une quantité importante de gaz et de poussière est présente dans l'environnement proche de l'étoile. Énoncé inversement, ceci ne préjuge pas de la nécessité de propriétés a priori atypiques de l'étoile pour permettre la présence de gaz circumstellaire.

# Chapitre 6

## Disque de poussière autour de $\beta$ Pictoris

### 6.1 Introduction

Nous avons vu au chapitre 3 que l'association coronographe+optique adaptative, comme celle réalisée sur le système ADONIS au télescope ESO 3,6 m, est très favorable à l'observation de l'environnement stellaire proche, à la recherche des sources circumstellaires faibles. Je rappelle ici brièvement l'enjeu et les objectifs de l'observation de l'environnement de  $\beta$  Pictoris avec cette instrumentation.

La photométrie infrarouge thermique fournit des informations qui concernent essentiellement les parties internes et chaudes du disque de poussière, indiquant en particulier un vide interne de matière à partir d'une distance mal contrainte pouvant aller jusqu'à 30 UA. Cette même région est le lieu des processus physiques les plus intéressants : la température y change rapidement, de moins de 100 K à quelques 1000 K en allant vers l'étoile ; les vitesses des particules augmentent et les temps caractéristiques relatifs sont d'autant plus courts. Enfin, le gaz est également présent essentiellement près de l'étoile. Cette région est également celle où d'éventuelles planètes sont attendues et surtout où leur possible influence sur la poussière serait le mieux observable.

Malgré ces fortes motivations pour l'approfondissement de l'étude de l'environnement proche de l'étoile, les observations de la lumière diffusée sont limitées, jusqu'en 1994, aux régions bien plus externes : au-delà de 100 UA (soit 6"). A partir de 1994, d'autres équipes ont porté leurs efforts pour obtenir de l'information jusqu'à environ 40 UA. Les moyens techniques employés ont été d'une part une caméra visible anti-éblouissement (Lecavelier des Etangs et al. 1993), et d'autre part, la coronographie avec une correction adaptative des bas ordres de la turbulence (*tip-tilt*) en bande R (Golimowski et al. 1993).

En outre toutes les observations précédentes ont eu lieu dans le visible, domaine dans lequel les instruments disponibles sont les plus nombreux et où les détecteurs sont les plus performants. La caméra SHARP montée sur ADONIS fournit un champ de vue total de  $12,8'' \times 12,8''$  pour un échantillonnage de 50 mas/pixel, et permet des

observations jusqu'à la bande spectrale K ( $2,2 \mu\text{m}$ ). L'objectif observationnel ici est :

- d'obtenir une information complémentaire sur la région interne du disque, aussi près de l'étoile que possible avec une haute résolution spatiale,
- et de tirer profit de l'observation dans l'infrarouge proche, en augmentant de plus d'une octave l'intervalle de longueur d'onde exploité.

## 6.2 Observations

### 6.2.1 Des débuts difficiles mais prometteurs : mars 1994

Les observations de mars 1994 ont permis d'obtenir les premières images en bande K', avec le coronographe décrit précédemment, du disque de poussière autour de  $\beta$  Pictoris (Fig. 6.1). Le résultat est prometteur (Beuzit et al. 1995) : il valide par une détection positive la mise en oeuvre du coronographe. De plus, les causes des principales difficultés rencontrées sont identifiées. Les régions de détection marginale sont tout à fait dans le cadre des objectifs fixés : entre  $2''$  et  $5''$ .

Cette mission a mis en évidence des difficultés diverses : sur l'instrument (stabilité des pièces optiques par rapport aux mouvements du télescope), sur les procédures observationnelles, et sur la réduction des données (décrites en section 3.4).

Le signal sur bruit sur cette image est très faible, et la stabilité de la PSF sans doute insuffisante pour permettre une bonne soustraction des ailes de diffraction. Les procédures observationnelles ont été modifiées par la suite pour améliorer ces points. Les mauvaises propriétés de diffusion du miroir primaire, ajoutées à un alignement probablement approximatif des pièces du coronographe à cause des flexions au cours de la nuit ont également participé grandement au bruit final. Le miroir primaire a été réaluminé juste avant la mission d'observation suivante en décembre 1994. Les problèmes de flexions ont été réglés sur le coronographe.

### 6.2.2 Résultats ultérieurs

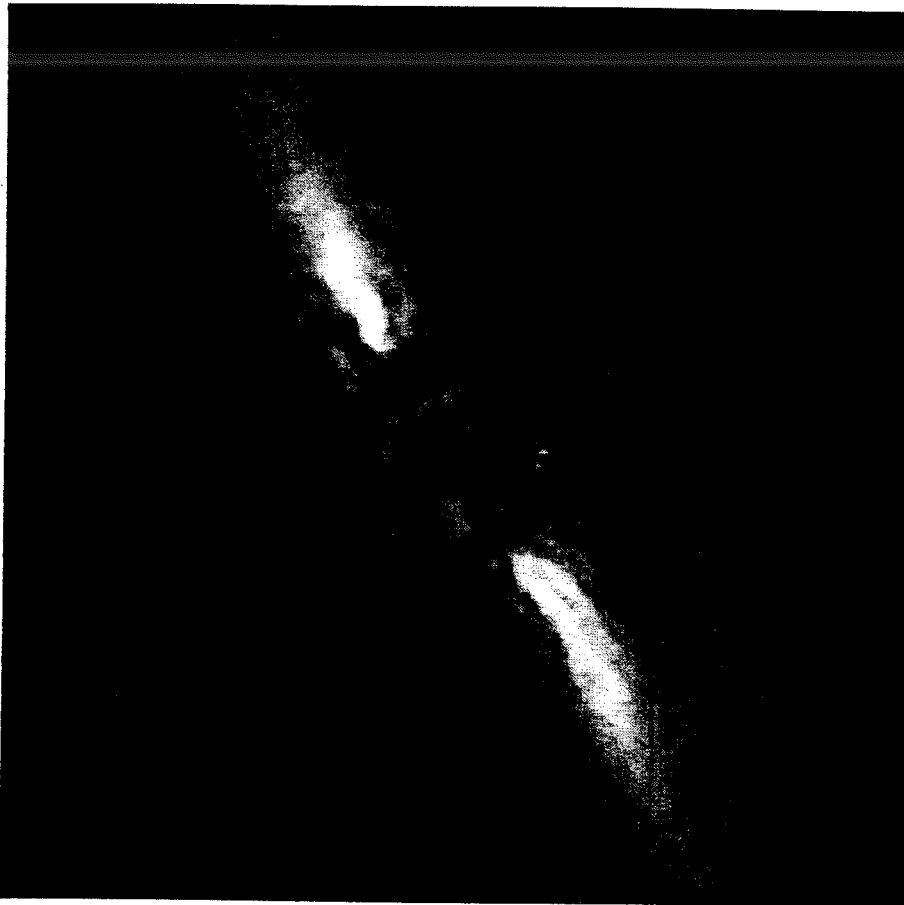
Les campagnes suivantes, en décembre 1994 et janvier 1996, ont montré les avantages effectifs de l'association de la coronographie à l'optique adaptative pour notre étude. Ainsi, des résultats astronomiques nouveaux sont obtenus, avec en particulier des images de la partie interne du disque, à moins de 30 UA de l'étoile (Fig. 6.2).

#### Distribution spatiale de brillance de la partie interne du disque

Les observations du 23 décembre 1994 ont permis d'obtenir en bande K' une information sur la lumière diffusée par le disque à partir de  $1,5''$  (25 UA) de l'étoile. Ces observations ont en fait précédé de très peu les observations de la même région du disque, par le télescope spatial Hubble (Burrows et al. 1995). La coronographie au sol, associée à l'optique adaptative, reste cependant toujours le seul instrument



Figure 6.1 : Environnement circumstellaire de  $\beta$  Pictoris : observations en bande K, en mars 1994 sur le télescope ESO 3,6 m, avec le système d'optique adaptative COME-ON-PLUS, et le coronographe dédié. Le Nord est situé en haut de l'image et l'Est à gauche. Le champ total est de  $12,8'' \times 12,8''$ ; le cercle indique une distance de  $2''$  (34 UA) de l'étoile



**Figure 6.2 :** Environnement circumstellaire de  $\beta$  Pictoris : observations en bande J, le 6 janvier 1996 sur le télescope ESO 3,6 m, avec le système d'optique adaptative ADONIS, et le coronographe dédié. Le Nord est situé en haut de l'image et l'Est à gauche. Le champ total est de  $13,1'' \times 13,1''$ . Les résidus de réduction ont été filtrés pour la partie de l'image sous le masque et en dehors du disque

offrant la possibilité de comparer ses données à celle de Hubble sur cette région proche de l'étoile. De plus, les longueurs d'onde sont complémentaires.

A partir de ces données, nous avons pu déterminer la distribution spatiale de brillance du disque sur cette région, en précisant les incertitudes liées à l'ensemble de la procédure de réduction, d'autant plus délicate que l'on cherche de l'information proche de l'étoile. En particulier, le profil radial de la distribution est discuté par rapport aux observations précédentes : les dépendances valables pour la partie extérieure du disque ne le sont plus pour des distances inférieures à 80 UA. En s'approchant de l'étoile, la luminosité du disque s'accroît de moins en moins vite, pour devenir presque plate. Le profil vertical de la luminosité du disque est ici plus étroit qu'observé précédemment, du fait de la meilleure résolution angulaire. Sa forme correspond davantage à un profil exponentiel que gaussien, pour une échelle de hauteur constante ou faiblement croissante entre 30 et 80 UA.

Ces résultats sont présentés dans l'article joint. La signification de ces paramètres pour la distribution de la densité de matière autour de l'étoile, et non pas de la luminosité apparente, est également discutée. J'aborde ce point en section 6.3.

#### Article

*A stellar coronagraph on the COME-ON-PLUS adaptive optics system. II. First astronomical results*

*Astronomy & Astrophysics, 1996, soumis*

*Mouillet D., Beuzit J.-L., Lagrange A.-M., Renaud N.*

# A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system\*

## II. First astronomical results

D. Mouillet<sup>1</sup>, A.-M. Lagrange<sup>1</sup>, J.-L. Beuzit<sup>1,2</sup>, and N. Renaud<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, UMR 5571, Université J. Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9

<sup>2</sup> DESPA, Observatoire de Paris, URA 264, Place J. Janssen, F-92195 MEUDON Cedex

Received: ; accepted:

**Abstract.** We present here the first scientific results obtained with the coronagraph described by Beuzit et al. (1996, hereafter paper I), developed to be used together with the COME-ON-PLUS/ADONIS adaptive optics (AO) system. Two IRAS excess Main Sequence (MS) stars, namely HR 4796 and HR 2020 ( $\beta$  Pictoris), have been observed.

No circumstellar disk is detected around HR 4796, down to 2'' from the star. This new constraint on its circumstellar environment is discussed. The photometry in the J, H, and K bands allows us to derive a G0 to G2 spectral type for a faint companion located at 4.7''.

The  $\beta$  Pictoris disk is detected through scattered light as close as 1.5'' from the star. We derive the radial mid-plane brightness from 1.5'' to 6'', and the FWHM from 2'' to 6''. We compare our results with other observations: here, the disk appears thinner than previously, and its surface brightness radial distribution gets flatter in the inner part. These results are then discussed in terms of density of the circumstellar matter.

**Key words:** Stars: circumstellar matter – Stars : imaging – Stars: individual: $\beta$  Pictoris

### 1. The circumstellar environment of HR 4796

#### 1.1. Scientific context

HR 4796A (V = 6) is an IRAS excess A0V star, located at 76 pc. Among the IRAS excess MS stars, it exhibits a very strong disk luminosity ( $L_{IR}/L_{\odot} = 5 \cdot 10^{-3}$ ), even

Send offprint requests to: D. Mouillet

\* Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile

higher than the  $\beta$  Pictoris one (Jura 1991). It is also probably a member of a multiple system (Jura et al. 1993): at 7.7'' from HR 4796A, HR 4796B (M4) is likely to be a real physical companion, contrary to HR 4796C, at 40'', which is a background star. The study of such multiple systems might then yield important clues to the scenario of disk formation in binary or multiple systems (Clarke & Pringle 1991; Artymowicz et al. 1991). Various observations of HR 4796B indicate that this star is still above the Main Sequence and allow an estimate of  $3 \cdot 10^6$  years for the age of the binary system. The strong IR excess may be connected with the youth of the system, if the observed circumstellar dust is a remnant of the protostellar nebula. Assuming such an age, grain lifetime considerations seem to indicate that the grains are larger than 3 – 10  $\mu$ m, consistently with their blackbody behaviour between the 20 and 60  $\mu$ m emissions. This size is much larger than that of interstellar grains. Jura et al. (1995) proposed that the observed grains have significantly grown up via coalescence. Lifetime considerations, together with sub-millimeter (800  $\mu$ m) and IRAS data lead to an estimation of about  $10^{27}$ g for the mass of dust, which is similar to the  $\beta$  Pictoris case (Zuckerman and Becklin 1993). Such a mass is comparable to the Earth mass.

Moreover, Jura et al. (1995) put some constraints on the location of the far IR emission. On one hand, the 20  $\mu$ m emission appears point-like in a 5.4'' beam. On the other hand, they suggested that the grains are orbiting HR 4796A at characteristic distances  $\geq 40$  AU (0.5'') at least, since an inner void of matter is required to satisfy the IRAS colors indications of a 110 K blackbody emission, in the case of an optically thin disk. Therefore, the dust responsible for the large IR emission centered on HR 4796A should be located between 40 and 300 AU, but has still to be imaged. Jura et al. (1995) proposed that a companion could be responsible for the inner void of matter.

Such an object is theoretically expected to be located between 20 and 100 AU, and it must be lighter than  $0.125 M_{\odot}$  since it was not detected by speckle  $2 \mu\text{m}$  observations.

Meanwhile, recent coronagraphic observations revealed another possible companion at less than  $5''$ , that will be referred to as HR 4796D (Kalas and Jewitt, 1993). No color information was yet available.

Our coronagraphic system (described in paper I) allows us to investigate the close ( $2\text{--}6''$ ) environment of HR 4796A, down to much fainter detection limits than previously achieved. The observations are presented in Sect. 1.2. Results on HR 4796D and new observational constraints on the origin of IR emissions are derived in Sect. 1.3.

### 1.2. Observations

HR 4796A was observed twice with the COME-ON-PLUS/ADONIS adaptive optics system equipped with our coronagraph, on the ESO 3.6-meter telescope (La Silla, Chile). In March 94, we used a  $2''$  diameter occulting mask to obtain images in the K' band ( $2.2 \mu\text{m}$ ). And, in March 95, a  $0.8''$  diameter mask allowed to improve the K' observations and to extend them to the J ( $1.25 \mu\text{m}$ ) and H ( $1.65 \mu\text{m}$ ) bands. The total exposure times were 10 minutes per filter. A comparison star, HR 4879 (B8V,  $V = 6.0$ ), was recorded in the same observing conditions. Fig. 1 gives an exemple of our observations.

The reduction procedure is described in paper I; it allows in particular to quantify the precision of the whole procedure and derive a detection limit in terms of surface brightness (Fig. 2).

### 1.3. Results

#### 1.3.1. HR 4796D

A faint companion is clearly detected at  $4.7''$  from HR 4796A, at the position angle P.A. =  $311^{\circ}$ , consistent with previous data obtained in R band by Kalas and Jewitt (1993). The detection is unambiguous and, noticeably, would have been possible down to  $2''$  from the star.

Table 1 gives the photometry of HR 4796D, in J, H and K' bands, relative to that of HR 4796B given by Jura et al. (1993); the uncertainty in this photometry comes from the residuals after subtraction of the reference star (see paper I) and from the determination of the scaling factor to be applied. Compared to this uncertainty, the difference of the shape of the PSF between HR 4796B and D, due to anisoplanatism, is negligible.

From these colors, we deduce a spectral type ranging between G0 and G2 (Koornneef 1983). Meanwhile, this star is 6 mag fainter than HR 4796B, whose spectral type is about M2. This clearly indicates that HR 4796D is a background star and then has no effect on the status and evolution of the HR 4796A environment.

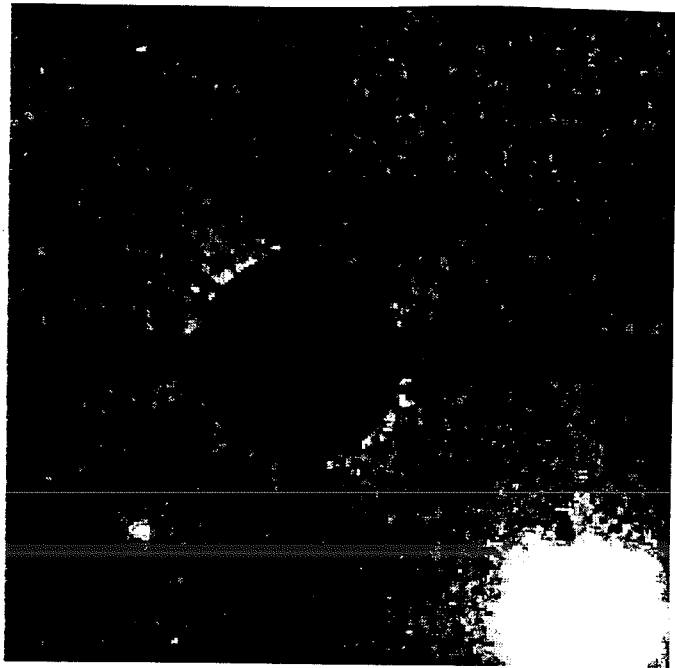


Fig. 1. Observation of the IR excess MS star HR4796 ( $V = 6$ ) with a  $0.8''$  mask in the K' band, with a 10 minute exposure time. The field-of-view is  $13'' \times 13''$  with a sampling of  $0.05''$  per pixel, smoothed to  $0.15''$ . In addition to the bright ( $K = 8.4$ ) companion HR 4796B located at  $7.6''$ , a faint companion ( $K = 14.5$ ) HR 4796D is clearly detected at about  $4.7''$  from the central star. No disk is detected down to a level of  $K = 20 \text{ mag arcsec}^{-2}$ , neither any point like companion brighter than  $K = 14.6 \text{ mag}$ , further than  $2''$ .

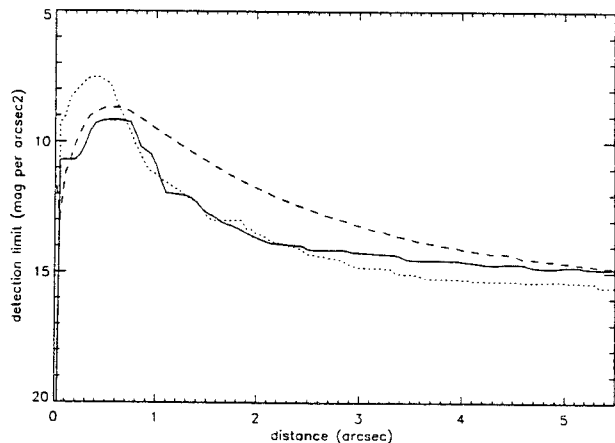


Fig. 2. Detection limit as a function of the distance from HR 4796A, in the J (dashed line), H (dotted line) and K' (full line) filters. The total exposure time in each filter is 10 minutes. This limit corresponds to the surface brightness limit per pixel. It is estimated as the rms residual flux per pixel after the whole procedure on a emission free area, where no signal should remain. It is expressed in terms of surface brightness in  $\text{mag arcsec}^{-2}$ . The detection limit, estimated over a larger area, is much better in terms of surface brightness.



Table 1. Photometric measurements of the faint companion (HR 4796D) in the J, H, K' bands. They are relative to the photometry of HR 4796B given by Jura et al. (1993). Uncertainties are of 0.2 mag, due to the whole reduction procedure.

Object	P.A.	Distance from HR 4796A	J	H	K'
HR4796B	224	7.6"	9.3	8.6	8.4
HR4796D	311	4.7"	15.3	14.7	14.5

### 1.3.2. Close perturbing companion

A massive object located between 20 and 100 AU, suggested by Jura et al. (1995) as a possible origin for an inner void close to the star, was not detected via speckle observations down to  $K = 9.7$ , in this area (same reference).

Our observations of HR 4796A out of the occulting mask confirms this non detection with the  $3\sigma$  limit of  $K = 8$  at 20 AU,  $K = 10$  at 40 AU and  $K = 12$  at 80 AU respectively.

The use of the coronagraph also allows us to constrain more precisely the region further than 115 AU. We believe that it is quite pertinent to explore this region, since the location of the possible massive object is not precisely known. We do not detect any perturbing companion of  $K \leq 14.6$  further than  $2''$  (150 AU), or  $K \leq 11$  between  $1.5''$  (115 AU) and  $2''$ .

If the inner void of dust close to the star suggested by the IRAS colors is generated by a massive object, upper masses are strongly constrained. Assuming the  $3 \cdot 10^6$  age estimation (Jura et al., 1995), theoretical models (Burrows et al., 1993) enable us to give corresponding mass limits to former magnitude limits:  $0.125 M_{\odot}$  closer than 80 AU ( $K \leq 9.7$ ) and a sub-stellar mass limit of  $0.03 M_{\odot}$  further out ( $K \leq 12$ ).

However, one has to keep in mind that, first the inner void has not yet been directly detected, and secondly a close perturbing companion may not be the single explanation for the clearing process. Other clearing processes, such as radiation pressure and grain collisions, or different grain optical properties, could be involved to explain the IRAS fluxes. This assumption should remain under discussion, in comparison with other clearing processes or low grain emitting properties, because of the lack of direct detection.

### 1.3.3. Extended emission

Very interestingly, we do not detect either any signature of the presence of dust, down to a  $3\sigma$  limit of  $20.3 \text{ mag arcsec}^{-2}$  for an emission extended over  $1 \text{ arcsec}^2$  area (which means 400 pixels here), as close as 150 AU from the star. However, the IR excess is very large, even larger than that of  $\beta$  Pictoris. For instance, if the  $\beta$  Pictoris disk,

already imaged up to 800 AU, was scaled to the distance and to the IR luminosity of HR 4796A, it would be  $19.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$  at  $2''$  from the star, and thus such a disk would be detected by the present observations. Then, we conclude that the dust environment responsible for the IR excess around HR 4796A significantly differs from that of  $\beta$  Pictoris.

There are several possible explanations:

- (i) the dust cannot be detected with our observations and our reduction procedure if the distribution is spherical. However, a large amount of dust around the star is expected to shape a disk, especially if it is composed of large grains possibly in interaction in a coalescence growth mechanism.
- (ii) the disk of dust is seen pole on: this would also be an unfavourable configuration for our techniques. Yet, the large  $v \sin i$  of HR 4796A ( $\geq 100 \text{ km s}^{-1}$ ) derived from our spectroscopic data, argues against such an orientation.
- (iii) the grains are confined within our present  $2''$  (150 AU) limit of confident investigation. This constraint together with the inner limit (40 to 200 AU) given by Jura et al. (1995) only leaves a narrow possible location for this dust. Such an a priori surprisingly narrow location is possibly related to the system binarity: independent theoretical calculations of the gravitational stability in a binary system predict that the lifetime of a test particle further than one third of the distance between both stars is very short (Artymowicz & Lubow 1994). However, we have to note that precise constraints are uncertain here since we only know the projected distance of HR 4796B.
- (iv) the grain properties can be very different from those around  $\beta$  Pictoris. Indeed, the scattering efficiency strongly depends on their size and nature.

One has to keep in mind that the indications on the location and shape of the dust proposed by Jura et al. (1995) are indirect and preliminary. They are derived from IR *unresolved* observations. Some of them are also based on lifetime considerations, which assume that the dust is as old as the stellar system and that the age of this system is precisely known. But, in the case of  $\beta$  Pictoris, for instance, similar lifetime considerations lead to the conclusion that no sub- $\mu\text{m}$  particles should be present; however, near and far IR photometry and spectrophotometry actually indicate the presence of such grains (Harper et al. 1984, Backman et al. 1992, Knacke et al. 1993) and thus show that processing of dust is occurring there. Direct observational indications, such as thermal IR imaging, would be required to test those assumptions. New high angular resolution observations are needed to image with a better S/N the inner region down to  $1.5''$ .

## 2. The $\beta$ Pictoris disk

### 2.1. Scientific context

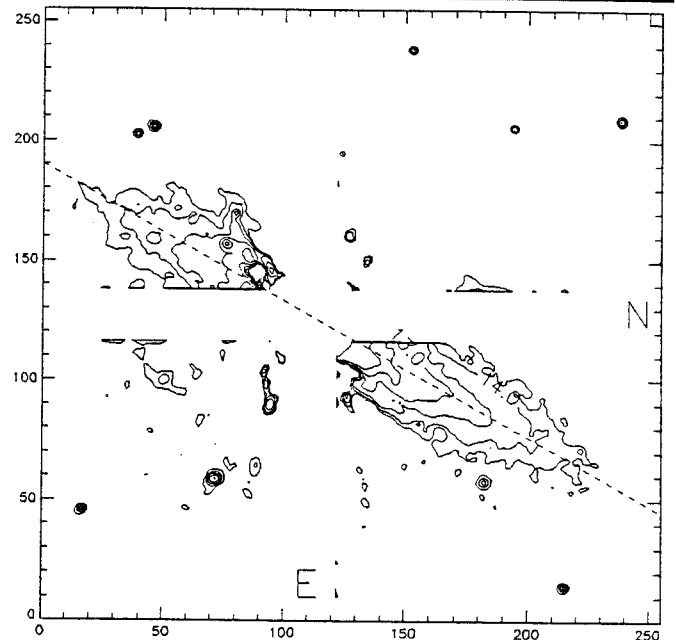
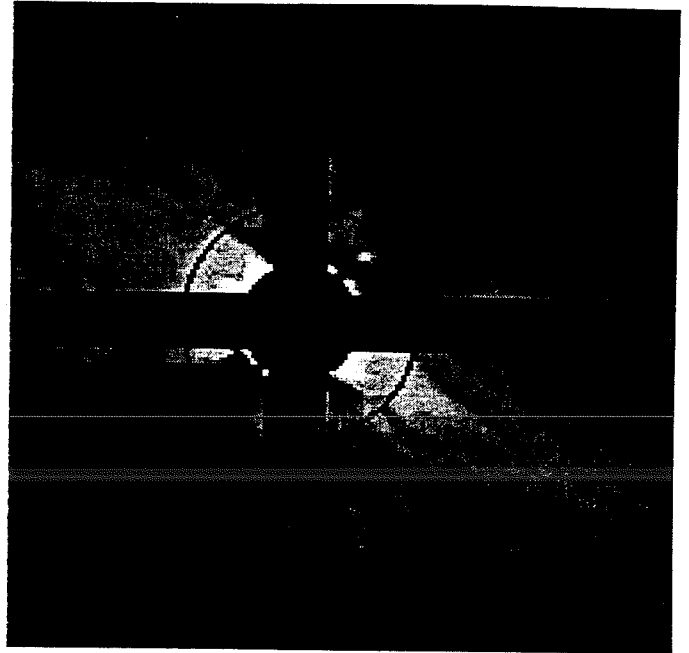
The  $\beta$  Pictoris disk was first detected through coronagraphic imaging of the scattered visible light (Smith & Terrile 1984). Since then, it has been studied in many different ways: imaging brought complementary information on the disk dust in scattered light as well as in thermal IR (Lagage & Pantin 1994); spectroscopic studies also enabled the investigation of the gaseous counterpart and very interestingly showed evidence of the presence of large solid bodies close to the star (Lagrange et al. 1995 and references therein). Each technique brings specific indications but has its own limitations. Up to now, optical imaging probed only the outer part of the disk; thermal IR photometry and spectroscopy probes the closest part but without imaging capabilities. In order to constrain both the density distribution and grain properties close to the star, one needs high angular resolution imaging, at various wavelengths.

We present and analyze here observations of the close environment of  $\beta$  Pictoris, obtained with our coronagraph, coupled with the COME-ON-PLUS/ADONIS adaptive optics system.

### 2.2. Observations and reduction procedure

The observations of  $\beta$  Pictoris were performed on December 22, 1994 and March 23, 1995 using the K' filter. The occulting mask was  $0.8''$  in diameter. The atmospheric turbulence conditions were better and more stable on December 22, 1994. Two calibration reference stars were used: HR 2435 (A0II,  $V = 4.39$ ) and HR 2550 (A7IV,  $V = 3.3$ ). The individual exposures were 2s long, and the total integration time on  $\beta$  Pictoris was 6 minutes (Fig. 3).

Paper I describes the instrumental configuration and the general reduction procedure applied for these coronagraphic data. This procedure relies on the subtraction of the residual light of the occulted star by comparison with a reference star. This subtraction involves a proper centering of both objects and a proper brightness scaling. These parameters are determined so as to minimize the residual signal after subtraction on an assumed dust free region, perpendicular to the direction of the disk. This procedure is limited by the S/N ratio of the data and the variability of the PSF. The stability of the PSF provided by the AO system allows a precision of  $1/4$  pixel ( $0.012''$ ) for the centering of the reference star, and of 4% for the scaling factor over the  $1.5''$ – $6''$  range. The corresponding residual signal on a dust free region gives the uncertainty associated to the observations (Fig. 4 and 5). Noticeably, this uncertainty estimation does not only take into account the photon noise and the readout noise (RON), but also, and contrary to previous observations, the uncertainty from the whole reduction procedure. Further than  $2''$ , the dominant errors come from the low flux errors (RON, sky de-



**Fig. 3.** Observation of the close environment of  $\beta$  Pictoris in December 1994. This image (top) corresponds to a total integration time of 6 minutes in the K' band. The field-of-view is  $13'' \times 13''$  with a sampling of  $0.05''$  per pixel, smoothed to  $0.15''$ . Quantitative measurements are possible down to  $1.5''$  from the star, whereas uncorrected images provide information only down to  $3''$  and tip-tilt correction or anti-blooming detectors provide quantitative information down to  $2.4''$ . Regularly spaced isophotes (bottom) are given from 12 to  $14.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ .

termination and subtraction): a longer total integration time would be necessary to improve this part of the image. Closer than  $2''$  from the star, errors are mainly due to the subtraction of the comparison star: the uncertainty profile here is a consequence of the photon noise and the intrinsic PSF variability during the on-object integration and during the observation of the reference star.

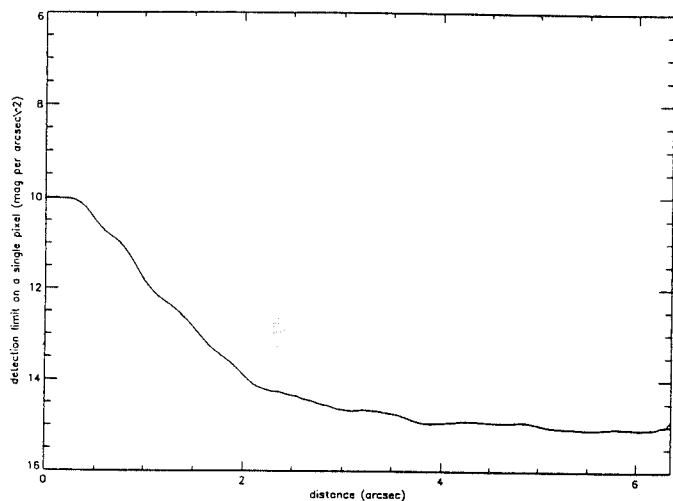


Fig. 4. Detection limit as a function of the star distance, in the case of  $\beta$  Pictoris observations in December 1994, for a total integration time of 6 minutes. Similarly to Fig. 2, it estimates the flux limit detection on a single pixel, expressed in  $\text{mag arcsec}^{-2}$ .

### 2.3. Results

#### 2.3.1. Disk detection and orientation

With the present instrumental configuration and exposure times, we detect the disk down to  $1.5''$  from the star (24 AU) and up to  $6''$  (100 AU) (Fig. 5).

The disk is detected significantly closer to the star than in previous ground-based observations: Golimowski et al. (1993) and Lecavelier et al. (1993) detected the disk down to  $2.4''$  (40 AU). Noticeably, our total field of view is enclosed in the numerical mask of the first image of Smith and Terrile (1984). Thus, our data provide complementary informations on the  $\beta$  Pictoris disk.

The NE-SW orientation,  $30^\circ$  apart from the North, is in agreement with all observations since 1984.

#### 2.3.2. Surface brightness distribution

Figure 6 presents the radial dependence of the surface brightness distribution (hereafter SBD). SBD measurements are possible between  $1.5''$  and  $6''$  from the star.

A single power law poorly fits the SBD over this whole range. Close to the star, the SBD gets flatter, while further

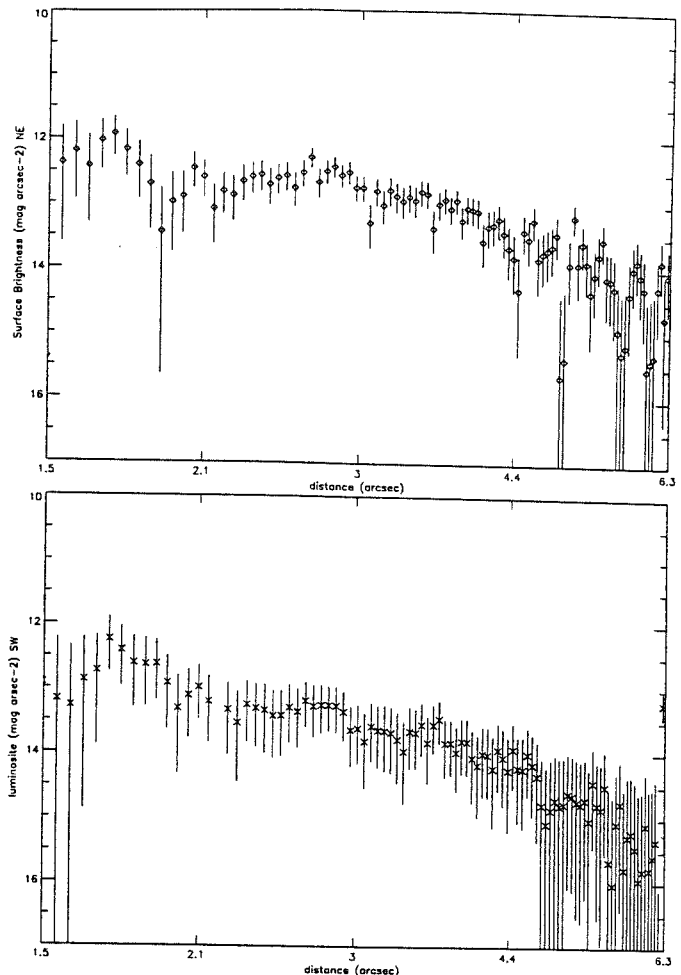


Fig. 5. Radial profile of the mid-plane SBD of the  $\beta$  Pictoris disk in NE (top) and SW (bottom) extensions. Photometric calibration is performed by comparison with observations of  $\beta$  Pictoris out of the occulted mask. The uncertainties are deduced from rms residual deviation from zero in an emission free region, perpendicular to the disk (Fig. 4). They do not only account for photon noise but also for any variation between the observation of the comparison star and  $\beta$  Pictoris that might affect the result. They apply to each indicated point; averaging would reduce them.

out it is steeper. Yet, over the  $2''$ – $5''$  range, averaged power law index is measured to be  $-1.3$  in both extensions.

A faint asymmetry (0.5 mag), between the NE and SW extensions, is observed in the SBD (Fig. 6). This effect cannot be due to an incorrect centering of the reference star: such an error would indeed produce an apparent excess of light on one side of the star, but not so regularly over the  $1.5''$ – $6''$  range. This asymmetry has already been pointed out by Kalas and Jewitt (1995).

These authors also mentioned a so-called “butterfly asymmetry”: the angle formed between the mid-plane line and isophotes is different below and above the disk, and the situation is opposite in both extensions. This effect is

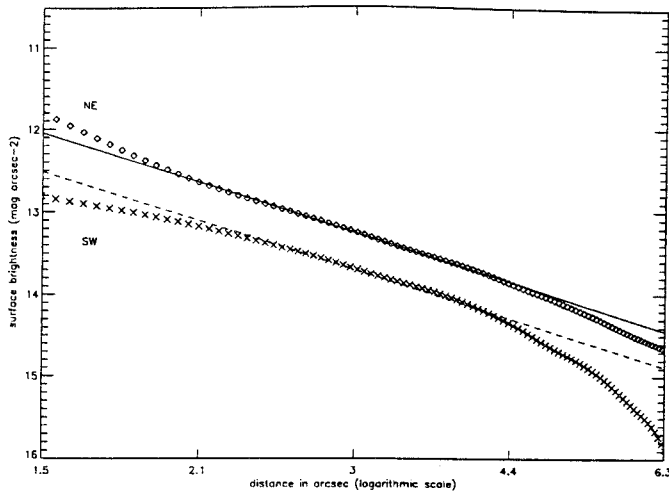


Fig. 6. Radial profiles of the mid-plane SBD obtained on convolved images by a  $1''$  seeing profile. This operation strongly increases the S/N but it degrades the angular resolution. The asymmetry between both extensions is constant here over the whole field.

also slightly seen here, but a better S/N would be necessary to confirm and quantify this effect.

### 2.3.3. Vertical distribution

Figure 7 presents the measured full widths at half maximum (FWHM) of the vertical (perpendicular to the disk orientation) structure of the disk, in both extensions. The FWHM is found to be constant ( $1.2'' \pm 0.2''$ ) over the  $2''$ – $5''$  range. No asymmetry between the two extensions of the disk is detected.

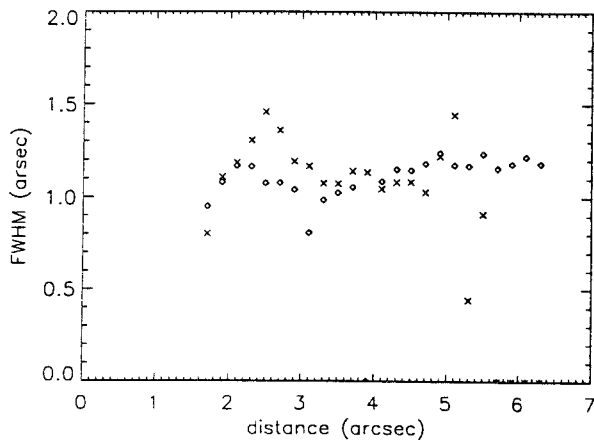


Fig. 7. Radial dependence on the distance to the star of the disk FWHM. The averaging is here performed along the disk direction to increase the S/N but the vertical sampling is still  $0.05''$ .

The constancy of the FWHM along the disk enables us to average the light distribution along the disk axis, so as to derive a mean vertical profile with a good S/N. This averaged vertical profile is found to be better fitted by an exponential law than by a Gaussian one (Fig. 8).

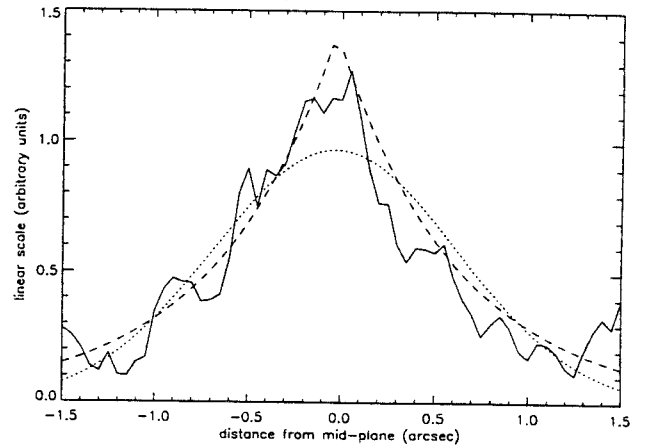


Fig. 8. Averaged vertical profile of the disk, perpendicularly to the mid-plane. The exponential fit (dashed line) is better than the gaussian one (dotted line).

## 2.4. Comparison with other results

Table 2 summarizes the available results from all the observations performed so far in scattered light imaging. Our observations are confined to the inner part of the disk, from 24 to 100 AU. The overlapping region with previous observations is between 40 and 100 AU. We now compare the different results for the SBD and for the FWHM of the disk.

### 2.4.1. Surface brightness distribution

Most of the previous observations are accurate for the outer part of the disk, further than 100 AU. In this area, they consistently show evidence that the mid-plane SBD is very precisely fitted by a steep-power law up to 800 AU, respectively  $r^{-3.5}$  and  $r^{-4}$  for the NE and SW extensions. Some discrepancies appear among these values but they are not surprising since the given error bars do not take into account all possible reduction biases. The SW extension is slightly steeper and fainter than the NE one.

Closer to the star, between 50 and 100 AU, some data (Golimowski et al. 1993; Kalas & Jewitt 1995) detect a change in the steepness of the disk profile, with flatter indexes of about  $-2.4$ . The present data support the previous observation of a flatter disk. But, thanks to the high angular resolution, we can see that the change of slope does not appear abrupt at 100 AU but rather continuous from

Table 2. Summary of observational results in scattered light imaging

Authors	Correction	Mask	Range	Filter	NE slope	SW slope	FWHM
Smith & Terrile (84)	-	7"	100–400 AU	R	-4.3	-4.3	
Paresce & Burrows (87)	-	4"	100–800 AU	BVRI			
Lecavelier et al. (93)	-	-	40–300 AU	BVR	-3.6	-3.6	
Golimowski et al. (93)	tip-tilt	2"	40–100 AU 100–300 AU	R	$-2.38 \pm 0.72$ $-3.5 \pm 0.003$	$-1.91 \pm 0.89$ $-4.18 \pm 0.004$	
Kalas & Jewitt (95)	-	4"	50–100 AU 100–800 AU	R	$-2.4 \pm 0.24$ $-3.7 \pm 0.1$	$2.47 \pm 0.36$ $-4.0 \pm 0.2$	36 AU increasing with r
Present data	AO	0.8"	25–40 AU 40–64 AU 64–100 AU	K'	$-1.0 \pm 0.8$ $-1.3 \pm 0.2$ $-2.5 \pm 0.4$	$-1.0 \pm 0.8$ $-1.2 \pm 0.2$ $-2.9 \pm 0.5$	20 AU 20 AU 20 AU

100 to 60 AU. The resulting average steepness index is then -2.5 over the 65–100 AU range, and -1.3 over the 40–65 AU range. No slope asymmetry is detected anymore in this area, whereas the SW extension is still slightly fainter.

Actually, the disk seems to continuously become even flatter closer to the star: the measured index over the 25–40 AU range is -0.5. However, this indication should be considered rather qualitatively: this is the place where the stellar light subtraction is delicate and so it might be misleading, similarly to the 40–80 AU range for the non-corrected images.

#### 2.4.2. FWHM

Kalas & Jewitt report that the width of the disk increases with the distance to the star, in the outer region (further than 100 AU), but is constant between 64 and 100 AU from the star. We extend this result down to 32 AU. The thickness they measure is larger than 2", between 4" and 6" from the star. Our present higher angular resolution observations do not confirm this result. We measure a FWHM of  $1.2'' \pm 0.2''$ . This discrepancy is probably due to angular resolution effects, since the convolution by the PSF obviously enlarges the apparent vertical profile of the disk (Fig. 9). The AO PSF is much thinner than the disk FWHM so that the observed vertical profile is not very different from the unconvolved one.

### 2.5. Physical parameters

#### 2.5.1. Radial and vertical density distribution

We parameterize the density distribution of particles as done by Artymowicz et al. (1989) and Kalas & Jewitt (1995), assuming an axisymmetric disk described in cylindrical coordinates by:

$$n(r, z) = n(r_0) \left(\frac{r}{r_0}\right)^\alpha \exp\left[-\left(\frac{z}{\zeta(r)}\right)^\gamma\right]$$

$$\text{and } \zeta(r) = \zeta_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^\beta.$$

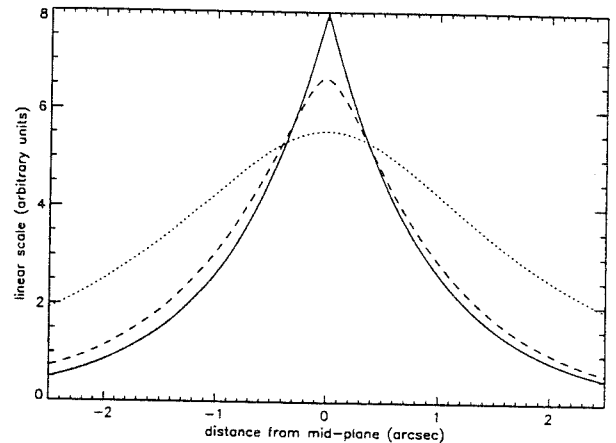


Fig. 9. Effect of the convolution on the vertical profile of a 0.75" FWHM synthetic disk with different PSF patterns: no convolution (full line), convolution by our instrumental PSF (dashed line), and by a seeing (1") PSF (dotted line). The FWHM is respectively multiplied by a factor 1.3 and 3.

The power-law index  $\alpha$  describes the radial decrease of the mid-plane density and  $\gamma$  describes the shape of the vertical decrease. The vertical scale height is driven  $\zeta(r)$  and may depend on  $r$  through the power-law index  $\beta$ .

Assuming an optically thin disk and an inclination  $i$  of the disk, we derive the surface brightness distribution from the density distribution by integration along a line of sight  $(x, y)$  of the sky plane, and the convolution by the atmospheric and instrumental PSF:

$$I(x, y) \propto PSF(x, y) * \int_{-\infty}^{\infty} n(r(x, y, l), z(x, y, l)) dl$$

where the proportionality factor involves the total area and the mean scattering efficiency of the grains. To fit our data, we used the PSF measured during the night, closely in time (less than 30 minutes) to the disk observation. As we do not investigate here various possible reasons

for brightness asymmetries, we do not take into account anisotropic scattering efficiency.

For the radial density distribution, the free parameters are  $\alpha$ , the inner and outer radius. The observed SBD in the 40–65 AU spatial range constrains  $\alpha$  between -0. to -0.5. In the inner region, we have to exclude the presence of a sharp inner void further than 30 AU, as this would induce a sudden change of the SBD slope that is not observed. Thermal IR observations predict the presence of this inner void, within 40 AU, but it still involves some free parameters. This is the first independent, complementary information around the 30 AU range. Between 65 and 100 AU, no single power-law do fit properly the continuous change of SBD index. The density is likely to change rather continuously from the outer steep distribution to the flatter one close to the star. It is then difficult to link these data to previously published ones of the region further out than 100 AU, where a good power-law was observed. Indeed, the SBD is reported to be as steep as -3.5 so that the parameterization has to take into account the precise wings of the seeing PSF. Note that the slope index of typical seeing PSF wings is expected to be about -4.0 or flatter in case of instrumental scattering (Racine 1996), which is improperly approximated by a Gaussian function as long as the wings are concerned.

For the vertical distribution,  $\beta$  is constrained to be less than 0.5 in order to reproduce the apparent constant FWHM of the SBD. and the scale height is  $\zeta(60AU) = 5.8$  AU, with a small inclination  $i$  of the disk between 0 and 5°. The shape of the vertical decrease is poorly constrained:  $\gamma$  between 0.5 and 1.

### 2.5.2. Mass loss rate

These observations provide important information on the distribution of the material close to the star. Several consequences for the disk can be given. Assuming the given density distribution parameterization, the normal optical thickness is driven by the radial law  $\tau(r) \propto r^{\alpha+\beta}$ , so that the collision time for these particles is  $t_{coll} \propto \frac{P_{orb}}{\tau(r)} \propto r^{3/2-(\alpha+\beta)}$ . Finally, the mass loss rate at a given distance to the star is given by

$$\dot{M}(r) \propto \frac{\tau(r)}{t_{coll}} r \propto r^{2(\alpha+\beta)-1/2}$$

so that, after radial integration,

$$\dot{M} \propto \left[ r^{2(\alpha+\beta)+1/2} \right]_{r_{min}}^{r_{max}}$$

Then, the density distribution parameters derived here ( $\alpha+\beta = 0$ ) for the inner part of the disk induce a quite different law from the one extrapolated from the outer region ( $\alpha+\beta = -1.7$  to  $-2$ ). And this induces a mass loss rate 10 time smaller (a few  $10^{-14}$  instead of a few  $10^{-13} M_{\odot} yr^{-1}$ ).

### 2.5.3. Grain size distribution

The multi-wavelength photometry of the disk is related to the scattering efficiency of the grains: according to scattering models (see for instance Chini et al., 1991), this efficiency is constant for wavelengths smaller than the grain size, peaks on a value about 10 times higher at wavelengths comparable to the grain size, and drops to zero for longer wavelengths. Until now, multi-band photometry between B and I (Paresce & Burrows, 1987) has led to the conclusion that the grains in the outer disk are grey scatterers, which means that their size is larger than typically  $1 \mu m$  (the exact value depending on the precise structure and optical properties of the grains). This lower limit is consistent with the theoretically predicted minimum grain size of  $2 \mu m$  due to the radiation pressure (Artymowicz, 1988). On the other hand, the mean effective size of the grains is not expected to be much larger either in order to fit with IR data (Backman et al., 1992; Telesco et al., 1988) and polarization measurements (Gledhill, 1991). To directly support all these expectations, colour effects in scattered light should be looked for at slightly longer wavelengths, with a disk brighter by a factor possibly as large as 10, corresponding to the peak scattering efficiency. The present data in K are obtained at wavelengths three times longer than the previous ones in the R band (Kalas and Jewitt, 1995). At 60 AU from the star, where both data have a good S/N ratio, the disk in K appears slightly brighter, by a factor of two. The uncertainties due to the different instrumentations and especially the different angular resolutions (see Sect. 2.4.1.) still keep us from definitely concluding on actual effective grain sizes. Other observations with the same AO system at shorter (down to J band) and longer (L and M bands) wavelengths will greatly improve this constraint, on the close environment of the star.

## 3. Summary and conclusion

The origin of the strong IRAS excess of the A component of the binary system HR 4796 is still not directly detected in our data; this provides new constraints on the apparent dust luminosity in scattered light down to  $2''$  to a 20 mag arcsec<sup>-2</sup> limit. If the dust shaped a similar disk to that of  $\beta$  Pictoris, it would have been detected. Our constraints, together with the deductions of Jura et al. (1995), suggest a different environment with a confined distribution of dust at a typical distance of 100 AU from the star, and/or a composition of exclusively large grains inefficient at scattering in the near IR. These hypotheses are to be examined in the context of the age of the system and of the vicinity ( $7.7''$ ) of HR 4796B. Thermal IR imaging would bring direct indications to these assumptions.

Meanwhile, IRAS emission excludes the presence of hot dust close to HR 4796A. No companion, which could remove such dust, is either detected down to  $K = 10$  at 40 AU, or  $K = 14.6$  further than 150 AU.

The colour derived spectral type (G0 to G2) indicates that the faint companion HR 4796D at 4.7'' from HR 4796A, is a background star: this star therefore does not affect the status and evolution of the dust around HR 4796A.

The disk around  $\beta$ Pictoris is detected down to 1.5'', in high angular resolution (0.12'') diffraction-limited K band images. On the 2''–6'' range, we derive a vertical profile of the disk which is well fitted by an exponential law. Its FWHM is shown to be constant and narrow (1.2''). The mid-plane surface brightness is much flatter, with a radial index of about -1.3 over the 2''–5'' range, than that observed at larger distances. Previous observations already showed a flattening of the apparent radial brightness distribution closer than 100 AU from the star. The present data show that this flattening carries on even closer to the star, such that the distribution is no longer fitted by a power law.

*Acknowledgements.* We are grateful to all colleagues involved in the development of the adaptive optics coronagraphic mode, especially P. Kern, C. Marlot, V. Serpette and S. Wang. We also wish to thank N. Hubin, P. Léna, A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier, F. Malbet and J.-M. Mariotti for helpful discussions. Additional thanks are extended to the COME-ON-PLUS/ad team as well as the ESO La Silla staff, especially M. Maugis, E. Prieto, P. Le Saux, J. Roucher, R. Tighe, J. Araya and M. Faucherre for their active help during the integration and tests of the coronagraphic mode on the 3.6-m telescope.

## References

- Artymowicz P., 1988, ApJ 335, 79  
 Artymowicz P., Burrows C., Paresce F., 1989, ApJ 337, 494  
 Artymowicz P., Clarke C.J., Lubow S.H., Pringle J.E., 1991, ApJ 370, L35  
 Artymowicz P. & Lubow S.H., 1994, ApJ 421, 651  
 Backman D.E., Gillet F.C., Witteborn F.C., 1992, ApJ 395, 680  
 Beuzit J.-L., Mouillet D., Lagrange A.-M., Paufigue J., 1996, A&A submitted  
 Burrows, A., Hubbard W.B., Saumon D., Lunine J.I., 1993, ApJ 406, 158  
 Chini R., Kruegel E., Kreysa E., Shustov B., Tutukov A., 1991, A&A 252, 220  
 Clarke C. & Pringle J.E., 1991, MNRAS 249, 588  
 Gledhill T.M., Scarrott S.M., Wolstencroft R.D., 1991, MNRAS 252, 50  
 Golimowsky D.A., Durrance S.T., and Clampin M., 1993, AJ 105, 1108  
 Harper D.A., Lowenstein R.F., Davidson J.A., 1984, ApJ 285, 808  
 Jura M., 1991, ApJ 383, L79  
 Jura M., Zuckerman, B., Becklin, E.E., 1993, ApJ 418, L37  
 Jura M., Ghez A.M., White R.J., McCarthy B.W., Smith R.C. and Martin P.G., 1995, ApJ 445, 451  
 Kalas P., & Jewitt D., 1993, BAAS 25, 1353  
 Kalas P., & Jewitt D., 1996, AJ 111, 1347

- Knacke R.F., Fajardo-Acosta S.B., Telesco C.M., Hackwell J.A., Lynch D.K., Russell R.W., 1993, ApJ 418, 440  
 Koornneef J., 1983, A&A 128, 84  
 Lagage P.O., Pantin E., 1994, Nature 369, 628  
 Lagrange A.-M., Plazy F., Beust H., Mouillet D., Deleuil M., Ferlet R., Spyromilio J., Vidal-Madjar A., Tobin W., Hearnshaw J.B., Clark M., Thomas K.W., 1996, A&A 310, 547  
 Lecavelier A., Perrin G., Ferlet R. et al., 1993, A&A 274, 877  
 Paresce F. and Burrows C., 1987, ApJ 319, L23  
 Racine R., 1996, PASP 108, 699  
 Smith B.A. & Terile R., 1984, Science, 226, 1421  
 Telesco C.M., Decher R., Becklin E.E., Wolstencroft R.D., 1988, Nature 335, 51  
 Zuckerman B., & Becklin E.E., 1993, ApJ 414, 793

### Influence de la longueur d'onde

Le résultat obtenu en décembre 1994 ne concerne qu'une bande spectrale et ne constitue qu'une mesure dans un cas de turbulence atmosphérique donné. Les observations de janvier 1996 ont permis de confirmer ce résultat avec un meilleur signal sur bruit, en particulier loin de l'étoile. En outre, 3 bandes spectrales (J, H et K') ont été explorées de  $1,2 \mu\text{m}$  à  $2,2 \mu\text{m}$  (Fig. 6.3). Ce point est important car il permet de comparer la photométrie relative du disque observé en plusieurs longueurs d'onde. On pourrait se contenter de comparer les observations faites en décembre 1994 en K' aux observations effectuées dans le visible. Cette démarche est hasardeuse : les instruments sont en effet très différents. Avec eux varient les résolutions spatiales, les rapports signal à bruit, et les méthodes de réduction. Or ces éléments peuvent affecter la photométrie obtenue de manière plus ou moins bien identifiée. Nous avons ici la possibilité de comparer une photométrie obtenue de manière homogène (pour l'instrumentation et la réduction) sur un domaine de longueurs d'onde couvrant déjà une octave.

La photométrie des images du domaine visible ne dépend pas de la longueur d'onde entre la bande B et R (Paresce & Burrows 1987) : ceci indique une efficacité de diffusion indépendante de la longueur d'onde. Nous vérifions que cela reste vrai entre les bandes J et K' (Fig. 6.4), avec une photométrie comparable à celle des données du domaine visible (Fig. 6.5).

### Déformation de la partie intérieure du disque

Les données HST fournissent, sur la même région interne que les nôtres, des informations avec un meilleur signal sur bruit : ils ne sont pas limités par la variabilité de la PSF, mais simplement par le bruit de photon, lié au temps total d'intégration. Ainsi, Burrows et al. (1995) détectent une déformation dans la partie interne du disque de poussière observé : sur une partie interne, jusqu'à 50 UA de l'étoile, le plan moyen du disque est incliné de  $3^\circ$  relativement au plan moyen observé pour la partie extérieure. Ils proposent l'idée d'un compagnon perturbateur sur une orbite inclinée pour créer et maintenir cette déformation, mais sans modéliser cette situation.

Cette détection est très importante. Elle semble au-dessus du bruit de photons de leurs données, cependant on ne connaît pas les incertitudes liées à l'ensemble de la réduction permettant de retirer les ailes de diffraction de l'étoile (plus importante que le disque de plusieurs ordres de grandeur dans cette région), et la caractérisation de possibles effets optiques. En outre, l'effet mesuré est très faible :  $3^\circ$  représentent un écart au plan moyen mesuré sur la partie extérieur de  $0,15''$  à 50 UA.

Nos observations sont les seules à pouvoir fournir une comparaison, avec un instrument et des méthodes de réduction indépendantes, avec les données spatiales. Les mesures de barycentres de la distribution de lumière sur une direction normale au plan du disque permettent de retrouver effectivement une déformation de la position moyenne de part et d'autre de l'étoile (Fig. 6.6). L'extension et l'amplitude de la déformation sont en parfait accord avec les mesures spatiales.

Sur la base des seules données au sol, on ne pourrait écarter la possibilité qu'un



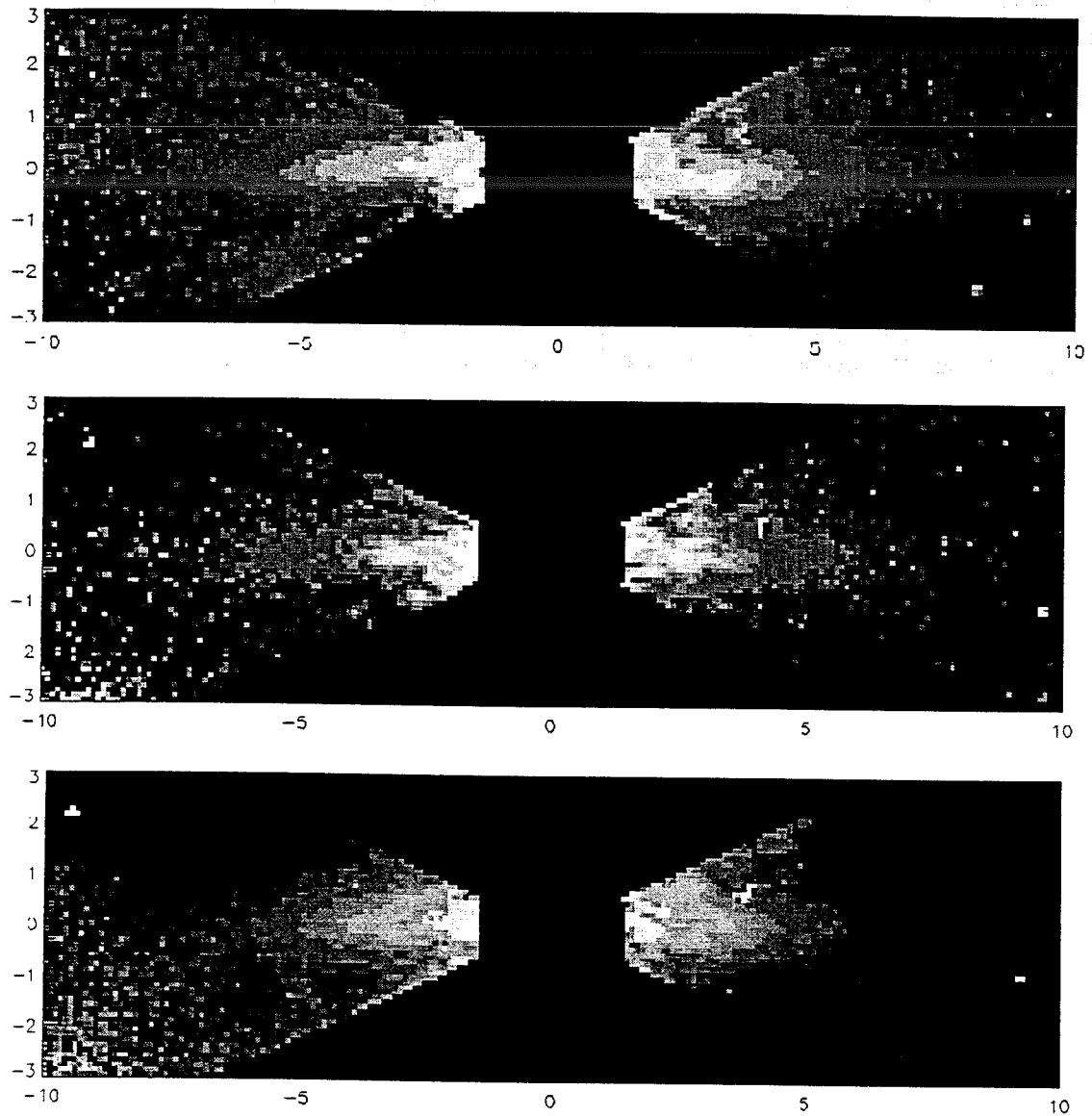


Figure 6.3 : Disque autour de  $\beta$  Pictoris : observations en bande J, H et K' (du haut vers le bas), les 5 et 6 janvier 1996 sur le télescope ESO 3,6 m, avec le système d'optique adaptative ADONIS, et le coronographe dédié. L'extension NE est sur la droite. Les axes sont gradués en arcsec. La partie totalement noire au milieu est un masque numérique

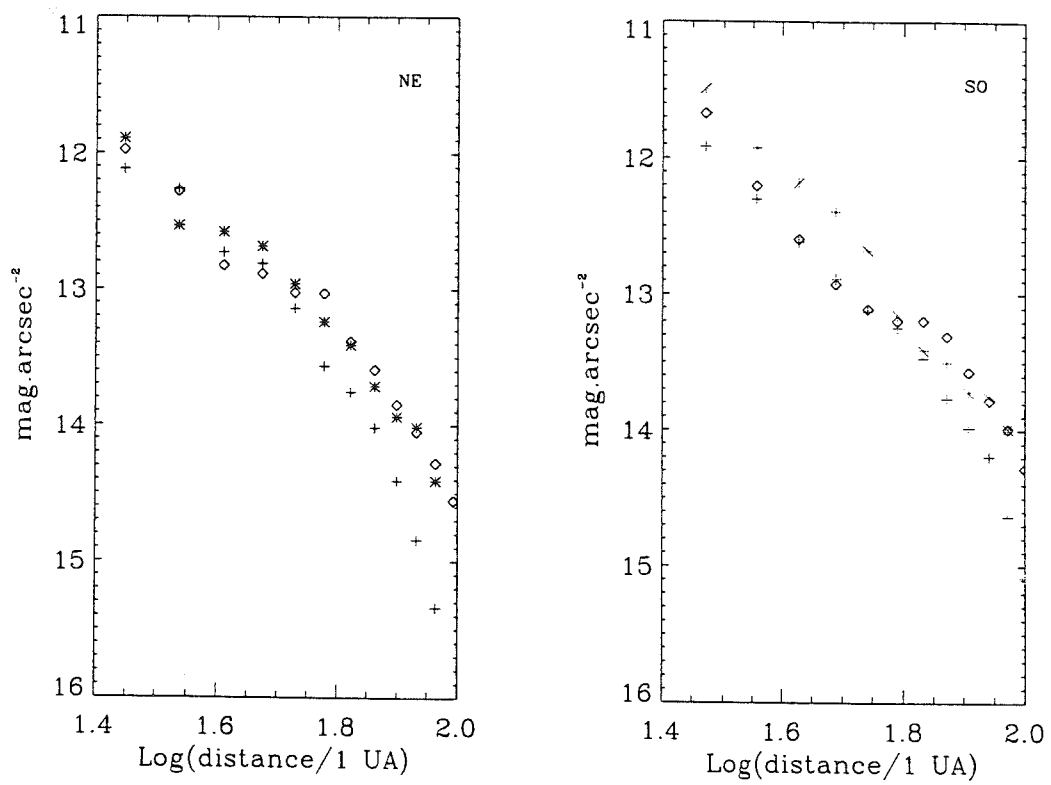


Figure 6.4 : Photométrie en bande J, H et K' (respectivement \*, ◊, +) du disque de poussière autour de  $\beta$  Pictoris, sur la base des données ADONIS de janvier 1996

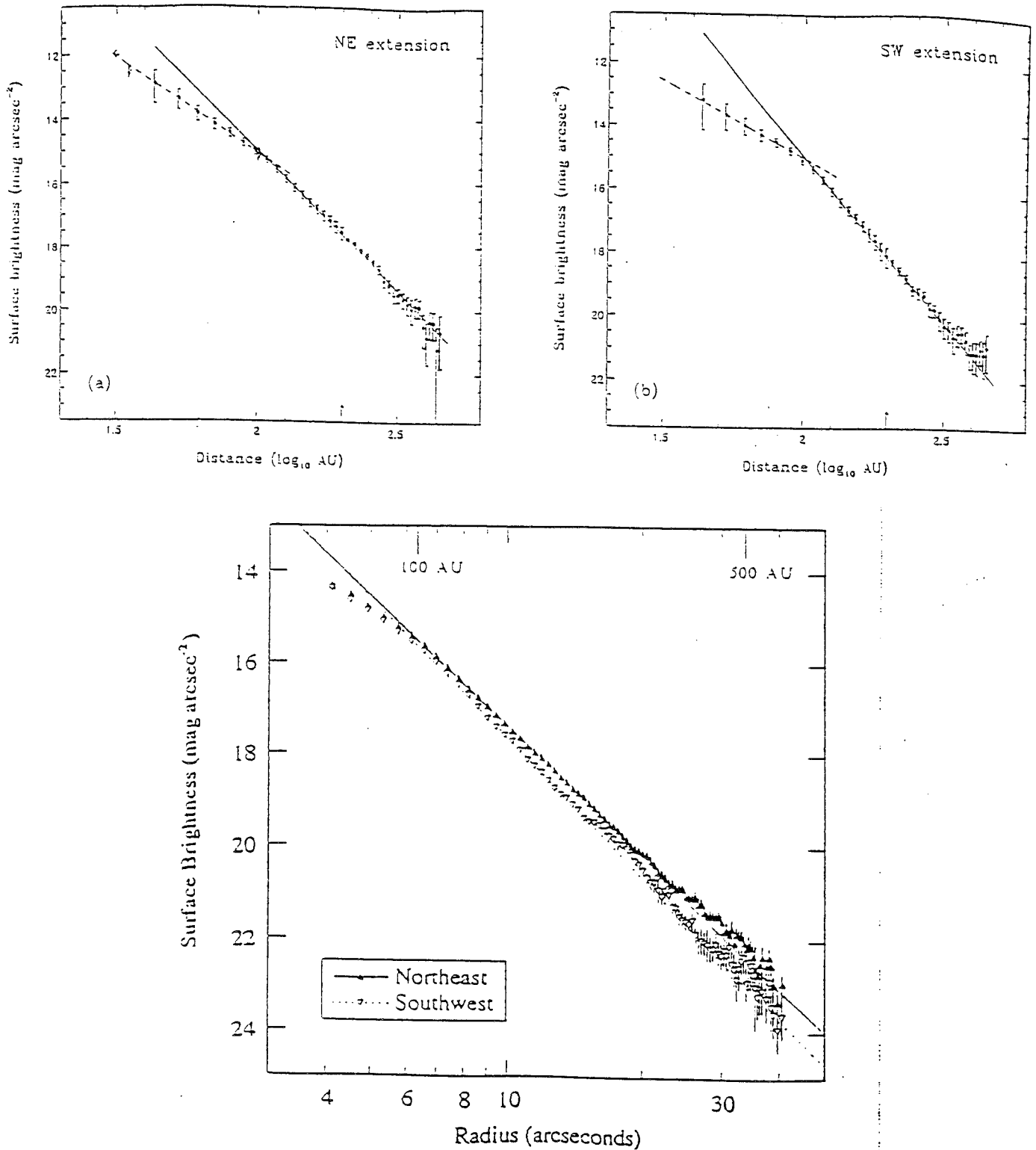
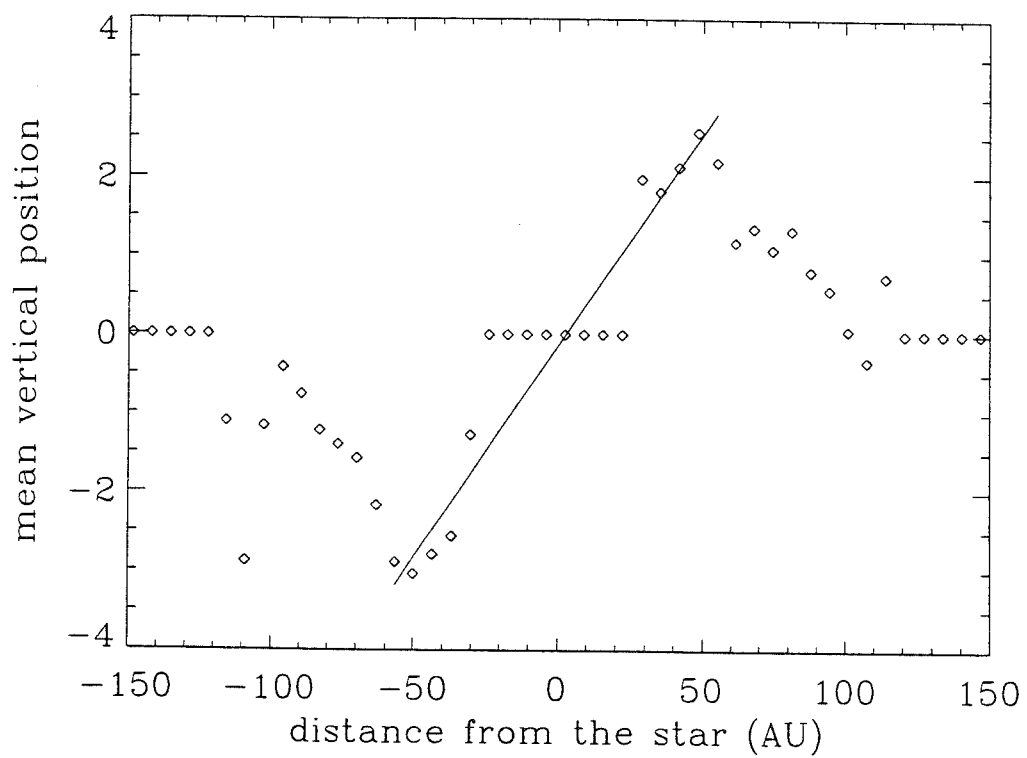


Figure 6.5 : Photométrie en bande R du disque de poussière autour de  $\beta$  Pictoris (tiré de Golimowski et al. (1993) en haut, et Kalas & Jewitt (1995) en bas)



**Figure 6.6 :** Déformation verticale de la partie interne du disque de poussière autour de  $\beta$  Pictoris. Ce diagramme indique la dépendance de la position du barycentre de la distribution verticale de lumière du disque, en fonction de la distance à l'étoile

tel effet soit dû à des perturbations de la PSF, et conséquemment puisse être un artéfact. L'accord quantitatif du résultat présent avec les données HST constitue cependant une confirmation positive de la déformation, sur des données en proche infrarouge en plus des observations visibles.

L'interprétation en terme de perturbation gravitationnelle est développée en section 6.3.3.

## 6.3 Interprétation

### 6.3.1 Lien entre données observationnelles et paramètres physiques

Le lien entre la distribution spatiale de matière et la luminosité apparente du disque n'est pas direct. Cette remarque n'est pas originale, mais je voudrais rappeler et souligner ici rapidement les relations formelles et les indéterminations présentes dans ce problème (Artymowicz et al. 1989).

#### Un problème mal posé

Le milieu est optiquement mince, si bien que l'observateur perçoit l'intégrale sur la ligne de visée du flux stellaire, diffusé par les particules rencontrées. Ainsi, en chaque point du disque interviennent :

- la puissance stellaire par unité de surface, décroissant comme le carré de la distance à l'étoile,
- la surface diffusante, multipliée par l'efficacité de diffusion, soit  $A_{diff}$ ,
- $f(\theta)$ , une fonction décrivant l'anisotropie éventuelle de la diffusion, si  $\theta$  est l'angle entre les directions de propagation de la lumière avant et après diffusion.

La densité de luminosité du disque s'exprime dans le système de coordonnées  $(x, y)$  du plan du ciel, où l'axe des abscisses suit le plan du disque et  $l$  indique la direction de la ligne de visée :

$$I(x, y, \lambda) \propto \int \frac{A_{diff}(x, y, l, \lambda) f(\theta(l), \lambda)}{x^2 + y^2 + l^2} dl.$$

Ainsi, à titre d'exemple, en supposant des propriétés de diffusion uniformes, et pour une loi de puissance de densité de matière :  $n(r) \propto r^\alpha$ , la variation de luminosité d'un disque, vu par la tranche, dans la direction de sa plus grande dimension suit la loi :  $I(x) \propto x^{\alpha+1}$ . De manière numérique, on peut simuler des distributions de luminosité de disques pour n'importe quelle géométrie.

Ce type d'observations contient donc une information sur  $A_{diff}$ . Cette grandeur fait intervenir la densité des grains  $n$ , leur taille,  $a$ , et leur efficacité de diffusion,  $Q_{diff}$ , mais chacune de ces quantités n'est pas directement accessible séparément.

$$A_{diff}(r, z, \lambda, a) = n(r, z, \lambda, a) a^2 Q_{diff}(\lambda, a)$$

L'observation met donc en oeuvre une moyenne de ces quantités sur l'ensemble des tailles de grains rencontrés, et des types de matériaux rencontrés.

Enfin, il faut rappeler que l'observation du disque dégrade l'information accessible par un signal sur bruit, ainsi que par la convolution par la réponse impulsionnelle de l'ensemble de l'instrument.

On conclut finalement que l'information physique intéressante (la répartition tridimensionnelle de la matière, son spectre en taille, ses propriétés optiques) ne peut être en totalité et rigoureusement déduite de l'inversion des données observationnelles bidimensionnelles.

### L'information accessible

J'explique maintenant les hypothèses simplificatrices qui permettent de retirer une partie importante de l'information, par une démarche paramétrique, déjà mise en oeuvre par Artymowicz et al. (1989) et reprise avec des variantes mineures par différents auteurs depuis.

- *géométrie cylindrique* : supposer le système invariant par rotation ramène le problème à deux dimensions spatiales. Cette hypothèse est discutable : elle ne permettra pas de rendre compte des anomalies de symétrie par rapport à l'axe orthogonal au disque. Par exemple, la déformation de la partie intérieure du disque (section 6.2.2) contredit également cette hypothèse, et ne pourra être retrouvée par un tel modèle. Cependant, la forme générale n'est pas affectée dans la mesure où l'inclinaison n'est que de 3°. Elle rend possible de contraindre le comportement radial de la densité de matière sur les régions internes.
- *paramétrisation de la distribution spatiale* : on cherche à ne contraindre ici qu'un faible nombre de paramètres décrivant la décroissance radiale de la matière, et son profil vertical, avec une échelle de hauteur dépendant de la distance à l'étoile. On retrouve donc ici le jeu de paramètres proposés par Artymowicz et al. (1989) :

$$n(r, z) dr dz = \left( \int n(r, \theta, z) d\theta \right) dr dz = n_0 R(r) Z(r, z) dr dz$$

où le profil radial est décrit par une loi de puissance :

$$R(r) = \left( \frac{r}{r_0} \right)^\alpha$$

et la distribution verticale est exponentielle ( $\gamma = 1$ ) ou gaussienne ( $\gamma = 2$ ) :

$$Z(r, z) = \exp \left[ - \left( \frac{z}{r_0 \zeta(r)} \right)^\gamma \right]$$

avec une échelle de hauteur :

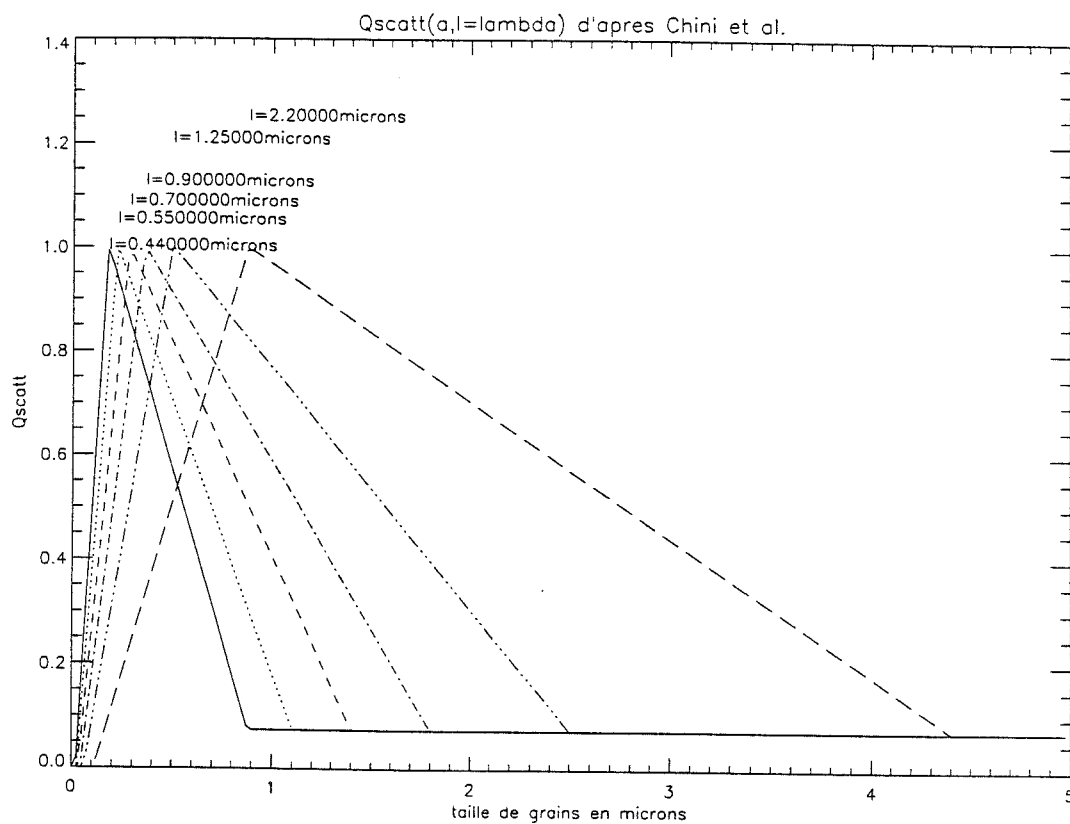
$$\zeta(r) = \zeta_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^\beta$$

- *inclinaison et anisotropie de diffusion* : pour un disque vu d'une direction proche du pôle, ou en revanche strictement par la tranche, des effets d'anisotropie de diffusion sont indécélables. Pour un cas comme  $\beta$  Pictoris, où le disque présente une inclinaison faible mais non nulle, l'anisotropie peut rendre plus brillants les grains vers l'avant ou l'arrière du disque et ainsi briser la symétrie par rapport au "plan moyen du disque". Kalas & Jewitt (1995b) invoquent un tel effet pour expliquer ce type d'asymétrie. Ils concluent sur une inclinaison possible  $2^\circ < i < 5^\circ$ , couplée à une fonction de diffusion décroissant régulièrement depuis l'avant vers l'arrière.

Nous retrouvons ce type d'asymétrie dans nos données, sans précision supplémentaire, et avec un moins bon signal sur bruit (du fait de l'observation plus proche de l'étoile). Je ne me suis donc pas repenché sur l'optimisation de ces paramètres et j'ai donc réduit ma recherche de paramètres au cas d'inclinaison faible.

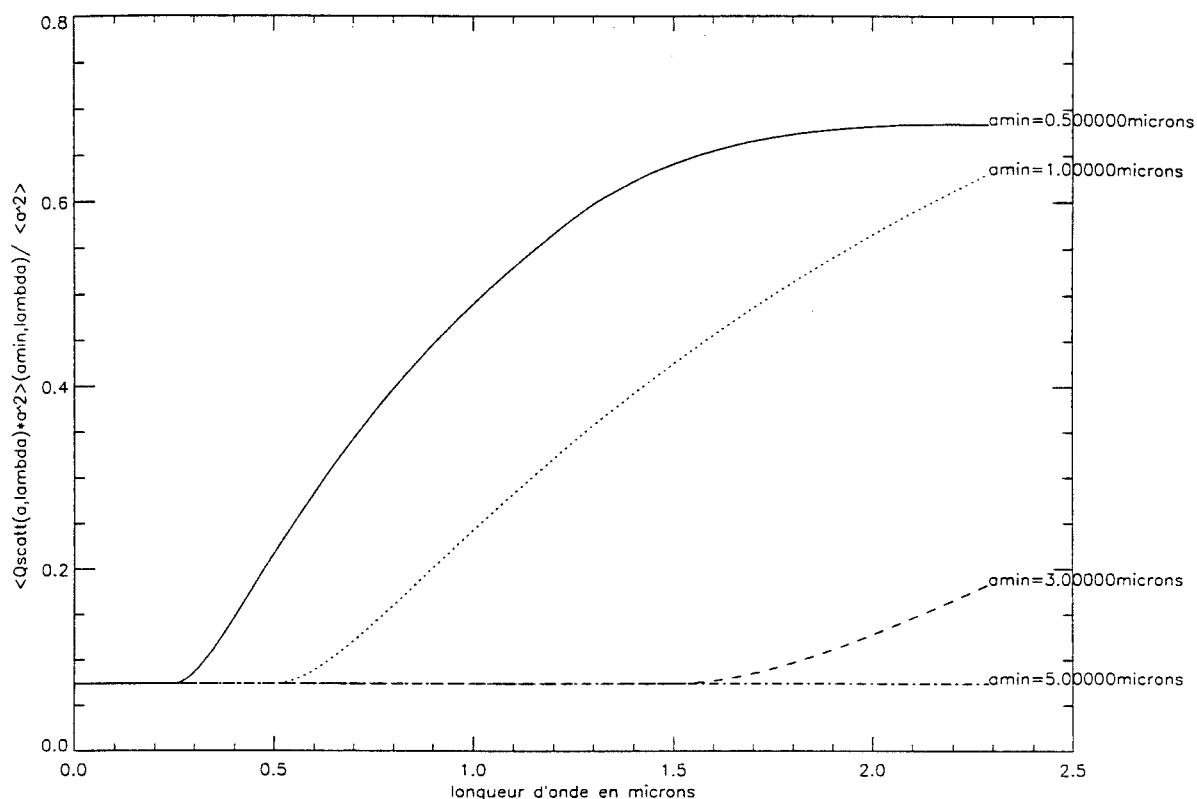
Nakano (1990) a montré que le choix de la plupart des fonctions de diffusion ne modifie pas la loi de décroissance radiale de la matière obtenue (si celle-ci s'étend sur une grande dynamique spatiale). Les problèmes sont rencontrés lorsque cette fonction est très anisotrope, par exemple piquée vers l'avant. Alors, les observations ne sont pas sensibles de manière équivalente à toutes les parties du disque, mais préférentiellement à la partie du disque entre l'étoile et nous. Par effet de projection, les parties extérieures du disque seront plus visibles. Sans information supplémentaire et indépendante, cette indétermination rajoute des paramètres à contraindre. Lors de cette première analyse, je n'ai pas approfondi la revue des différentes fonctions de diffusions possibles et me suis limité au cas isotrope. Une étude disposant de davantage de contraintes observationnelles, en particulier la comparaison avec des données infrarouge sur la même région, devra revenir sur ce point. Les outils de simulations prévoient formellement l'inclusion de cette fonction.

- *surface totale des grains* : ne connaissant pas, de manière indépendante, la taille des grains, on peut contraindre la surface totale de grains vue par l'étoile. En revanche, la répartition de cette surface en un grand nombre de grains petits ou un nombre inférieur de grains plus gros reste indéterminée. L'incertitude se reporte sur la masse des grains diffusant la lumière observée.
- *efficacité de diffusion* : la taille des grains intervient également dans l'efficacité de diffusion du grain. Elle dépend du rapport de la taille du grain à la longueur d'onde, ainsi que de la nature du grain. L'observation à plusieurs longueurs d'onde fournit une contrainte sur la taille des grains (même sans connaître indépendamment la surface totale des grains et l'efficacité de diffusion). Ainsi, Chini et al. (1991) donnent un exemple de cette dépendance pour un calcul basé sur la théorie de Mie pour des particules sphériques de silicates. La nature précise du matériau peut modifier la forme précise des courbes et aussi modifier l'échelle de l'axe des abscisses. La forme générale de ces courbes



**Figure 6.7 :** Forme générale de l'efficacité de diffusion  $Q_{diff}(a, \lambda)$  en fonction de la taille de grain pour différentes longueurs d'onde





**Figure 6.8** : Efficacité de diffusion moyennée sur un spectre de tailles de grain paramétrée par  $a_{min}$  (voir texte), en fonction de la longueur d'onde

(Fig. 6.7) fournit une information suffisante au moins dans un premier temps pour la comparaison avec la photométrie de nos données. La comparaison des données permet de contraindre  $\langle Q_{diff}(a, \lambda) a^2 \rangle$ , où les crochets désignent la moyenne sur l'ensemble des grains. On ne peut retrouver ainsi toutes les propriétés d'une distribution complexe de taille de grains, mais on peut déduire de cette moyenne soit une taille effective des grains (caractéristique des grains dominants pour la diffusion :  $\langle Q_{diff}(a, \lambda) a^2 \rangle = Q_{diff}(a_{eff}, \lambda) a_{eff}^2$ ) soit une distribution restreinte à un paramètre. Ainsi, par exemple, un milieu dont la taille des grains est dominée par des processus de fragmentation produit un spectre de tailles :  $n(a)da \propto a^{-3.5}da$ . Dans une telle distribution, l'essentiel de la surface réside dans les plus petites particules, si bien que la queue de distribution pour les grandes tailles intervient peu. Le seul paramètre reste donc la taille minimale  $a_{min}$  de cette distribution qui peut être contrainte par les observations. La figure 6.8 illustre l'efficacité de diffusion moyenne attendue pour ce type de distribution en fonction de la longueur d'onde et pour différents  $a_{min}$ .

### 6.3.2 Taille des grains

Paresce & Burrows (1987) observent que la brillance de surface du disque observé en lumière diffusée est indépendante de la longueur d'onde entre les bandes B et R, et même jusqu'à la bande I, par comparaison avec les données de Smith & Terrile (1984). Ils concluent sur une efficacité de diffusion plate de la grande majorité des grains responsables de la lumière diffusée plus loin que  $6''$ . Cela ne préjuge pas de la nature des grains responsables de l'émission en infrarouge lointain. Cela exclut donc une diffusion Rayleigh par du gaz ou des très petits grains et indique au contraire des grains de taille  $a$  supérieure à  $1 \mu\text{m}$ .

Nous prolongeons cette contrainte d'un facteur 3 pour la partie interne du disque : la taille "effective" des grains diffusant est contrainte à  $a_{eff} \geq 3 \mu\text{m}$ . Sous l'hypothèse d'une distribution en taille déterminée par des processus de fragmentation, cela se traduit par une contrainte analogue sur la taille minimale des grains diffusant.

Cette contrainte supplémentaire est importante. En effet, deux arguments indépendants suggèrent que la taille effective de ces grains est proche des valeurs jusqu'à maintenant possibles :

- *observationnellement*, Aitken et al. (1993) et Knacke et al. (1993) déduisent de l'observation spectroscopique en infrarouge moyen de l'émission thermique des grains que leur taille ne doit pas excéder  $2 \mu\text{m}$ . Violer significativement cette limite implique que la nature des matériaux diffère largement des tests en laboratoire et/ou que les deux types d'observations tracent des populations différentes de grains. Selon Gledhill et al. (1991), le niveau de polarisation de la lumière diffusée mesurée en bande R (17%) contraint assez peu cette taille, car elle dépend aussi largement de la nature du matériau. Cependant, l'observation de la polarisation à plusieurs autres longueurs d'onde pourrait devenir bien plus contraignante.
- *d'un point de vue théorique*, la pression de radiation autour de  $\beta$  Pictoris est telle que des grains de taille  $a < 2 \mu\text{m}$  ont une énergie positive et sont expulsés de l'environnement circumstellaire (Artymowicz 1988).

### 6.3.3 Déformation verticale de la partie interne du disque

Nous avons considéré l'hypothèse, proposée par Burrows et al. (1995), d'une planète comme cause du gauchissement de la partie intérieure du disque. L'observation en lumière diffusée trace la distribution des plus petits grains, qui représentent la plus grande surface dans une distribution en taille déterminée par des processus de fragmentation. Or ces grains les plus petits ont une durée de vie très courte (quelques  $10^3$  ans), trop courte pour subir une perturbation gravitationnelle sensible. Ils sont détruits et expulsés en quelques collisions. En revanche, ils peuvent provenir de la fragmentation de corps parents plus gros et sont alors relâchés avec des vitesses faibles devant les vitesses orbitales. Ils tracent donc également la distribution des corps parents plus gros (jusqu'à typiquement 1 km), qui eux sont extrêmement peu

collisionnels : le temps de collision des corps de 1 km est typiquement de l'ordre de l'âge du système, toujours sous l'hypothèse de distributions issues de fragmentations. Nous avons donc mis en oeuvre, en collaboration avec J.D. Larwood et J.C.B. Papaloizou (QMW College, Londres) des simulations de particules (les corps parents) sans collisions, pour estimer l'influence possible d'un compagnon perturbateur, de masse et paramètres orbitaux variables. Les hypothèses et résultats sont décrits dans l'article joint (Mouillet et al. 1996).

Nous déduisons qu'un compagnon sur une orbite inclinée de  $3^\circ$  à  $5^\circ$  peut induire le gauchissement observé, par précession des orbites des particules proches autour de son moment angulaire. Sa masse ( $M_{\text{compagnon}}$ ) et sa distance orbitale ( $D$ ) sont contraints par l'extension de la déformation ( $r$ ) sur le temps ( $t$ ) fixé par l'âge du système :

$$r \propto (M_{\text{compagnon}} D^2 t)^{2/7}.$$

Pour un âge du système estimé à  $t \sim 2 \cdot 10^8$  ans (Paresce 1991), on obtient la contrainte suivante (des valeurs 10 fois plus importantes étant nécessaires dans le cas d'un âge 10 fois inférieur) :

$$M_{\text{compagnon}} D^2 = 10^{-4} M_\star (10 \text{ UA})^2 = 0,4 M_{\text{Jupiter}} D_{\text{Jupiter}}^2.$$

En prenant en compte les contraintes dérivées de l'absence de variations observées de vitesses radiales de l'étoile, et le bord interne du disque, cela restreint les paramètres possibles de ce compagnon : il s'agirait d'une planète située entre 1 et 20 UA de l'étoile, avec une masse correspondante respectivement entre  $10^{-2}$  et  $10^{-5} M_\star$ .

On remarque ici que ce travail conclut sur les paramètres possibles d'un compagnon pour qu'il explique la déformation observée. Il n'exclut pas la possibilité d'autres causes pour une telle déformation. Toutefois, je ne vois actuellement pas d'autres processus capables de produire un tel effet.

Par ailleurs, précisons que l'ensemble de ce raisonnement se base sur l'hypothèse que les grains observés sont le résultat de fragmentation de corps plus gros sur des orbites voisines. Une telle explication n'est pas facilement compatible avec l'hypothèse que l'ensemble des grains observés loin de l'étoile, sont les produits de l'évaporation de corps parents proches de l'étoile (Lecavelier Des Etangs et al. 1996). En effet, dans ce cas, les grains lointains de l'étoile sont sur des familles d'orbites coplanaires avec celle des grains observés près de l'étoile. Pour que les deux descriptions indépendantes soient compatibles, il faut que les grains éloignés soient créés à une distance plus grande que l'extension de la déformation.

## Article

*A planet on an inclined orbit, as an explanation of the warp in the  $\beta$  Pictoris disk*

*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, soumis*

*Mouillet D., Larwood J.D., Papaloizou J.C.B., Lagrange A.M.*

# A planet on an inclined orbit, as an explanation of the warp in the $\beta$ Pictoris disk

D. Mouillet<sup>1</sup>

J.D. Larwood<sup>2</sup>

J.C.B. Papaloizou<sup>2</sup>

A.M. Lagrange<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, UMR 5571, Université J. Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9*  
<sup>2</sup> *Astronomy Unit, School of Mathematical Sciences, Queen Mary & Westfield College, Mile End Road, London E1 4NS*

Received: ; accepted:

## ABSTRACT

We consider the deformation that has recently been seen in the inner part of the circumstellar disk around  $\beta$  Pictoris by HST. Our recent ground based adaptive optics coronagraphic observations confirm this warp. We investigate the hypothesis that a yet undetected planet is responsible for the observed warp, through simulations of the effect of the gravitational perturbation due to a massive companion on the disk. The physical processes assumed in the simulations are discussed and the resulting possible parameters for the planet that are consistent with the observed disk deformation are reviewed.

**Key words:** stars: individual:  $\beta$  Pictoris – circumstellar matter – planetary systems.

## 1 INTRODUCTION

An important discovery by IRAS was the detection of IR excess due to cold material around a number of Main Sequence Stars. Among them,  $\beta$  Pictoris exhibits one of the largest excess (Aumann, 1985). Shortly after the IRAS results, a disk of dust was imaged around this star (Smith and Terrile, 1984). Since then, the disk has been extensively studied, as it is expected to be related to planetary systems, possibly in a state of evolution different from that of our Solar System.

The disk composition is complex. Micron sized grains are detected through scattered light (Kalas and Jewitt, 1995 and ref. therein; Mouillet et al, 1996) and thermal emission (Lagage and Panin, 1994). The presence of small amounts of submicron grains is inferred from 10  $\mu$ m spectrophotometry (Knacke et al, 1993). Larger grains (mm sized) are detected through photometry at mm wavelengths (Chini et al, 1991; Zuckerman and Becklin; 1993). Kilometer-sized bodies have also been proposed to account for the very peculiar spectroscopic variability of  $\beta$  Pictoris (Lagrange et al, 1987). Gas is detected spectroscopically through the presence of absorption lines. However the gas to dust ratio is probably  $\leq 1$ , ie much less than that in the environment of young stars such as T Tauri, or in star forming regions. Most of the gas

is probably confined very close to the disk (Lagrange, 1995 and ref. therein).

The total mass of the disk is very uncertain as most of it comes from the largest bodies. About one Earth Mass is necessary to account for optical to mm observations. If the particle size distribution follows a law of the form,

$$dn(a) \propto a^{-3.5} da,$$

with  $n(a)$  being the number of particles of size greater than  $a$ , up to kilometer size bodies, the mass would be several tens of Earth Masses.

The origin and evolution of this system is still the subject of active research and one point of investigation is the possible presence of planets within the disk. From the theoretical point of view, planets are expected to be formed out of the the circumstellar disk that accompanies the star during the process of formation. The timescale estimated for this process (see Lin and Papaloizou, 1985) is characteristically less than the estimated lifetime of  $\beta$  Pictoris  $\sim 2.10^8 y$ . Thus it is reasonable to suppose that planets have had time enough to form.

Obtaining direct evidence for the existence of planets around early type stars such as  $\beta$  Pictoris is far from straightforward. Direct imaging is still beyond current observational capability because of the high contrast between the star and the planet. Photometric variations have been ob-

served (Lecavelier et al, 1995) which are consistent with the occultation of  $\beta$  Pictoris by an orbiting Jupiter-like planet. But this has not been firmly established (observation of another occultation is needed to sweep all doubts away). Radial velocity studies, such as those performed to detect giant planets around solar type stars such as 51 Peg, 47 UMa, and others (Mayor and Queloz, 1995, Marcy and Butler, 1996) would not provide enough accuracy to detect giant planets at distances of about a few AU from these usually rapidly rotating early type stars.

Signatures of planets can result from their gravitational effect on the disk. The observed clearing of the inner region of the disk has been attributed to the gravitational effect of an orbiting planet (Roques et al, 1994). But other physical processes can explain the observed dust distribution as well.

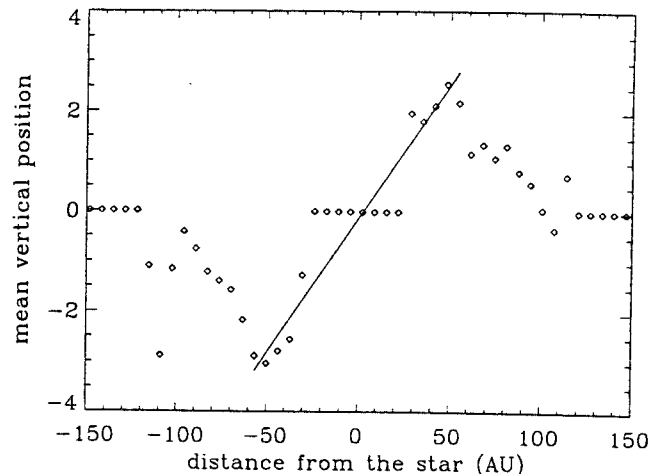
The gravitational influence of a planet has been invoked in order to explain the observed high rate of cometary infall (about 1000 per year corresponding to  $\sim 10^{-15} M_{\odot} y^{-1}$ ). Beust and Morbidelli (1995) propose that mean motion resonances between the orbits of kilometer sized bodies and a planet in a longer period eccentric orbit can produce the right quantity, and orbits of infalling bodies. They predict long term variabilities which are currently being tested via a spectroscopic survey. Such a model requires a steady flux of kilometer sized bodies from the outer to inner regions of the disk to occur as a consequence of collisions.

Finally, HST data provide high S/N data on the light scattered from the the inner part of the disk down to 25 AU from the star (Burrows et al, 1995). They revealed a slight inclination ( $\sim 3$  degrees) of the inner disk midplane up to about 50 AU, to the outer disk midplane. Burrows et al (1995) proposed that a planet on an orbit inclined to the outer disk plane might be the most probable explanation for this observation. In section 2, we show recent ground-based observations imaging the same region of the disk for comparison. In section 3 we review the physical properties of the disk to determine how an hypothetical planet would act on it. This leads to 3-D numerical simulations of the simultaneous behaviour of large numbers of test particles representing a disk population of kilometer sized objects under the gravitational field of the star and massive companion on an inclined, and possibly eccentric orbit. In section 4 we present the results. We finally discuss the possible parameters for the companion consistent with its presence being able to explain the brightness asymmetry of the inner  $\beta$  Pictoris disk.

## 2 OBSERVED ASYMMETRY OF THE INNER PART OF THE $\beta$ Pictoris DISK

### 2.1 Adaptive optics observations of the inner disk

No warp has been detected in the classical coronagraphic observations outside 80 AU. In order to observe the disk closer to the star, one needs high angular resolution observations, ie either space observations or atmospheric effect corrected images. Recently, adaptive optics coronagraphic images of the  $\beta$  Pictoris disk enabled us to detect the disk in the near infrared (NIR) through scattered light down to about 25 AU from the star (Mouillet et al, 1996). Similar resolution was obtained with HST in the optical range (Burrows et al, 1995).



**Figure 2.** The observed vertical deformation of the disk above the outer disk midplane. The axes are marked in AU. The vertical deformation is measured from the centroid of the brightness distribution in the direction normal to the outer disk midplane. The value zero is adopted when the measurement is not possible (closer than 25 AU and further than 110 AU). The solid line is the linear fit for the inner part. We define the extent of the deformation as the distance at which the slope of the fit starts to decrease. The extent of the deformation is 50 AU, and the corresponding inclination 3 degrees

We performed new observations of the  $\beta$  Pictoris disk with a coronagraph coupled to the ESO adaptive optics system ADONIS on January 5, 1996 in the J band (Fig. 1). The inner region (30-80 AU) is observed with an angular resolution similar to that of HST. However, the correction for atmospheric turbulence makes it more difficult to subtract perfectly the stellar light which remains after the mask, so that some residuals of the PSF temporal variations remain on the image. Details of the observing method and of the reduction procedure can be found in Beuzit et al (1996).

From Fig.2 we see that the intensity peak lies on one of two lines according to whether it is nearer or further than 50 AU from the centre. Thus the disk midplane inside 50 AU is inclined at about 3 degrees to the outer disk midplane. The effect of the warp is hardly seen, but nonetheless it is consistent with the HST data in terms of amplitude and extent.

These observations confirm previous results (Mouillet et al, 1996; Burrows et al, 1996): the surface brightness profile  $I(r)$ , which is measured to be very steep far from the star (Kalas and Jewitt, 1995), gets flatter and flatter as the distance to the star,  $r$ , decreases from 100 AU down to 25 AU. For  $r > 100$  AU,  $I(r) \propto r^{-3.5}$ . For  $50 \text{ AU} < r < 100$  AU,  $I(r) \propto r^{-1.3}$ . For  $r < 50$  AU, the profile is even flatter. (Fig. 3). Consequently, the form of the optical optical depth as a function of  $r$ , given by  $\tau(r) = 5 \cdot 10^{-3} (r/100)^{-1.7}$ , which is valid for  $r > 100$  AU, cannot be used for smaller values of  $r$ . The inferred form depends on the precise model involving a combination of thermal IR and scattering observations, but it converges on a progressive flattening up to a maximum value of  $10^{-3}$ - $10^{-2}$  at around  $r = 40$  AU, thereafter decreasing inwards. Very little residual dust is expected closer than 15 AU, since it would induce IR excesses in NIR which are not observed.

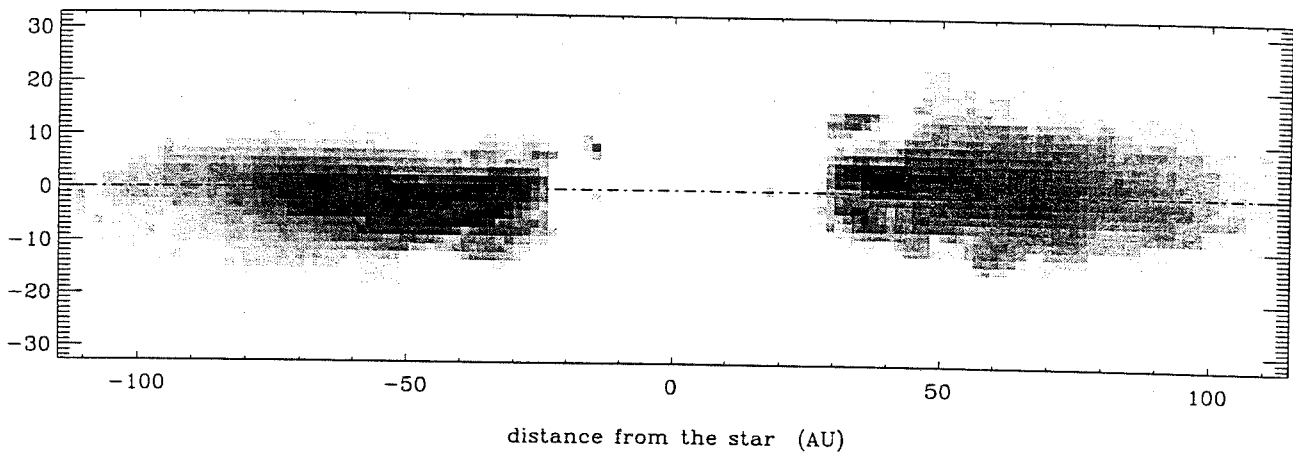


Figure 1. Adaptive optics observations in the J band of the inner disk of  $\beta$  Pictoris, January 05 1996. The axes are marked in AU. Inward of 50 AU, the disk midplane is inclined with respect to the outer disk midplane (dashed line)

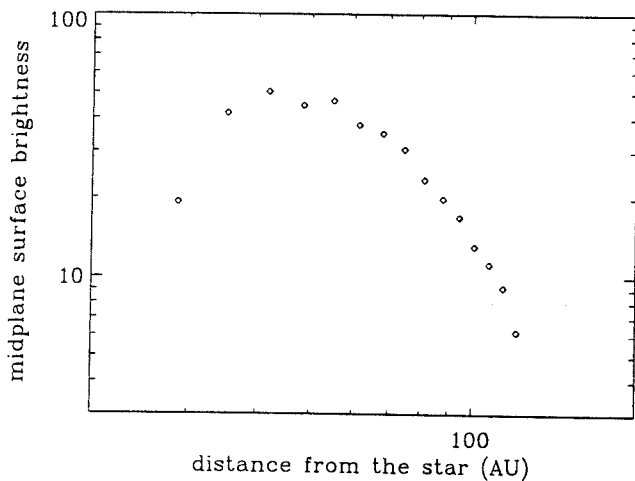


Figure 3. Midplane surface brightness of the disk

## 2.2 The planetary hypothesis

The deformation of the inner disk midplane relative to the outer disk midplane is not the only asymmetry observed in the  $\beta$  Pictoris disk (Kalas and Jewitt 1995; Lagage and Pantin, 1994). All these asymmetries are difficult to explain in the context of a low mass disk consisting of many small objects under a dominant potential arising from a central point mass, since any azimuthal inhomogeneities would be expected to disappear on an orbital timescale (a few 1000 years at 100 AU). A single physical process is unlikely to be responsible for all of them since very different spatial scales are involved together with different geometries. For instance, anisotropic scattering properties together with a slightly inclined disk were proposed to explain the so called “butterfly” asymmetry (Kalas and Jewitt, 1995: the midplane is not an axis of symmetry of the brightness distribution). But such an explanation is unable to count for any radial-dependent asymmetry. Another idea is that the local production of very small grains as collision products followed by their efficient acceleration by radiation pressure could produce catastrophic blow out in some random part of the disk (Artymowicz, 1996). Such a mechanism could explain

any kind of asymmetry without the need of a planet. But the strong antisymmetry (global azimuthal structure) of the observed warping with respect to the central star make this an implausible explanation for it. In this paper we investigate the possibility that the warping asymmetry is produced by an as yet undetected planet in order to see what constraints might be put on its parameters. Although we are not able to claim this as a unique explanation, we are able to show that the required parameters are reasonable and not at present in conflict with constraints arising from the lack of observational detection through either imaging or spectroscopy.

## 3 NUMERICAL SIMULATIONS OF THE INFLUENCE OF A PLANET

### 3.1 Physical processes in the $\beta$ Pictoris disk

The dynamics in the disk is dominated by the gravitational force of the central star to which may be added effects due to any possible perturbing planets. The mass of observed disk material is negligible. Radiation pressure is important for small grains less than a characteristic size  $a_c = 2\mu\text{m}$  (Artymowicz, 1988). For such grains the force due to radiation pressure exceeds gravity so that they are on unbound hyperbolic orbits. Accordingly their lifetime is on the order of the crossing time of the disk and thus very short. The Poynting Robertson effect is negligible as is gas drag due to the small quantity of gas present (Artymowicz, 1995).

The main quantity determining the grain collision frequency is the optical depth of the dust,  $\tau$ . The mean time between collisions is given by

$$t_c = \frac{P_{ORB}}{\pi\tau},$$

where  $P_{ORB}$  is the local orbital period. For the  $\beta$  Pictoris disk, the optical depth has been estimated to be typically  $5 \times 10^{-3}$  for small size scattering particles. Supposing that the particle size distribution is given by  $dn(a) \propto a^{-3.5} da$ , (which might arise from collision processes) the smallest micron sized grains contribute most of the optical depth. The collision time at 100AU is then typically  $10^5 y$  for such grains. The characteristic impact velocities are  $\sim v_r = iv_{orb} \sim 1\text{km/s}$ , where  $v_{orb}$  is the orbital

velocity and  $i$  is a characteristic inclination in radians associated with a grain orbit. The expected impact velocities are sufficient to destroy the colliding particles. Therefore the lifetime of the smallest particles is on the order of the collision time  $\sim 10^5 y$  at 100 AU and even shorter closer than 100 AU, in any case much less than the age of the system. Thus they need to be replenished by the destruction of larger particles. For normal solid state densities, the surface density of disk material contained in small particles is  $\Sigma \sim a\tau$ , which implies a mass of  $\sim 10^{-9} M_\odot$  contained within 100AU, and a mass loss rate of around  $10^{-14} M_\odot y^{-1}$ .

Assuming that collisions will determine both the particle size distribution through fragmentation processes ( $dn(a) \propto a^{-3.5} da$ ) as well as the particle lifetimes, most of the mass in the system will reside in the largest bodies which also contribute least to the optical depth. It is natural to regard the larger bodies, as a primary source of material to drive the global mass loss rate of the system. After a (destructive) collision, the particle ejection velocities, as viewed in the centre of mass frame, are negligible compared to the orbital velocity of the parent particles. The global distribution of the small particles detected through scattered light is then closely related to that of the much bigger parent bodies.

As an illustrative example we suppose that the largest sized bodies are  $km$  sized. From the given size distribution we then expect  $\sim 3.10^{-5} M_\odot$  to be contained in these bodies and the characteristic collision time between them to be  $\sim 3.10^9 y$ . If a significant amount of the material involved in collisions ends up in small particles, then the supply rate could be as much as  $\sim 10^{-14} M_\odot y^{-1}$ . Note too that collisions between the  $km$  sized bodies also result in an inward radial migration of the distribution much as for viscous accretion disks or planetary rings. The effective diffusion coefficient is  $D_c \sim H^2/t_c$ ,  $H$  being the vertical thickness and  $t_c$  being the collision time. For  $H = 0.1r$ , and  $t_c = 10^9 y$ , this gives a diffusion timescale of  $r^2/D_c \sim 10^{11} y$ , corresponding to a mass flow rate of  $\sim 3.10^{-16} M_\odot y^{-1}$ .

Accordingly we model the disk as a system containing a large number of  $km$  sized objects, which as far as the majority is concerned, are collisionless. We then suppose that, as they do not survive more than one collision, the small particles reflect the distribution of the large bodies. We are thus concerned with kinematic patterns produced by non-interacting particles.

### 3.2 Numerical simulations

The numerical simulations are based on a collisionless adaptation of the SPH code described in Nelson and Papaloizou (1993,1994). In this version pressure and viscous forces are removed. The code follows the velocity and position coordinates of typically 15,000 particles over thousands of revolutions of the perturbing companion. The particles were initially set up in circular motion in a disk configuration with aspect ratio  $H/r = 0.1$ . They were inserted, using a random number generator according to the following  $\Sigma$  distribution (in model units) to schematically represent the matter distribution in the  $\beta$  Pictoris disk (since the particles are collisionless, the precise form of  $\Sigma(r)$  has no effect on the amplitude and extension of the consequent warp):

- for  $1.2 \leq r \leq 4.2$ ,  $\Sigma(r) \propto r^{-0.5}$

Table 1. Parameter sets of the simulations in model units (see text)

Model	$M/M_*$	$D$	$e$	$i$	Run time
01	1e-3	1.	0.	3	1e5
02	4e-3	0.5	0.	3	1e5
03	9e-3	0.33	0.	3	3e5
04	5e-3	1.	0.	3	1e5
05	1e-2	0.7	0.	3	1e5
06	1e-2	1.	0.	3	1e5
07	1e-3	0.7	0.1	3	7.5e5
08	1e-3	0.7	0.3	3	3e5
09	1e-3	0.7	0.5	3	3e5
10	1e-2	0.7	0.1	3	3e5
11	1e-2	0.7	0.3	3	3e5
12	1e-2	0.7	0.5	3	3e5
12b	1e-2	0.7	0.5	6	3e5

- for  $4.2 \leq r \leq 6$ ,  $\Sigma(r) \propto r^{-1.5}$ .

The model unit of length corresponding to  $r = 1$ ,  $R_{unit}$ , is arbitrary, whereas the corresponding time unit  $t_{unit}$  is the inverse orbital frequency at  $R_{unit}$ .

The companion is initiated in a generally eccentric orbit such that, in a Cartesian coordinate system with origin at the center of mass, and  $(x, y)$  plane coinciding with the initial disk midplane, both the planet and the line of nodes are on the  $x$  axis at time  $t = 0$ . Parameters associated with the simulations are, the mass ratio of the planet and central star,  $M/M_*$ , the semimajor axis,  $D$ , eccentricity,  $e$ , and inclination of the planet's orbit,  $i$ , to the disk midplane. Finally the run time since initiation with the orbital configuration as described above is also an important parameter as this determines the extent of the warped deformation. Table 1 gives the chosen parameters for various simulations.

In order to compare the simulation results with observation, we have derived the apparent surface brightness distribution associated with the simulation particles. That is the integration along a line of sight of the scattered stellar flux from each particle (Fig. 4). We note that a companion in an inclined orbit breaks the system's azimuthal symmetry. The orientation of the line of sight to line of nodes is unknown in the case of  $\beta$  Pictoris, and should be considered as a free parameter in fitting the observations.

## 4 RESULTS

### 4.1 Simple description of the effect of a companion on the vertical elevation of the disk

Adopting the cylindrical coordinates  $(r, \varphi, z)$ , equivalent to our Cartesian system, the vertical elevation of a razor thin disk moving under the influence of a companion in an inclined circular orbit with small  $i$  satisfies

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \Omega_z^2 z = \frac{3 G M D^2}{4 r^4} \sin(2i) \sin(\varphi). \quad (1)$$

Here  $\Omega_z$  is the frequency of vertical oscillations and the term on the right hand side is the secular vertical acceleration due to the companion. This has been expanded to lowest order in  $D/r$ , which becomes an increasingly accurate procedure further out in the disk (Larwood & Papaloizou, 1996). The

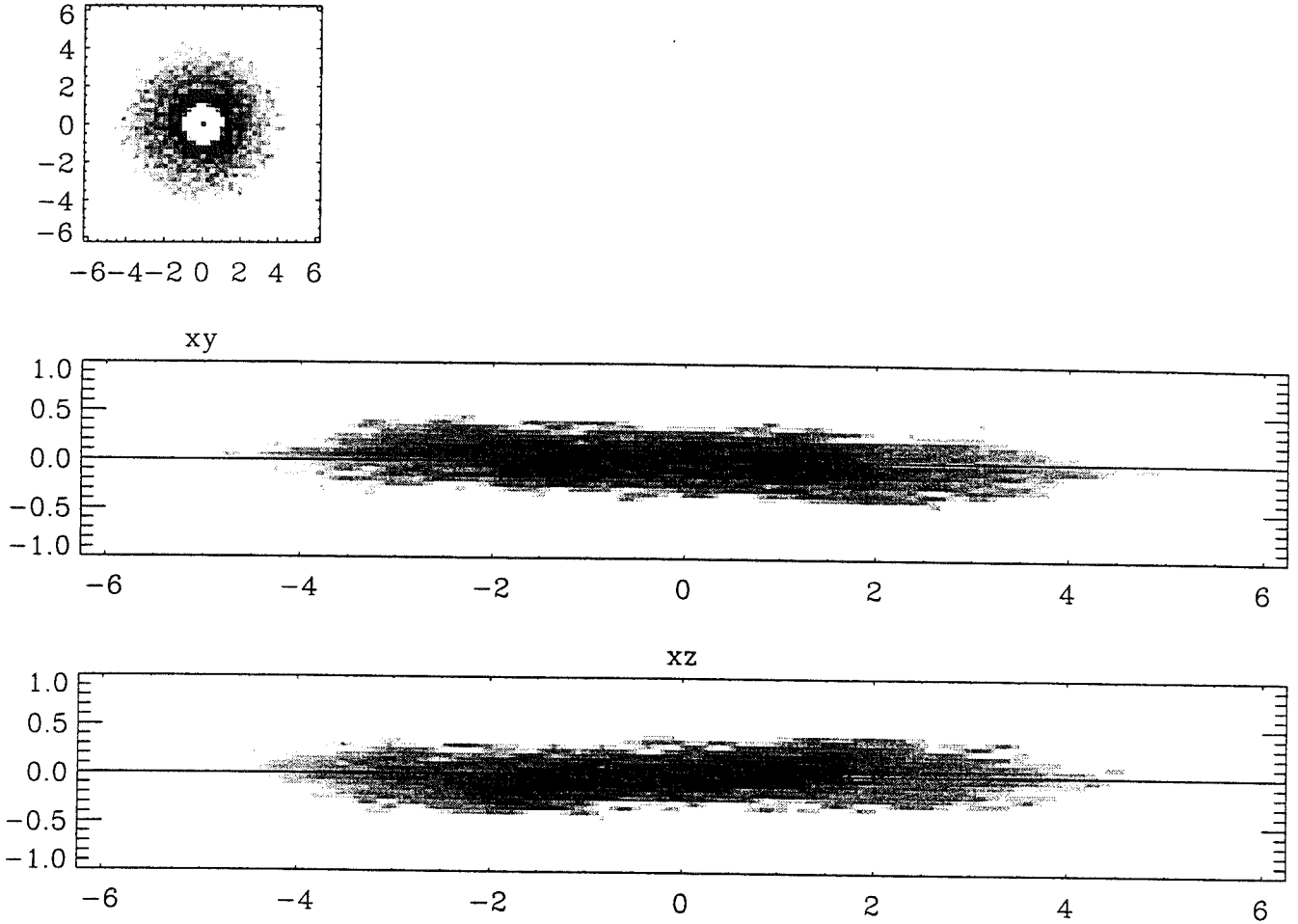


Figure 4. Apparent surface brightness distribution associated with the simulation particles. The represented data set is model 05 at run time =  $10^5$ . For each projection plane, the axes are scaled in model units

precession frequency  $\omega_p = \Omega - \Omega_z$ , is such that  $|\omega_p| \ll \Omega$ , where  $\Omega$  is the angular velocity. For particles in near circular orbits,  $\varphi = \Omega t + \text{const.}$ , and for small  $e$  and  $i$

$$\omega_p = -\frac{3 GMD^2}{4 \Omega r^5}.$$

Using the above in (1), we obtain the approximate solution with zero elevation at  $t = 0$ ,

$$z = -\frac{3 GMD^2 \sin(2i)}{8 \Omega \omega_p r^4} (\sin(\varphi) - \sin(\varphi - \omega_p t)). \quad (2)$$

In this purely kinematic model, the inclined orbit of the companion breaks the midplane symmetry and forces the test particle orbits to precess around the companion's orbital angular momentum axis. If phase mixing due to the  $r$  dependence of  $\omega_p$  is complete ( $|\omega_p t| \gg 1$ ), this process thickens the disk so that the aspect ratio appears to be equal to the orbital inclination. The vertical amplitude of the deformation is thus directly related to the inclination of the companion's orbit.

This relation is verified numerically for the simulation data (Fig. 5). In addition, we note that the apparent amplitude of the warp depends on the orientation of the line of sight (Fig. 6). The observability of the warp is maximized

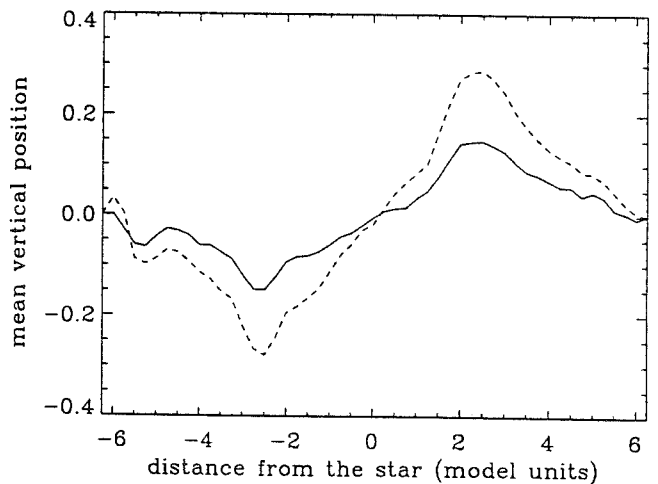
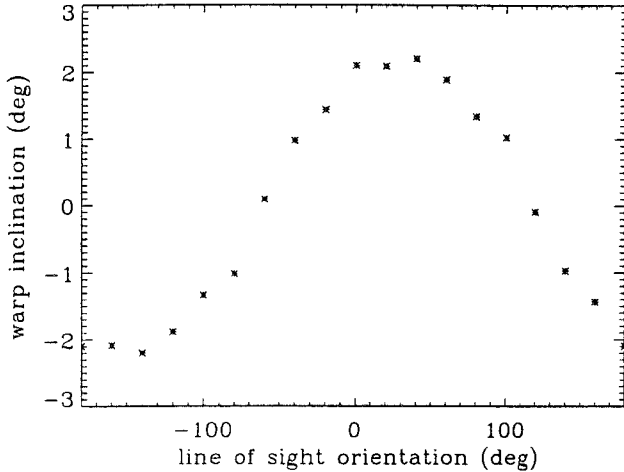


Figure 5. Linear dependence of the amplitude of the warp on the inclination of the companion's orbit. The axes are scaled in model units. The amplitude of the warp is quantified in the same way as for observational data (see Fig. 2). The effect is twice as large for an inclination of 6 degrees (dashed line, from model 12b), compared to an inclination of 3 degrees (solid line, from model 12), all other parameters equal





**Figure 6.** Observability of a warp as a function of the line of sight orientation. The x-axis gives the orientation of the assumed line of sight to line of nodes. The y-axis gives the corresponding apparent inclination of the warp in simulated data (with a 3 degrees inclined companion orbit), measured in the same way as for the observational data (Fig. 2).

when it (assumed to lie in the outer disk midplane) is at about 30 degrees to the line of nodes.

#### 4.2 Radial extent of the deformation

A deformation corresponding to a thickened disk is established very fast close to the star and then propagates outwards. As indicated above by (2) the location of the end of the deformation very roughly corresponds to the place where the inverse precession frequency is roughly equal to the run time ( $|\omega_p t| \sim 1$ ). But note that this will overestimate the location of the edge of the deformation because many precession periods are needed to ensure enough phase mixing for the full deformation to be produced. But the number of precession periods required should not depend on radius so that we expect the scaling relation

$$r \propto (MD^2t)^{2/7}.$$

This form occurs because the propagation rate is driven by the tidal force which is proportional to  $MD^2$ .

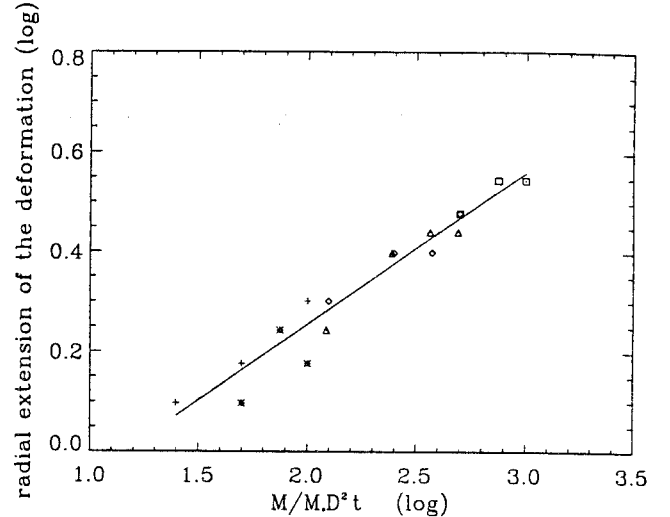
The radial dependence of the precession frequency, namely

$$\omega_p \propto MD^2 r^{-7/2},$$

has been checked in the simulations (Fig. 7)

#### 4.3 Companion eccentricity and particle inflow towards the star

We now explore the consequence of a possible eccentricity of the companion orbit. Increasing eccentricities induce very little direct observable effect for a disk seen edge-on (Fig. 8,9). Consequently, this value is poorly constrained by the observations of the  $\beta$  Pictoris disk. Yet, the azimuthal distribution of particles is affected, with the formation of spiral-like features. The stronger the eccentricity, the sharper such features get.



**Figure 7.** Radial extent of the deformation. The extent of the warp (in model units) is measured in the same way as for the observational data (Fig. 2). It is displayed versus  $MD^2t$  in a log-log plot. The simulation data comes from zero eccentricity models (model01: +, model02: \*, model04:  $\diamond$ , model05:  $\triangle$ , model06:  $\square$ ) and a line of sight orientation of 60 degrees (where the warp observability is unambiguous). Similar results are obtained with other models and orientations. The best fit power law index is numerically measured to be 0.29, in good agreement with the theoretical expectation (2/7)

We also notice that the eccentricity of some disk particles gets increased to high values with the result that they are thrown towards the star and end up inside the companion's orbit. Out of the initial number of 15354 particles with  $r > 1.2$ , a few get inside the companion orbit ( $D = 0.7$ ) in model 11 ( $e = 0.3$ ), and a few dozen in model 12 ( $e = 0.5$ ).

## 5 POSSIBLE PARAMETERS FOR THE PERTURBER

The comparison between the simulation results and observations allows derivation of possible parameters for the companion orbit. First, the observed inclination of 3 degrees requires an orbit inclination of 3-5 degrees to the outer disk midplane, depending on the angle between the line of sight and the line of nodes (these assumed to be coplanar). This angle is poorly constrained but should not lie in the  $[-80^\circ, -50^\circ]$  (modulo  $180^\circ$ ) range so that the deformation is observable.

Second, the companion orbit is not well constrained by the observation of an edge-on disk, so that it can be considered as a free parameter in the simulations. This could have an important role in feeding material into the inner disk. This, taken together with the general inward migration of the  $km$  sized bodies may be related to the cometary infalls observed via spectroscopy, at the rate of about 1000  $km$ -sized bodies per year. Gravitational perturbations are likely to be involved in these processes. A massive companion invoked to explain the imaging data, could then also provide at least part of an explanation for these infalls, as long as its eccentricity is significantly larger than 0.1. We also remark that a moderately large eccentricity is required if an eccentricity pumping mechanism, through mean motion res-

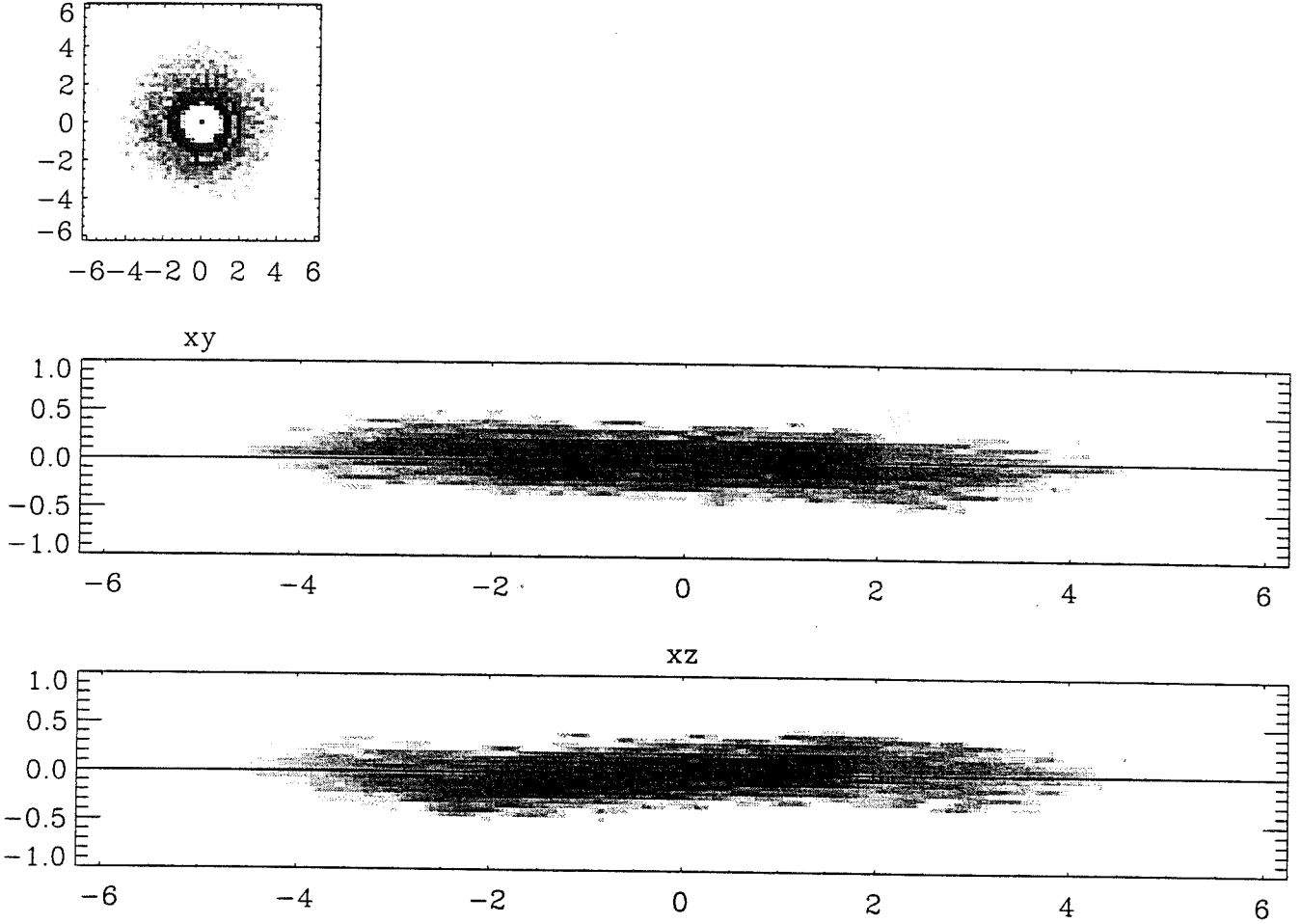


Figure 8. Same as Fig. 4, for model10 at run time  $\bar{y}z^2 10^5$ : the companion orbit eccentricity is 0.1

onances, is supposed to work on particle orbits interior to the planet.

Finally, observations show a radial extension of the warp of 50 AU. If we arbitrarily choose the model unit  $R_{unit} = 10$  AU, then the corresponding model time unit is :

$$t_{unit} = \left( \frac{r^3}{GM_{\star}} \right)^{1/2} = 5.2 y.$$

According to the simulations (Fig. 7), the observed extent of the warp ( $\log(R/R_{unit}) = 0.7$ ) requires then the condition :

$$\frac{M}{M_{\star}} \left( \frac{D}{R_{unit}} \right)^2 \frac{t}{t_{unit}} \sim 3000.$$

Assuming that the companion formation is rapid, so that the propagation time of the warp is close to the age of the system,  $t \sim 2 \cdot 10^8 y$ . Then a planet with  $MD^2 = 10^{-4} M_{\star} (10AU)^2$  can account for the observed warp (Fig. 10). In the framework of these simulations, the companion orbit is interior to the observed disk so that  $D \leq 20$  AU. The absence of radial velocity variations larger than about 1 km/s in our spectroscopic data gathered since 1984 implies that  $M^2/D_{AU} \leq 5 \cdot 10^{-4}$ . This excludes the possibility of the presence of a brown dwarf around  $\beta$  Pictoris, counter to earlier hypothesis (Diner & Appleby, 1986). Meanwhile,

the non direct detection of any close by companion does not constrain further the range of possible parameters. Finally, the possible parameters define a giant planet with a mass  $10^{-5} \leq M/M_{\star} \leq 10^{-2}$ , located at a corresponding respective distance from the star  $20AU \leq D \leq 1AU$ . Such a planet may be detected in photometry if it crosses the line of sight, which requires that the earth is in the plane of the planet orbit to within a precision of  $0.06^{\circ}/D_{AU}$ . Actually, Lecavelier et al (1995) propose a Jupiter-like planet to explain short term light variations, which is within the present possible parameter range.

## 6 CONCLUSION

From visible as well as NIR imaging observations, the disk around  $\beta$  Pictoris is detected through scattered light from  $\mu m$  sized grains. These grains are short-lived because of destructive collisions and the action of radiation pressure. Assuming that their distribution is the same as an underlying parent population of km-sized bodies, the apparent matter distribution within the disk can be derived from numerical simulations of collisionless particles. Such simulations are able to reproduce the observed warp in the inner part of the

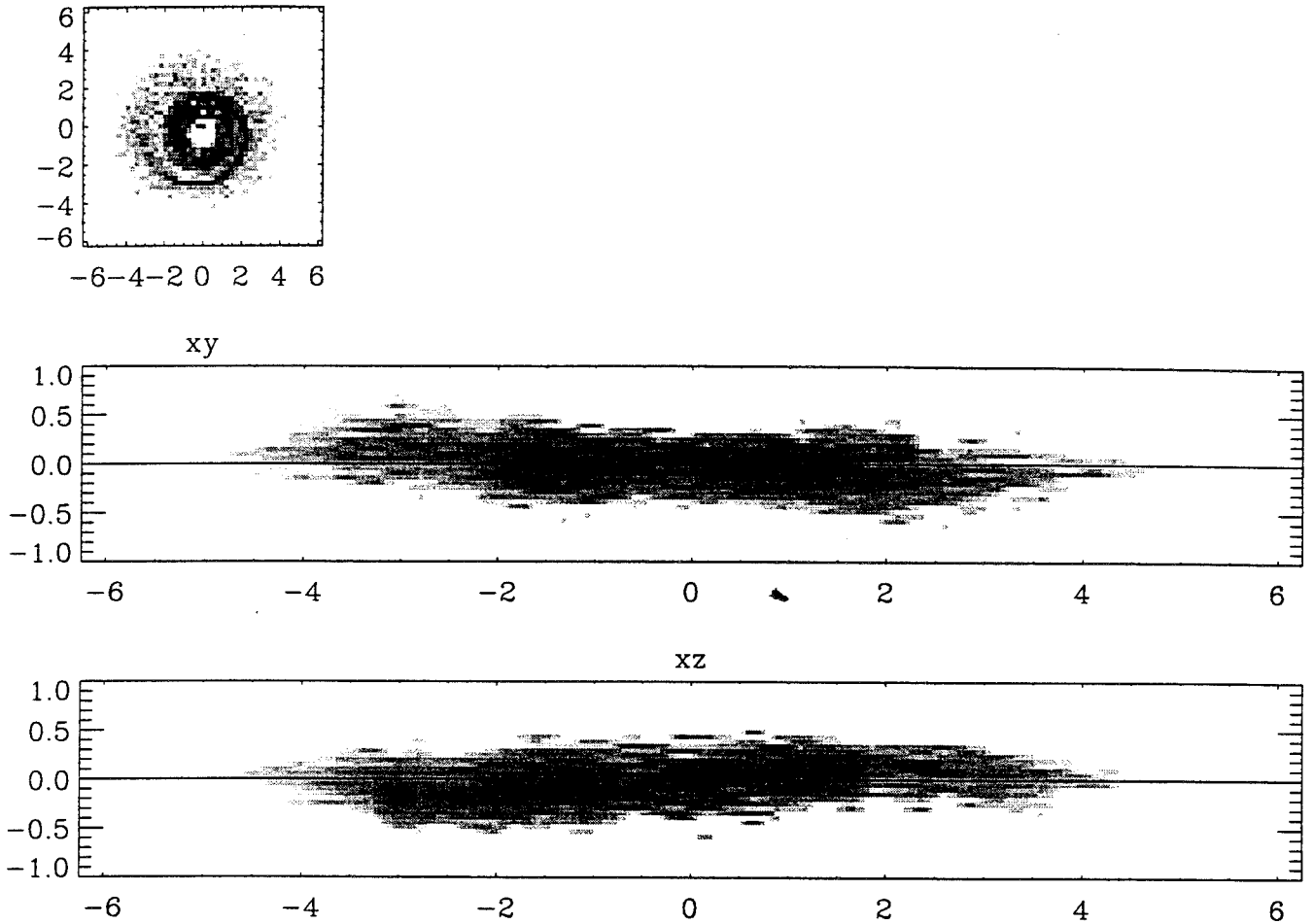


Figure 9. Same as Fig. 4, for model12 at run time  $\bar{y}z^2 10^5$ : the companion orbit eccentricity is 0.5

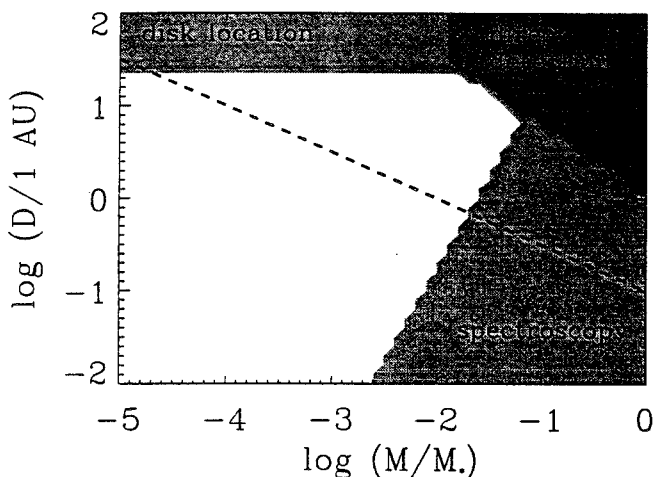


Figure 10. Possible parameters  $M$  and  $D$  for the gravitational perturber in a log-log diagram. The constraint derived from the extension of the warp is represented by the dashed line. Shaded regions are forbidden because of observational constraints (see text) and the assumption that the companion orbit is inside the disk

disk as a result of the effect of gravitational perturbations due to a planet in an orbit inclined at 3-5 degrees to the outer disk midplane. Such a planet should be located between 1 and 20 AU, with a corresponding mass respectively between  $10^{-2}$  and  $10^{-5} M_*$ .

#### ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported in part by EU grant ERB-CBRX-CT93-0329. We are grateful to Alain Lecavelier and Alfred Vidal-Madjar for fruitful discussions on the  $\beta$  Pictoris disk and to N. Hubin and the ESO staff in La Silla for their help in the preparation of and during the ADONIS observations.

#### REFERENCES

- Artymowicz, P., 1996, in *The Role of Dust in the Formation of Stars*, Eds: R. Siebenmorgen, H. U. Kaufl, Springer, in print
- Artymowicz, P., 1995, In: Ferlet R., Vidal-Madjar A. (eds.) Proc. 10<sup>th</sup> IAP conf., Frontières, p 47
- Artymowicz, P., 1988, ApJ 335, L79
- Aumann, H.H., 1985, PASP, 97, 885
- Beust H., Morbidelli A., 1996, Icarus 120, 358

- Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Lagrange, A.-M., A&A , 1996, in press  
Burrows, C.J., Krist, J.E., Stapelfeldt, K.R., 1995, BAAS 187, 32  
Chini, R., et al, 1991, A&A 252, 220  
Diner, D.J., and Appleby, J.F., 1986, Nature 322, 436  
Kalas, P., Jewitt, D., 1995, AJ 110, 794  
Knacke, R.F., Fajardo-Acosta, S.B., Telesco, C.M., et al, 1993,  
ApJ 418, 440  
Lagage, P.O., Pantin, E., 1994, Nature 369, 628  
Lagrange, A.-M., et al, 1995, A&A 310, 547  
Lagrange A.M, Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1987, A&A 173, 289  
Larwood, J.D.L., Papaloizou, J.C.B., 1996, MNRAS, in press  
Lecavelier A. et al., 1995, A&A 299, 557  
Lin, D.N.C., Papaloizou, J.C.B., 1985, in *Protostars and planets*  
*II*, University of Arizona Press, p 981  
Marcy, G.W., Butler, R.P., 1996, ApJ 464, L147  
Mayor, M., Queloz, D., 1995, Nature 378, 355  
Mouillet, D., Lagrange, A.M., Beuzit, J.L., Renaud, N., A&A ,  
1996, submitted  
Nelson R.P., Papaloizou J.C.B., 1993, MNRAS, 265, 905  
Nelson R.P., Papaloizou J.C.B., 1994, MNRAS, 270, 1  
Roques, F., Scholl, H., Sicardy, B., Smith, B.A., 1994, Icarus 108,  
37  
Smith B.A., Terrile R.J., 1984, Sci 226, 1421  
Zuckerman, B., Becklin, E.E., 1993, ApJ 414, 793

**Table 6.1 :** Paramètres de 3 modèles compatibles avec les observations. Les indices *in* et *ext* concernent les régions respectivement interne ( $r_{in} \leq r \leq r_{ext}$ ) et externe ( $r \geq r_{ext}$ ) du disque

	$\alpha_{in}$	$r_{in}(UA)$	$\alpha_{ext}$	$r_{ext}(UA)$	$\beta$	$\gamma$	$\zeta_{100UA}$	$i_{tilt}(^\circ)$
<i>Modèle I</i>	0	16	-2.5	80	0	1	0.06	0
<i>Modèle II</i>	-0.15	16	-2.7	80	0.4	1	0.075	0
<i>Modèle III</i>	-0.28	16	-3	80	0.7	1	0.08	0

**Table 6.2 :** Bilan des contraintes sur les paramètres décrivant la distribution spatiale de matière autour de  $\beta$  Pictoris, déduites des observations sur ADONIS de Décembre 1994

$0 \leq -\alpha_{in} \leq 0.28$ $r_{in} \leq 25UA$ $2.5 \leq -\alpha_{ext} \leq 3$ $60UA \leq r_{ext} \leq 100UA$ $0 \leq \beta \leq 0.7$ $\gamma = 1$ $0.06 \leq \zeta_{D6} \leq 0.08$ $0^\circ \leq i_{tilt} \leq 5^\circ$
--

### 6.3.4 Distribution spatiale de la matière autour de $\beta$ Pictoris

A partir de la paramétrisation décrite en 6.3.1, nous avons recherché, avec J.C. Augereau (1996), les combinaisons de paramètres en accord avec nos observations. D'autres auteurs ont déjà effectué ce type d'analyse sur les données précédentes (Artymowicz et al. 1989; Kalas & Jewitt 1995b). Il ne s'agit pas ici de refaire un travail déjà effectué, mais de tirer profit des avantages des observations récentes pour préciser certains des paramètres. De manière plus précise, nous nous sommes attachés à contraindre les paramètres de dépendance radiale et verticale, pour les régions proches de l'étoile. Nous avons convergé vers trois modèles satisfaisant les contraintes observationnelles, avec des distributions verticales plus ou moins ouvertes (table 6.1). La table 6.2 résume les contraintes obtenues pour les paramètres étudiés.

On remarque qu'on retrouve des contraintes compatibles avec les résultats précédents (Kalas & Jewitt 1995b) pour l'inclinaison du disque et la distribution verticale de matière : les différences d'épaisseurs apparentes du disque sont bien expliquées par les résolutions angulaires différentes. Nous vérifions que l'échelle de hauteur du disque est constante ou faiblement croissante entre 30 et 80 UA (FWHM  $\sim$  5-8 UA).

Par ailleurs, l'aplatissement de la distribution de brillance du disque à l'intérieur de 80 UA est la manifestation directe du même effet sur la distribution de matière

sous-jacente. Ce point est important : alors que les données thermiques prédisent que peu de matière est présente près de l'étoile (sinon des excès importants dans le proche infrarouge auraient été observés), les observations en lumière diffusée montraient jusqu'à présent une croissance très rapide en s'approchant de l'étoile. Ainsi l'épaisseur optique, normalement au plan du disque, vérifie :  $\tau(r) \propto r^{-1,7}$ , pour  $r \geq 100$  UA. On observe ici que cette quantité est à peu près constante entre 30 et 80 UA, ou même légèrement croissante selon les modèles 2 et 3.

## 6.4 Lien avec les autres données

L'étape suivante est d'intégrer ces données dans un cadre plus large regroupant en particulier des longueurs d'onde variées. Ce travail est en cours. Pour ce qui est de la comparaison avec d'autres observations en lumière diffusée, seules les différences instrumentales et les variations d'efficacité de diffusion selon la longueur d'onde sont à prendre en compte. Pour les données thermiques, les différences sont plus importantes, et ainsi plus riches, et mettent en particulier en jeu les propriétés optiques de la matière. Je passe donc plus de temps sur cette partie pour exposer les liens entre ces données, et donc le gain attendu de telles comparaisons.

### 6.4.1 Observations visible

Nous avons vu que nos observations sont complémentaires avec les données précédentes en lumière diffusée (observation de la partie du disque proche de l'étoile, première observations en proche infrarouge), et en tenant compte des résolutions angulaires différentes, les déductions sur la distribution de matière sont cohérentes.

De nouvelles données ont été obtenues en lumière diffusée par le HST, en janvier 1995. Tous les problèmes observationnels relevant de la modification rapide de la PSF par l'atmosphère n'existent plus dans ce cas. Les images obtenues permettent alors d'obtenir de l'information sur le disque à partir de  $1,5''$  de l'étoile, comme pour nos données, mais aussi jusqu'à  $10''$ ; elles présentent un meilleur signal sur bruit. Les observations sont faites dans quatre filtres spectraux dans le visible. La présentation rigoureuse des résultats ainsi que leur interprétation doivent être exposées dans un prochain article.

Ces données spatiales et nos données au sol explorent la même partie proche de l'étoile, à travers le même processus physique (diffusion de la lumière stellaire sur les grains). La comparaison présente un double intérêt : photométrique tout d'abord, dans la mesure où les bandes spectrales explorées sont complémentaires et couvrent en tout l'intervalle de  $0,44$  à  $2,2 \mu\text{m}$ ; elle permet de plus de confirmer les résultats de manière satisfaisante, dans la mesure où l'instrumentation, les méthodes observationnelles et les réductions sont tout à fait indépendantes et sont soumises à des difficultés et contraintes différentes. Dans le cas d'observations difficiles, où des artefacts apparaissent facilement, cet intérêt n'est pas négligeable.

### 6.4.2 Observations thermiques

Par ailleurs, les données thermiques fournissent également des informations sur la distribution spatiale et la nature des grains. Mais le lien entre les paramètres physiques et observationnels est formellement différent du cas précédent. Je rappelle ici ce lien pour comprendre la complémentarité des observations.

#### Calculs de flux thermique

Comme pour la lumière diffusée, l'observateur perçoit en thermique, en un point du ciel, l'intégrale sur la ligne de visée de la contribution de chaque grain. Cependant, cette contribution est ici une émission thermique : elle est fonction de la température du grain, de son émissivité et de sa surface.

$$\phi(x, y, a, \lambda) = \int n(x, y, l, a) a^2 Q_{abs} \epsilon_e(\lambda, a) B_\lambda(T_g(x, y, l, a)) dl,$$

où  $B_\lambda$  indique la fonction de Planck, et  $T_g$  est la température des grains. Cette température se déduit de l'équilibre entre l'énergie reçue de l'étoile et réémise par les grains. Elle met donc en jeu les valeurs relatives des efficacités d'absorption ( $\epsilon_a(\lambda, a)$ ), moyenné sur le spectre stellaire d'une part, et de l'émission des grains ( $\epsilon_e(\lambda, a)$ ), moyenné sur le spectre d'émission du grain, d'autre part. Elle vérifie l'équation :

$$T_g^4 = \frac{\langle \epsilon_r \rangle_{T_*}}{\langle \epsilon_e \rangle_{T_g}} \cdot \frac{L_*}{16\pi\sigma_s} \cdot \frac{1}{r^2 + z^2},$$

où les crochets  $\langle \rangle_T$  indiquent la moyenne sur la fonction de Planck de température  $T$ .

Jusqu'ici, l'approche est rigoureuse. A partir de ces relations, on obtient donc la correspondance entre une répartition spatiale de matière et des propriétés optiques d'une part, et un flux observé en longueurs d'onde thermiques d'autre part.

Le calcul de la relation  $T - r$  est cruciale pour la relation entre le flux perçu et la distribution de matière. Mais elle repose sur la connaissance de la nature de la matière, par le biais de la fonction d'efficacité d'absorption.

Une approximation classique pour la loi d'absorption est :

$$\begin{aligned} \epsilon_a(a, \lambda) &= 1, \text{ pour } \lambda < \lambda_0 \\ \epsilon_a(a, \lambda) &= \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^p, \text{ pour } \lambda > \lambda_0, \end{aligned}$$

où  $\lambda_0$  est proche de  $a$ . et  $1 < p < 2$ .  $\epsilon_e$  suit une loi analogue, avec un indice de décroissance  $q$  éventuellement différent de  $p$ .

Alors on déduit (Backman & Paresce 1993) :

$$T_g = \left[ \frac{\Gamma(4+p)\zeta(4+p)}{\Gamma(4+q)\zeta(4+q)} \cdot \left( \frac{hc}{k\lambda_0} \right)^{q-p} \frac{L_*}{16\pi\sigma_s(r^2+z^2)} T_*^p \right]^{\frac{1}{4+q}},$$

où  $\Gamma$  est la fonction Gamma et  $\zeta$  est la fonction de Riemann.

On remarque qu'on retrouve à partir de cette formule, le cas classique de gros grains se comportant comme des corps noirs ( $\lambda < \lambda_0$ ) :  $T_g \propto r^{-0,5}$ , pour  $p = q = 0$ . On retrouve également le fait que les grains plus petits sont plus chauds. En effet, pour des grains de taille intermédiaire, absorbant tout le spectre stellaire (chaud) comme un gros grain ( $p = 0$ ), mais émettant moins efficacement à la température des grains (plus froids) comme un petit grain ( $q=1$  ou  $2$ ), alors les grains sont plus chauds :  $T_g \propto r^{-0,4}$  ou  $-0,33$ . Pour des grains plus gros, ou plus près de l'étoile, il est possible que sur l'étendue du spectre d'émission, l'efficacité passe d'un régime constant à décroissant : l'intégration alors n'est pas directe et doit s'aborder de manière numérique.

Déjà dans ce cas simple, cela met en évidence l'indétermination provenant de l'incertitude sur la relation  $T - r$  : une même température peut être obtenue pour des grains corps noirs proches que pour des grains plus éloignés avec une émissivité plus faible (Fig. 6.9).

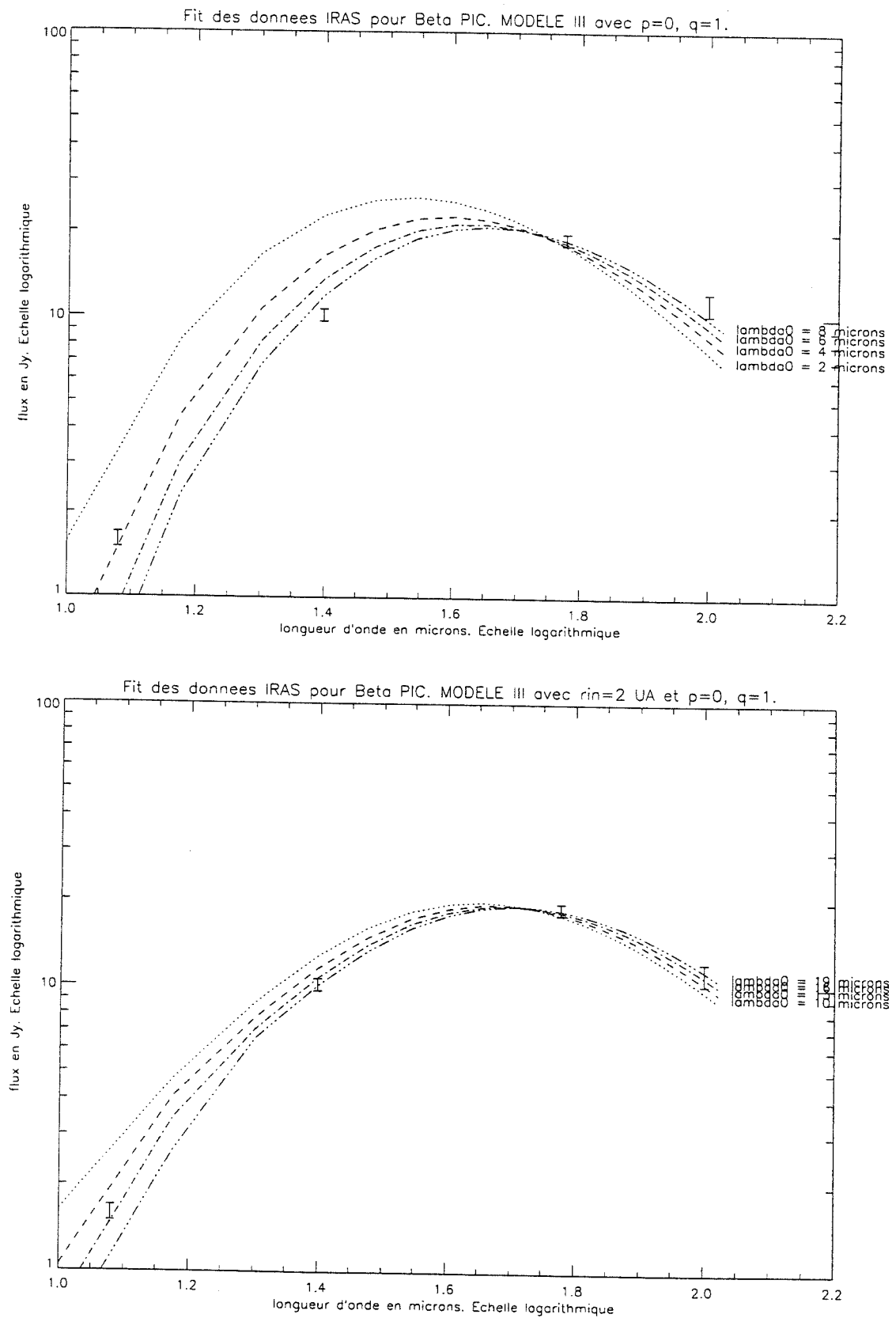
Or, il est peu probable que la nature s'accorde à cette paramétrisation simple. Ainsi, les lois d'émissivités sont probablement bien plus complexes, avec probablement des raies importantes dans l'infrarouge moyen ou lointain, qui peuvent encore largement modifier cette détermination de la température (Fig. 6.10).

Dans le cas d'environnement plus massifs et plus chauds, Catala (1983) a déjà souligné cette indétermination de la relation  $T - r$  et sa dépendance en fonction des propriétés optiques. Alors, la spectroscopie infrarouge permet de discriminer, avec l'intermédiaires de calculs de coefficients d'absorptions selon la théorie de Mie, entre différents classes de composition pour la poussière. Nous voyons plus loin que la spectroscopie de  $\beta$  Pictoris autour de  $10 \mu\text{m}$  est également utilisée dans ce but. Enfin, sur la base de tels coefficients, Catala (1983) compare aussi l'intensité de l'émission thermique à celle de l'absorption UV, dans une démarche similaire à celle de Sitko (1981). Dans le cas de  $\beta$  Pictoris, nous le voyons aussi ci-dessous, une telle comparaison avec la quantité de poussière est effectuée grâce aux observations indépendantes en lumière diffusée, essentiellement sur les parties externes du disque. La mesure de l'absorption dans l'UV, intégrée sur l'ensemble de la poussière n'a pas encore été effectuée pour  $\beta$  Pictoris, bien que des observations du satellite IUE couvrent le domaine correspondant. Mais un tel travail laisse déjà supposer des difficultés liées au fait que l'absorption cherchée ici est bien plus faible (de plus d'un ordre de grandeur) que celle de l'environnement d'étoiles plus jeunes d'une part, et du fait de l'incertitude sur le spectre théorique de l'étoile (sans absorption) dans ce domaine spectral, d'autre part.

### Confrontation aux données observationnelles non résolues

La plupart des observations obtenues en infrarouge moyen et lointain ne sont pas résolues spatialement. L'information est intégrée sur l'ensemble du champ. Seule la dépendance du flux en longueur d'onde permet d'inférer des contraintes sur la distribution de matière, et plus précisément sur la distribution radiale de matière,





**Figure 6.9 :** Simulations de flux IRAS obtenues pour 2 distributions spatiales différentes : l'une s'arrêtant à 16 UA de l'étoile avec de petits grains (2 à 8  $\mu\text{m}$ , en haut), et l'autre allant jusqu'à 2 UA de l'étoile avec des grains plus gros (10 à 19  $\mu\text{m}$ , en bas)

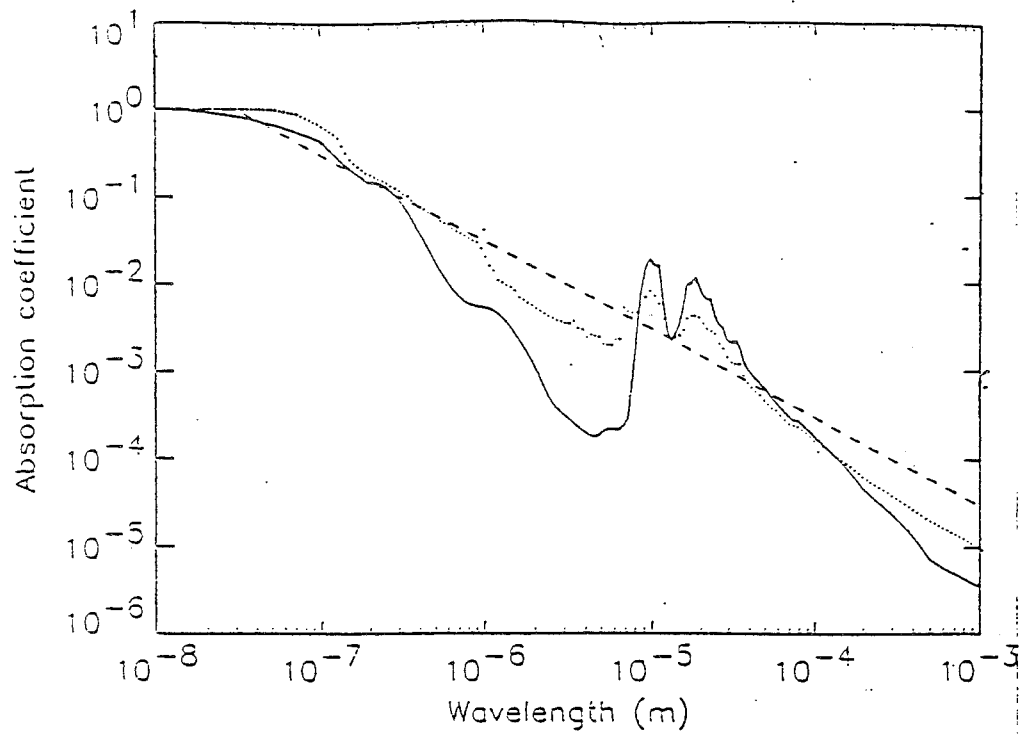


Figure 6.10 : Efficacité d'absorption pour des grains de  $1 \mu\text{m}$ , de différents types de matériaux : grains poreux d'olivine en trait plein, noyaux de silicates entourés d'un manteau organique réfractaire en trait pointillé. L'approximation en loi de puissance est indiquée en tirets. (tiré de Pantin et al. 1996)

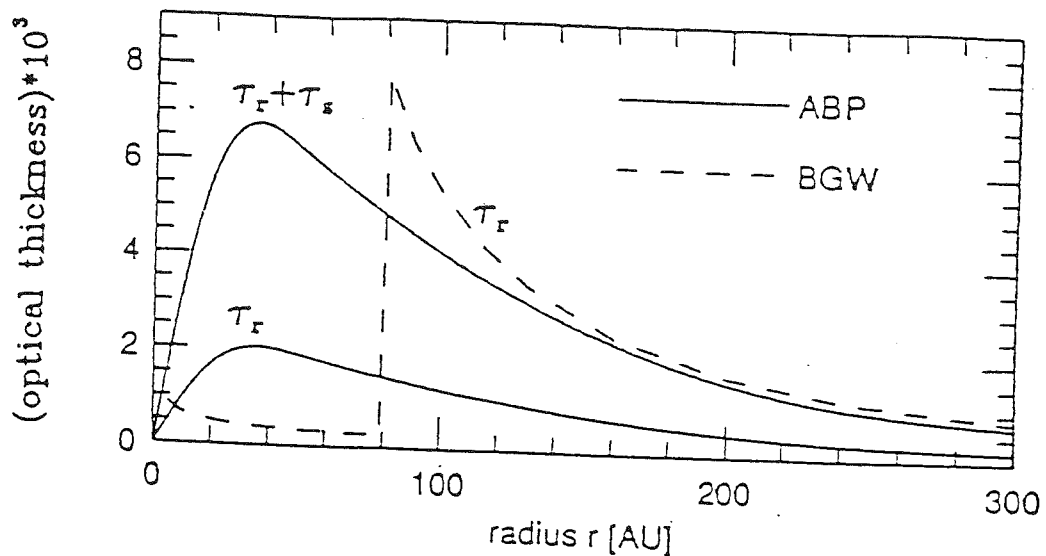


Figure 6.11 : Deux modèles de profondeur optique verticale  $\tau(r)$  du disque de  $\beta$  Pictoris, compatibles avec les données photométriques de 10 à 100  $\mu\text{m}$ .  $\tau_r$  indique la composante de grains parfaitement émettrice. ABP fait référence à Artymowicz et al.(1989) et BGW à Backman et al.(1992). (tiré de Artymowicz, 1995)

$\tau(r)$ , puisque la température ne dépend que de la distance à l'étoile. Ainsi, dans la description géométrique précédente, seule la somme  $\alpha + \beta$  peut être contrainte et non pas chacun des paramètres séparément. De plus, l'incertitude provenant de la détermination de la loi de température rejaille directement sur la connaissance de  $\tau(r)$ . Donc, ici aussi, et davantage encore que pour la lumière diffusée, le problème est sous-contraint.

Ainsi, la répartition radiale est très mal connue, si bien que dans des démarches différentes (inversion sous contrainte d'entropie, et paramétrique à deux composantes) Artymowicz et al. (1989) et Backman et al. (1992) concluent sur des propositions de distribution radiale très différentes, bien que toutes deux soient compatibles avec les données photométriques de 10  $\mu\text{m}$  à 100  $\mu\text{m}$  (Fig. 6.11). Toutefois, le point commun de ces travaux est de conclure sur un vide relatif de matière près de l'étoile, sur des échelles typiques de quelques 10 UA. De plus on remarque que malgré les incertitudes, l'analyse de Artymowicz et al. (1989) permet d'estimer un ordre de grandeur sur la quantité de matière dans les régions internes, tout à fait compatibles avec les observations ultérieures en lumière diffusée :  $\tau(r) \sim$  quelques  $10^{-3}$ .

La quantité totale de matière est également indéterminée puisque seul intervient le produit  $n(r) Q_{abs}$ , de la même manière que pour la lumière diffusée, seul intervient

le produit  $n(r)Q_{diff}$ . Sous réserve de la validité des modèles précédents, il est possible de comparer ces produits à une distance donnée de l'étoile, et d'identifier ainsi les deux quantités  $Q_{abs}$  et  $Q_{diff}$ . Ainsi, on déduit d'une part l'albédo des particules, et d'autre part, la quantité totale de matière. Artymowicz (1995) déduit ainsi un albédo élevé  $A = 0,3-0,7$  à 80 UA. Alors, et sous l'hypothèse que cette valeur est faiblement variable sur le disque, cela permet de déduire la quantité totale de matière sur la partie interne du disque (à partir des données thermiques, Fig. 6.11) et également sur la partie externe :

$$\tau(r) \sim 5 \cdot 10^{-3} \left( \frac{r}{100 \text{UA}} \right)^{-1.7}, \quad 100 \text{UA} < r < 500 \text{UA}.$$

### Spectroscopie infrarouge

Jusqu'à présent la nature des grains n'est contrainte observationnellement qu'indirectement par les propriétés optiques moyennées sur le spectre stellaire ou le spectre d'émission des grains. L'analyse spectroscopique de l'émission des grains permet d'identifier en plus du continu des signatures spécifiques du matériau. Ainsi, Knacke et al. (1993) soulignent les similitudes de la composition des grains autour de  $\beta$  Pictoris avec ceux de la comète de Halley à partir de la comparaison des spectres dans la fenêtre de 10  $\mu\text{m}$ . Pantin et al. (1996) et Greenberg & Li (1996) proposent une structure et composition complexe de grains contrainte par la spectroscopie infrarouge.

### Imagerie à 10 $\mu\text{m}$

Dans le cas de  $\beta$  Pictoris, une image de l'émission thermique a été obtenue à 10  $\mu\text{m}$  (Lagage & Pantin 1994). Ainsi, une information à la fois spatiale et thermique est obtenue pour l'environnement de cette étoile de la séquence principale. A cette longueur d'onde cependant, la limite de diffraction limite la résolution angulaire à 0,6'' pour un télescope de 4 m. Une telle image a donc fait l'objet d'étude de déconvolution, sous contraintes du fait du faible signal sur bruit (Pantin 1996).

En utilisant cette contrainte spatiale, associée aux prédictions sur la nature du matériau déduites de la spectroscopie, Pantin et al. (1996) déduisent une loi de densité de matériau ajustant les données à 10  $\mu\text{m}$ . Ils mettent ainsi en évidence, et de manière robuste par rapport au choix du matériau, une décroissance importante de la quantité de matière, proche de l'étoile, au moins à partir de 50 UA, et peut-être à partir de 80 UA.

Disposant alors de la loi de distribution de matière, sur la partie interne à partir des données thermiques et sur l'extérieur à partir des données visibles, et de propriétés optiques, il est possible de prévoir les flux à plus grande longueur d'onde et de les confronter aux autres données IRAS. Sous l'hypothèse de propriétés optiques indépendantes de la distance à l'étoile, l'accord est marginal. Ils reproduisent cependant bien les flux en supposant un changement de propriétés optiques des grains autour 90 UA, explicables, d'un point de vue physique, par de la condensation de glaces sur les grains de la région extérieure. Un tel modèle reste à être

confirmé.

A partir de telles informations, la confrontation aux données visibles devient extrêmement intéressante. Pour le moment, la comparaison n'était possible que sur la partie extérieure et la mesure effective de l'albédo ne correspondait qu'à la région de recouvrement de l'information. Ce recouvrement restait marginal, autour de 80 UA. Les données récentes permettent d'élargir cet intervalle jusqu'à 30 UA. L'enjeu maintenant est de vérifier que le type de propriétés optiques et de distribution de matière corollaire, est compatible avec la distribution de matière observée en visible et proche infrarouge. Cette étude plus fine, doit également inclure les données visibles obtenues avec HST, et la prise en compte d'une fonction de diffusion appropriée. Ce travail reste à faire.

De même que pour les données en lumière diffusée, l'imagerie thermique peut tirer grand profit de l'observation spatiale. L'atmosphère est en effet gênante, ici aussi, non pas du fait de la perturbation du front d'onde (moins cruciale à grande longueur d'onde), mais à cause de l'absorption et de son émission thermique propre. Le gain attendu ainsi avec l'observation depuis l'espace avec ISO compense largement en sensibilité le fait que les observations au sol permettent l'utilisation de récepteurs plus récents et donc plus performants, ainsi que des surfaces collectrices plus importantes. Un programme de recherche de disques circumstellaires autour d'étoiles de la séquence principale est en cours, dont les résultats apporteront une quantité importante de contraintes supplémentaires.

### 6.4.3 Conséquence sur les échelles de temps. Evolution du système

Une fois connus les paramètres physiques tels que la taille des grains observés, leur quantité et leur distribution spatiale, il est possible de déduire les temps caractéristiques des processus physiques agissant sur ces grains et donc les grandes lignes de l'évolution du système.

Artymowicz (1995) déduit ainsi, pour les particules observées, une épaisseur optique telle que les collisions sont très fréquentes :

$$t_{coll} \sim \frac{P_{orb}}{2\pi\tau(r)} \sim 310^4 \left( \frac{r}{100 \text{ UA}} \right)^{3,2}, \text{ pour } r > 100 \text{ UA.}$$

D'après l'épaisseur géométrique du disque, on s'attend de plus à une dispersion de l'inclinaison des orbites (et de l'excentricité) des particules de plusieurs degrés, ce qui implique des vitesses relatives importantes :  $v_{rel} \sim i v_{orbital}$ , de l'ordre de quelques  $\text{km.s}^{-1}$ . Ce type de vitesse est largement suffisant pour fragmenter les particules. Les collisions constituent le processus déterminant le temps de vie des particules, par rapport à l'effet Poynting-Robertson, ou au ralentissement sur le gaz.

Cette prédominance du rôle des collisions est valide pour des grains suffisamment gros ( $a > a_c$ ) et à une distance suffisante de l'étoile ( $r > r_c$ ). En dehors de ces limites, d'autres processus deviennent importants, respectivement :

- la pression de radiation, chassant efficacement les petits grains,  $a_c \sim 2 \mu\text{m}$ ,
- la sublimation des grains,  $r_c$  dépendant énormément de la nature du matériau et de la relation  $T(r)$ .

En dehors de ce domaine interdit (de taille de grains et de distance à l'étoile), les collisions dominent et sont destructrices. Dans ce cadre, les collisions entraînent une cascade des tailles des plus gros corps, vers les plus petits, de la même manière que, dans la description hydrodynamique de Kolmogorov, la turbulence fait cascader l'énergie des échelles les plus larges vers les plus petites. Dans le régime "inertiel", où le régime stationnaire est atteint, on s'attend alors à une loi de distribution des tailles de particules :  $n(a)da \propto a^{-3.5}da$ , que l'on retrouve également dans la ceinture d'astéroïdes du système solaire (Dohnanyi 1969). L'analogue de la dissipation d'énergie aux petites échelles est ici fourni par la pression de radiation, agissant comme un puits de matière.

Le système consomme donc de manière permanente de la matière :

$$\dot{M}(r) \propto \frac{\tau(r)}{t_{coll}} r \propto r^{2(\alpha+\beta)-1/2}$$

Se basant sur la distribution de matière observée à l'extérieur ( $\alpha + \beta = -1,7$ ) et par extrapolation jusque 40 UA, Artymowicz et al. (1989) déduit la perte de masse, sous l'hypothèse que la limite inférieure des grains est  $\sim 2 \mu\text{m}$ . Nos observations ont montré qu'à moins de 80 UA, l'épaisseur optique des petits grains ne continue pas à croître :  $\alpha + \beta \sim 0$ . Nous déduisons une valeur de perte de masse inférieure d'un ordre de grandeur :  $\dot{M} \sim 10^{-14} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ .

Quelles sont les limites de ce domaine "inertiel" ? Je m'intéresse tout d'abord à la limite supérieure en tailles. La loi de distribution précédente, imposée par la condition de flux de matière constant vers les tailles plus petites, nécessite des corps de moins en moins nombreux pour les tailles de plus en plus grandes. Ceci implique également des collisions destructives de plus en plus rares. Cette loi garde un sens jusqu'aux tailles pour lesquelles les temps de collisions sont comparables à l'âge du système. Si la borne supérieure des tailles des corps présents était inférieure, alors, sur l'âge du système, les collisions auraient eu le temps de consommer l'ensemble de la matière. Par ailleurs, au-delà de cette taille, il est possible que des corps plus gros existent ; leur distribution est cependant dépendante de la distribution initiale, et non plus de conditions de stationnarité. Numériquement, cette taille critique déterminée par l'âge du système et le flux de masse déduit de l'observation des petites masses est de l'ordre de 1 km. Il est tout à fait intéressant de trouver ici par des voies tout à fait indépendantes (observations spectroscopiques de composantes à grande vitesse et observation en imagerie de grains à faible durée de vie) que la présence de corps de tailles typiques du kilomètre est requise.

L'autre extrémité de la distribution en taille est également intéressante. Elle est même critique dans la mesure où, d'une part, elle conditionne les observations en

lumière diffusée et en émission thermique et où, d'autre part, elle subit les processus physiques avec les temps caractéristiques les plus rapides. Une manière de raisonner est de considérer que la pression de radiation fixe brutalement une limite inférieure à la distribution en taille des particules, puisque les particules plus petites, avec une énergie positive sont très rapidement éjectées du système. Sous cette hypothèse, on considère que les particules visibles ont toutes une taille voisine de cette taille critique (puisque toute la surface est dans les petites particules), et sont sur des orbites képlériennes, déterminées par l'orbite des progéniteurs. C'est en particulier l'hypothèse faite pour les calculs de perte de masse précédents.

Lecavelier Des Etangs et al. (1996) s'affranchissent de cette hypothèse par le calcul de la distribution spatiale des particules de taille proche de la taille critique, pour lesquelles le rapport de la pression de radiation à la gravité est inférieur mais proche de la limite des orbites non liées :  $\beta \leq 0,5$ . Des familles d'orbites d'excentricités très variables (dépendant de  $\beta \propto a^{-1}$ ) sont engendrées et vont donc peupler des régions bien plus éloignées de l'étoile que la région de formation. Pour un spectre de tailles de particules filles classique (en loi de puissance d'index -3,5 ou voisin) créées à partir de corps parents proches de l'étoile (typiquement sur la région 20-30 UA), la fraction des particules de taille proche de la taille critique est faible. En conséquence, le peuplement en petites particules fortement excentriques des régions extérieures est marginal : la brillance de surface qui en résulte est très raide, avec un index de loi de puissance -5, à comparer à l'indice typique de -4 observé sur la partie externe du disque. Dans ce cas, la description précédente binaire (avec des particules soit non affectées par la pression de radiation, soit expulsée du système) est une approximation satisfaisante.

Cette situation est contournée dans le cas où la taille maximale des particules filles est limitée par une taille maximale. C'est le cas dans des processus d'évaporation de comètes où la taille maximale des particules éjectées est inversement proportionnelle au rayon du corps parent. Dans le cas de l'évaporation de comètes de rayon de l'ordre de 30 km, ce processus engendre des particules de tailles telles que leurs orbites peuplent les régions extérieures du disque, jusqu'à une distance aussi lointaine que 1000 UA, avec un profil compatible avec les observations. Ils montrent de plus que de tels objets sont envisageables dans le cadre de la diffusion d'objets glacés présents dans un analogue de la ceinture de Kuiper au delà de 40 UA, vers des rayons internes.

Finalement, je pense qu'il ne faut pas chercher à exclure pour le moment ces deux approches. Je retiendrai les points suivants. Des gros corps sont présents de manière à pourvoir en petites particules observées, de durée de vie négligeable devant l'âge du système. Ces gros corps collisionnent de manière destructive et engendrent ainsi une population, avec essentiellement des orbites voisines des orbites parentes, et avec un spectre de taille décroissant en loi de puissance  $n(a)da \propto a^{-3,5}da$ . Les particules les plus petites, d'une taille proche de la taille critique déterminée par la pression de radiation prennent des orbites fortement excentriques. Si la distribution en taille des particules engendrées est suffisamment piquée près de la taille critique (typiquement  $\beta \geq 0,4$ ), alors le peuplement relatif des régions extérieures est suffisant pour rendre compte de l'observation du disque extérieur. Une telle distribution en taille est par

exemple obtenue dans le cas de l'évaporation de corps glacés diffusant lentement vers des rayons permettant l'évaporation. Dans ce cas, la présence de corps parents à grande durée de vie loin de l'étoile (au-delà de 80 UA) n'est plus requise, ou alors seulement dans une moindre mesure.

## 6.5 Questions en suspens

Une question revient dans l'exposé précédent de manière récurrente : il s'agit de la **composition des matériaux** en présence, en fonction de la distance à l'étoile. Les propriétés optiques découlent en effet de cette question. De ce côté, l'analyse des données thermiques, et leur comparaison avec la lumière diffusée apportent des contraintes, mais celles-ci sont encore incertaines et il n'est pas encore possible de différencier les caractéristiques typiques de "glaces sales" et de silicates. La pleine interprétation des données en lumière diffusée dans les régions internes de l'étoile doit pouvoir faire progresser ce point. Ainsi, en particulier, la comparaison pour des distances différentes des intensités diffusées ou émises peut mettre en évidence les variations importantes éventuelles de propriétés optiques en fonction de la distance à l'étoile. Les données de l'*Observatoire Spatial Infrarouge* (ISO) seront également très précieuses, pour une photométrie à différentes longueurs d'onde et d'éventuelles signatures spectrales.

Cette question de composition intervient aussi pour la connaissance de la sublimation de ce type de matériau près de l'étoile. Les données infrarouge impliquent un vide relatif de matière près de l'étoile. Il est possible de mettre en jeu la présence de planètes permettant de nettoyer une région interne par l'effet de perturbations gravitationnelles. Alternativement, les collisions des particules peuvent avoir consommé la plus grande partie du matériau dans cette région avec des temps caractéristiques plus courts qu'à l'extérieur du fait de la proximité à l'étoile. Ceci permettrait de contraindre la taille des plus gros corps disponibles. Ces hypothèses ne sont pas nécessaires si la sublimation est efficace sur une région équivalente.

Il apparaît de manière flagrante, arrivé à ce point, que l'ensemble des composantes du disque sont liées : on ne peut comprendre l'origine et les orbites des particules de petite taille, sans connaissance sur les plus gros corps à longue durée de vie, qui eux même ne sont pas connus directement !

En particulier, l'ensemble de la description repose sur la **présence de gros corps**. Elle conditionne beaucoup l'ensemble des observations. Cela entraîne la question de recherche, théorique ou observationnelle, de contraintes sur la formation de tels corps. Ici aussi intervient leur composition, mais aussi la dépendance radiale d'un tel processus, et la nécessité éventuelle de phénomènes de transports.

Enfin, les observations en lumière diffusée ne mènent toujours pas à une détermination directe de la taille des particules majoritaires. Seule une borne inférieure est obtenue :  $\langle a \rangle \geq 3 \mu\text{m}$ , certainement très proche de sa valeur effective. Une meilleure précision sur cette contrainte est attendue d'observations à longueur d'onde encore légèrement plus grandes, que nous envisageons jusqu'à  $5 \mu\text{m}$ , à l'aide



de la caméra thermique COMIC.

# Chapitre 7

## Observation d'autres systèmes circumstellaires

### 7.1 Détectabilité d'autres systèmes autour d'étoiles de la SP

#### 7.1.1 Enjeu et difficultés

Le disque autour de  $\beta$  Pictoris est encore le seul à avoir été actuellement imagé en lumière diffusée, autour d'une étoile sur la séquence principale. Or la première image a été obtenue de manière quelque peu chanceuse, avec un coronographe conçu pour un autre objectif scientifique, juste après l'annonce des résultats IRAS et avant même que les principaux calculs des masses de poussière correspondant à ces excès soient effectués (Smith 1995). Depuis, les recherches se sont poursuivies sans succès (Smith et al. 1992; Kalas & Jewitt 1996).

$\beta$  Pictoris est effectivement le meilleur candidat pour une observation en lumière diffusée, pour les raisons suivantes :

- excès infrarouge très important relativement à l'étoile ( $L_{ir} / L_{*} > 10^{-3}$ ),
- étoile proche et brillante,
- orientation du disque : vu par la tranche depuis la Terre,
- disque très étendu (jusqu'à plus 1000 UA de l'étoile),
- composition de petites particules (diffusant efficacement).

A la suite de la non détection de poussière circumstellaire autour de  $\alpha$ Lyr et  $\alpha$ Psa, Kalas & Jewitt (1996) cherchent à quantifier les possibilités de détection de leur instrumentation. Ils supposent un disque de structure similaire à celui de  $\beta$  Pictoris, en ajustant seulement l'inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée, l'étendue angulaire du disque en relation avec la distance à l'étoile, et la luminosité relative du disque par rapport à l'étoile (pour tenir compte d'une surface géométrique

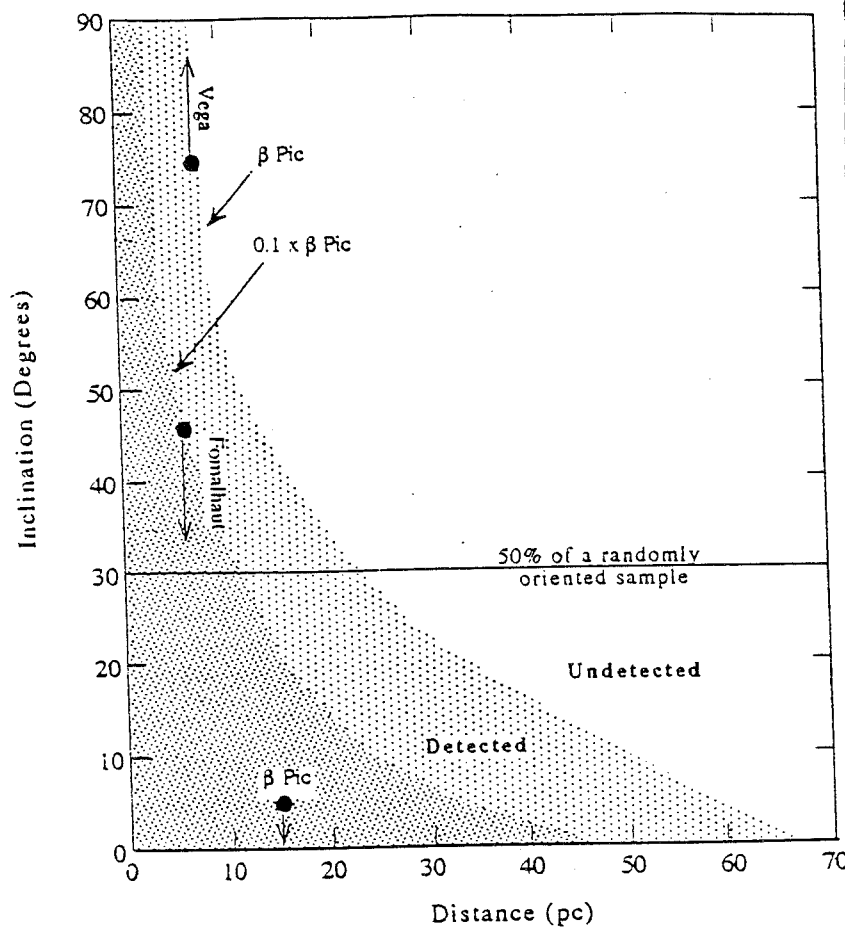


Figure 7.1 : Limites de détections de structures similaires au disque de  $\beta$  Pictoris en fonction de l'inclinaison apparente du disque et de la distance de l'étoile (tiré de Kalas et Jewitt (1996)). La partie grisée claire correspond à une détection positive avec leur instrumentation, d'un disque similaire à celui de  $\beta$  Pictoris, et la partie grisée foncée à celle d'un disque 10 fois plus faible

totale de poussière et/ou d'albédo différents du cas de  $\beta$  Pictoris). Ils déduisent ainsi que l'inclinaison n'est pas le facteur limitant dominant : statistiquement, 50% des objets présentent une inclinaison de moins de  $30^\circ$ , et alors, la distance ainsi que la luminosité du disque sont déterminantes (Fig. 7.1). En particulier, dans la mesure où la distribution de luminosité du disque est très pentue (spécialement loin de l'étoile), le flux d'un tel disque, à une distance angulaire donnée de l'étoile, décroît très vite en fonction de la distance entre l'étoile observée et l'observateur.

Pour une structure spatiale de la distribution de poussière analogue à celle du disque de  $\beta$  Pictoris, il ne faut pas s'attendre à des disques aussi lumineux puisque les excès IRAS correspondants sont plus faibles. De manière plus réaliste, on cherche des disques 10 à 100 fois plus faibles. D'après le diagramme précédent, cela limite les candidats possibles à des régions plus proches que typiquement 10-30 pc.

Kalas & Jewitt (1996) concluent donc qu'il faut augmenter, au moins d'un fac-

teur 10, la sensibilité des procédures observationnelles pour effectuer des déteçtions intéressantes, *ou* qu'il faut pouvoir observer plus près angulairement de l'étoile. C'est sur cette dernière voie que l'optique adaptative et l'usage de petits masques coronographiques est cruciale. Une telle résolution angulaire accrue permet d'avoir accès à un plus grand nombre d'objets, et par là même à des types d'objets différents. En s'éloignant ainsi à plusieurs dizaines de pc, certaines des étoiles observées présentent des excès infrarouges plus importants que les étoiles les plus proches, avec en particulier des excès importants dès  $12 \mu\text{m}$ . Un champ nouveau d'investigation se situe donc à ce niveau, qui peut être la manifestation de disques moins évolués. Finalement, de nouvelles déteçtions sont donc sans doute difficiles, mais tout de même voisines des possibilités de déteçtion actuelles.

De plus, je voudrais souligner ici que l'hypothèse de structure géométrique du disque similaire au cas de  $\beta$  Pictoris est une hypothèse forte. En pratique, la distribution spatiale peut sans doute être très différente. En particulier, une extension du disque jusque plusieurs centaines d'UA n'est pas certaine : dans ce cas, une résolution spatiale importante des observations n'est plus seulement avantageuse mais indispensable. Aussi, des configurations peuvent être beaucoup plus favorables que le cas de  $\beta$  Pictoris : les cas fréquents d'excès dominants à 60 ou  $100 \mu\text{m}$  plutôt qu'à  $12 \mu\text{m}$  peuvent ainsi témoigner de poussière plus lointaine (100–150 UA) et plus facilement décelable.

Les probabilités de succès de recherche de milieu circumstellaire autour des meilleurs candidats sont donc difficiles à estimer. Cette incertitude-même témoigne de notre méconnaissance de ces milieux, essentiellement parce que nos informations se fondent sur l'étude poussée d'un seul exemple et sur les données IRAS insuffisantes. Cet état de faits justifie des efforts de recherche continus.

### 7.1.2 Choix des candidats observés en imagerie visible

Dans le cadre d'une telle recherche, l'observateur est amené à sélectionner les meilleurs candidats. Comme je l'ai indiqué précédemment, je pense qu'il ne faut pas extrapoler abusivement le cas de  $\beta$  Pictoris à tous les autres systèmes circumstellaires présumés. Nous pouvons tout de même tirer parti de notre connaissance des processus physiques à l'oeuvre dans un environnement circumstellaire et des observables disponibles : les données IRAS et les caractéristiques stellaires.

J'indique ci-dessous les liens entre les observables accessibles et la "facilité" d'observation estimée en imagerie visible, sur lesquelles nous avons fondé nos choix. Chacun des points est abordé, en supposant tous les autres constants pour la clarté de la discussion :

- *importance de excès infrarouge*:  $L_{IR}/L_*$  déduit des mesures IRAS donne une idée de la surface totale de grains présents autour de l'étoile. Pour une distribution géométrique et un albédo donné, ce paramètre est proportionnel au flux diffusé attendu.
- *couleurs des excès IRAS* : les excès IRAS commencent à partir de  $12 \mu\text{m}$ , de  $25 \mu\text{m}$  ou seulement de  $60 \mu\text{m}$ . Les étoiles présentant des excès dès  $12 \mu\text{m}$  ont

également des excès importants dans les autres bandes, ce qui en fait de bons candidats. Cependant, ce critère n'est pas crucial dans la mesure où les grains sous-jacents les plus chauds, sont certainement aussi les plus près de l'étoile et seront de toute manière difficilement décelables en lumière diffusée. Les autres bandes spectrales sont plus importantes pour notre choix. On notera toutefois, que la présence de matière proche de l'étoile, où les échelles de temps sont les plus courtes, témoignent certainement d'une quantité de matière initiale importante, ou de la jeunesse du système n'ayant pas fini de consommer les régions internes de disques, ou encore d'un système connaissant des transports de matière vers l'intérieur.

- *distance à l'étoile* : il est plus facile d'observer une structure faible angulairement loin de l'étoile, ce qui rend favorable le cas d'étoiles proches. Dit autrement, pour l'observation de l'environnement à une distance angulaire  $\theta$  de l'étoile, et si localement la brillance du disque décroît en fonction de la distance physique à l'étoile en  $r^{-\nu}$ , alors le flux attendu varie comme  $d^{-\nu}$ , si  $d$  est la distance Terre-étoile. Ce critère est non linéaire. C'est un critère primordial pour les régions où  $\nu > 1$ .
- *inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile* : on s'attend à ce que l'environnement circumstellaire ait un axe d'orientation aligné avec celui de l'étoile. On cherche donc à éviter le cas d'étoiles vues par le pôle. Le problème est que cette inclinaison stellaire est très souvent mal connue. Le cas de mesures de  $v \sin i$  importantes, relativement au  $v \sin i$  moyen pour l'ensemble des étoiles de même type spectral peut être considéré comme favorable ici. Ce critère reste cependant faible dans la mesure où il n'a de sens que statistique. L'estimation peut être plus fiable sur la base de la période de rotation, qui est obtenue par des relevés d'étoiles actives de faible masse (en spectroscopie ou photométrie). Le lien entre l'activité et la présence de milieu circumstellaire reste quant à lui également à être précisé.
- *magnitude apparente de l'étoile* : ce critère, considéré indépendamment de la distance à l'étoile, et également du type spectral, n'est pas important tant que les performances angulaires de l'observation ne sont pas affectées. En effet, c'est le contraste entre le disque et l'étoile qui rend les observations difficiles plutôt que la faiblesse intrinsèque de sa luminosité. Ainsi, une étoile plus faible demande simplement des temps d'intégration plus longs pour un même bruit de lecture. Dans le cas par exemple d'observations sur le système ADONIS, la qualité de correction est préservée jusqu'à la magnitude  $V \sim 10$ . Si la longueur des intégrations devient, du fait de la magnitude de l'étoile, comparable aux temps de modification importante de la turbulence, les performances observationnelles seront dégradées. Dans le cas contraire, ce critère importe peu.
- *type spectral de l'étoile* : cette information influe beaucoup sur l'éclairement de l'environnement et ses conditions physiques. En particulier, l'importance du flux UV influe sur la présence de glace (à fort albédo et donc favorisant

les observations en lumière diffusée pour un excès thermique donné). Elle influence également sur la pression de radiation sur les grains : la taille minimale possible des grains est une fonction décroissante du flux UV. Une situation extrême où l'essentiel de la surface, émettant le flux IRAS, provient de grains très submicroniques diffusant très mal est à éviter. Mais ce cas est improbable, et finalement, le rôle du type spectral est peu clair sur le rapport de la lumière diffusée sur les flux IRAS. Etudier cette dépendance serait même un point particulièrement intéressant : nous n'écartons donc pas a priori de types spectraux particuliers.

Ainsi, à partir du moment où une étoile présente des excès IRAS importants, et hormis les quelques cas où l'on sait que ces étoiles sont vues par le pôle, on ne déduit pas de combinaisons d'observables particulièrement défavorables et donc à écarter systématiquement. Ces remarques suggèrent une recherche tirant profit de la plus grande diversité de cibles possibles, pour étudier les propriétés de ces environnements en fonction des caractéristiques stellaires, en rencontrant probablement ainsi des systèmes plus ou moins évolués dans le temps.

### 7.1.3 Complémentarité avec une recherche en imagerie thermique

Dans le domaine infrarouge moyen, l'information spatiale n'a également été obtenue que pour le cas de  $\beta$  Pictoris. Pour les autres étoiles de la séquence principale qui ont des excès à  $12\mu\text{m}$ , l'émission correspondante provient de grains chauds et angulairement très proches de l'étoile : elle est donc difficile à résoudre. A  $20\mu\text{m}$  la fenêtre atmosphérique est moins propre et les détecteurs encore moins performants : ceci rend plus difficile l'observation de l'émission thermique à cette longueur d'onde, bien qu'elle soit certainement plus étendue et concerne un plus grand nombre d'objets.

Ainsi, les difficultés observationnelles pour ces deux types d'imagerie sont distinctes : leurs meilleurs candidats respectifs sont également différents. La recherche doit donc se poursuivre de manière parallèle avec ces deux techniques complémentaires.

## 7.2 Recherche coronographique d'autres disques de poussière

En conséquence, un programme de recherche d'environnements circumstellaires a été commencé sur plusieurs candidats, en coronographie sur le système ADONIS.

### 7.2.1 $\alpha$ PsA, $\epsilon$ Eri, SAO 206462

$\alpha$ PsA et  $\epsilon$ Eri sont deux étoiles de la séquence principale ayant des excès infrarouge très importants. Elles constituent avec  $\beta$  Pictoris et Véga (observable depuis

Etoile	$m_H$	Distance à l'étoile	Limite de détection (mag) sur 1 pixel — sur 1 arcsec <sup>2</sup>
$\alpha$ PsA	1,0	2''	9,8 — 13,0
		3''	10,9 — 14,1
		4''	11,8 — 15,0
$\epsilon$ Eri	2,0	1,5''	10,0 — 13,2
		2''	11,0 — 14,2
		>3''	11,8 — 15,0
SAO 206462	8,7	2''	16,8 — 20,0
		>3''	18,0 — 21,2

**Table 7.1** : Limite de détection de sources étendues pour les observations de août 1995.  $\alpha$ PsA et  $\epsilon$ Eri sont observée avec le filtre CVF à 1,65  $\mu$ m, et SAO 206462 est observée en bande large H

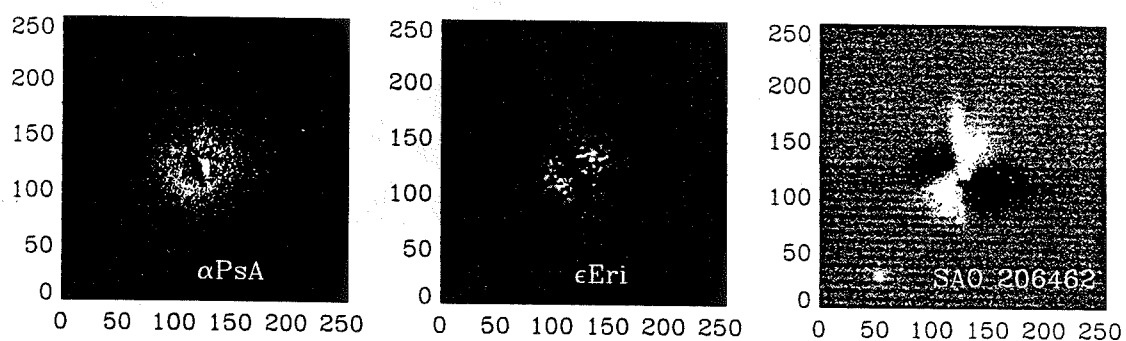
l'hémisphère Nord) les 4 étoiles le plus étudiées, au début surtout, comme étoiles de la séquence principale à flux infrarouge anormal. Des sélections plus larges ont montré les années suivantes que le phénomène affectait une grande partie des étoiles à des degrés divers. Cependant, ces deux candidats sont parmi les plus intéressants et ont été observés en août 1995.

Pendant cette même mission de 2 nuits, SAO 206462 a également été observée. Cette étoile est plus lointaine (à 80 pc), mais montre un excès infrarouge encore plus important, en particulier dès 12  $\mu$ m (Walker & Wolstencroft 1988). Coulson & Walther (1995) déduisent un type spectral F8V de l'analyse de son spectre visible. Ils attribuent l'essentiel de l'émission en infrarouge proche et moyen à de très petits grains ou des molécules complexes (PAHs). Ces espèces ont une vie bien plus courte que l'étoile, et doivent donc être recrées. L'émission en infrarouge lointain et en sub-millimétrique indique la présence de gros grains ( $\sim 1$  mm), qui pourrait fournir ainsi le réservoir nécessaire, comme pour le cas de  $\beta$  Pictoris (Backman et al. 1992). Enfin, Zuckerman et al. (1995) détectent une émission de gaz CO en spectroscopie millimétrique qui est une indication de présence de gaz en quantité importante.

Pour ces étoiles, aucune source circumstellaire n'a été détectée (Fig. 7.2) jusqu'aux limites indiquées dans la table 7.1. Les performances obtenues ici peuvent être améliorées. En effet, les propriétés du détecteur de cette mission (proposé par l'ESO en remplacement du précédent accidentellement détérioré) sont moins favorables qu'habituellement : le niveau du signal d'obscurité, et ses variations importantes entre les quatre quadrants du détecteur, rendent les observations particulièrement délicates (Fig. 7.3). Ces observations sont à refaire pour des contraintes plus sérieuses.

### 7.2.2 HR 4796 : cas d'une binaire à excès infrarouge

Cette étoile de la séquence principale, bien plus éloignée que  $\beta$  Pictoris (à 76 pc), présente des excès IRAS très importants. Ce cas présente la particularité d'être binaire comme le souligne l'étude de Jura et al. (1995). Leur étude du compagnon,



**Figure 7.2 :** Résultats de soustractions des signaux obtenus sur les étoiles  $\alpha$ Psa,  $\epsilon$ Eri, SAO 206462, et sur les références respectives. Aucune source circumstellaire étendue n'est détectée au-dessus des incertitudes. Dans le cas de SAO 206462,, la PSF a changé significativement entre l'observation de cette étoile et de sa référence : les résidus de soustraction sont importants, en valeurs positives et négatives



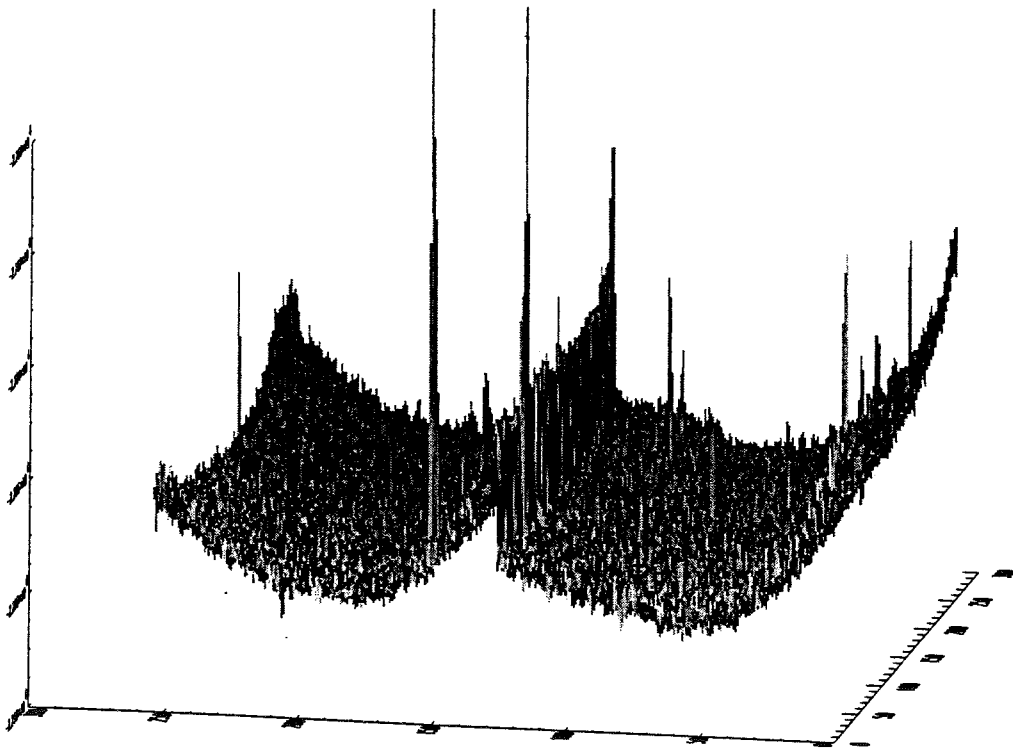


Figure 7.3 : Carte du signal d'obscurité du détecteur disponible en août 1995

encore au-dessus de la séquence principale, permet d'estimer l'âge à environ  $3 \cdot 10^6$  ans. L'environnement circumstellaire est donc probablement moins évolué que celui de  $\beta$  Pictoris, ce qui est probablement lié à l'importance des excès infrarouge. Il s'agit d'un candidat important pour préciser notre connaissance de la formation et de la stabilité d'un disque dans des systèmes binaires (Clarke & Pringle 1991; Artymowicz et al. 1991).

Nous avons observé cette étoile en mars 1995, dans les bandes J, H, K'. Les résultats sont exposés dans l'article (Mouillet et al. 1996) joint précédemment (section 6.2.2). J'en rappelle simplement les points importants ici.

Ces observations ont permis de tester le coronographe pour la détection d'une source circumstellaire ponctuelle, HR 4796D. Cette étoile avait été détectée par Jura et al. (1993). Nos observations, en plusieurs bandes spectrales, ont permis de déterminer son type spectral (G0) et d'exclure la possibilité qu'il soit un compagnon physique de HR 4796 A, sur laquelle est centré l'excès infrarouge.

Par ailleurs, aucune source circumstellaire étendue, jusqu'à la magnitude de 18 mag.arcsec<sup>-2</sup>, n'a été détectée. Si la répartition de poussière autour de cette étoile suivait la même géométrie qu'autour de  $\beta$  Pictoris, et avec des propriétés optiques similaires, elle aurait été détectée. Ceci suggère donc le cas d'une structure différente de celle de  $\beta$  Pictoris. Nous avons ici la possibilité d'un confinement par la présence du compagnon physique HR 4796 B, à 8". Des études théoriques suggèrent que dans ce cas, seules les régions internes à  $\sim 2,5''$  sont stables gravitationnellement et tolèrent la présence de matière. Par ailleurs, les couleurs des excès infrarouge indiquent un matériau relativement froid ( $\leq 110$  K), et donc un vide relatif de matière proche de l'étoile (Jura et al. 1995), jusqu'à au moins 40 UA, soit 0,5". Finalement, cette matière responsable des excès est probablement confinée juste à l'intérieur de notre limite de détection à 2".

### 7.2.3 51 Oph

51 Oph est une étoile de type spectral B9,5 V, présentant de l'émission dans les raies de Balmer et des raies métalliques. Elle présente des excès IRAS très importants ( $L_{IR}/L_* = 4 \cdot 10^{-2}$ ), non compatible avec de l'émission *free-free* dans un gaz ionisé dense (Walker & Wolstencroft 1988). L'importance de l'excès dès 12  $\mu\text{m}$  indique la présence de poussière à une haute température ( $\sim 1000$  K). Fajardo-Acosta & Knacke (1995) déduisent de plus la présence de grains de silicates de petite taille ( $\leq 5 \mu\text{m}$ ) de la spectroscopie en infrarouge moyen.

Cette étoile a fait l'objet d'une étude en spectroscopie UV en absorption avec HST, révélant du gaz présentant une variabilité importante (Lecavelier Des Etangs et al. 1996b). Nous avons observé cette étoile en imagerie proche infrarouge, en mars 1995. Cette observation n'a pas révélé d'émission étendue.

## 7.3 Autres environnements circumstellaires

D'autres programmes astrophysiques peuvent profiter des capacités du coronographe actuel.

### 7.3.1 Compagnons froids

J'ai travaillé sur les données coronographiques d'août 1995 sur l'étoile GL 105. En dépit de conditions instrumentales défavorables, le compagnon est aisément détecté : la soustraction des ailes de PSF de l'étoile occultée n'est même pas nécessaire pour faire apparaître le compagnon (Fig. 7.4). La différence de magnitude est en effet modérée (6 en K), et finalement dans ce cas, même une observation avec l'optique adaptative seule permet la détection.

Un programme complet de recherche d'objets stellaires froids est dirigé par d'autres personnes (Nakajima et al. 1994; Perrier & et al 1997). Le cas d'objets très faibles et bien séparés peut tirer profit de la coronographie.

### 7.3.2 Systèmes binaires jeunes

Par ailleurs, nous avons commencé un programme observationnel de recherche de sources étendues, dans des systèmes binaires jeunes. D'autres programmes existent pour imager les nébuleuses autour d'objets stellaires jeunes sur de très larges échelles (quelques 10"). L'environnement beaucoup plus proche (à moins de 1") et dense est également recherché sans coronographie à l'aide l'optique adaptative, en comparant les pieds de la PSF avec une étoile de référence. La spécificité de ce programme est de rechercher les sources étendues les plus faibles avec le coronographe, sur des échelles intermédiaires de quelques arcsec. L'intérêt des sources binaires est double :

- d'un point de vue astrophysique, la fréquence de binarité dans les objets jeunes est importante. De plus, la présence de matière circumstellaire est liée aux processus de formation stellaire. Caractériser la présence de poussière et de gaz dans les systèmes doubles et la comparer au cas des étoiles simples est une étape importante dans la compréhension du phénomène global de formation stellaire. C'est également un critère crucial pour la formation éventuelle de systèmes planétaires dans de tels systèmes.
- d'un point de vue observationnel, la binarité a l'avantage de restreindre les régions de possible présence de matière. Des calculs théoriques (Artymowicz & Lubow 1994) ont montré que la poussière est en effet soit confinée autour d'une étoile à typiquement moins d'un tiers de la distance du compagnon, soit au contraire repoussée à typiquement 3 fois la distance entre les étoiles, pour former un environnement circumbinaire. La recherche est ainsi guidée. Les sources binaires sont choisies en conséquence : soit suffisamment séparées pour chercher un milieu circumstellaire autour de la primaire, avec une différence de

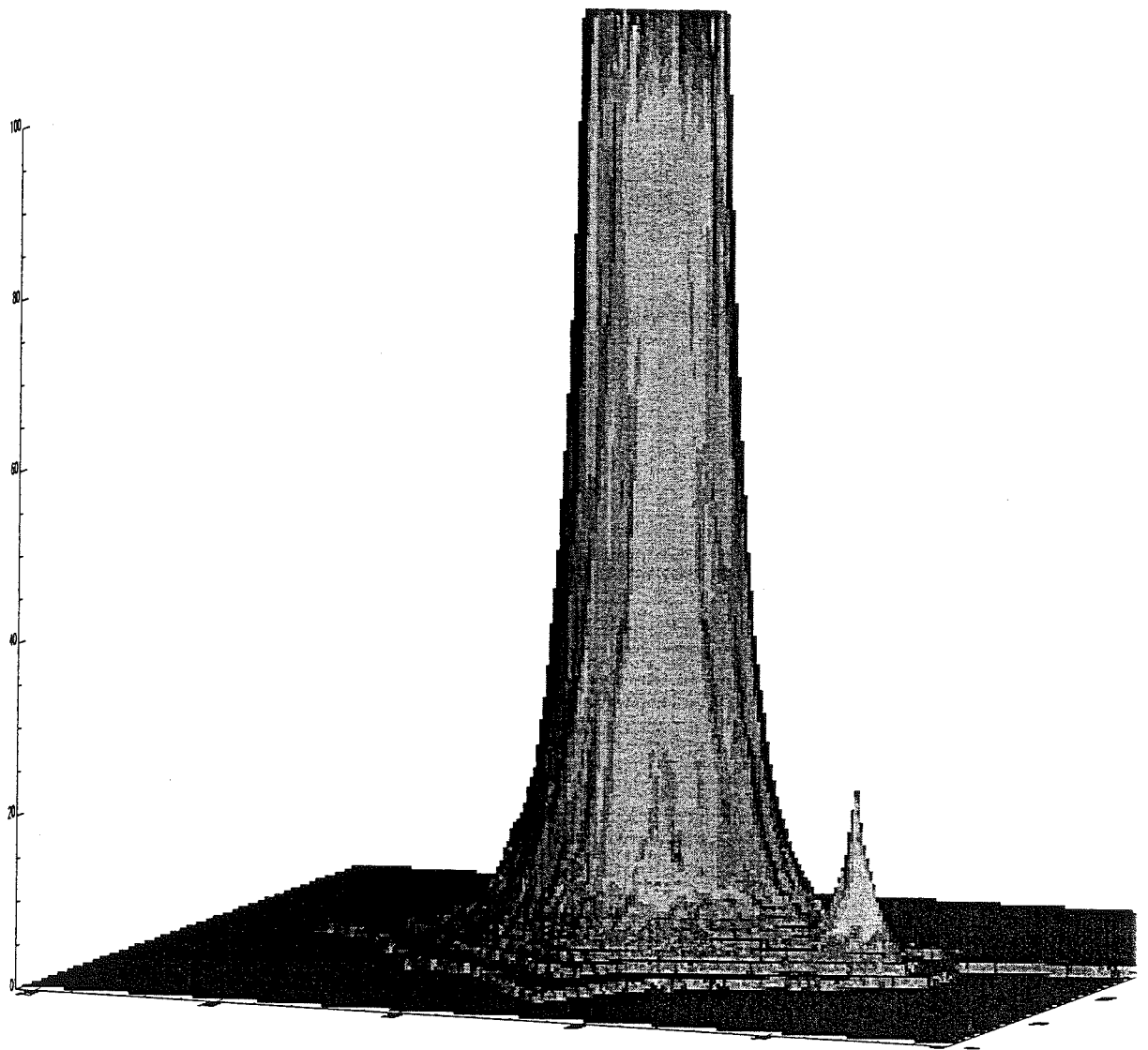


Figure 7.4 : Observation coronographique sur ADONIS en bande K, de GL 105

magnitude suffisante pour ne pas saturer le détecteur avec la secondaire, soit au contraire très serrées pour être toutes deux occultées par le masque. Ce dernier cas soulève des difficultés de réductions supplémentaires. Pour pouvoir les gérer, les séparations maximales ont été limités à  $0,2''$ , et des mesures sur des binaires de référence (a priori dénuées d'environnement) ont été effectuées.

Troisième partie

Perspectives

*“The proof of the pudding is in the eating.”*

Proverbe anglais

# Chapitre 8

## Description des environnements circumstellaires dans un cadre général

### 8.1 Introduction

L'étude détaillée de l'environnement de  $\beta$  Pictoris suggère des interprétations possibles des diverses observations de ce système circumstellaire (chapitres 5 et 6). Je m'interroge ici sur la diversité des indices de présence de matière circumstellaire autour d'un grand nombre d'étoiles de la SP.

Est-ce que les mêmes phénomènes physiques sous-jacents sont aptes à les reproduire ou observe-t-on des classes d'objets distinctes ? En particulier, des états d'évolution différents attendus pour d'autres étoiles à excès permettent-ils de couvrir l'ensemble des observations ? Est-il nécessaire de faire appel à des conditions initiales, issues de la nébuleuse proto-planétaire, très différentes ?

De plus, sous l'hypothèse d'interprétations physiques dans un cadre unique pour l'ensemble des étoiles de la SP à excès IRAS, l'observabilité de l'environnement de  $\beta$  Pictoris (et en particulier l'imagerie et la spectroscopie) est-elle liée à des circonstances tout à fait particulières, autres que la proximité et l'orientation de l'étoile, ou au contraire d'autres excès IRAS sont-ils suffisants pour caractériser le système sur un modèle similaire ?

Pour aborder ces questions, je distingue dans la compréhension actuelle de l'environnement de  $\beta$  Pictoris, les processus physiques généraux incontournables, les ingrédients-clé assurément présents pour toute étoile manifestant des excès IRAS, et finalement les processus physiques particuliers, déduits d'observations particulières, mais pas nécessairement attendus de manière générale dans les autres systèmes. En particulier, les transports radiaux de matière circumstellaire conditionnent énormément l'observabilité du système, et sur les échelles de temps de son évolution.



## 8.2 Evolution collisionnelle en l'absence de transports radiaux

L'essentiel de la masse d'un système circumstellaire à longue durée de vie (devant les échelles de temps dynamiques) est sur des orbites stables et probablement faiblement excentriques. Dans ce cadre, les échanges de matière entre les parties internes et externes du disque sont faibles. Je traite le problème dans cette section sous l'hypothèse de transports de matière négligeables. Je critiquerai ensuite cette hypothèse pour le cas de  $\beta$  Pictoris sur la base des observations, et de manière plus prospective pour le cas général d'autres étoiles à excès.

En l'absence de transports radiaux importants de matière, à une distance donnée de l'étoile, les grains observés, en émission thermique ou en lumière diffusée, engendrent par collision de plus petits grains, qui sont ensuite balayés par la pression de radiation stellaire : les grains observés ont une très faible durée de vie par rapport à l'âge du système. Les excès IRAS autour d'un grand nombre d'étoiles de la SP suffisent à impliquer la présence initiale de gros corps autour de l'étoile. Trois paramètres sont alors essentiels :

- la quantité de gros corps (de taille telle que leur temps de collision est de l'ordre de grandeur de l'âge du système observé) : elle fixe le flux de masse vers les tailles plus petites à toutes les échelles, jusqu'à l'échelle la plus petite. En particulier, cela contraint la quantité de petits grains observés.
- la plus petite taille de grains autorisée par la pression de radiation : celle-ci est fixée par la nature des grains et surtout par le flux stellaire. Elle est indépendante de l'injection de matière dans les grandes tailles (l'analogie avec un modèle de turbulence de Kolmogorov est en défaut sur ce point).
- la taille des plus gros corps collisionnels fixe le temps caractéristique que va durer le système engendré.

Comment ce processus évolue-t-il au cours du temps ? Les temps de collision sont d'autant plus grands que les corps sont gros (et peu nombreux). Au cours du temps, à une distance de l'étoile donnée, des corps de taille de plus en plus importante vont collisionner. L'échelle caractéristique de cette évolution dépend de la distance à l'étoile par l'intermédiaire de la période orbitale ( $P_{orb}(r) \propto r^{3/2}$ ) et de l'opacité optique ( $\tau(r)$ ) à l'instant considéré. S'il n'y a pas de transports de matière vers l'intérieur, les évolutions aux différentes distances sont indépendantes. L'intérieur du disque peut ainsi se trouver dans un état d'évolution beaucoup plus avancé que les parties plus externes.

Dans ce cadre général, on peut expliquer facilement la variété des excès IRAS rencontrés pour les étoiles de la SP proches de nous, à partir d'une population de gros corps formés à l'origine du système :

- la quantité initiale de corps, ou l'état d'évolution des systèmes concernés rend la poussière produite plus ou moins abondante. En outre, pour une quantité de gros corps donnée, la présence ou non de perturbations gravitationnelles efficaces affecte largement la production de poussière : on peut ainsi obtenir des disques se consommant plus ou moins rapidement, et donc plus ou moins riches en poussière. La variabilité attendue sur ces paramètres peut expliquer la diversité de *l'importance relative des excès IRAS* par rapport aux flux stellaires ( $L_{IR}/L_*$  entre  $10^{-7}$  et  $10^{-3}$ ).
- *la couleur des excès* dépend de la température effective de l'ensemble des grains observés. En fonction à nouveau des conditions initiales de formation, les gros corps peuvent être distribués plus ou moins près de l'étoile (peut-être les modèles théoriques pourront-ils contraindre l'étendue possible de ce paramètre ; peut-être inversement, cette étude aidera à terme à contraindre les modèles...). De plus, à une distance donnée, la composition des grains modifie significativement la loi  $T(r)$  (Pantin et al. 1996). Ces paramètres peuvent varier d'un système à l'autre, et justifier les différentes couleurs des excès IRAS observés, et en particulier la présence ou non d'excès à  $12 \mu\text{m}$ .

La diversité des excès IRAS peut donc s'expliquer naturellement dans le cadre de cette description, qui fait essentiellement appel aux conditions initiales de gros corps dans le système, et à leur composition. La distribution de ces éléments pour l'ensemble des systèmes étudiés est très peu contrainte. Ceci rend difficile la prédiction de la statistique des excès attendus. Le test observationnel direct de cette description et la déduction de contraintes plus fines sur ces systèmes sont donc incertains sur la seule base des excès IRAS et en l'absence d'information spatiale.

## 8.3 Influence des transports de matière

La description précédente repose sur l'hypothèse de l'absence de transports radiaux de matière importants dans le disque. Je discute cette hypothèse maintenant, dans la mesure où notre compréhension actuelle du système mieux connu de  $\beta$  Pictoris fait précisément appel à de tels transports. Je rappelle ici les contraintes pour  $\beta$  Pictoris, puis discute les effets de la présence éventuelle de tels transports pour les autres systèmes circumstellaires.

### 8.3.1 Signatures de transports de matière dans le disque de $\beta$ Pictoris

Les transports de matière auxquels je m'intéresse ici sont les transports radiaux : des déformations verticales comme celle décrite en section ?? n'affectent pas la description du paragraphe précédent.

Dans le cas de  $\beta$  Pictoris, plusieurs faits observationnels suggèrent ou démontrent l'existence de tels transports de matière :

- *gaz variable* : les composantes spectroscopiques en absorption et décalées vers le rouge jusqu'à des vitesses de plusieurs centaines de  $\text{km.s}^{-1}$  constituent une manifestation directe de transport de matière vers l'étoile. Les flux de masse en jeu sont de l'ordre de  $10^{18} \text{ g an}^{-1}$ . Ce mécanisme concerne les régions les plus internes du disque : les objets cométaires proviennent d'une distance typique de plusieurs UA, pour s'approcher à moins de quelques dizaines de rayons stellaires.
- *gaz stable* : le scénario proposé en section 5.3.2 pour justifier la présence d'une composante de gaz stable requiert un apport régulier (sur des échelles de temps de plusieurs années) de matière vers une zone très proche de l'étoile, à une fraction d'UA. Celui-ci est réalisé par le transport de grains issus d'une région plus externe, dans cette zone où ils se vaporisent. Les échelles spatiales internes sont ici semblables à celles du cas précédent ; le taux massique est également semblable en ordre de grandeur, ou légèrement plus important. Il est possible que cet alimentation en gaz fasse donc appel aux mêmes comètes que précédemment.
- *poussière à grande distance* : les grains de vitesse initiale képlérienne, et de taille voisine proche de la taille critique  $a_c$  (de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$  pour  $\beta$  Pictoris), subissent sensiblement la pression de radiation et acquièrent des orbites excentriques qui explorent les régions externes du disque. Ce processus réalise un transport de matière vers l'extérieur. La question suivante est de savoir comment ce transport affecte l'apparence du disque. Son effet est-il marginal ou dominant ?

Lecavelier Des Etangs et al. (1996) proposent une description du système dans laquelle la distribution radiale des grains observés en lumière diffusée est totalement dominée par ce transport. Celle-ci requiert que la création de petits grains impose un spectre de taille piqué près de la taille critique. Cette contrainte n'est a priori pas réalisée lors des collisions catastrophiques de plus gros grains. Elle se traduit plutôt en terme de transport de matière de corps parents glacés vers l'intérieur dans la zone d'évaporation, à une vitesse de l'ordre de quelques  $10^{-7} \text{ UA an}^{-1}$  (section 6.4.3). Alternativement, la présence de grains loin de l'étoile peut être reproduite par les collisions de corps plus gros situés à cette distance.

Finalement, l'importance de ce type de transport de matière par des orbites excentriques n'est pas encore bien déterminée. Le modèle de Lecavelier Des Etangs et al. (1996) prévoit une dépendance de la taille moyenne des grains avec la distance à l'étoile. Observationnellement, la mesure de cet effet demande des observations sur un grand nombre de longueurs d'onde, avec une précision photométrique et une sensibilité dont nous ne disposons pas pour le moment. Par ailleurs, théoriquement, la vraisemblance de ces deux descriptions peut être testée par des considérations quantitatives sur les masses de gros corps nécessaires et les échelles de temps d'évolution mises en jeu.

### 8.3.2 Mécanismes possibles

Nous avons vu que la pression de radiation réalise de manière très efficace un **transport vers l'extérieur** en dehors du système pour du gaz ionisé et des grains plus petits que la taille critique, et sur des orbites très excentriques pour des grains de taille proche de la taille critique. Ceci est un phénomène général, valable pour tous les environnements stellaires (et proportionnel à la luminosité stellaire).

Pour des **transports vers l'étoile**, l'effet Poynting-Robertson n'est efficace que pour de petits grains, dépassant peu la taille critique. En outre, il n'a le temps d'agir que si les collisions sont rares, et donc si le milieu est peu dense. Nous avons vu que cela n'était pas le cas pour le disque observé de  $\beta$  Pictoris, et probablement pas non plus pour la majorité des autres systèmes. Son action ne peut donc qu'être marginale.

Pour des corps plus gros, les rencontres gravitationnelles peuvent modifier aléatoirement certaines orbites. Ce mécanisme ne peut envoyer un flot important d'objets très près de l'étoile et est inadapté pour expliquer la variabilité spectroscopique mais pourrait avoir un rôle dans la diffusion lente des objets glacés loin de l'étoile. La quantification correspondante est en cours (Lecavelier, communication privée).

Un mécanisme plus efficace est réalisé par des perturbations gravitationnelles impliquant des corps beaucoup plus massifs de type planétaires. Un tel mécanisme est invoqué pour expliquer le flux important de comètes en évaporation très près de l'étoile. Des résonances de moyen mouvement internes à l'orbite de la planète peut exciter progressivement les excentricités des particules tests jusqu'à des valeurs proche de l'unité (Beust & Morbidelli 1996). Une telle explication peut satisfaire aux données observationnelles concernant la partie la plus interne du disque (moins de quelques UA). Les perturbations planétaires peuvent également jouer un rôle important dans la distribution de matière sur les quelques dizaines d'UA proches de l'étoile, en particulier pour rendre compte du vide relatif de matière en comparaison de régions plus lointaines (Lagage & Pantin 1994; Mouillet et al. 1996; Roques et al. 1994). Enfin, leur influence possible pour la diffusion des corps glacés externes reste à être précisée, numériquement également.

### 8.3.3 Application possible aux autres systèmes circumstellaires

#### Efficacité de ces mécanismes de transport dans d'autres systèmes

Nous avons vu que des processus comme la pression de radiation ou les collisions sont certainement déterminants pour l'ensemble des systèmes circumstellaires étudiés. Il n'en est pas nécessairement de même des possibles perturbations gravitationnelles : la présence d'excès IRAS pour une étoile n'implique a priori pas la présence de planètes ; on ne peut actuellement pas exclure que, dans ce cadre,  $\beta$  Pictoris soit un cas particulier, en plus du fait qu'il s'agit d'un système proche et vu par la tranche.

Les découvertes récentes de planètes extra-solaires ont montré que la présence de planètes n'est pas une situation restreinte au cas du système solaire. Les études théoriques n'imposent pas de contraintes strictes sur les conditions de formation planétaire, selon le type spectral de l'étoile, ou même sa binarité. En conclusion, on ne peut se permettre d'hypothèses a priori sur la présence ou l'absence de planètes autour des étoiles étudiées.

### Conséquence sur la présence et l'observabilité de gaz autour d'étoiles à excès IRAS

Pour  $\beta$  Pictoris, le gaz variable et le gaz stable sont les produits de transports de matière vers l'intérieur du disque, par l'intermédiaire de l'évaporation de gros corps ou de grains. Ce gaz est en outre observable en absorption parce que le disque est vu par la tranche.

Les autres étoiles n'ont pas a priori de gaz circumstellaire s'il n'y a pas de transport de matière approprié vers l'intérieur, et l'orientation du disque n'est pas forcément favorable à l'observation de la présence éventuelle de gaz. Donc la présence d'excès infrarouge n'implique pas l'observabilité de gaz circumstellaire.

### Conséquence sur l'observabilité de poussière autour d'étoiles à excès IRAS

La situation est différente pour l'observabilité de la poussière. Les excès IRAS tracent directement la présence de cette poussière qui a par ailleurs une signature à longueur d'onde visible ou proche infrarouge par leur diffusion. Ceci montre que les excès IRAS sont un bon indicateur pour rechercher de la poussière en lumière diffusée.

Je nuance maintenant cette affirmation. Pour un excès IRAS donné, l'observabilité en lumière diffusée dépend de deux paramètres essentiels : l'albédo des grains, et surtout la répartition spatiale de la surface de grain diffusante. On notera ici que les excès IRAS indiquent la présence de matière sur des distances typiques de quelques dizaines d'UA (de manière très sensible) jusqu'à quelques centaines d'UA (de manière beaucoup moins sensible) selon la température effective des grains, et non pas au-delà, où les observations en lumière diffusée sont bien plus faciles, surtout si l'étoile est située au-delà de 20 pc. Ainsi, la première détection du disque de poussière autour de  $\beta$  Pictoris (de 100 à 400 UA) a été possible parce que le disque était très étendu, sur des distances peu contraintes par les données IRAS.

Pouvoir imager, pour d'autres systèmes, la poussière *loin* de l'étoile en lumière diffusée, alors que les indications de présence de poussière concerne les parties internes du disque, fait l'hypothèse que la structure radiale est étendue de manière analogue au cas de  $\beta$  Pictoris. Dans le cadre de la description de création collisionnelle de grains avec peu de transports de matière, cette hypothèse se reporte directement sur la population des corps parents. En revanche, si, pour  $\beta$  Pictoris, l'extension radiale importante du disque de poussière repose sur une propriété très particulière de transport de gros corps glacés au voisinage de la limite d'évaporation des glaces, alors, on peut s'attendre à ce que cela soit différent, statistiquement, pour

la plupart des autres étoiles de la SP à excès infrarouge. Cela réduirait d'autant l'observabilité en lumière diffusée d'autres disques circumstellaires. Dit d'un point de vue différent, cela signifie que la détection directe, ou au contraire la non détection d'autres structures aussi étendues avec des limites supérieures contraignantes, est un indicateur pour pouvoir déterminer si le transport des petits grains est effectivement un processus dominant pour  $\beta$  Pictoris.

Pour s'affranchir de ces hypothèses de la structure radiale de matière au-delà de la zone d'information fournie par IRAS, il faut chercher la lumière diffusée dans la partie plus interne du disque. Cela nécessite dans ce cas l'emploi de techniques observationnelles à haute résolution angulaire, favorisant la détectabilité à proximité de l'étoile.

## 8.4 Nécessité de la présence de système planétaire ?

L'étude extensive de  $\beta$  Pictoris a soulevé un faisceau d'indications de la présence d'une ou plusieurs planètes. J'en rappelle ici les points clés :

- *les observations spectroscopiques* sont compatibles avec des perturbations planétaires. Il semble difficile de se passer de cette hypothèse planétaire. La masse et l'orbite (de quelques UA à 20 UA) est cependant peu contrainte : une faible excentricité ( $e \sim 0,05$ ) est suffisante (Beust & Morbidelli 1996).
- *la déformation verticale* du disque de poussière observée jusqu'à 50 UA de l'étoile est compatible avec la perturbation d'une planète dont l'orbite est faiblement inclinée ( $i \sim 3^\circ$ ). Cette explication est robuste mais repose sur des observations difficiles, d'un effet très faible, qui sont toutefois vérifiées sur deux travaux indépendants (Mouillet et al. 1996; Burrows et al. 1995).
- *les variations photométriques* de l'étoile mesurées en novembre 1981 sont statistiquement significative et sont également compatibles avec une occultation planétaire (Lecavelier Des Etangs et al. 1995).

Pour l'ensemble des autres étoiles de la SP à excès infrarouge, on est tenté pour mieux les comprendre de faire l'hypothèse de planètes. Ainsi, les connaissances actuelles déduites de travaux théoriques et de l'observation du système solaire indiquent que les planètes éventuelles se forment rapidement, si bien que pour la majorité des étoiles qui nous intéressent, les systèmes ont eu le temps de former des planètes. Par ailleurs, une étape importante de la formation planétaire est la formation de planétésimaux de l'ordre du km. Si les observations requièrent la présence de tels corps en grand nombre, on peut penser que les principaux ingrédients sont réunis et que la formation planétaire est probable.

Je préfère cependant affranchir l'étude présente d'hypothèses sur la formation planétaire. Cette dernière est en effet peu contrainte observationnellement : l'étude d'étoiles de la SP à excès infrarouge, sur un nombre important de cas avec des

conditions variables, doit apporter des indications sur les résultats des processus actifs dans les premiers temps de l'environnement stellaire, et en particulier sur la production de planétésimaux. Elle peut fournir des informations sur la présence de planètes, et sur les caractéristiques de systèmes circumstellaires dans le cas où la formation planétaire a échoué.

# Chapitre 9

## Travaux envisagés

Dans les chapitres précédents, j'ai décrit les observations mises en oeuvre, leur interprétation et les questions soulevées. L'état actuel des connaissances permet une certaine compréhension des systèmes circumstellaires autour d'étoiles de la SP.

Je propose ici des travaux dans la continuité de cette étude. Ils s'appuient sur les informations observationnelles récentes, et sur de nouveaux moyens observationnels disponibles dès à présent ou dans un avenir proche.

### 9.1 A propos de $\beta$ Pictoris

Nous avons vu que ce système circumstellaire fournit à lui seul plus de contraintes et d'informations que toutes les autres étoiles de la SP à excès IRAS. L'information observationnelle n'est pas épuisée et suggère encore de nombreux développements.

#### 9.1.1 Perturbation des orbites de gros corps

Les études effectuées impliquent la présence d'un réservoir de corps de l'ordre du kilomètre, à quelques UA de l'étoile, perturbés efficacement pour être envoyés sur l'étoile. Les travaux futurs devront s'interroger sur les contraintes observationnelles pour les mécanismes perturbant ces corps.

Beust & Morbidelli (1996) proposent une perturbation par une planète légèrement excentrique ( $e \geq 0,05$ ). L'excentricité des particules tests présentes dans la résonance 4:1 est alors efficacement excitée jusqu'à tomber vers l'étoile, selon une direction privilégiée déterminée par le périhélie de la planète. Une telle résonance implique que la planète est à 2,5 fois la distance de la ceinture des comètes : elle pourrait ainsi se situer entre 10 et 20 UA, de manière compatible avec les observations en imagerie du disque de poussière extérieur.

Ce mécanisme prévoit une modulation de l'intensité de chutes observées, du fait du confinement azimuthal des particules tests internes à l'orbite de la planète, avec une période du quart de la période orbitale de la planète, et donc typiquement de l'ordre de 10 à 20 ans. La détection d'une telle modulation prédite serait une confirmation forte de la présence d'une telle planète, et donnerait de précieuses



indications orbitales. Jusqu'aux campagnes précédentes, le suivi de la variabilité était justifié par l'étude des variabilités à court terme et la détection de nouveaux types de composantes. La poursuite d'un tel programme est motivé par l'aspect statistique (nombre et propriétés orbitales de chutes cométaires), pour ce système, et pour le cas de systèmes planétaires autres, en formation ou évolués. Dans ce cadre, le cas de  $\beta$  Pictoris est un laboratoire précieux. Il fournit un exemple distinct du seul cas solaire, et particulièrement favorable à l'observation : il est actif, fournissant un grand nombre de données sur des échelles de temps raisonnables, et sa configuration géométrique, vu par la tranche, permet une probabilité importante de passage des comètes devant l'étoile et donc détectables en absorption, même à grande distance de l'étoile.

Sur ces bases, nous allons, en collaboration avec H. Beust, mettre en place des outils statistiques permettant de simuler de manière quantitative l'ensemble des informations sur la présence de planètes qu'il est possible de déduire des observations. Les modulations du rythme de chutes cométaires dues à la présence d'une planète sont connues. Il s'agit de comparer son amplitude à des bruits de mesure de ce rythme d'origines diverses : bruit statistique sur un événement de Poisson, variations des paramètres orbitaux des comètes, perturbations de type collisionnel, présence et effets combinés de une ou plusieurs autres planètes possibles. Ces résultats seront comparés aux possibilités de contraintes observationnelles.

### 9.1.2 Réservoir de comètes à quelques UA de l'étoile

Par ailleurs, la présence d'un réservoir important de corps de grosse taille soulève des questions variées. En premier lieu, quelle quantité de corps est-il nécessaire d'avoir dans cette région pour que le taux de chutes de comètes corresponde aux observations ? Ce nombre est fonction de l'efficacité d'excitation des excentricités par les perturbations collisionnelles. Par ailleurs, on s'attend à la présence de collisions dans une telle population, avec des vitesses relatives importantes, du fait de la dispersion des excentricités. Cette situation implique donc inévitablement la présence de petits grains, représentant une grande surface, et donc susceptibles d'émettre une composante thermique, à comparer à la photométrie infrarouge de  $\beta$  Pictoris.

De plus, le temps moyen passé dans cette région par ces corps est inconnu. Si ces corps sont primordiaux, il faut conclure sur les durées de vie de tels corps. Cela a des conséquences directes sur leur composition possible et/ou leur abondance initiale, dont la cohérence avec la description globale du système devra être vérifiée. L'alternative est que cette ceinture soit constamment réalimentée en corps de régions extérieures. Le problème principal alors est le transport de matière efficace de l'extérieur de l'orbite planétaire vers l'intérieur. Si ce flux est important, il requiert certainement une excentricité de la planète plus grande, de quelques 0,1.

Enfin, la composition de ces corps, que nous avons jusqu'ici appelés "comètes" du fait de leur trajectoire en chute vers l'étoile lorsqu'ils sont observés, reste également à être précisée. Une petite fraction de glace est requise pour produire une évaporation efficace de ce corps lors de sa chute, et donc une création rapide de grains qui sont

eux même ensuite sublimés pour relâcher les ions observés. L'importance et la composition possibles de cette fraction glacée sont ensuite restreintes par le temps passé à proximité de l'étoile. Ainsi, dès 30 UA, des glaces de  $\text{CO}_2$  peuvent commencer à s'évaporer. Cette question est couplée aux propriétés optiques de ces corps, et en particulier à leur albédo, important pour la détermination de la température en fonction de la distance à l'étoile.

### 9.1.3 Précision sur les paramètres physiques et chimiques du gaz

Les campagnes multi-sites ont permis de préciser la cinématique et les formes de raies observées pour le gaz variable autour de  $\beta$  Pictoris. La physique et la chimie de ce gaz sont encore insuffisamment contraintes, et pourtant très intéressantes puisqu'elles nous donnent des informations sur la composition des corps parents au moment où ils s'approchent très près de l'étoile. Ils fournissent donc indirectement des indices sur leur histoire dans le disque et sur les conditions de leur formation.

Pour davantage avancer sur ce point, des observations exactement simultanées sur un grand nombre de raies sont nécessaires. Ceci va devenir possible avec le nouveau spectromètre échelle sur HST, et a fait l'objet d'une demande de temps correspondante.

L'origine du gaz stable est certainement liée, plus ou moins directement, à celle du gaz variable. Les simulations actuelles sont encourageantes pour reproduire les principales caractéristiques de ce gaz. La validation de ce modèle doit aboutir à des contraintes plus fortes sur les conditions physiques dans ce gaz stable (et en particulier la densité et les mouvements turbulents) et sur les compositions initiales de la matière alimentant cette composante.

Une telle analyse devra tenir compte des différents processus chimiques impliqués, en terme de temps caractéristiques, et aborder en particulier la question de la quantité de silicium observé. Finalement, il faut encore déterminer si les absorptions observées proviennent toutes du même milieu physique, ou intègrent la présence de matière à différentes distances de l'étoile, avec des paramètres physiques distincts. Nous avons une contrainte directe pour le Ca II, qui s'applique probablement également à la plupart des autres éléments réfractaires. Les éléments subissant une très faible pression de radiation tels que Si II ou Si I, ont un comportement dynamique et pourraient correspondre à un milieu distinct. Enfin certaines espèces sont produites également plus loin de l'étoile par l'évaporation de glaces telles que  $\text{CO}_2$  et CO. La confrontation à un modèle réaliste devra permettre de déduire des contraintes quantitatives sur les quantités de gaz à différentes distances de l'étoile. En outre, nous avons vu que les observations indiquent probablement la présence d'une quantité minimum de gaz neutre proche de l'étoile, proche de la limite supérieure du contenu en hydrogène déduite des observations interférométriques. Des observations à 21 cm à plus haute sensibilité (avec une surface collectrice plus importante et/ou un lobe plus petit) peuvent apporter une confirmation ou une infirmation directe de ce type d'hypothèse.

Enfin, la composition du gaz variable mais aussi du gaz stable, dépend de celle des corps parents. Il faudra comparer la cohérence des compositions de gaz observées, si la précision devient suffisante, avec la composition des grains déduite des observations sur la poussière.

#### 9.1.4 Comparaison approfondie des données visible et infrarouge sur la poussière

La qualité des données observationnelle a énormément progressé sur les quelques dernières années, avec des informations spatiales nouvelles, aussi bien en lumière diffusée qu'en émission thermique. Ces deux informations sont intéressantes indépendamment. Il faut maintenant rechercher à retirer toute l'information possible de leur comparaison. En particulier, l'imagerie thermique converge vers une loi de distribution radiale couplée à un type de propriétés optiques des grains. Cette déduction doit être confrontée aux données proche infrarouge ou visible, concernant les mêmes régions spatiales, pour minimiser les paramètres libres et resserrer les contraintes.

Nous avons développé des outils numériques permettant ce type de comparaison. Une discussion importante repose sur les propriétés optiques des grains.

Pour obtenir davantage de précision sur la nature des grains, nous avons également proposé et obtenu du temps de télescope pour observer à 3 et 5  $\mu\text{m}$ , avec la caméra COMIC, derrière le système d'optique adaptative ADONIS. Les difficultés observationnelles sont différentes de celles à plus courtes longueurs d'onde. L'analyse de ces données et leur interprétation pour déduire des limites supérieures ou des valeurs photométriques sont en cours.

Par ailleurs, une observation de l'environnement proche de l'étoile avec un meilleur signal sur bruit et une meilleure résolution angulaire, attendus avec des télescopes à venir munis d'une optique adaptative performante, peut permettre de confirmer la déformation verticale observée actuellement, et de détecter de nouveaux effets gravitationnels liés à la présence de planètes, sous forme de déformation ou d'inhomogénéités dans le disque de poussière.

Enfin, l'*Observatoire Spatial Infrarouge* (ISO) fournira des informations sur la composition des grains, en testant en particulier des signatures spectrales inaccessibles depuis le sol.

## 9.2 Les autres systèmes circumstellaires

### 9.2.1 La poussière

L'étude d'un cas unique permet de proposer des scénarios d'évolution globale, de guider l'étude de l'ensemble des systèmes. Elle est insuffisante pour valider de tels

scénarios, et tout à fait frustrante en comparaison du nombre d'étoiles SP entourées de poussière, comme le révèle IRAS.

Des tests directs de l'influence des propriétés stellaires, du comportement évolutif de tels systèmes (et en particulier du lien avec l'environnement plus massif des étoiles jeunes), des conditions sur les processus actifs dans les nébuleuses proto-planétaires et de leur produits, ou encore de la présence de planètes, nécessitent l'étude concomitante d'un nombre important de systèmes circumstellaires (nombre plus important que celui de paramètres libres variables d'un système à l'autre). Ces comparaisons entre différents systèmes peuvent apporter davantage d'information que l'étude de chacun des systèmes séparément. Ceci suggère que les efforts les plus importants se portent maintenant sur la recherche d'information complémentaire sur les autres systèmes circumstellaires.

Nous avons vu au chapitre précédent que l'approche statistique des données IRAS était délicate dans la mesure où la diversité des paramètres conditionnant ces systèmes est mal connue. Des informations observationnelles nouvelles sont cruciales pour la poursuite de cette étude pour la compréhension globale d'un phénomène astrophysique affectant un grand nombre d'étoiles, plutôt que comme l'étude de cas particuliers. L'information spatiale sur la distribution de poussière est particulièrement contraignante. Pour la recherche en lumière diffusée, nous avons vu que les non-détections actuelles ne remettent pas en question la compréhension actuelle de ces systèmes, ni ne la contraignent fortement. Nous avons caractérisé une instrumentation permettant de resserrer ces contraintes avec une information angulairement plus proche de l'étoile. C'est dans cet esprit qu'une recherche d'autres systèmes a été commencée en août 1995 ; elle demande à être poursuivie. Suivant cette même idée, et profitant de l'absence d'atmosphère, le programme de HST inclut un nombre important d'observations d'environnements circumstellaires d'étoiles jeunes mais aussi SP.

En infrarouge thermique, les recherches se poursuivent également et des informations sont également à attendre des avancées observationnelles récentes. En particulier, les détecteurs à ces longueurs d'onde font actuellement des progrès importants. En outre, ISO observera en imagerie à 20  $\mu\text{m}$  un grand nombre d'étoiles de la SP à excès.

Enfin, sur des échelles de temps à peine plus longues, le développement de télescopes plus grands avec une résolution angulaire encore meilleure, sont extrêmement prometteurs pour cette étude. Le nombre d'objets accessibles croît avec le signal sur bruit obtenu en rendant détectables des sources plus faibles ; il croît également avec la résolution angulaire en permettant l'observation de sources circumstellaires autour d'étoiles plus éloignées. En outre, les possibilités interférométriques en plein développement, à différentes longueurs d'onde infrarouge et avec une grande précision de mesures de visibilités peuvent apporter une information nouvelle sur les régions encore plus proches de l'étoile.

### 9.2.2 Le gaz

J'ai très peu abordé ici les questions liées à l'étude du gaz circumstellaire autour d'autres étoiles de la SP, si ce n'est au chapitre 2 pour rappeler les résultats principaux d'autres travaux. Une difficulté de cette étude provient du fait que, plus encore que pour la poussière, l'observation d'un disque est contrainte par son orientation par rapport à la ligne de visée.

Cette contrainte étant satisfaite, il reste, tout comme pour la poussière, à préciser le lien en termes d'évolution, de conditions initiales, d'environnements, ou encore de processus physiques communs ou différents, entre les systèmes connus. Ils regroupent aussi bien des étoiles jeunes ou SP, montrant des variabilités spectroscopiques semblables à celles de  $\beta$  Pictoris, mais aussi les cas d'absorptions stables éventuellement liées à des atmosphères stellaires étendues de rotateurs rapides, ou encore d'environnements circumstellaires plus lointains.

Les études précédentes ont montré qu'il existe une corrélation statistique entre la présence de gaz et de poussière circumstellaires observables (Holweger & Rentzsch-Holm 1995), mais pas de relations d'implication, d'après des arguments :

- *observationnels* : Lagrange-Henri et al. (1990),
- *géométriques* : une orientation favorable est nécessaire,
- *physique* : l'effet de la pression de radiation sur le gaz et la poussière est très différent ; un environnement circumstellaire riche en poussière peut ne pas permettre la présence de gaz.

Les recherches observationnelles doivent donc tolérer des approches relativement indépendantes pour le gaz et la poussière. La comparaison et l'interprétation des résultats finalement obtenus est quant à elle plus prometteuse.

## Quatrième partie

# Photométrie stellaire à grand champ

# Chapitre 10

## Recherche d'objets stellaires jeunes

### 10.1 Introduction

J'ai réalisé ce travail en collaboration avec J. Bouvier (Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble) et D. Stone (étudiant) d'une part, et avec l'équipe de l'*Expérience de Recherche d'Objets Sombres* (EROS) d'autre part. Cette expérience a pour objectif la détection d'objets compacts de faible masse (naines brunes) dans le halo ou le disque de notre galaxie (Ansari et al. 1996). Le principe de détection est de rechercher les effets de micro-lentilles gravitationnelles, ces objets compacts agissant comme défecteurs des rayons lumineux d'étoiles plus lointaines. L'instrumentation mise en œuvre permet donc de suivre la photométrie d'un très grand nombre d'étoiles (typiquement quelques millions) des nuages de Magellan et du centre galactique.

Les retombées astrophysiques de cette expérience débordent largement de leur objectif premier. On note un intérêt particulier pour l'étude d'AGB, de binaires à éclipse (Grison et al. 1995), d'étoiles variables de type RR Lyrae ou Céphéides (Beaulieu 1996), détectées en grand nombre dans les Nuages de Magellan, ou encore d'étoiles de Herbig (Beaulieu et al. 1996). Le travail présenté ici a cherché à tirer parti de ces capacités originales pour la détection et l'étude photométrique de nouveaux objets stellaires jeunes en région de formation stellaire.

### 10.2 Intérêt astrophysique

Les études de formation stellaire sont actuellement très actives, d'un point de vue à la fois théorique et observationnel, à partir des condensations dans les nuages moléculaires jusqu'aux étoiles bien plus évoluées ayant presque totalement nettoyé leur environnement circumstellaire. On distingue les étoiles T Tauri (moins de  $2 M_{\odot}$ ) des étoiles plus massives de Herbig Ae/Be, plus lumineuses, mais également de durée plus courte.

Les étoiles T Tauri sont mieux connues et diffèrent qualitativement des étoiles

de Herbig dans la mesure où elles ont une enveloppe convective, importante pour l'environnement magnétique de l'étoile, en particulier pour des phénomènes très étudiés tels que l'accrétion, l'activité en rayonnement X, ou la formation de jets collimatés sur de grandes échelles. Je me suis plus particulièrement intéressé à cette classe d'étoiles.

### 10.2.1 Principe de détection d'étoiles T Tauri

Les étoiles T Tauri présentent plusieurs particularités stellaires, qui, de manière complémentaire, permet de les détecter, de les identifier et d'étudier leurs propriétés :

- *la distribution spectrale d'énergie* présente de forts excès dans l'infrarouge par rapport aux étoiles SP. Cet excès évolue au cours de la jeunesse de l'étoile : il domine le flux photosphérique lorsque la source est encore très enfouie, pour ensuite diminuer jusqu'à disparaître. Cette propriété rend particulièrement intéressante l'étude de ces objets dans le proche infrarouge, d'autant plus que l'extinction, éventuellement très importante dans les régions de formation stellaire, favorise ces longueurs d'onde relativement au visible.

Par ailleurs, la photométrie large bande des cœurs stellaires observés peut être comparée aux diagrammes d'évolution stellaire pour identifier des grandeurs importantes telles que l'âge et la masse des objets, par exemple.

- *des raies d'émission* éventuellement très importantes sont détectées sur ces objets. Cette propriété permet des détections par des relevés dans la raie  $H_{\alpha}$ . L'intensité de ces raies est très variable d'un objet à l'autre et a amené à la distinction des étoiles à forte ou à faible émission, respectivement CTTs et WTTs pour *Classical T Tauri stars* et *Weak line T Tauri stars*. Les WTTs présentent de manière correspondante des excès infrarouge beaucoup plus faibles que les CTTs, et correspondent certainement à un stade d'évolution ultérieur.
- *une émission X* très intense est également associée à ces objets (Casanova et al. 1995). Cette propriété permet des recherches en grand champ en longueur d'onde X. L'association avec des sources visibles est parfois difficile du fait de la résolution spatiale modérée de ces observations. Par ailleurs, cette recherche est biaisée vers les objets magnétiquement les plus actifs.
- *la raie d'absorption du Lithium* à 6708 Å est un critère fort pour assurer la jeunesse de ces objets de moins de  $2 M_{\odot}$ . Cet outil ne permet pas une recherche systématique sur un grand nombre d'objets, et devient en particulier difficile pour les étoiles faibles, très enfouies.
- *une variation spectroscopique* dans la forme des raies d'absorption visible est détectée pour quelques étoiles. Elle est interprétée par des inhomogénéités de la température de la photosphère, liées à l'activité magnétique (Edwards et al. 1994). La variation est relative à la rotation de ces taches avec l'étoile.



L'analyse de ces variations fournit une information spatiale sur la couverture de ces taches et leur température (Joncour 1994). Cette étude (*imagerie Doppler*) est exigeante en temps d'observation. Elle fournit des informations originales, sur des objets particulièrement intéressants, mais n'est pas adéquat pour la recherche de nouveaux objets.

- *une variabilité photométrique* est associée à la rotation de ces taches, plus froides ou plus chaudes que l'ensemble de la photosphère (Bouvier et al. 1988). Le flux stellaire total connaît alors des variations sinusoidales, dont la période fournit la période de rotation stellaire et l'amplitude est liée à l'importance et la température de ces taches. Des phénomènes d'accrétion, éventuellement violents et sur de courtes échelles de temps, sont également responsables de variations photométriques importantes, mais non périodiques.

### 10.2.2 Variabilité photométrique des étoiles T Tauri

La recherche de ces variations photométriques a déjà donné lieu à des campagnes d'observations dédiées, sur plusieurs dizaines de candidats (Bouvier et al. 1993, 1995). Ces observations suivent la photométrie de ces candidats pendant typiquement 15 jours, avec plusieurs points de mesure par nuit, et avec plusieurs filtres spectraux. Elles n'ont pas pour but la détection de nouveaux objets jeunes mais de préciser l'information sur les variabilités photométriques : en conséquence elles sélectionnent les candidats sur la base d'autres critères de jeunesse, indiqués ci-dessus.

Un résultat important de ces études est que l'ensemble des étoiles observées montrent une variabilité photométrique : ce phénomène n'est pas marginal au sein des étoiles T Tauri mais semble en affecter la grande majorité. En outre, les caractéristiques de variations diffèrent selon les étoiles ; elles semblent être riches en information sur la physique de ces objets, et permettent probablement de différencier des stades d'évolution et d'activité variés selon les objets, en plus de l'information sur la rotation stellaire. Ce type d'interprétation est un point de recherche actuel (Herbst et al. 1994).

Je distingue ici les principales caractéristiques des variations photométriques rencontrées selon leur origine physique :

- *les taches froides* entraînent une modulation avec la période de rotation stellaire (typiquement quelques jours), et d'amplitude de quelques centièmes à quelques dixièmes de magnitude (Fig. 10.1). Ces taches sont stables sur typiquement plusieurs semaines, ou davantage. Ce phénomène affecte à la fois les WTTS et CTTS.
- *des points chauds* sur la surface stellaire, liés à des phénomènes d'accrétion, peuvent être responsables de variations plus importantes, pouvant dépasser une magnitude. Les variations les plus importantes sont brusques et sporadiques (Fig. 10.2) ; elles peuvent également suivre la rotation stellaire (colonnes d'accrétions le long de lignes de champ magnétique ancrées dans la photosphère), mais ont alors généralement une durée de vie plus courte que les taches froides (typiquement quelques jours).

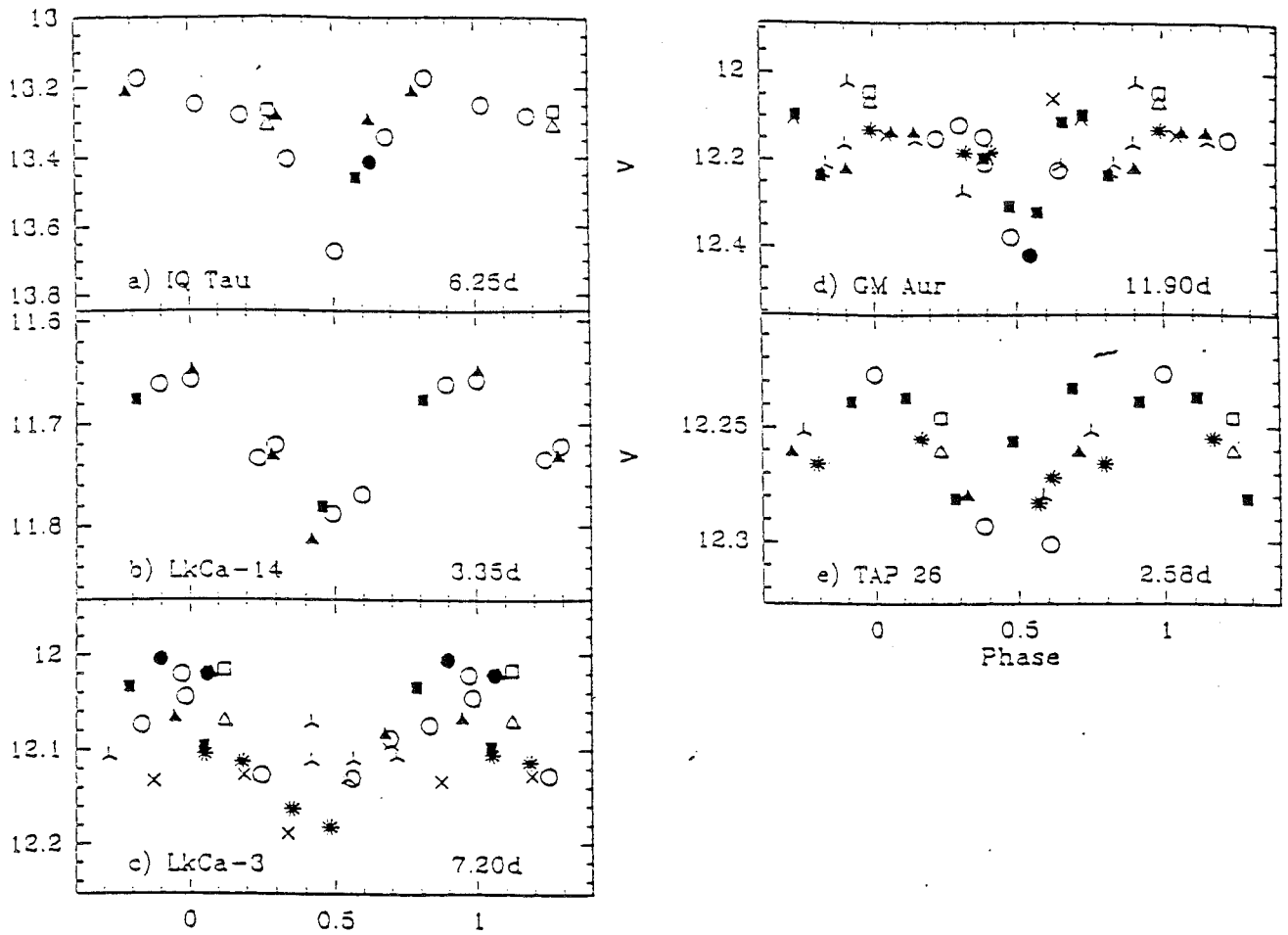


Figure 10.1 : Exemples de variabilités photométriques périodiques de faible amplitude observées sur des étoiles T Tauri (tiré de Bouvier et al., 1995)

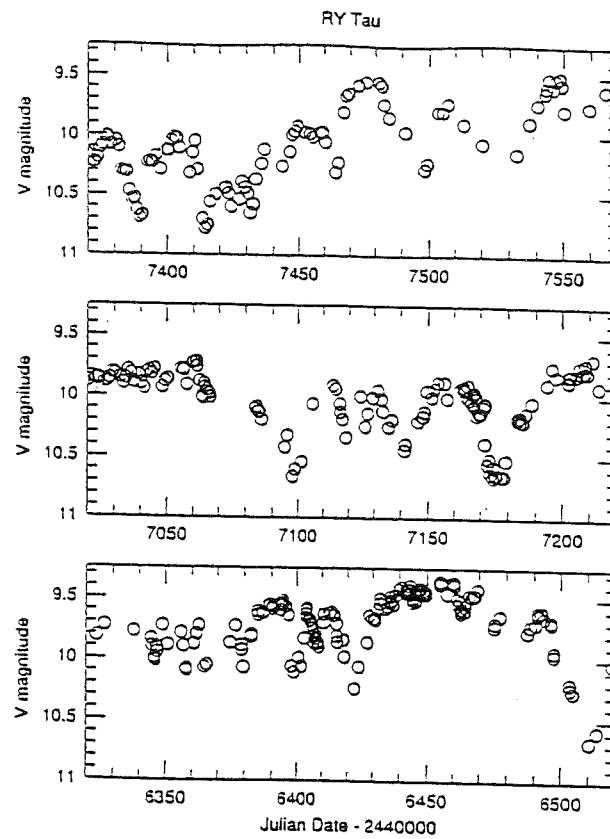


Figure 10.2 : Exemple de variabilité photométrique non périodique et de forte amplitude, pour l'étoile RY Tau, à différentes époques (tiré de Herbst et al., 1994)

### 10.2.3 Motivation pour une recherche en photométrie à grand champ

#### Une grande efficacité de détection

La variabilité photométrique est également exigeante en temps d'observation dans la mesure où les candidats doivent être suivis pendant au moins 15 jours. Jusqu'à présent, l'étude de ces variations photométriques a reposé sur des observations pointées, sélectionnant donc un nombre restreint de candidats, connus par ailleurs.

Dans la mesure où les étoiles jeunes sont regroupées en régions de formations stellaires, l'observation grand champ permet l'étude simultanée d'un grand nombre d'étoiles, contrairement aux observations pointées précédentes, en photométrie ou en spectroscopie. Cette propriété est adaptée pour une détection efficace de nouveaux objets, sur la base d'un **large échantillon stellaire, non sélectionné** autrement que spatialement et par une magnitude limite.

Ces possibilités sont à comparer à celles de relevés en  $H_\alpha$  ou en rayons X. Ces derniers présentent l'inconvénient de mener à des détections biaisées vers les objets les plus actifs, alors que la variabilité photométrique semble également concerner les WTTS.

#### Des possibilités d'étude nouvelles

La recherche photométrique en grand champ n'est donc probablement pas sensible aux biais des relevés précédents. Cette étude est donc complémentaire : les informations photométriques devront être corrélées avec les autres observables. Eventuellement, les types de variabilités photométriques doivent préciser les processus physiques actifs selon les classes d'étoiles T Tauri étudiées précédemment, ou peut-être définir des classes distinctes.

Cette approche introduit d'autres biais qu'il reste justement à préciser. Plus généralement, l'accessibilité à un grand nombre d'objets a pour but de permettre une approche statistique nouvelle, sur les proportions relatives des différents types d'étoiles, la répartition spatiale, les stades évolutifs, en plus des informations sur la rotation stellaire.

## 10.3 Mise en œuvre observationnelle

Les motivations astrophysiques précédentes soulignent l'intérêt pour cette étude en photométrie à grand champ, avec une précision atteignant quelques centièmes de magnitude. De tels besoins observationnels sont remplis par l'instrumentation utilisée par l'expérience EROS. Contrairement à d'autres études liées à cette instrumentation, la recherche systématique que nous proposons de nouveaux objets stellaires jeunes ne peut utiliser l'énorme base de données photométriques acquise sur les nuages de Magellan et le centre galactique : les champs nécessaires ici concernent des régions de formation stellaire, enfouies et donc peu peuplées, et donc à

l'opposé du choix des champs favorables à la détection de micro-lentilles.

Sur la motivation scientifique de notre programme, l'équipe d'EROS, et en particulier M. Spiro, P. Bareyre et C. Magneville, ont accepté l'utilisation de l'instrumentation EROS, pendant deux heures par nuit, pour l'observation de champs enfouis, sur une période de trois semaines pendant laquelle j'assurais la continuité des observations EROS, fin mars 1995.

### 10.3.1 L'instrumentation EROS

Je décris brièvement ici l'instrumentation EROS, telle qu'elle existait à la date de mes observations. Les éléments principaux en sont :

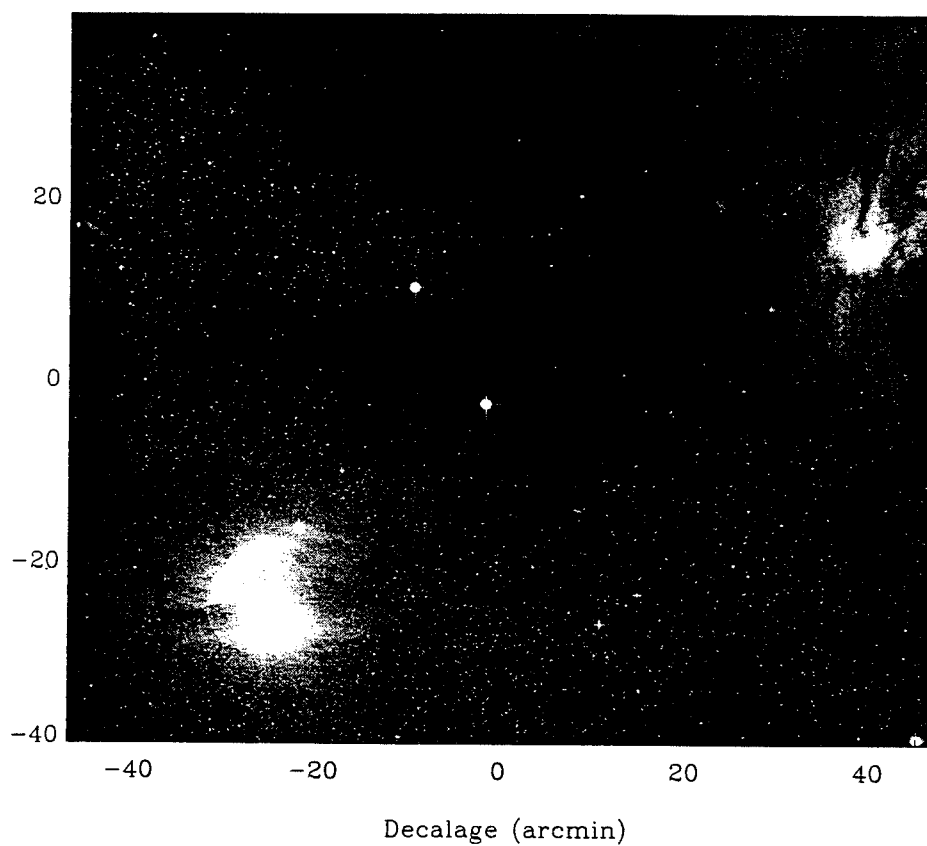
- *un télescope de 40 cm* situé sur le site ESO de La Silla (Chili), et monté sur la structure de l'ancien télescope à grand champ GPO.
- *une mosaïque de 15 CCD* visible  $576 \times 400$  recueille l'information sur un champ approchant  $1^\circ \times 0,5^\circ$
- *deux filtres spectraux* sont disponibles, respectivement  $B_E$  et  $R_E$ . Ils sont spécifiques à cette expérience et couvrent à eux deux l'ensemble du domaine visible.
- *un système de suivi du pointage* requiert la présence d'une étoile de magnitude  $\leq 8$  dans le champ observé ou à proximité
- *une chaîne informatique* de commande de la caméra, et de pré-traitement des données permet de définir des séquences d'observation et d'effectuer des procédures automatiques de correction de courant d'obscurité et de champ plat. Elle supporte la gestion et le traitement d'un flux d'information de typiquement une fraction de giga-octets par nuit.

### 10.3.2 Le programme observationnel

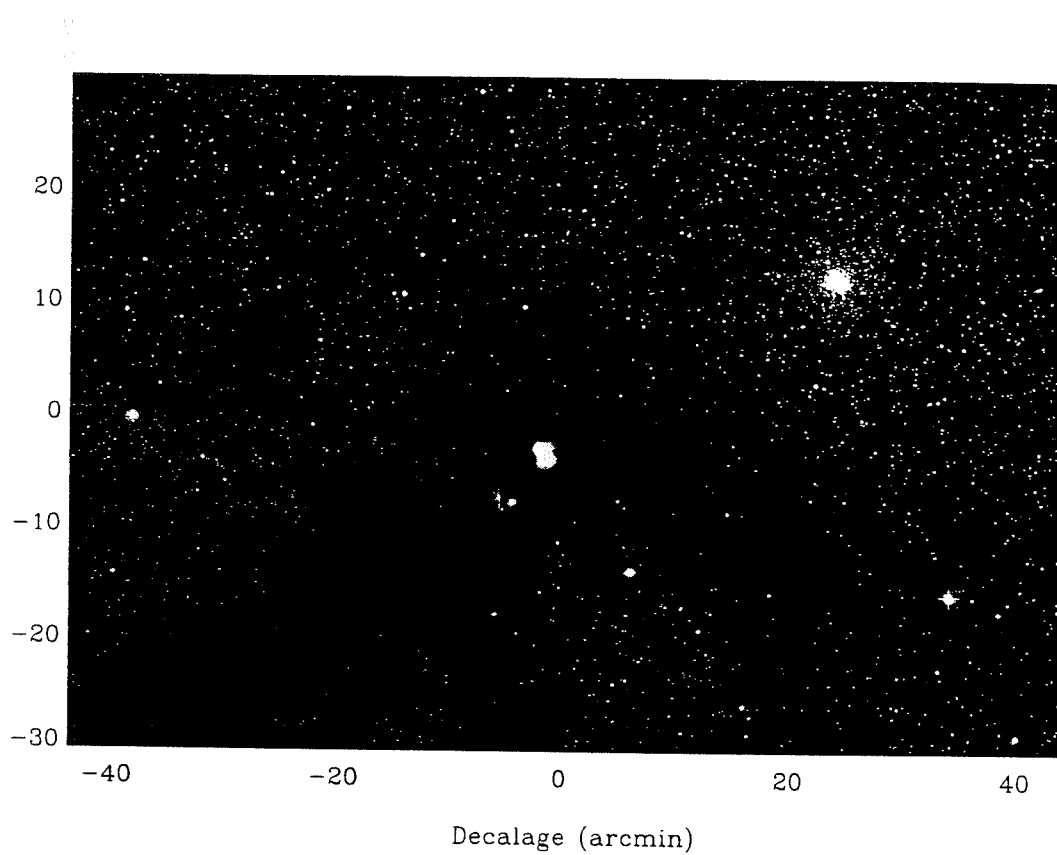
J'ai donc utilisé cette instrumentation 2 heures par nuit pendant 20 nuits en mars-avril 1995.

Les champs choisis couvrent :

- une région approchant  $1^\circ \times 1^\circ$  dans la région de formation stellaire de  $\rho$  Ophiuchus (Fig. 10.3). Elle est centrée sur un cœur dense où l'extinction est très importante. Dans la région environnante observée, un nombre beaucoup plus important d'étoiles est observable. Parmi celles-ci, la majorité est certainement sur la séquence principale, mais on s'attend également à la présence d'étoiles jeunes loin du cœur dense, peut-être surtout des WTTS.
- une région de la Couronne Australe (Fig. 10.4), également enfouie, autour des étoiles de Herbig TY CrA et R CrA. De la même manière, la région observée déborde aussi sur les abords moins enfouis, et inclut en particulier l'amas M 55.



**Figure 10.3** : Le premier champ d'observation couvre  $1^\circ \times 1^\circ$ , la région de  $\rho$  Ophiuchus, centrée approximativement sur le point de coordonnées (2000) : 16h 28m , -24° 42'



**Figure 10.4 :** Le second champ d'observation couvre  $1^{\circ} \times 0,5^{\circ}$ , dans la région de la Couronne Australe, centrée approximativement sur le point de coordonnées (2000) : 19h 01m , -36° 50'

Chacun des champs est observé dans les deux filtres disponibles, et avec deux temps de poses : le plus court est déterminé pour pouvoir étudier les étoiles les plus brillantes du champ, et un temps de pose plus long (typiquement 6 minutes, contraint par le temps d'observation disponible) est utilisé pour détecter des cibles plus faibles.

Les moments d'observation de ces régions sont identiques pour toutes les nuits d'observations, sous les contraintes combinées de l'observabilité de ces champs et du programme principal EROS, soit : en milieu de nuit pour  $\rho$  Oph, entre l'observation de la barre du grand nuage de Magellan et celle du centre galactique, et juste avant le lever du jour pour CrA.

### 10.3.3 Réduction des données

#### Objectifs de réduction

Après les corrections cosmétiques effectuées en chaîne à la suite de l'acquisition, restent à effectuer l'extraction et la photométrie des sources du champ. On cherche à obtenir, pour chacune des étoiles observées, la courbe de lumière sur l'ensemble des nuits d'observations. En outre, on doit déterminer la précision de l'ensemble de la procédure, de manière à pouvoir identifier pour chacune de ces courbes, si la variabilité des mesures indique une variation photométrique de l'objet stellaire.

Pour chaque étoile, ces objectifs impliquent la détermination de son signal en ADU, la comparaison de ce signal à celui des étoiles voisines, du même CCD, et finalement le réajustement de ces mesures d'une nuit à l'autre.

Selon les régions du champ, enfouies ou peuplées, les problèmes de réduction sont différents et impliquent des traitements de données adaptés.

#### Régions peuplées

Autour des cœurs denses, le nombre d'étoiles à traiter dépasse la dizaine de milliers, sur un champ d'observation. Nos objectifs et le type d'observations rejoignent ceux de l'expérience elle-même. Nous avons en conséquence pu utiliser le même outil, soit le logiciel de réduction PEIDA (*Photométrie et Etude d'Images Destiné à l'Astronomie*, Ansari (1996), Renault (1996)), grâce à l'aide active de R. Ansari (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay).

Ce programme permet de manière intégrée, informatiquement rapide et facile à utiliser :

- *l'extraction des sources*, par comparaison au bruit de fond
- *le recentrage des champs*, obtenus durant différentes nuits, pour une identification correcte des étoiles d'une nuit sur l'autre
- *la photométrie* des sources extraites, par ajustement du profil stellaire et du fond



- la calibration affine des données photométriques d'une nuit sur l'autre, de manière statistique. Elle suppose que les étoiles, dans leur grande majorité, ne sont pas variables (cette méthode serait encore valide dans le cas de variabilités suffisamment incohérentes pour être insensibles en moyenne). Cela signifie que, par construction, la moyenne sur l'ensemble des étoiles de la différence entre le flux mesuré à un instant  $t$  et le flux moyen de cette étoile, est ramenée à zéro :

$$\langle F_i(t) - \langle F_i \rangle_t \rangle_i = 0, \quad \forall t,$$

si  $F$  désigne la valeur d'une mesure calibrée,  $t$  la date de mesure, et  $i$  l'étoile concernée ; les crochets indiquent une opération de moyenne.

Notre traitement est plus facile que dans le cas de données sur les Nuages de Magellan où les champs sont beaucoup plus encombrés : les problèmes liés au recouvrement des sources sont absents ici. En revanche, nous sommes particulièrement sensibles à la détermination des incertitudes, pour discerner les variabilités astrophysiques des différentes sources de bruit, ou d'artéfacts de calibration : nous recherchons des variations éventuellement à la limite de précision des mesures, alors que les variations micro-lentille sont typiquement bien plus importantes.

Nous avons donc pris soin de vérifier et préciser ces points. Nous avons obtenu les meilleurs résultats en traitant les étoiles (et leur calibration) par tranche de luminosité, sans mélanger les étoiles les plus nombreuses, proches de la limite de détection et les plus brillantes. Des histogrammes des variances des mesures fournissent une estimation cohérente de la précision des mesures. Finalement, les étoiles variables sont sélectionnées à partir d'un seuil sur le  $\chi^2$  de la variation des mesures (norme  $L_2$  des variations pondérées par les incertitudes) défini pour chaque tranche de luminosité. Travailler ainsi permet d'isoler des variations à la limite des incertitudes correspondant à chaque tranche de luminosité, c'est-à-dire de déterminer des variations faibles pour les étoiles brillantes, ainsi que des variations importantes pour les étoiles faibles beaucoup plus nombreuses.

Après ces procédures automatiques, des variabilités aberrantes (dues par exemple à la présence sur une image de mauvais pixels ou de valeurs négatives après soustraction du ciel...) sont éliminées facilement de la sélection d'étoiles variables.

Nous avons rencontré deux types de difficultés particulières dans ce travail, ayant pour conséquence essentielle de limiter la quantité de données :

- des réflexions dans la caméra affectent de manière importante certaines régions des détecteurs, en conséquence de la présence d'une étoile très brillante juste en dehors des champs de la région de  $\rho$ Oph. Des procédures de tri ont été mises en œuvre pour rejeter des détections aberrantes sur ces régions.
- les données pour le champ de CrA ont été obtenues juste avant le jour, et leur qualité est variable selon l'heure précise des mesures. Certaines données ont été écartées pour éviter que leur moins bonne qualité induise une dispersion

des mesures dominant les variations recherchées. Cette sélection n'a finalement concerné que 3 poses.

L'ensemble de cette méthode est très efficace et rapide. Cependant, elle traite séparément les différents CCD, et requiert un nombre important de sources extraites.

### Régions enfouies

Sur les régions où l'extinction est la plus importante, on ne peut donc appliquer la même procédure. Le nombre de sources y est beaucoup plus faible ; un traitement moins automatique y est alors possible.

Un ensemble de procédures de réduction photométrique développé par J. Bouvier sous l'ensemble logiciel IRAF a été utilisé pour ces régions. La démarche logique est similaire à celle utilisée par PEIDA. Cependant, la calibration n'est pas ici statistique mais se fonde sur un faible nombre de références. Celles-ci sont déterminées par itération, en rejetant les étoiles présentant une variation plus importante que l'ensemble des autres. Nous avons vérifié que les précisions obtenues sont homogènes avec celles issues de PEIDA.

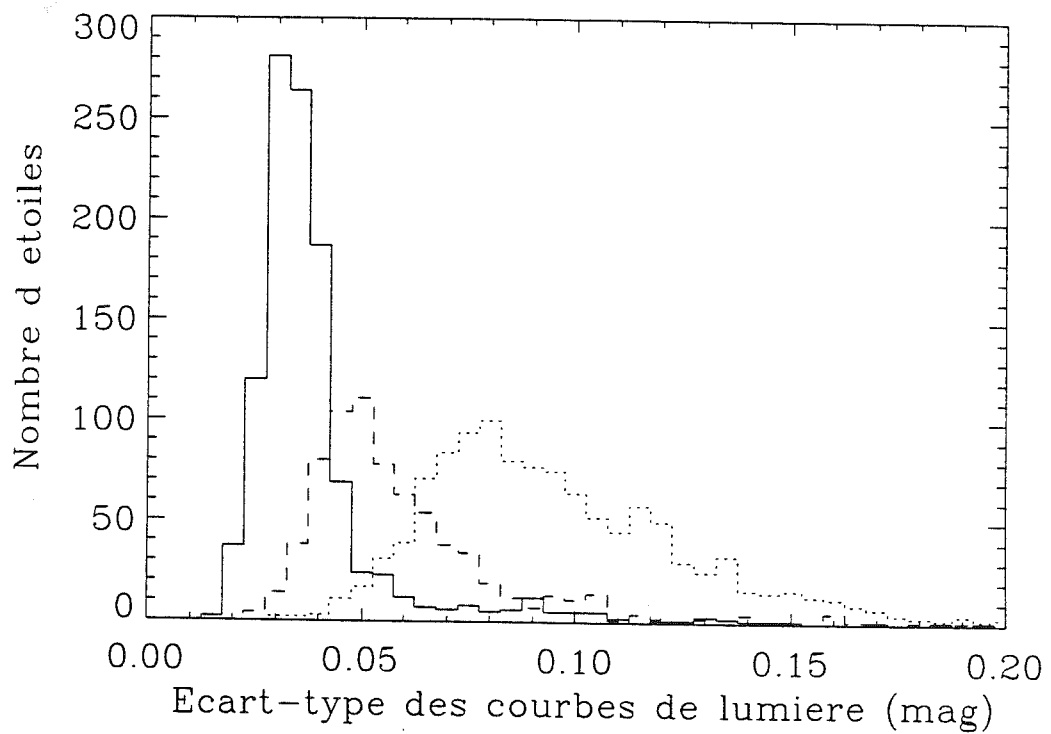
## 10.4 Résultats

### 10.4.1 Précision photométrique

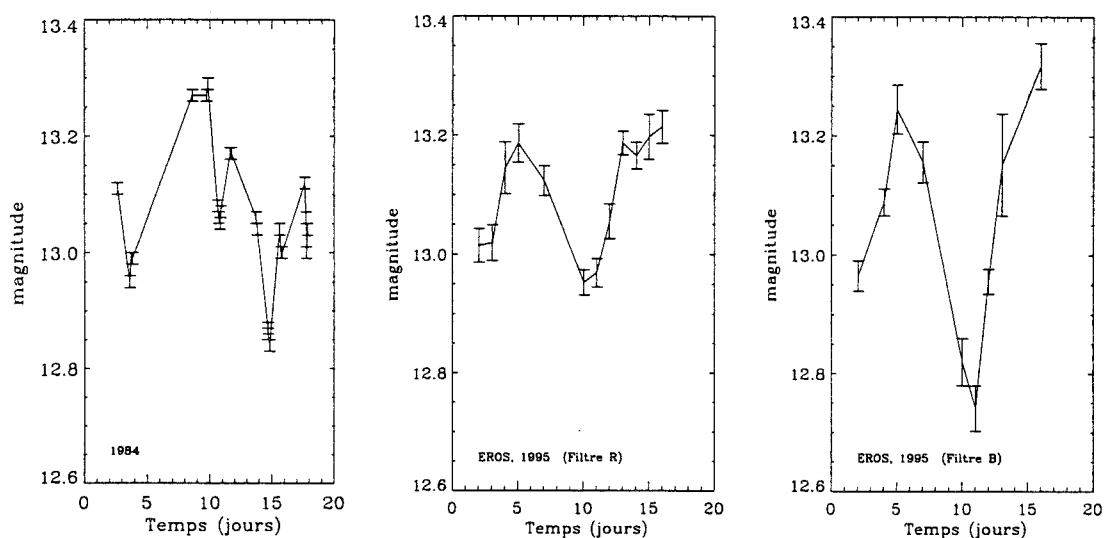
Notre premier résultat a été de déterminer la précision photométrique des données recueillies, et par tranche de luminosité. La figure 10.5 indique ainsi les précisions correspondantes, évaluées statistiquement pour des données traitées par PEIDA, à partir de l'histogramme des écarts-types de courbes de lumières de l'ensemble des étoiles. Dans le cas du traitement des étoiles isolées, les procédures IRAF fournissent des indicateurs d'erreurs internes au traitement. Nous avons comparé sur des jeux de données identiques les précisions par les deux méthodes de traitement. Ayant trouvé des résultats analogues, nous préférons attribuer les incertitudes obtenues statistiquement également aux données IRAF, pour la tranche de luminosité correspondante. Il faut noter que cette démarche est conservative.

Pour un temps de pose donné, on observe que la précision décroît brutalement à partir d'une magnitude donnée. Les précisions typiques obtenues sont de 0,05 mag pour les étoiles plus brillantes que magnitude 19, et de l'ordre de 0,1 mag jusqu'à la magnitude 21 (pour un temps de pose de 6 minutes, dans le filtre rouge). Les objectifs astrophysiques peuvent donc être abordés :

- avec la recherche de variations périodiques de relativement faibles amplitudes sur un nombre significatif d'étoiles (plusieurs centaines d'étoiles de magnitude inférieure à 19 sur les champs observés),
- avec la recherche d'événements plus violents, d'amplitude supérieure de l'ordre de quelques 0,1 mag, certainement plus rares mais détectables sur un nombre bien plus grand d'étoiles.



**Figure 10.5 :** Histogramme des écart-types des courbes de luminosité des étoiles d'un CCD peuplé, traité par PEIDA. La ligne pleine correspond aux étoiles de magnitude inférieure à 18 ( $\langle \sigma \rangle = 0,04$  mag), la ligne en tirets les étoiles de magnitude entre 18 et 19 ( $\langle \sigma \rangle = 0,06$  mag) et la ligne pointillée les étoiles détectées de magnitude supérieure à 19 ( $\langle \sigma \rangle = 0,1$  mag)



**Figure 10.6 :** Comparaison de la variabilité photométrique de l'étoile T Tauri ROX 34, entre des observations pointées en 1984 (à gauche), et les observations EROS en 1995 dans le filtre rouge (au milieu) et le filtre bleu (à droite, ramené à la même magnitude)

### 10.4.2 Variabilité photométrique

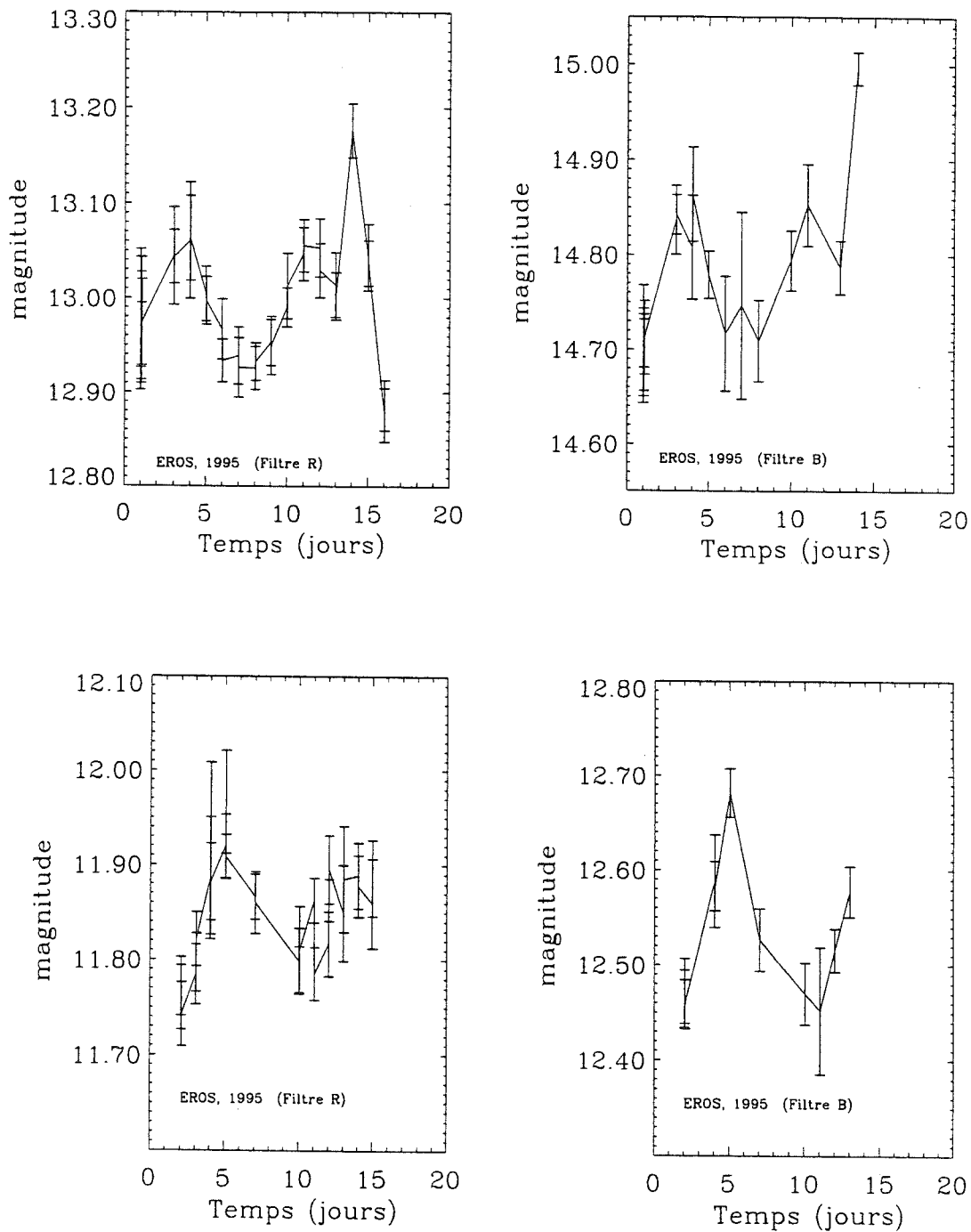
Tout d'abord, nous retrouvons les variations précédemment connues d'étoiles T Tauri (Fig. 10.6). Les résultats sont cohérents en terme d'échelles de temps et d'amplitude de variation par rapport à des mesures effectuées en 1984 (Bouvier & Appenzeller 1992).

Par ailleurs, nous détectons pour une cinquantaine d'objets des variabilités photométriques non connues jusqu'à maintenant. Ces variabilités incluent des variations périodiques de faible amplitude (Fig. 10.7), ainsi que des variations sporadiques de grande amplitude (Fig. 10.8).

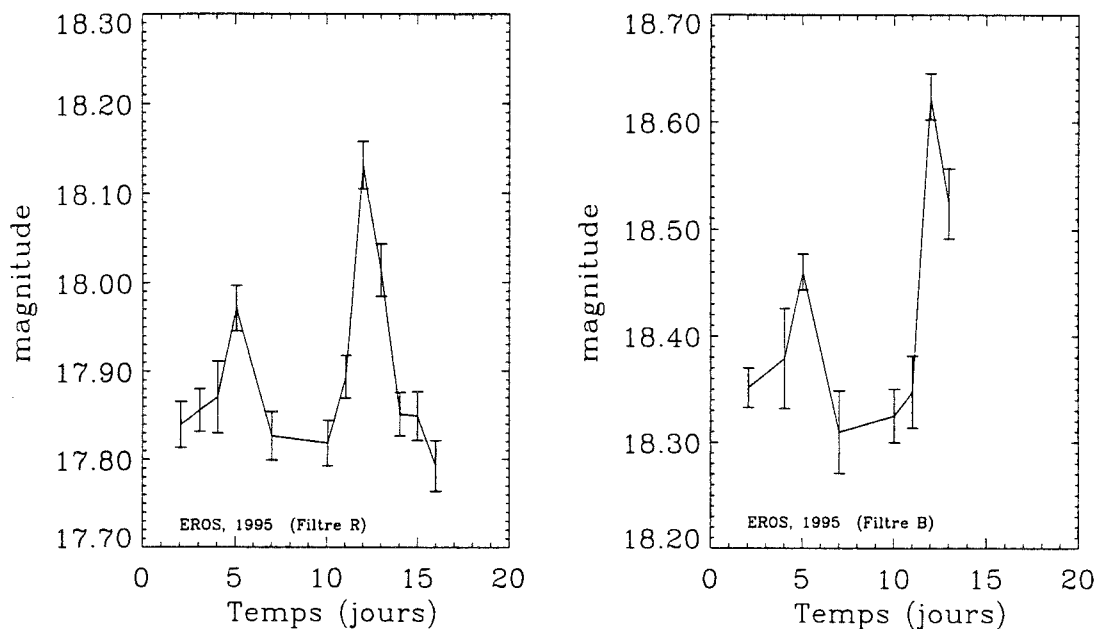
Les observations dans le filtre bleu sont moins bonnes. Elle requièrent des temps de pose plus importants, du fait de l'extinction, si bien que davantage de poses ont été obtenues dans le filtre rouge. Même avec ces temps de pose plus long, les incertitudes obtenues sont plus grandes. Dans les cas où la précision est suffisante, nous retrouvons en bleu les variations détectées dans le filtre rouge.

## 10.5 Perspectives

Ce travail a permis d'évaluer si les possibilités observationnelles actuelles en photométrie à grand champ peuvent faire progresser l'étude des étoiles T Tauri par la détection de variabilités photométriques sur un échantillon stellaire non sélectionné. Les résultats sont positifs et ont été présentés parmi d'autres présentations de l'utilisation des expériences de micro-lentilles (Atelier sur les retombées astrophysiques des banques de données EROS-DUO-MAMA, 25 janvier 1996, IAP ;



**Figure 10.7 :** Exemples de détection de variations photométriques typiques d'étoiles T Tauri, d'amplitude relativement faible (de l'ordre de ou inférieure à 0,1 mag). L'étoile ROX 20B (en haut) est associée à une émission X, tandis que la suivante (en bas) plus faible n'avait pas encore été identifiée comme étoile T Tauri.



**Figure 10.8** : Exemple de détection de variations photométriques de forte amplitude

12th IAP conference, juillet 1996). Le nombre d'étoiles sur lesquelles les précisions obtenues deviennent intéressantes est suffisamment important pour obtenir rapidement un grand nombre de nouvelles détections (invisibles avec des observations pointées), avec une résolution spatiale bien supérieure à celle des observations X (et sans le besoin d'un satellite), et sans le biais de détection inhérent aux relevés  $H_{\alpha}$ . De plus nous proposons une procédure complète de traitement des données. L'ensemble de ces points répond aux objectifs que je m'étais fixés sur ce sujet.

Ce travail fournit un jeu de courbes de lumières intéressantes. La poursuite de ce travail passe par leur analyse, en comparaison avec les autres informations photométriques obtenues précédemment, pour ces nuages ou d'autres présentant un comportement éventuellement différent (comme le Taureau ou Orion), en comparaison avec les observables particulières des objets jeunes (avec des observations pointées maintenant).

Pour une telle continuation, il me semble aussi intéressant de souligner ici les limitations de ces données, apparues clairement lors de leur traitement. Un grand nombre de celles-ci suggère des améliorations possibles. Ce travail va déboucher sur la proposition d'observations complémentaires, tirant profit des conclusions présentes, à l'équipe EROS. En conséquence, les améliorations possibles tiennent compte de l'évolution significative de l'instrumentation correspondante (de EROS-I à EROS-II) :

- *la précision photométrique* permet déjà des détections intéressantes. Il est probable, sur la base des observations pointées précédentes, qu'un nombre significatif de variations périodiques de quelques 0,01 mag soient juste sous les possibilités de détection obtenues. L'amélioration de ces incertitudes serait donc très profitable. Ceci peut certainement être obtenu avec un flux reçu plus important. EROS-II améliorera ce point. La surface collectrice est six fois plus importante. De plus, les détecteurs d'EROS-II sont plus performants et mieux échantillonnés, ce qui devrait également favoriser la précision de l'extraction photométrique.
- *la comparaison des filtres*, qui n'était pas l'objectif essentiel de cette première mission, est rendue difficile par le nombre insuffisant de données dans le filtre bleu. La prise des données dans les deux filtres est simultanée avec EROS-II et règle cette question.
- *le nombre d'étoiles accessibles* gagne évidemment à être augmenté, dans le but d'études de type statistique, pour différentes classes d'objets. Le gain en sensibilité, lié au gain en précision photométrique décrit ci-dessus, va dans ce sens. Toutefois, dans le contexte de la gestion d'un temps disponible d'observation limité et donc en terme de choix, il me semble plus approprié de chercher à gagner en surface de ciel observé qu'en profondeur. En effet, augmenter le temps de pose d'un facteur 2 ne permet pas d'accéder à un nombre d'étoiles significativement plus important dans les régions enfouies, où l'extinction croît très vite. Dans les régions environnantes, il me semble plus intéressant de prolonger le nombre d'objets un peu plus loin plutôt que plus faibles, pour la possibilité d'une étude du lien entre la répartition spatiale par rapport au cœur dense et la statistique des propriétés photométriques mesurées.

Toujours dans ce cadre, et au moins dans un premier temps, il me semble intéressant d'obtenir le nombre le plus important d'informations sur une région de formation particulière, plutôt que de disperser ces informations sur différents nuages : l'intérêt astrophysique croît ici plus vite que linéairement avec le nombre d'informations disponibles.

- *l'échantillonnage temporel des observations* obtenu pour ces seules données est très restrictif. Pour les raisons indiquées précédemment, les observations ont été effectuées systématiquement à la même heure de la nuit, ce qui est très défavorable, car limitatif en hautes fréquences. En outre les basses fréquences sont limitées par la durée de la mission de 20 jours, si bien que finalement les seules périodes accessibles sont limitées à l'intervalle de 4-5 jours à 10 jours.

Des observations à venir peuvent facilement améliorer cette couverture fréquentielle de manière considérable. D'une part, la comparaison de données séparées dans le temps offre une information sur la stabilité sur l'échelle de l'année des processus variables observés. D'autre part, des observations optimisées doivent inclure deux à trois points de mesure par nuit et par champ, si possible à des heures irrégulières d'une nuit sur l'autre. Une mission de 20 à 30 jours permet alors d'explorer plus efficacement des périodes entre 1 à 15 jours.

# Bibliographie

- Aitken D. K., Moore T. J. T., Roche P. F., Smith C. H., Wright C. M., 1993, MNRAS, 265, L41
- Ansari A., 1996, Photometric Reconstruction and Data Analysis Softwares in the EROS Experiment, in Proc. of the ESF workshop on Converging Computing Methodologies in Astronomy (Nice Oct. 95)
- Ansari R., Cavalier F., Moniez M., et al., 1996, A&A, 314, 94
- Artymowicz P., 1988, ApJ, 335, L79
- Artymowicz P., 1995, Modeling and understanding the dust around  $\beta$  Pictoris, in Ferlet R., Vidal-Madjar A. (eds.), Circumstellar dust disks and planet formation. Eds Frontières, p. 47
- Artymowicz P., 1996, Vega-type systems, in Kaufl H., Siebenmorgen R. (eds.), The role of dust in the formation of stars. Springer-Verlag, p. 137
- Artymowicz P., Burrows C., Paresce F., 1989, ApJ, 337, 494
- Artymowicz P., Clarke C. J., Lubow S. H., Pringle J. E., 1991, ApJ, 370, L35
- Artymowicz P., Liseau , 1996, ApJ, sous presse
- Artymowicz P., Lubow S. H., 1994, ApJ, 421, 651
- Augereau J.-C., 1996, Stage de DEA : Modélisation des disques circumstellaires d'étoiles séquence principale à excès infrarouge. Application au cas de  $\beta$  Pictoris, 6 juillet 1996
- Aumann H. H., Good J. C., 1990, ApJ, 350, 408
- Babel J., 1995, A&A, 301, 823
- Backman D., Gillet F., Witteborn F., 1992, ApJ, 385, 670
- Backman D., Paresce F., 1993, Main-Sequence stars with circumstellar solid material: the Vega phenomenon, in Levy E., Lunine J. (eds.), Protostars and Planets III. University of Arizona Press, p. 1253
- Baldwin J. E., Beckett M. G., Boysen R. C., et al., 1996, A&A, 306, L13



- Beaulieu J. P., Lamers H. J. G. L. M., Grison P., et al., 1996, *Sci*, 272, 995
- Beaulieu J. P. e., 1996, *A&A*, soumis
- Beckers J., 1993, *ARA&A*, 31, 13
- Bester M., Danchi W. C., Townes C. H., 1990, Long baseline interferometer for the mid-infrared, in *Amplitude and intensity spatial interferometry; Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Feb. 14-16, 1990 (A91-30676 12-89)*. Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1990, p. 40-48. Research supported by University of California and Perkin Fund., p. 40
- Beust H., 1995, The "Falling Evaporating Bodies" model, in Ferlet R., Vidal-Madjar A. (eds.), *Circumstellar dust disks and planet formation*. Eds Frontières, p. 35
- Beust H., Lagrange A.-M., Plazy F., Mouillet D., 1996, *A&A*, 310, 181
- Beust H., Lagrange-Henri A. M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1989, *A&A*, 223, 304
- Beust H., Lissauer J. J., 1994, *A&A*, 282, 804
- Beust H., Morbidelli A., 1996, *Icarus*, 120, 358
- Beust H., Tagger M., 1993, *Icarus*, 106, 42
- Beust H., Vidal-Madjar A., Ferlet R., Lagrange-Henri A. M., 1991, *A&A*, 241, 488
- Beuzit J.-L., 1995, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 19 Décembre 1995
- Beuzit J.-L., Hubin N., Gendron E., et al., 1994, ADONIS: a user-friendly adaptive optics system for the ESO 3.6-m telescope, in *Proc. SPIE*, Vol. 2201, p. 955
- Beuzit J.-L., Lagrange A.-M., Paufigue J., Mouillet D., 1995, Adaptive optics observations of Main Sequence stars: first results, in Ferlet R., Vidal-Madjar A. (eds.), *Circumstellar dust disks and planet formation*. Eds Frontières, p. 165
- Beuzit J.-L., Mouillet D., Lagrange A.-M., 1996, *A&A*, sous presse
- Beuzit J.-L., Mouillet D., Magnard Y., Puget P., Stadler E., 1996, ADONIS coronagraph final design, Rapport technique 5, Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, 20 octobre 1996
- Boggess A., Bruhweiler F. C., Grady C. A., et al., 1991, *ApJ*, 377, L49
- Bouvier J., Appenzeller I., 1992, *A&AS*, 92, 481
- Bouvier J., Bertout C., Bouchet P., 1988, *A&AS*, 75, 1
- Bouvier J., Cabrit S., Fernandez M., Martin E. L., Matthews J. M., 1993, *A&AS*, 101, 485

- Bouvier J., Covino E., Kovo O., et al., 1995, *A&A*, 299, 89
- Burrows C. J., Krist J. E., Stapelfeldt K. R., Team W. I. D., 1995, *BAAS*, 187, 3205
- Carleton N. P., Traub W. A., Lacasse M. G., et al., 1994, Current status of the IOTA interferometer, in *Proc. SPIE*, Vol. 2200, p. 152
- Casanova S., Montmerle T., Feigelson E. D., Andre P., 1995, *ApJ*, 439, 752
- Catala C., 1983, *A&A*, 125, 313
- Chini R., Kruegel E., Kreysa E., Shustov B., Tutukov A., 1991, *A&A*, 252, 220
- Clarke C. J., Pringle J. E., 1991, *MNRAS*, 249, 584
- Coudé du Foresto V., 1994, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 11 Juillet 1994
- Coudé du Foresto V., 1996, *A&A*, sous presse
- Coudé du Foresto V., Mاتیotti J.-M., Mazé G., Ridgway S., 1992, De l'optique intégrée pou l'interférométrie astronomique, in *C.R. Acad. Sci. Paris*, Vol. 315, p. 1641
- Coudé du Foresto V., Ridgway S., 1991, FLUOR: A stellar interferometer using single-mode infrared fibers, in *Conférence ESO : "High-resolution imaging by interferometry*, p. 731
- Coulson I. M., Walther D. M., 1995, *MNRAS*, 274, 977
- Deleuil M., 1995, 10 years of UV observations of the  $\beta$  Pictoris circumstellar disk, in Ferlet R., Vidal-Madjar A. (eds.), *Circumstellar dust disks and planet formation*. Eds Frontières, p. 29
- Deleuil M., Gry C., Lagrange-Henri A. M., et al., 1993, *A&A*, 267, 187
- Demailly L., 1996, Thèse de doctorat, Université de Caen
- Dent W. R. F., Greaves J. S., Mannings V., Coulson I. M., Walther D. M., 1995, *MNRAS*, 277, L25
- Dohnanyi J., 1969, *Am. Geo. Union*, 74, 2531
- Donati J. F., 1993, Temperature, abundance and magnetic mapping of stellar atmospheres, in *Inside the stars; Proceedings of the 137th IAU Colloquium*, Univ. of Vienna, Austria, p. 136
- Dyck H. M., Benson J. A., Carlton N. P., et al., 1995, *AJ*, 109, 378
- Edwards S., Hartigan P., Ghandour L., Andrulis C., 1994, *AJ*, 108, 1056
- Fajardo-Acosta S. B., Knacke R. F., 1995, *A&A*, 295, 767

- Faraggiana R., Gerbaldi M., Boehm C., 1990, *A&A*, 235, 311
- Feautrier P., Geoffroy H., Petmezakis P., et al., 1994, The 1 – 5 micron imaging detector for the ADONIS adaptive optics system, in SPIE meeting on Infrared Spaceborne Remote Sensing II. Proc. SPIE 2268, M. Scholl Ed., p. 386
- Ferlet R., Lagrange-Henri A. M., Beust H., et al., 1993, *A&A*, 267, 137
- Ferlet R., Vidal-Madjar A., Hobbs L. M., 1987, *A&A*, 185, 267
- Freudling W., Lagrange A. M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., Forveille T., 1995, *A&A*, 301, 231
- Gallais P., 1991, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 12 Septembre 1991
- Gendron E., 1995, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 13 Mars 1995
- Gillet F., 1986, IRAS observations of cool excess around main sequence stars, in Israel F. (ed.), *Light on dark matter*. D. Reidel Publishing Company, p. 61
- Gledhill T. M., Scarrott S. M., Wolstencroft R. D., 1991, *MNRAS*, 252, 50P
- Golimowski D. A., Durrance S. T., Clampin M., 1993, *ApJ*, 411, L41
- Grady C. A., McCollum B., Rawley L. A., et al., 1996, *ApJ*, 464, L183
- Grady C. A., Perez M. R., The P. S., 1994, *Ap&SS*, 212, 107
- Greenberg J., Li A., 1996, Comets as a source of the dust in the  $\beta$  Pictoris disk, in Kaufl H., Siebenmorgen R. (eds.), *The role of dust in the formation of stars*. Springer-Verlag, p. 161
- Grison P., Beaulieu J. P., Pritchard J. D., et al., 1995, *A&AS*, 109, 447
- Heasley J. N., Janes K., Labonte B., et al., 1996, *PASP*, 108, 385
- Herbst W., Herbst D. K., Grossman E. J., 1994, *AJ*, 108, 1906
- Hobbs L. M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., Albert C. E., Gry C., 1985, *ApJ*, 293, L29
- Hobbs L. M., Welty D. E., Lagrange-Henri A. M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1988, *ApJ*, 334, L41
- Hofmann R., Blietz M., Duhoux P., et al., 1992, SHARP and FAST: near infrared speckle and spectroscopy at MPE, in *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*. ESO Conference and Workshop Proc. Vol. 42, M.-H. Ulrich Ed., p. 479
- Holweger H., Rentzsch-Holm I., 1995, *A&A*, 303, 819
- Joncour I., 1994, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 9 Décembre 1994

- Jura M., Ghez A., White R., et al., 1995, ApJ, 445, 451
- Jura M., Zuckerman B., Becklin E., Smith R., 1993, ApJ, 418, L37
- Kalas P., Jewitt D., 1995a, AJ, 110, 794
- Kalas P., Jewitt D., 1995b, AJ, 110, 794
- Kalas P., Jewitt D., 1996, AJ, 111, 1347
- Kern P., 1990, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 25 Juin 1990
- King J. R., Patten B. M., 1992, MNRAS, 256, 571
- Knacke R. F., Fajardo-Acosta S. B., Telesco C. M., et al., 1993, ApJ, 418, 440
- Kobi D., North P., 1990, A&AS, 85, 999
- Kondo Y., Bruhweiler F. C., 1985, ApJ, 291, L1
- Kurucz R., 1992, in IAU Symp. 149. The Stellar Populations of Galaxies, eds B. Barbuy & A. Renzini, p. 225
- Lagage P.-O., Pantin E., 1994, Nat, 369, 628
- Lagrange A.-M., 1989, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 13 Juin 1989
- Lagrange A. M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1987, A&A, 173, 289
- Lagrange A. M., Plazy F., Beust H., et al., 1996, A&A, 310, 547
- Lagrange A. M., Vidal-Madjar A., Deleuil M., et al., 1995, A&A, 296, 499
- Lagrange-Henri A. M., Beust H., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1989, A&A, 215, L5
- Lagrange-Henri A. M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., Beust H., Gry C., 1990, A&AS, 85, 1089
- Lagrange-Henri A. M., Gosset E., Beust H., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1992, A&A, 264, 637
- Lagrange-Henri A. M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1988, A&A, 190, 275
- Lannes A., Anterrieu E., Bouyoucef K., 1996, J. Mod. Opt., 41, 1537
- Lanz T., Heap S. R., Hubeny I., 1995, ApJ, 447, L41
- Lecavelier Des Etangs A., Deleuil M., Vidal-Madjar A., et al., 1996b, A&A, soumis
- Lecavelier Des Etangs A., Deleuil M., Vidal-Madjar A., et al., 1996a, A&A, soumis
- Lecavelier Des Etangs A., Deleuil M., Vidal-Madjar A., et al., 1995, A&A, 299, 557

- Lecavelier des Etangs A., Perrin G., Ferlet R., et al., 1993, *A&A*, 274, 877
- Lecavelier Des Etangs A., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1996, *A&A*, 307, 542
- Lin D. N. C., Papaloizou J., 1985, On the dynamical origin of the solar system, in *Protostars and planets II* (A86-12626 03-90). Tucson, AZ, University of Arizona Press, 1985, p. 981-1072. NSF-supported research., p. 981
- Lyot B., 1939, *MNRAS*, 99, 580
- Malbet F., 1992, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 14 Décembre 1992
- Malbet F., Bertout C., 1995, *A&AS*, 113, 369
- Malbet F., Shao M., Yu J., 1994, Active optics and coronagraphy with the Hubble Space Telescope, in *Adaptive Optics in Astronomy*. SPIE Proc. 2201, p. 1135
- Malbet F., Yu J., Shao M., 1995, *PASP*, 107, 386
- Mariotti J.-M., 1989, Introduction to Fourier optics and coherence, in Alloin D., Mariotti J.-M. (eds.), *Diffraction-limited imaging with very large telescopes*. Kluwer Academic Publishers, p. 3
- Mariotti J. M., Foresto V. C. D., Perrin G., 1996, *BAAS*, 28, 1207
- Ménard F., Malbet F., Monin J.-L., et al., 1997, Disks around young stars, in *Conférence ESO : "Science with the VLT Interferometer"*, p. sous presse
- Mouillet D., Beuzit J.-L., Lagrange A.-M., 1996, *A&A*, soumis
- Mouillet D., Lagrange A. M., 1995, *A&A*, 297, 175
- Mouillet D., Larwood J., Papaloizou J., Lagrange A.-M., 1996, *MNRAS*, soumis
- Mozurkewich D., Johnston K. J., Simon R. S., et al., 1991, *AJ*, 101, 2207
- Nakajima T., Durrance S. T., Golimowski D. A., Kulkarni S. R., 1994, *ApJ*, 428, 797
- Nakano T., 1990, *ApJ*, 355, L43
- Neff J. E., Cheng K. P., 1995, *Ap&SS*, 224, 525
- Pantin E., 1996, Thèse de doctorat, Université Paris VII
- Pantin E., Artymowicz P., Lagage P., 1996, *A&A*, soumis
- Paresce F., 1991, *A&A*, 247, L25
- Paresce F., Burrows C., 1987, *ApJ*, 319, L23
- Paresce F., Mourard D., Bedding T., et al., 1996, *Messenger*, 83, 14

- Patten B. M., Willson L. A., 1991, *AJ*, 102, 323
- Perrier C., et al , 1997, *A&A*, en préparation
- Perrin G., 1996, Thèse de doctorat, Université Paris VII, Décembre 1996
- Renault C., 1996, Thèse de doctorat, Université Paris VI, Juin 1996
- Richichi A., Di Giacomo A., Lisi F., Calamai G., 1992, *A&A*, 265, 535
- Rigaut F., 1992, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 20 Mai 1992
- Rigaut F., Combes M., Dougados C., et al., 1992, *Astrophysical Results with COME-ON*, in *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies. ESO Conference and Workshop Proc. Vol. 42*, M.-H. Ulrich Ed., p. 479
- Roddiier F., 1981, *Progress in Optics*, 19, 281
- Roddiier N., 1990, *Opt. Eng.*, 29, 1174
- Roques F., Scholl H., Sicardy B., Smith B. A., 1994, *Icarus*, 108, 37
- Rousset G., Beuzit J.-L., Hubin N., et al., 1994, *Performance and results of the COME-ON+ adaptive optics system at the ESO 3.6-m telescope*, in *Proc. SPIE*, Vol. 2201, p. 1088
- Ségransan D., 1996, Stage de DEA : Etude de la relation Masse-Luminosité pour des étoiles de très faible masse appartenant à des systèmes binaires, 30 juin 1996
- Sitko M. L., 1981, *ApJ*, 247, 1024
- Skinner C. J., Sylvester R. J., Graham J. R., et al., 1995, *ApJ*, 444, 861
- Slettebak A., Carpenter K. G., 1983, *ApJS*, 53, 869
- Smith B., 1995, 10 years of  $\beta$  Pictoris- A personal reminiscence, in Ferlet R., Vidal-Madjar A. (eds.), *Circumstellar dust disks and planet formation*. Eds Frontières, p. 1
- Smith B., Fountain J., Terrile R., 1992, *A&A*, 261, 499
- Smith B., Terrile R., 1984, *Science*, 226, 1421
- Sylvester R. J., Skinner C. J., Barlow M. J., Mannings V., 1996, *MNRAS*, 279, 915
- Takerkart S., 1996, Stage de fin d'études, I.N.T., 30 juillet 1996
- Telesco C. M., Knacke R. F., 1991, *ApJ*, 372, L29
- Tessier E., 1995, *Analysis and calibration of natural guide star adaptive optics data*, in *SPIE meeting on Adaptive Optical Systems and Applications. Proc. SPIE*, Vol. 2534, Tyson R.K. and Fugate R.Q. Eds., p. 178

- Vidal-Madjar A., Ferlet R., Hobbs L. M., Gry C., Albert C. E., 1986, *A&A*, 167, 325
- Vidal-Madjar A., Lagrange-Henri A. M., Feldman P. D., et al., 1994, *A&A*, 290, 245
- Walker H. J., Butner H. M., 1995, *Ap&SS*, 224, 389
- Walker H. J., Wolstencroft R. D., 1988, *PASP*, 100, 1509
- Waters L. B. F. M., Trams N. R., Waelkens C., 1992, *A&A*, 262, L37
- Zuckerman B., Becklin E., 1993a, *ApJ*, 406, L25
- Zuckerman B., Becklin E., 1993b, *ApJ*, 414, 793
- Zuckerman B., Forveille T., Kastner J., 1995, *Nat*, 373, 494

## Résumé

L'étude de l'environnement circumstellaire des étoiles de la Séquence Principale concerne la plus grande partie des étoiles ; elle est en outre étroitement liée aux études connexes de la formation des étoiles et des systèmes planétaires. Cependant, l'approche observationnelle est rendue difficile par la très faible luminosité des milieux circumstellaires. Elle requiert donc une grande sensibilité ainsi qu'une haute résolution spatiale.

D'une part, j'ai étudié l'applicabilité et l'efficacité de certains moyens observationnels pour cette étude. Cela m'a conduit en particulier à discuter les possibilités théoriques et réelles de la coronographie stellaire associée à l'optique adaptative, ainsi que celles de l'interférométrie optique et infrarouge. D'autre part, j'ai poursuivi l'étude d'environnements circumstellaires par de nouvelles observations. La spectroscopie tout d'abord a permis d'approfondir l'analyse de la composante circumstellaire gazeuse du prototype  $\beta$  Pictoris. En imagerie ensuite, à l'aide de la technique de coronographie avec optique adaptative, j'ai cherché à détecter la lumière diffusée par la poussière autour de cette étoile et d'autres candidats. Enfin, les observations sont interprétées pour améliorer notre connaissance de la distribution de matériau circumstellaire, ainsi que ses propriétés physiques et chimiques. Ces informations sont alors comparées à d'autres résultats récents, et placées dans une perspective évolutive sur les échelles de temps caractéristiques du système, à partir des résidus de nébuleuse proto-planétaire.

## Abstract

The study of circumstellar environments of Main Sequence stars concerns most of stars; it is moreover closely related to the studies of star and planetary system formation. However, the faintness of these circumstellar media makes the observations very difficult. Therefore, they require a very high sensitivity, together with high angular resolution.

On the one hand, I have studied the applicability and the efficiency of some observational techniques for this study. In particular, this led me to discuss the theoretical and actual capabilities of stellar coronagraphy coupled with adaptive optics, and that of infrared and optical interferometry. On the other hand, I have participated in the study of circumstellar environments with new observations. First, the spectroscopy allowed to improve the analysis of the gaseous component of the disk around  $\beta$  Pictoris. Secondly, I tried to image the light scattered by the dust around this star and around other candidates, in coronagraphy with adaptive optics. Finally, the observations are interpreted to improve our knowledge of the circumstellar matter distribution, together with its chemical and physical properties. This information is compared to other recent results, and considered in the frame of the evolution from the remnants of the protostellar nebula to the observed system.



**Mots clés :** Environnement circumstellaire,  $\beta$  Pictoris, Systèmes planétaires, Optique Adaptative, Coronographie stellaire, Interférométrie optique

**Keywords :** Circumstellar environment,  $\beta$  Pictoris, Planetary systems, Adaptive Optics, Stellar Coronagraphy, Optical Interferometry

## Résumé

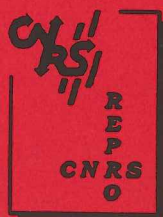
L'étude de l'environnement circumstellaire des étoiles de la Séquence Principale concerne la plus grande partie des étoiles ; elle est en outre étroitement liée aux études connexes de la formation des étoiles et des systèmes planétaires. Cependant, l'approche observationnelle est rendue difficile par la très faible luminosité des milieux circumstellaires. Elle requiert donc une grande sensibilité ainsi qu'une haute résolution spatiale.

D'une part, j'ai étudié l'applicabilité et l'efficacité de certains moyens observationnels pour cette étude. Cela m'a conduit en particulier à discuter les possibilités théoriques et réelles de la coronographie stellaire associée à l'optique adaptative, ainsi que celles de l'interférométrie optique et infrarouge. D'autre part, j'ai poursuivi l'étude d'environnements circumstellaires par de nouvelles observations. La spectroscopie tout d'abord a permis d'approfondir l'analyse de la composante circumstellaire gazeuse du prototype  $\beta$  Pictoris. En imagerie ensuite, à l'aide de la technique de coronographie avec optique adaptative, j'ai cherché à détecter la lumière diffusée par la poussière autour de cette étoile et d'autres candidats. Enfin, les observations sont interprétées pour améliorer notre connaissance de la distribution de matériau circumstellaire, ainsi que ses propriétés physiques et chimiques. Ces informations sont alors comparées à d'autres résultats récents, et placées dans une perspective évolutive sur les échelles de temps caractéristiques du système, à partir des résidus de nébuleuse proto-planétaire.

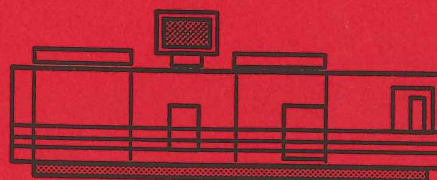
## Abstract

The study of circumstellar environments of Main Sequence stars concerns most of stars; it is moreover closely related to the studies of star and planetary system formation. However, the faintness of these circumstellar media makes the observations very difficult. Therefore, they require a very high sensitivity, together with high angular resolution.

On the one hand, I have studied the applicability and the efficiency of some observational techniques for this study. In particular, this led me to discuss the theoretical and actual capabilities of stellar coronagraphy coupled with adaptive optics, and that of infrared and optical interferometry. On the other hand, I have participated in the study of circumstellar environments with new observations. First, the spectroscopy allowed to improve the analysis of the gaseous component of the disk around  $\beta$  Pictoris. Secondly, I tried to image the light scattered by the dust around this star and around other candidates, in coronagraphy with adaptive optics. Finally, the observations are interpreted to improve our knowledge of the circumstellar matter distribution, together with its chemical and physical properties. This information is compared to other recent results, and considered in the frame of the evolution from the remnants of the protostellar nebula to the observed system.



Grenoble, janvier 1997



Imprimé sur "Xerox 5090",  
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.