



**HAL**  
open science

# La composante gazeuse du disque protoplanétaire autour de l'étoile beta Pictoris

Anne Marie Lagrange-Henri

► **To cite this version:**

Anne Marie Lagrange-Henri. La composante gazeuse du disque protoplanétaire autour de l'étoile beta Pictoris. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1989. Français. NNT: . tel-00723752

**HAL Id: tel-00723752**

**<https://theses.hal.science/tel-00723752>**

Submitted on 13 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.

# THESE

présentée

à l'UNIVERSITE de PARIS VII

pour obtenir

le titre de Docteur de l'Université Paris 7

spécialité : Astrophysique

par

Anne-Marie Lagrange-Henri

## La composante gazeuse du disque protoplanétaire autour de l'étoile $\beta$ Pictoris

Soutenue le 13 juin 1989, devant le jury composé de :

M.	A. Brahic	Président
Mme	S. Collin	Rapporteurs
M.	L.M. Hobbs	
MM.	J. Audouze	Examineurs
	C. Bertout	
	R. Ferlet	
	J. Heyvaerts	
	A. Vidal-Madjar	

## Remerciements

Je remercie A. Brahic d'avoir bien voulu être le Président du Jury, J. Audouze, C. Bertout, R. Ferlet, J. Heyvaerts d'en faire partie, S. Collin et L.M. Hobbs d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, de l'avoir étudiée avec le plus grand soin et d'avoir suscité des discussions très intéressantes.

Je remercie Jean Audouze de m'avoir accueillie dans son laboratoire où j'ai trouvé d'excellentes conditions de travail. Je le remercie aussi pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à mon travail depuis plusieurs années.

Je suis très reconnaissante envers A. Vidal-Madjar de m'avoir proposé un sujet de thèse tout à fait original et passionnant et d'avoir bien voulu le diriger. Il m'a permis d'aborder ainsi beaucoup d'aspects de l'Astrophysique et de découvrir la difficulté mais aussi le plaisir de la recherche sur un sujet nouveau et riche.

Merci à R. Ferlet de m'avoir initiée avec une compétence remarquable à l'observation et d'avoir bien souvent discuté avec moi. Merci également à R. Lallement pour les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble, toujours empreintes d'enthousiasme et de bonne humeur. Merci à L.M. Hobbs qui m'a très gentiment accueillie à Chicago et qui apporté beaucoup à ce travail.

Merci aussi à A. Brahic, C. Bertout, M. Festou, M. Gros, P. Lamy, C. Magnan, J.P. Maillard, H. Tjin-a-Djie, J. Zorec pour les discussions au cours desquelles des idées nouvelles ont pu apparaître.

Merci enfin à l'équipe technique de la "manip.  $\beta$  Pic" avec laquelle j'ai pu découvrir l'aspect instrumental de la recherche, ses difficultés mais aussi son intérêt.

Un grand merci également aux stagiaires X qui se sont lancés pour quelques mois dans l'étude de  $\beta$  Pic avec enthousiasme et ont apporté une contribution certaine à ce travail. Je suis en particulier reconnaissante envers H. Beust, qui fait maintenant partie de l'équipe et participe à l'étude de  $\beta$  Pic avec un entrain considérable. Un grand merci à ce virtuose du  $\text{\LaTeX}$ .

Merci aussi à C. Oberto pour l'aide apportée dans le dépouillement des données et à M.C. Pelletan pour l'édition de nombreux textes.

Merci enfin à Gilles de m'avoir toujours soutenue et d'avoir accepté avec le sourire mes nombreuses missions, même si le contexte était parfois difficile; merci à mes enfants pour leur patience et pour tout ce qu'ils m'ont apporté.

# Table des Matières

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>6</b>
I.1	Le disque de matière autour de $\beta$ Pictoris . . . . .	6
I.2	Le gaz autour de $\beta$ Pictoris . . . . .	11
I.3	Description du travail . . . . .	13
<b>II</b>	<b>Les données dans le visible</b>	<b>14</b>
II.1	Les Données visibles . . . . .	15
II.1.1	Généralités sur les données du visible . . . . .	15
II.1.2	Les spectres Ca II et Na I . . . . .	15
II.2	Un modèle possible pour le disque de gaz . . . . .	21
II.3	Conséquences du modèle de Vidal-Madjar et al. . . . .	23
II.3.1	Emission du gaz . . . . .	23
II.3.2	Présence de grains près de l'étoile . . . . .	24
II.4	La distance des ions Ca II à l'étoile . . . . .	25
II.4.1	Les divers processus de (dé)peuplement des niveaux . . . . .	27
II.4.2	Comparaison des divers taux . . . . .	28
II.4.3	Evaluation des populations des différents niveaux . . . . .	31
II.4.4	La raie du Ca II à 8542 Å . . . . .	35
II.4.5	Remarque . . . . .	37
II.5	Article . . . . .	38
<b>III</b>	<b>Les données UV</b>	<b>43</b>
III.1	Les données UV : . . . . .	44
III.1.1	Le spectre UV de $\beta$ Pic; composition chimique du disque : . . . . .	45
III.2	Contribution du milieu interstellaire en direction de $\beta$ Pic . . . . .	56
III.3	Les courbes de croissance; abondances des éléments . . . . .	56
III.3.1	Les courbes de croissance . . . . .	56
III.3.2	Courbes de croissance du Fer : . . . . .	59

III.3.3	Remarques . . . . .	61
III.3.4	Les autres éléments . . . . .	63
III.4	Discussion . . . . .	63
III.4.1	Le gaz autour de $\beta$ Pic . . . . .	63
III.4.2	L'abondance du Fer . . . . .	63
III.4.3	Le problème de l'Aluminium III . . . . .	64
<b>IV</b>	<b>Variabilité des raies : Présence de gros corps autour de <math>\beta</math> Pic</b>	<b>66</b>
IV.1	Variations dans les raies UV . . . . .	67
IV.2	Les raies variables . . . . .	68
IV.2.1	Etude des variations de Al III, Mg II et Fe II . . . . .	74
IV.2.2	Structure des composantes variables des raies CS de Al III . .	78
IV.3	Les variations dans les raies du Ca II . . . . .	79
IV.4	Suivi simultané des variations en Al III et Ca II . . . . .	84
IV.5	Résumé des observations . . . . .	86
IV.6	Interprétation . . . . .	86
IV.6.1	Les scénarios classiques . . . . .	86
IV.6.2	Un autre scénario . . . . .	87
IV.7	De quels corps peut-il s'agir ? . . . . .	90
IV.8	Articles . . . . .	92
<b>V</b>	<b>Modélisation</b>	<b>109</b>
V.1	Les différentes forces . . . . .	110
V.1.1	La gravitation . . . . .	110
V.1.2	La pression de radiation . . . . .	110
V.1.3	Les collisions . . . . .	112
V.2	Résultats: . . . . .	114
V.3	Un modèle d'évaporation de comète . . . . .	116
V.4	Conclusions . . . . .	119
V.5	Article . . . . .	120
<b>VI</b>	<b>Synthèse</b>	<b>133</b>
<b>VII</b>	<b>Recherche d'autres étoiles du type <math>\beta</math> Pic</b>	<b>137</b>
VII.1	Principe de la recherche . . . . .	138
VII.2	Les étoiles sélectionnées . . . . .	138
VII.2.1	Les étoiles à excès IR . . . . .	138

VII.2.2	Les étoiles à enveloppe . . . . .	139
VII.2.3	Remarques . . . . .	140
VII.3	Les spectres de la raie K du Ca II . . . . .	142
VII.3.1	Détection CS négative . . . . .	142
VII.3.2	Détection positive . . . . .	145
VII.3.3	Les étoiles inclassables . . . . .	153
VII.4	Discussion . . . . .	153
VII.4.1	Détection CS négative . . . . .	153
VII.4.2	Détection CS positive . . . . .	153
VII.5	Les spectres en Na I . . . . .	154
VII.6	Conclusions . . . . .	158
<b>VIII</b>	<b>Projets et développements futurs</b>	<b>159</b>
VIII.1	Le projet instrumental $\beta$ Pic . . . . .	161
VIII.1.1	Description des instruments utilisés pour l'observation . . . . .	161
VIII.1.2	Résultats préliminaires . . . . .	166
VIII.2	Les observations avec le Télescope Spatial . . . . .	166
VIII.3	Recherche de molécules autour de $\beta$ Pic . . . . .	168
VIII.4	Poursuite de la modélisation . . . . .	173
<b>A</b>	<b>Les divers processus d'élargissement des raies</b>	<b>174</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>177</b>

*A Gilles, Etienne et Marion,*

*A mes parents,*

# Chapitre I

## Introduction

### I.1 Le disque de matière autour de $\beta$ Pictoris

$\beta$  Pictoris (HD 39060 ; HR 2020) est une étoile de la constellation australe de l'Atelier du Peintre. Ses caractéristiques sont rapportées dans la table I.1 (Hoffleit, 1985).

Table I.1: Paramètres stellaires de  $\beta$  Pic .

Numéro de catalogue HD	39060
Numéro de catalogue HR	2020
$\lambda(2000.0)$	$5^h47^m17^s$
$\delta(2000.0)$	$-51^\circ04'$
Type spectral :	A5V
$m_v$	3.85, $E(B-V)=0.02$
$l_{II}$	$258^\circ37'$
$b_{II}$	$-30^\circ61'$
Distance	16.4 parsecs
$v_{rad}$	$20 \text{ km.s}^{-1}$
$v \sin(i)$	$139 \text{ km.s}^{-1}$
Masse	$\simeq 2 M_\odot$
Rayon	$\simeq 1.7 R_\odot$

Ce n'est qu'en 1983 que  $\beta$  Pictoris est sortie de la banalité, grâce aux mesures du satellite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite). Ce satellite, lancé en 1983, a passé un an en orbite autour de la Terre afin de détecter des sources infrarouges de toute nature. Les émissions à 12, 25, 60 et 100  $\mu$  de dizaines d'étoiles proches, situées à moins de 25 parsecs ont ainsi pu être mesurées. Pour  $\beta$  Pic, comme d'ailleurs pour quelques autres étoiles, parmi lesquelles  $\alpha$  Lyrae,  $\alpha$  Piscis Austrini et  $\varepsilon$  Eridani, un excès d'émission à 25, 60 et 100  $\mu$  a été mesuré (Aumann et al., 1984). Pour ces étoiles,



cet excès infrarouge ne peut être expliqué que par l'émission thermique de matière solide et froide, associée à l'étoile.

Dans le cas d' $\alpha$  Lyrae, par exemple, Aumann et al (1984) pensent que l'excès d'émission est dû à des grains de taille de l'ordre du millimètre à une température de l'ordre de 85K. Toutefois, la taille des grains est assez controversée. Harper et Loewenstein (1984), interprétant de nouvelles mesures dans l'infrarouge plus lointain ( $193 \mu$ ) suggèrent au contraire que les grains sont de taille sub-millimétrique.

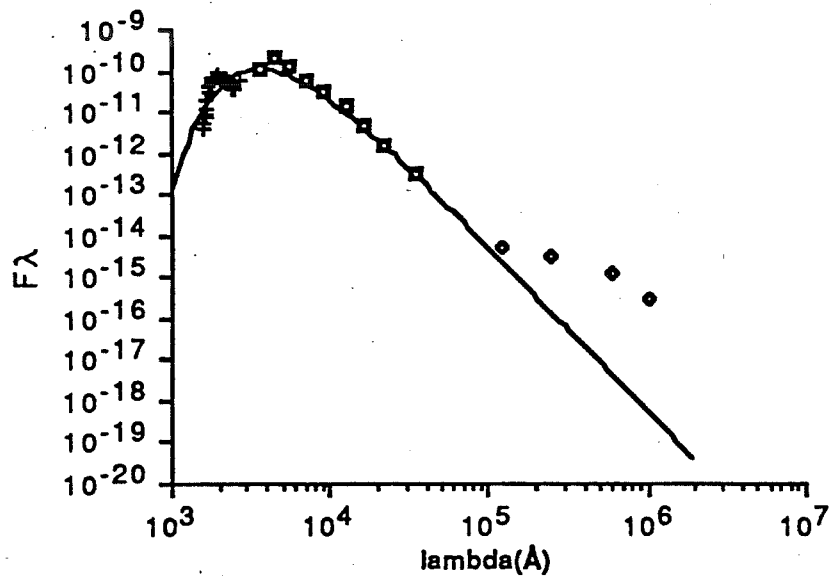


Figure I.1: Courbe de lumière de  $\beta$  Pictoris. Les différents points proviennent de données photométriques dans l'UltraViolet (UltraViolet Brightstar Spectrophotometric Catalog), dans le visible (Catalogue de Données Stellaires, base Sinbad) auxquelles sont ajoutées les données d'IRAS. En pointillé figure la courbe de Corps Noir d'une température de 8000 K (qui représente la température effective de  $\beta$  Pic).

La figure I.1 montre la courbe de lumière de  $\beta$  Pic . Les données d'IRAS suggèrent bien la présence de matière froide, émettant essentiellement dans l'infrarouge. La température de cette matière froide est évaluée à 100K (Gillett et al, 1985). La résolution angulaire d'IRAS ne permet pas de résoudre la matière froide de l'étoile à laquelle elle est associée, ni par conséquent de déterminer la géométrie de cette matière. Cependant, la présence même de matière froide autour d'étoiles de la Séquence Principale était intrigante car on ne s'attend pas *a priori* à en trouver autour d'étoiles à ce stade d'évolution. Seules les étoiles beaucoup plus jeunes, pré-Séquence Principale (les T Tauri par exemple), et les étoiles les plus évoluées sont connues pour être entourées de

poussières solides, éventuellement sous forme de disque d'accrétion pour les premières et d'enveloppes de poussières associées à du gaz éjecté au cours de la fin de l'évolution stellaire pour les secondes.

En 1984, Smith et Terrile ont effectué à  $0.89 \mu$  la première image de la matière associée à  $\beta$  Pictoris. Cette image (voir figure I.2; Smith et Terrile, 1984) a été réalisée au 2.5 m du LCO (Las Campanas Observatory, Chili) à l'aide d'une caméra CCD et d'un coronographe de Lyot. L'instrumentation était spécialement conçue pour éliminer

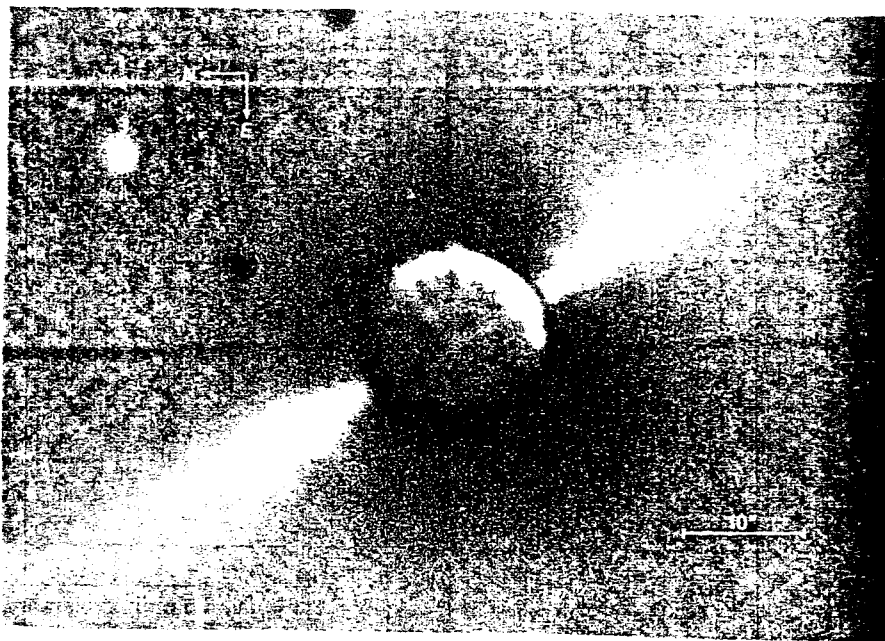


Figure I.2: *Le disque de poussières autour de  $\beta$  Pictoris imagé par Smith et Terrile en 1984.*

au maximum la lumière diffusée de l'étoile, due à la diffraction à l'intérieur du télescope, en particulier celle du support du secondaire. Un petit masque de  $7''$  (secondes d'arc) était positionné dans le plan focal du télescope pour éliminer la lumière de l'étoile, de plusieurs ordres de grandeurs supérieure à celle de la matière à visualiser. Cependant, même avec le coronographe, la lumière diffusée par le télescope restant très importante, des images de  $\alpha$  Pictoris, une étoile voisine, réalisées dans les mêmes conditions, ont dû être utilisées pour corriger cette lumière diffusée.

La figure I.2 confirme que de la matière est bien présente autour de  $\beta$  Pictoris, rendue visible grâce à la diffusion de la lumière stellaire par les grains de poussières, confirmant ainsi les résultats de Aumann et al., mais montre en plus que celle-ci est rassemblée sous la forme d'un disque très aplati (l'inclinaison maximale des orbites des particules n'excède pas  $5^\circ$  par rapport au plan équatorial); ce disque tel qu'il est vu en fig. I.2 s'étend jusqu'à plus de 400 Unités Astronomiques ( $\sim 25''$ ). Son extension vers l'étoile n'est en revanche pas connue ; on sait seulement qu'il est présent jusqu'à au moins 100 Unités Astronomiques (UA). A cette distance, la brillance du disque est environ 16 magnitudes par arcsec<sup>2</sup>!

Depuis 1984, d'autres images du disque autour de  $\beta$  Pic ont été prises, en particulier par Paresce et Burrows, au 2.2 m de l'ESO à la Silla. Leurs observations en photométrie multibande (BVRI) (voir figure I.3) ont montré (Paresce et Burrows, 1987) que les grains de poussières ont une taille supérieure au micron, c'est-à-dire d'au moins un ordre de grandeur supérieure à celle des grains dans le Milieu Interstellaire (MIS), typiquement de l'ordre de  $0.1 \mu$ . De récentes observations faites par Smith et Terrile indiquent que le disque s'étend en fait jusqu'à plus de 1000 UA. L'épaisseur de ce disque est de 50 UA à 300 UA. Son extension *vers* l'étoile est controversée : son observation directe n'étant pas possible, les résultats avancés par les différents auteurs dépendent des modèles utilisés pour l'estimer (taille des poussières, émissivité et composition chimique des grains, géométrie du disque) et varient donc d'un auteur à l'autre. Smith et Terrile proposent l'existence d'une zone "claire", i.e. vide de poussières dans les 20 premières UA. Toutefois, Dyner et Appleby, 1986, analysant à la fois les données de Smith et Terrile et celles d'IRAS, montrent qu'une telle zone claire n'est pas indispensable pour rendre compte des données. Artymowicz et al (1989) pensent que la zone claire n'est que dans les 10 premières UA; ces auteurs déduisent aussi de l'analyse *simultanée* des observations du disque dans le visible de Paresce et Burrows et des données IRAS que la taille des poussières est de l'ordre de 10 à  $30 \mu$ .

Artymowicz (1989) calcule d'ailleurs que des grains de composition classique de taille inférieure au micron doivent être soufflés par la pression de radiation de l'étoile et ne doivent pas *à priori* être présents dans le disque autour de  $\beta$  Pic, à moins qu'ils ne soient continuellement apportés par la destruction ou l'évaporation de "petits" corps par exemple de type cométaire, comme le suggère Weissman (1985).

Quoi qu'il en soit, de par la forme du disque et la taille même des poussières (très supérieure à celle des poussières interstellaires), la matière autour de  $\beta$  Pic à tout de suite fait penser à un système protoplanétaire dans un état d'évolution encore indéterminé. Notons que l'âge de  $\beta$  Pic (étoile de 2 Masses solaires de la Séquence

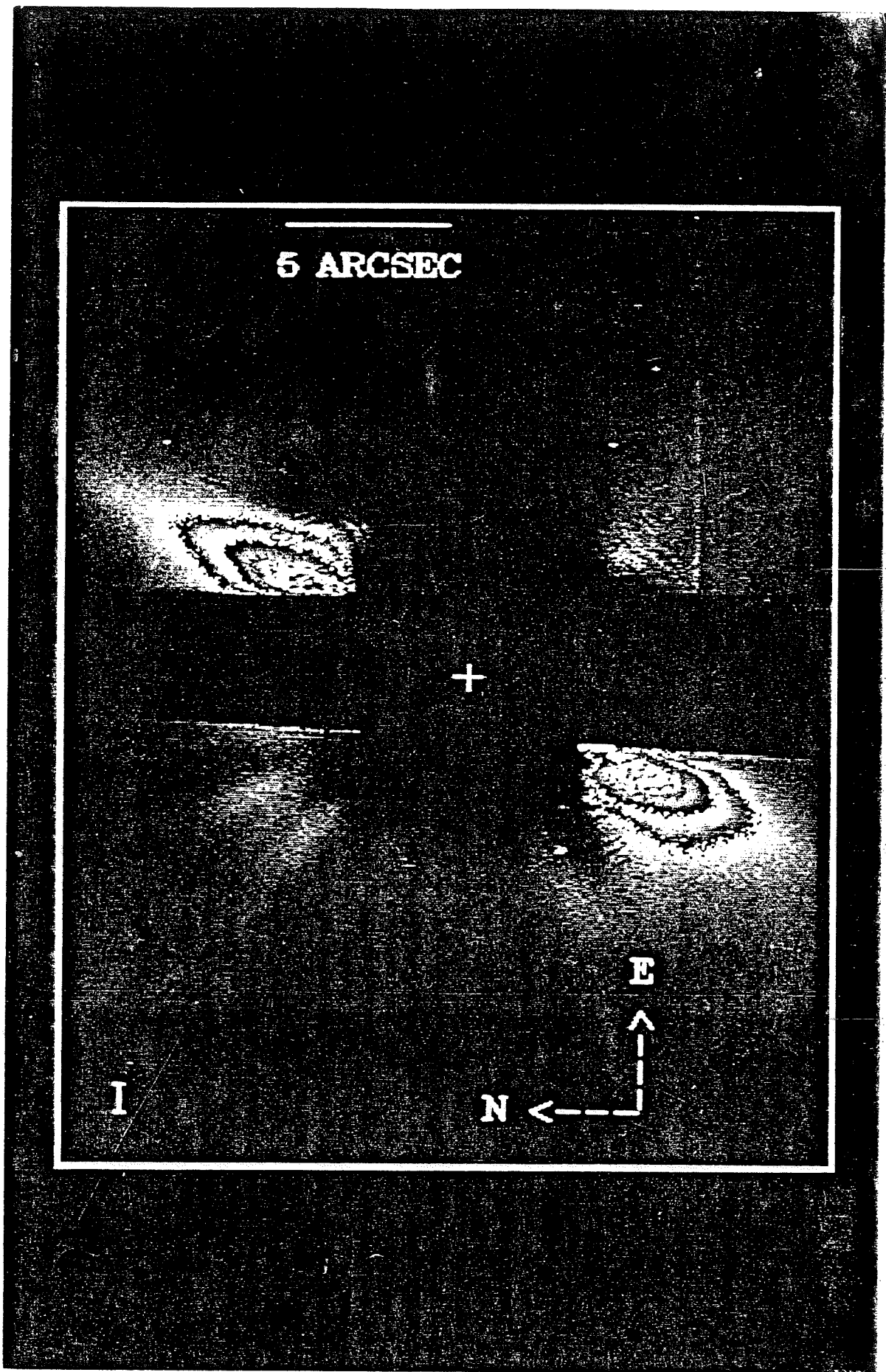


Figure I.3: *Le disque de poussières de  $\beta$  Pictoris* imagé par Paresce et Burrows en 1987.

Principale (SP)) est compris entre  $3 \cdot 10^6$  et  $10^9$  ans (qui sont respectivement l'ordre de grandeur du temps mis par une étoile de 2 Masses Solaires pour atteindre la SP après l'effondrement de la Nébuleuse Primitive dont elle est issue et le temps passé sur la SP pour une telle étoile (Iben, 1973)). Le temps de formation des planètes étant de l'ordre de  $10^8$  ans (Safronov, 1972), on voit que l'on ne sait même pas si des planètes peuvent avoir eu le temps de se former autour de  $\beta$  Pic.

## I.2 Le gaz autour de $\beta$ Pictoris

Ce disque étant vu par la tranche (voir figure I.2), il est bien adapté pour l'étude en absorption de son éventuelle composante gazeuse. En fait, dès 1983, Sletteback et Carpenter avaient montré que du gaz est effectivement présent autour de  $\beta$  Pic. Ces auteurs, grâce aux observations en Ca II et dans l'UltraViolet, ont classifié  $\beta$  Pictoris comme une "shell star" (i.e. étoile à enveloppe) c'est à dire une étoile présentant au fond de ses raies stellaires d'éléments métalliques ou de l'hydrogène élargies par rotation et issues de niveaux fondamental ou métastable, une composante en absorption ou en émission, d'origine circumstellaire. Cependant, ils ont noté que le spectre de  $\beta$  Pic présentait des anomalies par rapport aux autres étoiles à enveloppes de type semblable. Kondo et Bruhweiler (1985), ont aussi observé le spectre UV de  $\beta$  Pic, confirmant les données de Sletteback et Carpenter.

Les premiers spectres pris dans le visible à haute résolution de  $\beta$  Pic ont été effectués avec le Coudé Echelle Spectrometer (CES) au CAT (Coudé Auxiliary Telescope) de l'ESO au Chili en décembre 1984 dans la raie du Calcium K à  $3933 \text{ \AA}$  et du Sodium I (doublet à  $5893$  et  $5896 \text{ \AA}$ ) (Hobbs et al.(1985), Vidal-Madjar et al.(1986)). La figure I.4 montre par exemple au fond de la raie stellaire du calcium K élargie par rotation ( $v \sin(i) = 139 \text{ km s}^{-1}$ ), une composante fine et profonde, en absorption, due à du gaz situé sur la ligne de visée en direction de  $\beta$  Pic.

L'origine de ce gaz n'est pas interstellaire pour plusieurs raisons :

- Cette composante de  $100 \text{ m\AA}$  de largeur équivalente n'est pas présente sur la ligne de visée en direction d'étoiles situées angulairement et spatialement non loin de  $\beta$  Pic.
- Le milieu interstellaire proche ( $d \leq 20 \text{ pc}$ ), tel qu'il a été étudié par Lallement et al., 1986, présente des raies de Ca II de largeurs équivalentes toujours inférieures à  $10 \text{ m\AA}$ .

- le rapport Ca II/Na I, bien que très variable d'une direction à l'autre dans le milieu interstellaire, n'atteint jamais 10, qui est la valeur observée dans le cas de  $\beta$  Pictoris. Ces faits ont amené les auteurs à attribuer au gaz une origine circumstellaire (CS); il est donc probablement associé au disque de poussières vu par la tranche.

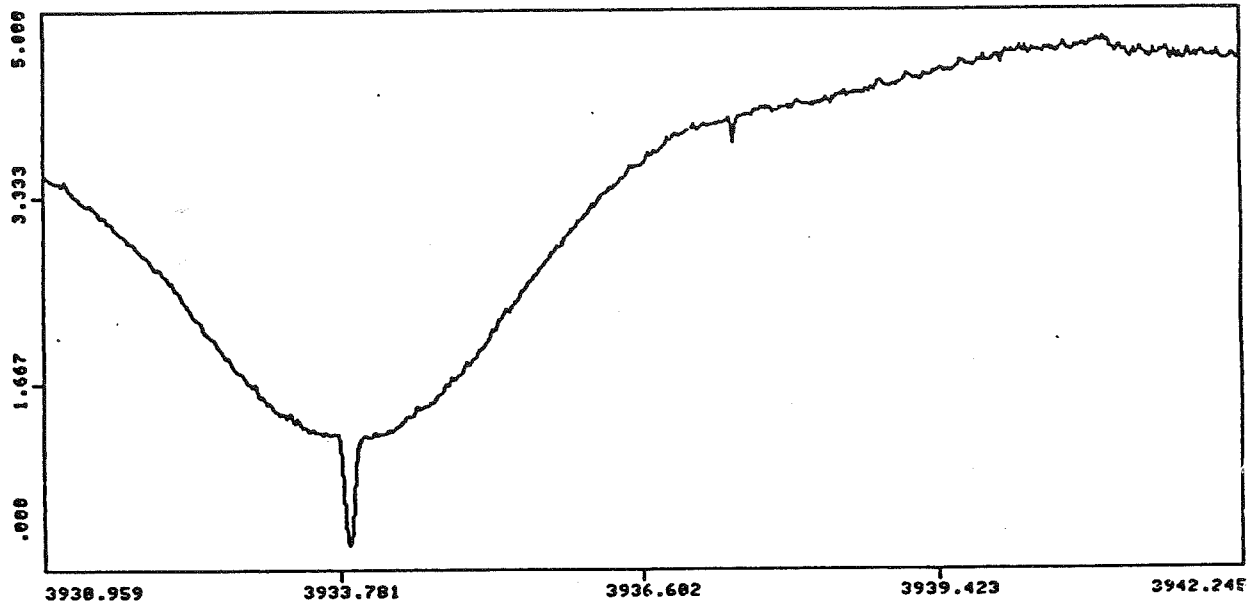


Figure I.4: La raie K du Calcium II à 3933 Å dans le spectre de  $\beta$  Pic.

## I.3 Description du travail

C'est sur l'étude de ce gaz circumstellaire que porte ce travail commencé en 1985 à l'IAP.

Aborder ce sujet tout-à-fait nouveau a nécessité un premier travail de "défrichage" qui s'est traduit concrètement par l'étude observationnelle du gaz, dans le Visible et dans l'Ultra-Violet. Les données spectroscopiques ont rapidement confirmé le caractère exceptionnel, à beaucoup d'égards, du disque autour de  $\beta$  Pic.

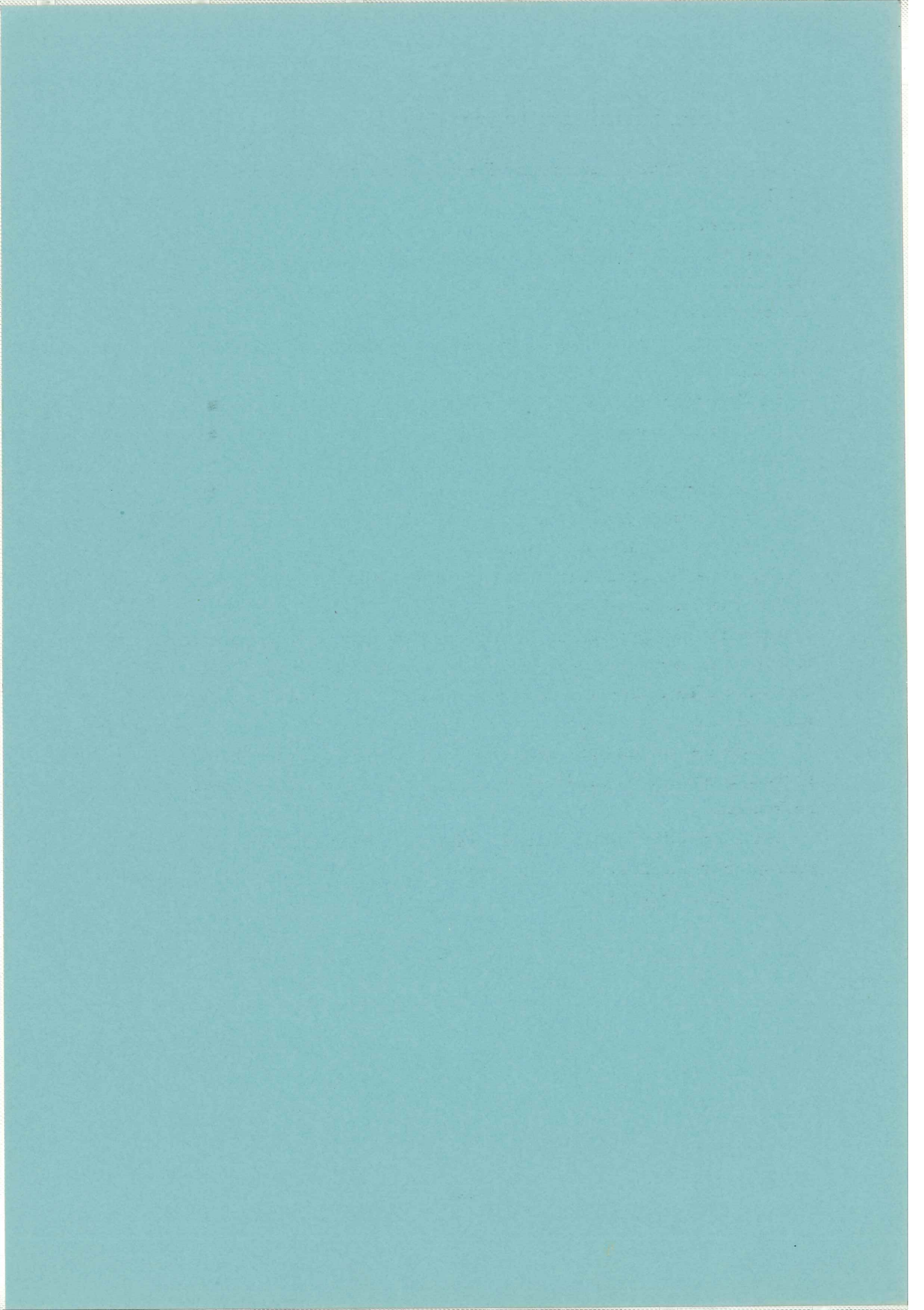
L'accumulation des données a ensuite permis de mettre en évidence une grande variabilité des raies circumstellaires (CS), que nous avons étudiée intensivement pendant 4 ans. Cette variabilité, très spectaculaire, nous a conduits à proposer un scénario qui prédit la présence autour de l'étoile de corps solides ayant une taille de l'ordre du kilomètre.

Les contraintes observationnelles dès lors suffisamment nombreuses, ont permis d'aborder récemment le problème par la modélisation. Celle-ci, commencée depuis un an, donne déjà des résultats encourageants.

Dans cette thèse, nous décrivons ce travail et les résultats obtenus. Les différentes données spectroscopiques dans le visible et dans l'UltraViolet sont décrites dans les chapitres II et III respectivement. Le chapitre IV fait la synthèse des données concernant la variabilité des raies CS et propose un scénario pour les expliquer. Le chapitre V décrit un modèle développé pour tester le scénario proposé. Le chapitre VI fait alors une synthèse des travaux effectués sur  $\beta$  Pic jusqu'à ce jour.

L'étude des systèmes protoplanétaires doit aussi consister dans la recherche de systèmes semblables à celui de  $\beta$  Pictoris. Le chapitre VII décrit notre approche et nos résultats.

Le chapitre VIII décrit la poursuite de l'étude de  $\beta$  Pic et les projets tant instrumentaux, qu'observationnels ou théoriques qui permettront d'avancer dans la compréhension de ce passionnant problème.





# Chapitre II

## Les données dans le visible

### Résumé

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord (II.1) les premières données à haute résolution, obtenues sur  $\beta$  Pic, dans le visible (Hobbs et al, 1985), dans la raie H et la raie K du Calcium une fois ionisé et dans le doublet du Sodium neutre. Ces données sont à l'origine d'un modèle (Vidal-Madjar et al, 1986), que nous résumons dans le paragraphe II.2. Selon ce modèle, le Ca II est produit par l'évaporation à 0.5 Unité Astronomique (UA) de petits grains en orbite autour de l'étoile. Nous analysons quelques conséquences de ce modèle et les contradictions apparentes qu'il soulève par rapport aux modèles dérivés des observations directes du disque (II.3). Un point important est la question de la distance de la matière à l'étoile. Ce problème est abordé en détail, dans le cas des ions Ca II : l'étude de l'équilibre statistique du Ca II, dans un modèle simple à 5 niveaux (II.4) (Hobbs et al, 1988; fin de chapitre) permet de conclure que si le gaz est effectivement proche de l'étoile (à moins d'une UA), alors l'on doit détecter une composante circumstellaire dans la raie du Ca II triplet à 8542 Å, issu du niveau métastable  $^4D$ ; les observations permettent alors de confirmer que le gaz est bien proche de l'étoile.

## II.1 Les Données visibles

### II.1.1 Généralités sur les données du visible

Les spectres haute résolution et haut rapport S/B ( $\simeq 100$ ) de  $\beta$  Pic ont été pris au Coudé Auxiliary Telescope (CAT) de l'ESO, avec le Coudé Echelle Spectrograph (CES) et comme détecteur, soit une barrette Réticon 1872 pixels ( $15\mu \times 750\mu$ ), soit un CCD  $1024 \times 500$  pixels ( $15 \times 15\mu$ ). Le pouvoir de résolution obtenu est de  $10^5$  dans le cas du Réticon et de 60000 dans le cas du CCD. Le rapport signal sur bruit (S/B) des données utilisées ici est de l'ordre de 100. D'autres observations ont également été faites au télescope de 2.2 m du Mac Donald par L.M. Hobbs mais à moins bon S/B.

Les spectres bruts Réticon sont corrigés du bruit de lecture, du courant d'obscurité, qui peut être important dans le cas d'assez longues poses (30 min) et dont l'effet peut être dramatique lorsque les raies sont très profondes (et c'est le cas des raies du Ca II de  $\beta$  Pic), ils sont corrigés des périodicités dues aux différentes voies de lecture du Réticon, puis corrigés de la réponse non uniforme du Réticon par division par un spectre de lumière blanche. Les spectres sont ensuite étalonnés en longueur d'onde puis corrigés du mouvement de la Terre. Pour une description détaillée de la procédure de réduction des données Réticon, on pourra se reporter à Ferlet et Dennefeld (1984).

Les spectres CCD sont d'abord moyennés sur les pixels transversaux (sens perpendiculaire à la dispersion), puis corrigés du bruit de lecture et de la réponse du détecteur. Toutefois, dans les grandes longueurs d'onde, des franges d'interférence apparaissent sur le CCD. Pour les corriger, il faut diviser l'ensemble de l'image CCD par un flat-field ou mieux, par un spectre d'étoile standard, avant de faire la sommation sur les pixels.

L'essentiel du traitement est fait avec le logiciel IHAP disponible sur le HP1000 de l'IAP.

### II.1.2 Les spectres Ca II et Na I

Les figures II.1, II.2 et II.3 montrent respectivement les spectres pris avec le Réticon de la raie K ( $3934 \text{ \AA}$ ), la raie H ( $3968 \text{ \AA}$ ) du Calcium une fois ionisé, puis le doublet du Sodium ( $5889$  et  $5896 \text{ \AA}$ ).

Au fond des composantes photosphériques, élargies par rotation, apparaissent en absorption des composantes fines et profondes, dues au gaz circumstellaire (CS). Aucune composante en émission n'est détectée.

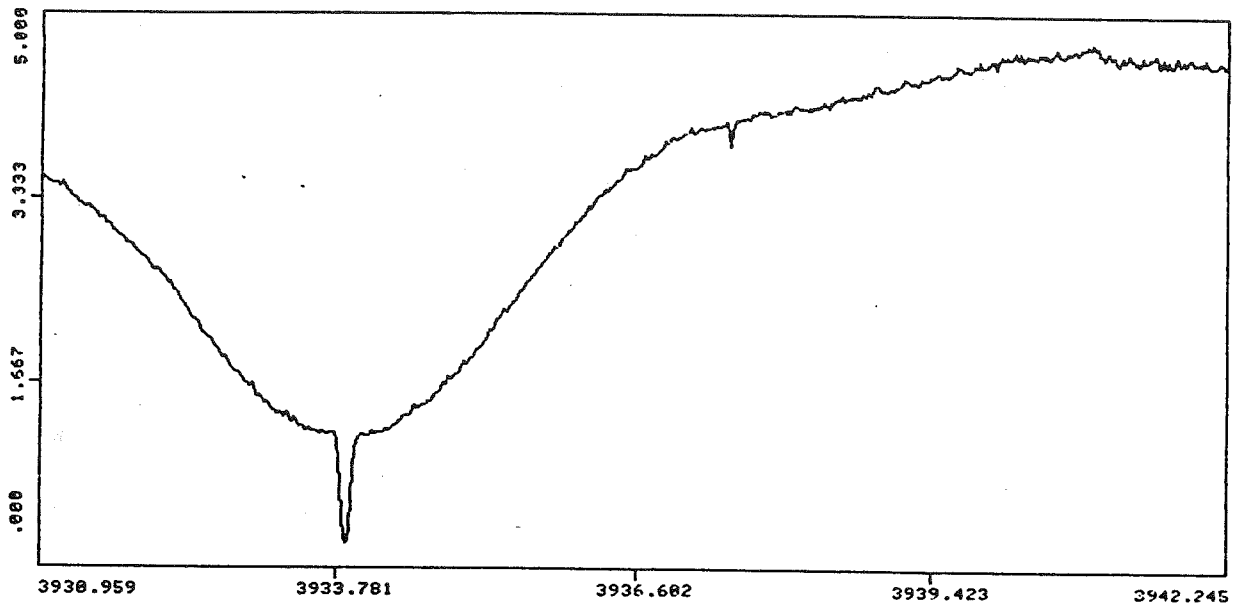


Figure II.1: *Spectre de  $\beta$  Pic dans le raie K du Ca II. Une composante fine en absorption est présente au fond de la raie stellaire élargie par rotation.*

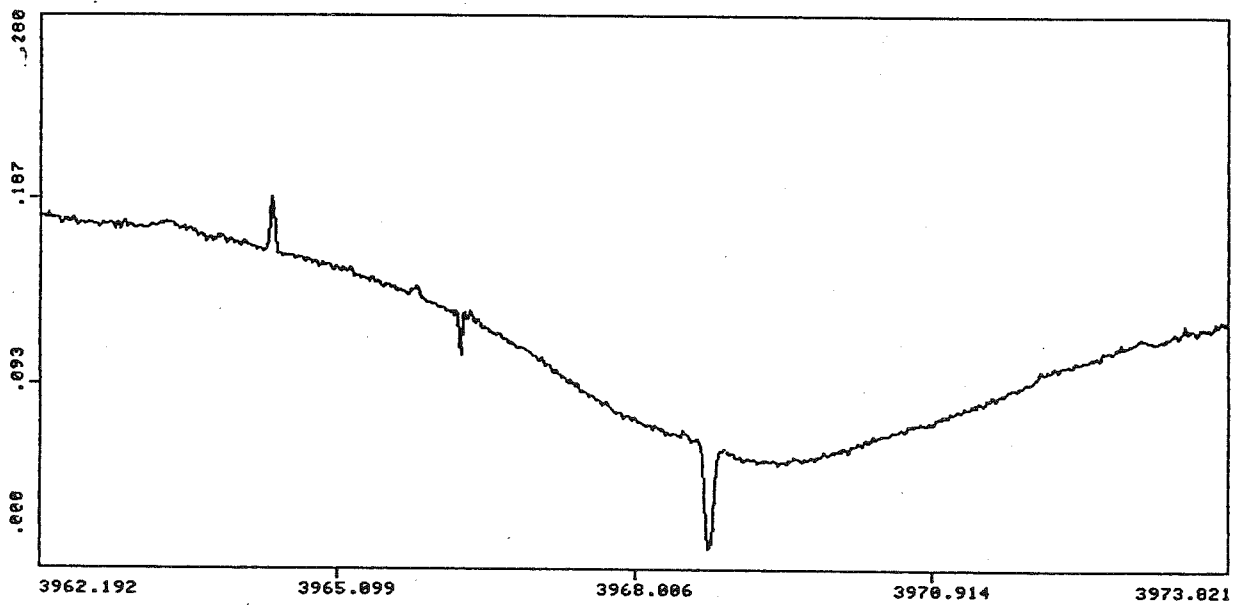


Figure II.2: *Spectre de  $\beta$  Pic dans le raie H du Ca II. On retrouve le même genre de composante que dans la raie K. La forme asymétrique de la raie stellaire est due à la présence de la raie stellaire H $\epsilon$  de l'Hydrogène.*

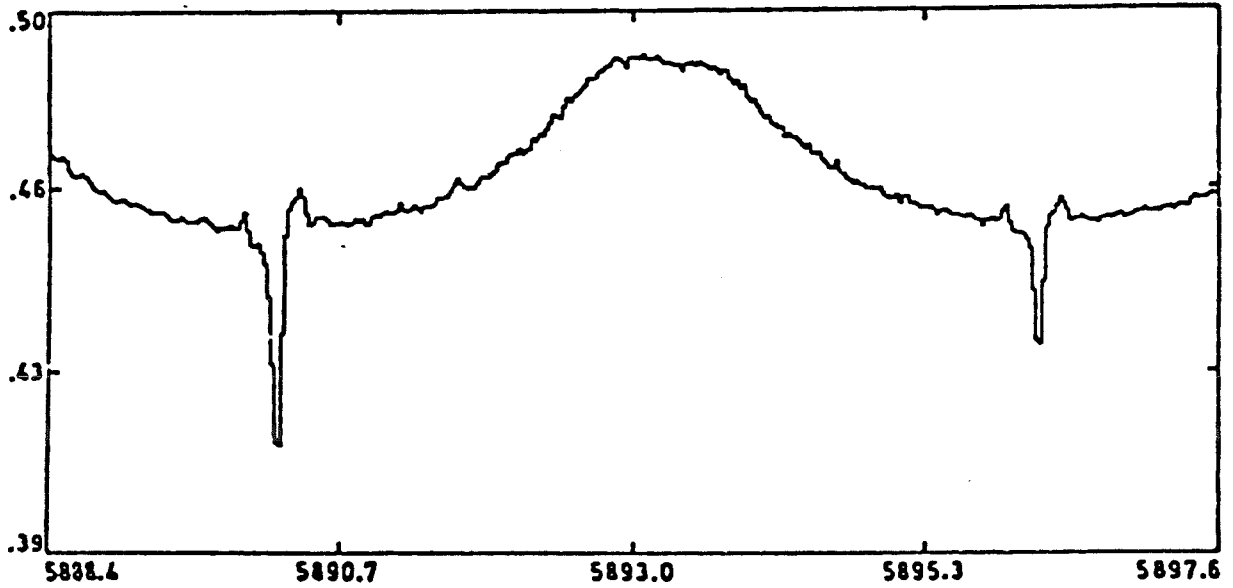


Figure II.3: Spectre de  $\beta$  Pic dans le doublet D du Na I. Une composante fine en absorption est toujours présente au fond de la raie stellaire, mais elle est beaucoup moins profonde que dans les raies de Ca II.

Les paramètres (largeurs équivalentes, positions en vitesse et largeurs à mi-hauteur) de ces raies sont rassemblés dans la table II.1. Dans cette table est aussi notée la limite inférieure de détection de la raie à 4226 Å du Ca I (détection négative). Ces différents

Table II.1: Paramètres mesurés sur les raies CS du Ca II K et H.

20 Oct. 1984	Na I D <sub>2</sub>	Ca II K	
$v_{\odot}$ (km.s <sup>-1</sup> )	20 ± 0.5	22 ± 0.5	
$W_{\lambda}$ (mÅ)	9.5 ± 1	86 ± 4 <sup>b</sup>	
$N$ (10 <sup>10</sup> cm <sup>-2</sup> )	4.9 ± 0.5	173 <sup>+10</sup> <sub>-20</sub>	
$b$ (km.s <sup>-1</sup> )	1.9 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.4</sub>	3.3 ± 0.3	
9 Mars 1985	Na I D <sub>2</sub>	Ca II K	Ca I
$v_{\odot}$ (km.s <sup>-1</sup> )	19.4 ± 0.5	22 ± 1	
$W_{\lambda}$ (mÅ)	7.0 ± 1	90 ± 20 <sup>b</sup>	≤ 0.5
$N$ (10 <sup>10</sup> cm <sup>-2</sup> )	3.5 ± 0.5	180 ± 80	≤ 0.2
$b$ (km.s <sup>-1</sup> )	1.5 ± 0.2	-	-

<sup>a</sup> Deducit de la méthode de "line profile fitting" en considérant qu'il n'y a qu'une seule composante en absorption.

<sup>b</sup> Contribution possible du MIS local de l'ordre de 1%

paramètres ont été calculés en utilisant une méthode dite de "profile-fitting." Cette méthode permet d'ajuster au mieux (au sens des moindres carrés) les raies, par un profil de Voigt, en jouant sur les paramètres colonne densité, largeur à mi-hauteur et position en vitesse, en tenant compte de la fonction d'appareil de l'instrument utilisé pour réaliser les spectres. Il vient (Hobbs et al, 1985) :

- $N(\text{Ca II}) = 1.9 (\pm 0.5) 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
- $N(\text{Na I}) = 4.9 (\pm 0.5) 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

**Evaluation de la colonne densité totale en Hydrogène :** De la colonne densité de Ca II, ces auteurs déduisent une limite inférieure à celle de l'hydrogène : en effet, on a

$$N(H) = \frac{N(\text{Ca})}{A(\text{Ca})}$$

où  $A(\text{Ca II})$  désigne par définition l'abondance du Calcium. Or  $N(\text{Ca}) \geq N(\text{Ca II})$ ; de plus on a aussi  $A(\text{Ca}) \leq A_{\odot}(\text{Ca})$  où  $A_{\odot}$  désigne l'abondance solaire du Calcium ( $A_{\odot}(\text{Ca}) = 2.2 \cdot 10^{-6}$ ; Ross et Aller, 1976). Il vient

$$N(H) \geq \frac{N(\text{Ca II})}{A_{\odot}(\text{Ca})} = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$$

D'autre part, les mêmes auteurs proposent que  $N(\text{Zn}) \leq 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Zn étant généralement peu déplété, on a  $A(\text{Zn}) \simeq A_{\odot}(\text{Zn})$ , d'où

$$N(H) = \frac{N(\text{Zn})}{A(\text{Zn})} \simeq \frac{N(\text{Zn II})}{A(\text{Zn})} \simeq \frac{N(\text{Zn II})}{A_{\odot}(\text{Zn})}$$

d'où

$$N(H) \leq 4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

**Estimation de la masse totale du gaz :** Une estimation grossière de la masse du disque de gaz peut être faite en supposant qu'il est constitué d'un cylindre de rayon  $l$ , et de hauteur  $0.2l^1$ , et de densité uniforme  $n_H$  (si l'on suppose que l'Hydrogène est l'élément dominant). La masse totale du gaz  $M_g$  est alors, égale à  $0.2\pi m_H < n_H > l^3$ , où  $m_H$  est la masse de l'atome d'hydrogène. Si l'on prend<sup>2</sup>

$$0.1 \leq l \leq 400 \text{ UA} \quad ,$$

<sup>1</sup>C'est l'échelle de hauteur couramment prise pour l'épaisseur de la nébuleuse gazeuse de notre système solaire; voir par exemple, Goldreich et Ward (1973)

<sup>2</sup>400 UA correspond à la taille du disque vu par Smith et Terrile

on trouve

$$2 \cdot 10^{18} \text{ g} \leq M_g \leq 1.5 \cdot 10^{28} \text{ g} \quad ,$$

soit

$$4 \cdot 10^{-10} \leq \frac{M_g}{M_T} \leq 2 \quad ,$$

où  $M_T$  est la masse de la Terre.

La masse du disque de poussières déduites des données de Smith et Terrile étant comprise entre 0.01 et  $200M_T$ , on voit que la masse du disque de poussières et de gaz autour de  $\beta$  Pic sera inférieure à  $200 M_T$ . Toutefois, la masse *totale* du disque peut être beaucoup plus grande si des gros corps sont présents.

**Comparaison des différents paramètres :** La vitesse radiale de  $\beta$  Pic étant de  $20 \pm 0.5 \text{ km.s}^{-1}$ , la table II.1 montre que l'absorption en Na I est à vitesse nulle par rapport à l'étoile, tandis que celle de Ca II présente un décalage de  $2 \text{ km.s}^{-1}$  vers le rouge par rapport à l'étoile.

Le paramètre  $b$  de dispersion de vitesse ( $b \equiv (4 \ln 2)^{1/2} \Delta v_0$ ) est plus grand pour la raie du Calcium que pour celle du Sodium. Or, pour un milieu où l'élargissement de la raie est d'origine thermique,  $b$  est proportionnel à  $(kT/M)^{1/2}$  (voir annexe) où  $T$  est la température du milieu et la masse de l'atome ou de l'ion considéré. Dans ce cas, la raie du Calcium (de masse molaire 40) devrait être moins large que celle du Sodium (de masse molaire 23). Dans un milieu dominé par la turbulence, les largeurs des raies devraient être comparables. Il faut donc en conclure que ces deux raies sont produites, au moins en partie, dans *deux milieux différents*.

La méthode du profile fitting appliquée de nouveau avec cette fois *deux composantes*, pour chacune des deux raies (Ca II et Na I) a alors permis à Vidal-Madjar et al (1986) de montrer que le Calcium était en grande partie (95%; voir table II.2) dans un milieu présentant un décalage de  $2 \text{ km.s}^{-1}$  par rapport à l'étoile et dans une très faible proportion (moins de 5 %) dans un milieu à la vitesse de l'étoile. Le Sodium lui, doit être entièrement produit dans ce dernier milieu, sans décalage de vitesse par rapport à l'étoile. Dans cette zone, on a  $N(\text{Ca II})/N(\text{Na I}) \simeq 1.5$ , tandis que dans l'autre milieu, on a  $N(\text{Ca II})/N(\text{Na I}) \gg 100$ .

Table II.2: *Modèle à deux composantes : Les différentes valeurs sont calculées en ajustant les données par deux profils de Voigt, l'un à  $20\text{km.s}^{-1}$ , l'autre à  $22\text{km.s}^{-1}$ .*

Vitesse ( $\text{km.s}^{-1}$ )	+20	+22	Total
$N(\text{Na I})(\text{cm}^{-2})$	$4.5 \cdot 10^{10}$	$< 0.2 \cdot 10^{10}$	$4.5 \cdot 10^{10}$
$N(\text{Ca II})(\text{cm}^{-2})$	$7.5 \cdot 10^{10}{}^a$	$170 \cdot 10^{10}$	$180 \cdot 10^{10}$

<sup>a</sup> Une valeur telle que  $30 \cdot 10^{10}\text{cm}^{-2}$  n'est pas à exclure

## II.2 Un modèle possible pour le disque de gaz

Nous décrivons brièvement dans cette partie un modèle proposé par Vidal–Madjar et al. en 1986 pour décrire le disque de gaz autour de  $\beta$  Pic, en particulier pour rendre compte de l'existence des deux milieux physiquement différents et de la surabondance relative du Calcium dans la composante décalée de  $2 \text{ km.s}^{-1}$  par rapport à l'étoile :

Dans une zone externe et étendue se trouve le Na I et une faible quantité de Ca II, dans des proportions semblables à celles du Milieu Intestellaire (MIS), tandis que le Ca II se trouve essentiellement dans une zone plus interne et moins étendue, plus proche de l'étoile. Ce Ca II serait produit par l'évaporation de petits grains. Ces petits grains, spiralent vers l'étoile sous l'action de l'effet Poynting–Robertson<sup>3</sup>. Dans le cas du Soleil, Lamy (1974a et 1974b) a montré que la sublimation des grains se produit dans une zone peu étendue d'une part, et d'autre part relativement proches du Soleil ( $\leq 0.1 \text{ UA}$ ); pour une étoile comme  $\beta$  Pic, la sublimation devrait donc se produire à une distance d'environ  $0.5 \text{ U.A.}$  Le Calcium, jusqu'alors piégé dans les grains, donc sous-abondant par rapport au Sodium dans la partie externe, tout comme dans le milieu interstellaire, sera après évaporation, relativement plus abondant.

Ce modèle est illustré par la figure II.4. Il soulève plusieurs questions importantes et permet quelques développements que nous détaillons maintenant.

---

<sup>3</sup>Les grains en orbite autour de l'étoile et soumis à la pression de radiation centrifuge réemettent les photons de façon isotrope dans leur référentiel et donc de façon anisotrope dans le référentiel de l'étoile; ceci crée globalement une force de freinage qui tend à faire "tomber" certains grains sur l'étoile



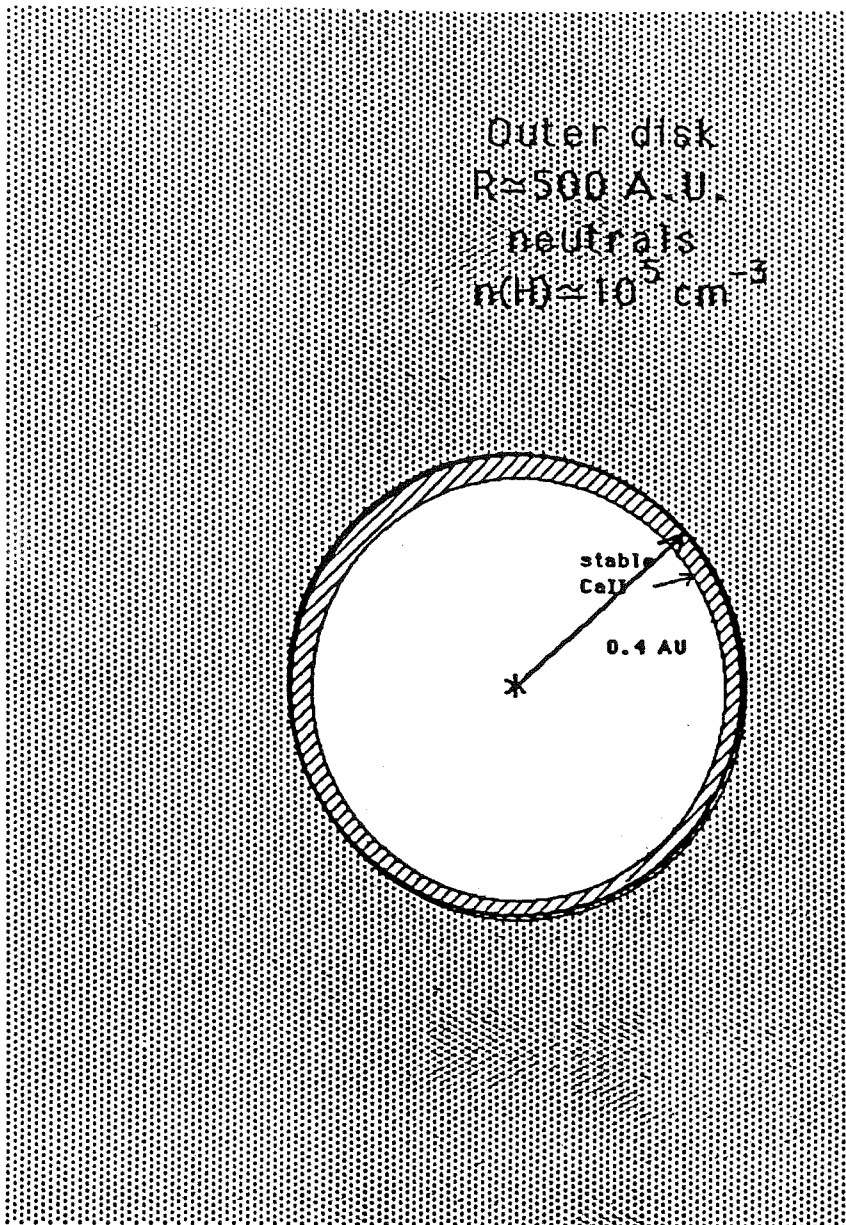


Figure II.4: *Modèle du disque autour de  $\beta$  Pic.*

## II.3 Conséquences du modèle de Vidal–Madjar et al.

### II.3.1 Emission du gaz

Ce modèle prévoit que le Ca II vu en absorption est essentiellement confiné dans une petite région de l'espace, de faible épaisseur. Avec cette géométrie, nous pouvons calculer l'émission de ce gaz et voir si elle est négligeable, comme le montrent les données.

Nous supposons donc que le Ca II est réparti sur un cylindre de rayon  $r$ , de hauteur  $h$  (avec  $h/r \simeq 0.1$ ) et d'épaisseur  $e$ . Nous négligeons en plus tout effet de transfert.

L'émission  $Em$  due au disque, reçue dans l'angle solide  $d\Omega$  dans la raie K du Ca II vaut

$$Em = h\nu \times A.N(^2P) \times \frac{d\Omega}{4\pi}$$

exprimée en  $\text{erg.s}^{-1}$ , où  $A$  est le coefficient d'Einstein pour l'émission et  $N(^2P)$  est le nombre d'ions dans l'état  $^2P$  (voir diagramme de Grottrian du Ca II, figure II.5).

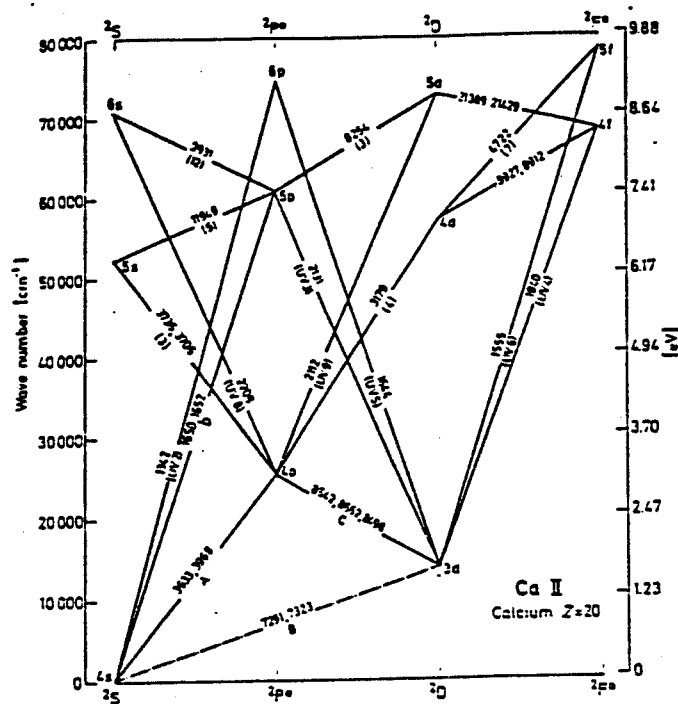


Figure II.5: Diagramme de Grottrian du Ca II.

On a en première approximation

$$AN(^2P) \simeq Bu_\nu(\tau)N(^2S)$$

où  $N(^2S)$  est le nombre d'ions dans l'état  $^2S$  (niveau fondamental),  $B$  est le coefficient d'Einstein pour l'absorption et  $u_\nu(r)$  la densité d'énergie par unité de fréquence à la distance  $r$ , exprimée en  $\text{erg.cm}^{-3}.\text{Hz}^{-1}$ . De plus,  $N(^2S) \simeq \int n dv$  où  $n$  est la densité volumique en ions  $\text{Ca II}(^2S)$ . On a donc

$$Em = h\nu \times Bu_\nu(r) \int n dv \times \frac{d\Omega}{4\pi}.$$

On peut comparer l'émission à l'absorption  $Abs$  de cette même couche. Celle ci vaut :

$$Abs = h\nu \times Bu_\nu(r) \times r^2 d\Omega \int n dl$$

$r^2 d\Omega \int n dl$  représente le nombre d'ions absorbant des photons dans la direction  $d\Omega$ .

On a donc

$$\frac{Em}{Ab} = \frac{\int n dv}{r^2 \int n dl} \frac{1}{4\pi}$$

Or  $\int n dv \simeq \int n dl \cdot 2\pi r h$ . D'où :

$$\frac{Em}{Ab} = \frac{h}{2r} \simeq \frac{1}{20}$$

De plus, si l'on suppose le gaz en orbite képlérienne, la vitesse du gaz est égale à  $(GM_*/r)^{1/2}$  où  $M_*$  est la masse de l'étoile. Seul contribue à l'absorption le gaz situé *devant* l'étoile. La raie d'absorption élargie par rotation (dûe à la projection sur la ligne de visée de la vitesse du gaz) aura donc une largeur égale à  $2(GM_*/r)^{1/2} \sin(\alpha)$  avec  $\sin(\alpha) = R_*/r$  où  $R_*$  est le rayon de l'étoile. L'émission, elle, est répartie dans un domaine de vitesses de largeur  $2(GM_*/r)^{1/2}$ . L'émission par unité de longueur d'onde sera donc en ordre de grandeur  $(1/20)(R_*/r)$  fois plus faible que l'absorption. Pour  $r = 0.5 \text{ UA}$ , on trouve que ce rapport vaut  $1/2000$ , ce qui est très faible. Ceci peut donc expliquer l'absence de contribution en émission de la couche de gaz.

### II.3.2 Présence de grains près de l'étoile

Dans ce modèle, des grains sont présents très près de l'étoile (moins de 0.5 UA). Les travaux d'Artymowicz montrant que des grains de taille inférieure au micron ne doivent pas être présents autour de l'étoile, car ils sont soufflés par la pression de radiation, il est nécessaire que les grains aient une taille sensiblement supérieure au micron. Cependant, nous avons vu que certains modèles dérivés de l'observation de la zone externe du disque proposent l'existence d'une zone vide de poussières à dans les premières UA autour de l'étoile. Le modèle d'évaporation des grains est donc en contradiction avec ceux-ci. Nous discuterons ce point plus loin (chapitre VI). Cependant, il faut tout de suite noter qu'en fait, aucune mesure directe n'a été faite si près de l'étoile et par conséquent, la question reste ouverte.

Une question fondamentale est donc la proximité de la matière à l'étoile. Un point important est déjà de tester la proximité du gaz à l'étoile. Nous développons ici un argument simple qui permet d'avoir une idée de cette distance.

La largeur relativement grande de la raie de Ca II K ( $\geq 6 \text{ km.s}^{-1}$ ) peut difficilement être interprétée par un élargissement thermique. Si l'on suppose en effet que la température du gaz est de l'ordre de celle de sublimation des grains, typiquement 1000 K, la vitesse thermique est faible (de l'ordre de  $0.6 \text{ km.s}^{-1}$ ).

Un élargissement par turbulence pourrait rendre compte de cette largeur, ou, bien plus simplement, l'effet géométrique de projection sur la ligne de visée des vitesses du gaz en orbite képlérienne. On a vu que la raie d'absorption due à ce gaz a une largeur en vitesse égale à  $2(GM_*/r)^{1/2}R_*/r$ , avec  $M_*$  masse de l'étoile et  $r$  la distance du gaz à l'étoile. On trouve que pour  $r = 0.5 \text{ UA}$ , la largeur est  $2 \text{ km.s}^{-1}$ ; pour avoir une largeur de  $6 \text{ km.s}^{-1}$ , il faut que  $r \simeq 0.2 \text{ UA}$ . Une telle distance est, au moins en ordre de grandeur, compatible avec le modèle proposé. Cependant, elle repose sur une hypothèse (élargissement de la raie CS de Ca II dû à un effet géométrique) qui n'est pas directement vérifiable. Une méthode moins "modèle-dépendant" est développée dans la section suivante pour tester la distance des ions Ca II à l'étoile.

Elle repose sur l'étude du niveau métastable  $^2D$  du Ca II, dont la population relative par rapport au fondamental (niveau  $^2S$ ) dépend fortement de la distance des ions à l'étoile. Nous déterminons de façon théorique l'abondance de ce niveau, dans un modèle simple où nous supposons l'équilibre statistique du Ca II dans ses cinq premiers niveaux d'énergie, de façon analogue au modèle simple à trois niveaux développé par Ambartsumyan (1958) et appliqué au cas des nébuleuses planétaires.

## II.4 La distance des ions Ca II à l'étoile

Dans cette section, nous supposons que les ions Ca II se trouvent dans les trois niveaux d'énergies les plus basses possibles (voir diagramme de Grottrian du Ca II, figure II.5) : le fondamental ( $4s^2S$ ), le niveau  $3d^2D$  à 1.4 eV, et le niveau  $4p^2P$  à 2.8 eV<sup>4</sup>. Ces niveaux sont eux-mêmes divisés en sous-niveaux ( $4s^2S_{1/2}$ ,  $3d^2D_{1/2}$ ,  $3d^2D_{3/2}$ ,  $4s^2P_{1/2}$  et  $4s^2P_{3/2}$ ). La transition  $3d-4s$  étant interdite (même parité), les niveaux  $3d$  sont fortement métastables. La table II.3 donne les valeurs des forces d'oscillateur des transitions entre ces différents niveaux, décrits dans la figure II.6. Ces valeurs sont extraites de Wiese et al (1969).

---

<sup>4</sup>Nous verrons qu'il est inutile de considérer les niveaux d'énergie supérieure.

Table II.3: Paramètres spectroscopiques pour les différentes transitions considérées dans le modèle.

$\lambda_{\text{air}}(\text{\AA})$	Niveau inférieur	Niveau supérieur	$A_{ij}(\text{s}^{-1})$	$f_{ij}$
3933.66.....	$4s^2S_{1/2}$	$4p^2P_{3/2}$	$1.50 \cdot 10^8$	0.69
3968.47.....	$4s^2S_{1/2}$	$4p^2P_{1/2}$	$1.46 \cdot 10^8$	0.344
7291.46.....	$4s^2S_{1/2}$	$3d^2D_{5/2}$	1.3	$2.4 \cdot 10^{-8}$
7323.88.....	$4s^2S_{1/2}$	$3d^2D_{3/2}$	1.3	$1.6 \cdot 10^{-8}$
8498.02.....	$3d^2D_{3/2}$	$4p^2P_{3/2}$	$0.111 \cdot 10^7$	0.012
8542.09.....	$3d^2D_{5/2}$	$4p^2P_{3/2}$	$0.99 \cdot 10^7$	0.072
8662.14.....	$3d^2D_{3/2}$	$4p^2P_{1/2}$	$1.06 \cdot 10^7$	0.060

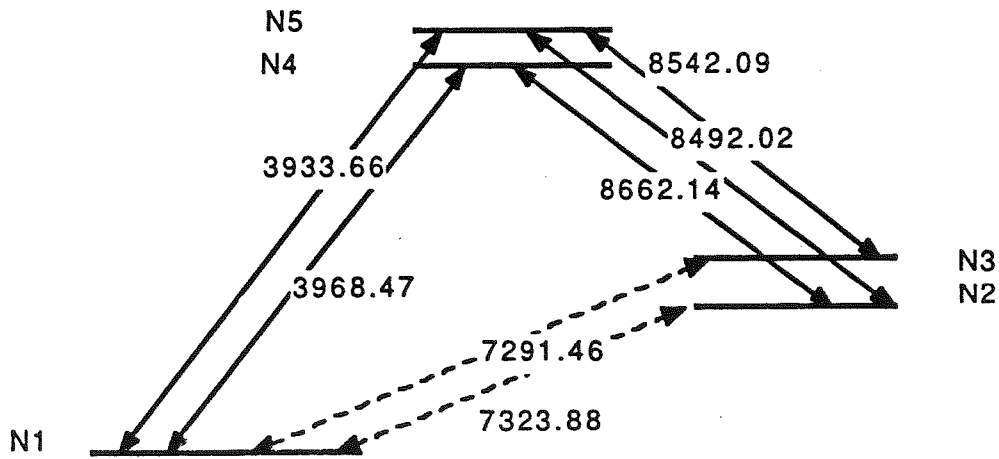


Figure II.6: sous-niveaux et transitions considérés dans le modèle.

## II.4.1 Les divers processus de (dé)peuplement des niveaux

(i) **Peuplement radiatif (photoexcitation)** : pour une transition d'un niveau  $j$  vers un niveau supérieur  $i$ , le taux de peuplement est donné par :

$$R_{ji} = B_{ji} u_\nu(r) \quad ,$$

où  $B_{ji}$  désigne le coefficient d'absorption et  $u_\nu(r)$  la densité d'énergie ( $\text{erg.cm}^{-3}\text{Hz}^{-1}$ ) due à l'étoile, à la distance  $r$ .

On a :

$$u_\nu(r) = W(r) \times u_{\nu*}$$

où  $u_{\nu*}$  est la densité d'énergie associée au Corps Noir à la température  $T_*$ ,

$$u_{\nu*} = 8\pi h \frac{\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}$$

et  $W(r)$  le coefficient de dilution à la distance  $r$  :

$$W(r) = \frac{1}{2} \left( 1 - \left( 1 - \left( \frac{R_*}{r} \right)^2 \right)^{1/2} \right).$$

Les coefficients d'Einstein  $A$  et  $B$  sont reliés par :

$$A_{ij} = \frac{g_i}{g_j} \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{ji} \quad ,$$

où  $g_i$  et  $g_j$  désignent respectivement le poids statistiques du niveau  $^2P$  et du niveau  $^2S$ . Le produit taux de photoexcitation peut donc aussi s'écrire :

$$R_{ji} = \frac{g_i}{g_j} A_{ij} W(r) \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1} \quad (II.1)$$

(ii) **L'émission spontanée** : le coefficient pour une transition d'un niveau  $i$  vers un niveau inférieur  $j$  est  $A_{ij}$ . Pour une transition permise,  $A_{ij}$  est de l'ordre de  $10^8 \text{s}^{-1}$ , pour une transition interdite, il est de l'ordre de  $1 \text{s}^{-1}$  (voir table II.3).

(iii) **La désexcitation collisionnelle par impact électronique** : le taux est donné par :

$$C_{ij} = 4.12 \cdot 10^{-12} \lambda^3 A_{ij} N_e T_e^{-1/2} \quad (II.2)$$

où  $\lambda$  est exprimée en  $\mu$  et  $N_e$  en  $\text{cm}^{-3}$  pour une transition  $i \rightarrow j$  permise (Van Regemorter, 1962), et par :

$$C_{ij} = 2 \cdot 10^{-6} \lambda^4 A_{mn} N_e T_e^{-1/2} \quad (II.3)$$

pour une transitions interdite  $m \rightarrow n$  (Seaton, 1958), avec  $N_e$  et  $T_e$  la densité et la température électronique du milieu.

(iv) L'excitation collisionnelle : le taux en est donné par :

$$C_{ji} = \frac{g_i}{g_j} C_{ij} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \quad (II.4)$$

pour une transition permise  $j \rightarrow i$ , où  $C_{ij}$  désigne le taux de désexcitation collisionnelle de la transition  $i \rightarrow j$ , et par :

$$C_{nm} = \frac{g_m}{g_n} C_{mn} e^{-h\nu/kT_e} \quad (II.5)$$

pour une transition  $n \rightarrow m$  interdite.

## II.4.2 Comparaison des divers taux

Pour comparer les divers taux, des calculs d'ordre de grandeur suffisent; nous considérons donc globalement les niveaux  $^2S$ ,  $^2D$  et  $^2P$ , sans considérer les sous-niveaux. Les différents taux (phoexcitation, collision, émission spontanée) seront notés  $R(X \rightarrow Y)$ ,  $C(X \rightarrow Y)$  et  $A(X \rightarrow Y)$  pour des transitions du niveau  $X$  vers le niveau  $Y$ .

(i) dépeuplement de  $^2S$ : il peut se faire vers  $^2P$  ou  $^2D$ , par collisions ou par photoexcitation:

- Une application numérique de l'équation (II.1) montre que la photoexcitation de  $^2S$  vers  $^2P$  (transition permise,  $\lambda \simeq 4000 \text{ \AA}$ ,  $A \simeq 10^8 \text{ s}^{-1}$ ) dominera celle (interdite,  $\lambda \simeq 7000 \text{ \AA}$ ,  $A \simeq 1 \text{ s}^{-1}$ ) de  $^2S$  vers  $^2D$  si  $R(^2S \rightarrow ^2P) \ll R(^2S \rightarrow ^2D)$ . Comme  $A(^2S \rightarrow ^2P) \gg A(^2S \rightarrow ^2D)$ , cette condition est toujours vérifiée. Pour établir cette relation, nous avons négligé les quotients  $g_i/g_j$  qui sont de l'ordre de l'unité; nous le ferons toujours par la suite.
- De même, la comparaison de (II.2) et (II.3) montre que l'excitation collisionnelle de  $^2S$  vers  $^2P$  dominera celle de  $^2S$  vers  $^2D$  si  $C(^2S \rightarrow ^2P) \gg C(^2S \rightarrow ^2D)$ , soit :

$$4 \cdot 10^{-12} (0.4)^3 (10^8) e^{-\frac{1.8 \cdot 10^4}{4000}} \gg 2 \cdot 10^{-6} (0.7)^3 (1) e^{-\frac{1.8 \cdot 10^4}{7000}}$$

Cette condition sera toujours vérifiée. En résumé, la dépopulation de  $^2S$  se fera vers le niveau  $^2P$ , optiquement lié, plutôt que vers  $^2D$ , niveau métastable.

- La comparaison de (II.2) et (II.1) montre que l'excitation collisionnelle de  $^2S$  vers  $^2P$  dominera la photoexcitation dans la transition  $^2S \rightarrow ^2P$  si

$$C(^2S \rightarrow ^2P) \gg R(^2S \rightarrow ^2P)$$

, i.e. si

$$W \ll 2 \cdot 10^{-11} N_e T_e^{-1/2} e^{-\frac{3.5 \cdot 10^4}{T_e}}$$

Si  $T_e$  est élevé ( $\geq 10^4$  K), cette condition devient :

$$W \ll 2 \cdot 10^{-13} N_e T_e^{-1/2}$$

Sinon, le terme en exponentielle devient très petit; la condition devient par exemple, pour  $T_e = 10^3$  K,

$$W \leq 2 \cdot 10^{-27} N_e T_e^{-1/2}$$

et elle ne sera pas vérifiée pour des  $W$  raisonnables.

(ii) **Peuplement de  $^2P$** : il peut se faire à partir de  $^2S$  ou  $^2D$ :

- à partir de  $^2S$ : on a vu que le peuplement de  $^2P$  à partir de  $^2S$  se fait par photoexcitation plutôt que par collisions si

$$W \gg 2 \cdot 10^{-13} N_e T_e^{-1/2}$$

Dans ce dernier cas, si  $N_e T_e^{-1/2}$  est élevé, le taux de peuplement de  $^2P$  sera fort; sinon, il sera très faible et l'on ne pourra plus négliger le peuplement de ce niveau par dépeuplement radiatif des niveaux supérieurs et la discussion sur les trois niveaux seulement devient impropre.

- à partir de  $^2D$ : le peuplement de  $^2P$  à partir de  $^2D$  se fera par excitation collisionnelle plutôt que par photoexcitation si  $C(^2D \rightarrow ^2P) \gg R(^2D \rightarrow ^2P)$ , i.e. si  $W \ll 2 \cdot 10^{-11} N_e T_e^{-1/2} e^{-\frac{2 \cdot 10^4}{T_e}}$ . C'est la même condition que pour le peuplement à partir de  $^2S$  et donc la même conclusion s'impose.

(iii) **dépeuplement de  $^2P$** : le dépeuplement de  $^2P$  vers  $^2S$  se fera par collisions plutôt que par émission si  $C(^2P \rightarrow ^2S) \geq A(^2P \rightarrow ^2S)$  c.a.d si  $N_e T_e^{-1/2} \geq 10^{11}$  (de même pour le dépeuplement vers  $^2D$ ).

En conclusion, les collisions interviendront pour le peuplement ou le dépeuplement de  $^2P$  pour des  $N_e T_e^{-1/2} \geq 10^{11}$  et pour  $W \ll 2 \cdot 10^{-13} N_e T_e^{-1/2}$ .

(iv) **dépeuplement de  $^2D$** : de même, la comparaison de ces divers taux montre que le dépeuplement de  $^2D$  se fera :

- par désexcitation collisionnelle vers  $^2S$  plutôt que par émission spontanée vers  $^2S$  si  $C(^2D \rightarrow ^2S) \gg A(^2D \rightarrow ^2S)$ , i.e. si  $N_e T_e^{-1/2} \gg 2 \cdot 10^6$ .
- par émission spontanée vers  $^2S$  plutôt que par photoexcitation vers  $^2P$  si  $A(^2D \rightarrow ^2S) \gg R(^2D \rightarrow ^2P)$ , i.e. si  $W \ll 10^{-7}$ , soit  $r \ll 1$  AU.



- par excitation collisionnelle vers  $^2P$ , plutôt que par photoexcitation vers ce même niveau, si  $C(^2D \rightarrow ^2P) \gg R(^2D \rightarrow ^2P)$ , i.e. si  $W \ll 2 \cdot 10^{-11} N_e T_e^{-1/2} e^{-\frac{2 \cdot 10^4}{T_e}}$ .
- par désexcitation collisionnelle vers  $^2S$  plutôt que par photoexcitation vers  $^2P$  si  $C(^2D \rightarrow ^2S) \gg R(^2D \rightarrow ^2P)$ , i.e. si  $W \ll 6 \cdot 10^{-14} N_e T_e^{-1/2}$ .

La figure II.7 porte sur un diagramme  $(\log(W), \log(N_e T_e^{-1/2}))$ , analogue au diagramme de Viotti (1976) pour l'étude du Fe II, les divers régimes de dépopulation possibles du niveau  $^2D$ . On voit apparaître le domaine où les collisions peuvent être importantes dans le dépeuplement de  $^2D$  :

$$N_e T_e^{-1/2} \geq 10^6 \quad \text{et} \quad W \ll 10^{-14} N_e T_e^{-1/2}$$

pour  $T_e$  assez grand. Pour  $T_e$  faible, la seule condition restant est sur  $N_e T_e^{-1/2}$  (désexcitation collisionnelle).

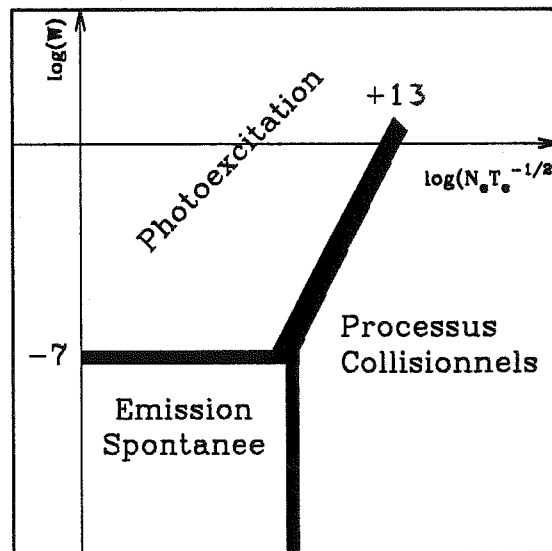


Figure II.7: Diagramme  $(\log(W), \log(N_e T_e^{-1/2}))$  et domaine de prédominance des processus de dépeuplement du niveau métastable  $^2D$  (pour  $T_e$  élevée).

(v) **peuplement de  $^2D$**  Le peuplement de collisionnel de  $^2D$  à partir de  $^2S$  sera négligeable par rapport à son peuplement à partir de  $^2P$ , que celui-ci soit formé collisionnellement ou radiativement à partir de  $^2S$ . En effet, supposons par exemple celui-ci peuplé radiativement, alors la condition pour que le peuplement de  $^2D$  se fasse par le haut plutôt que par le bas est :

$$R(^2S \rightarrow ^2P) \times A(^2P \rightarrow ^2D) \gg C(^2S \rightarrow ^2D).$$

Cette condition s'écrit

$$W \gg 2 \cdot 10^{-24} N_e T_e^{-1/2} e^{-\frac{3.5 \cdot 10^4}{T_e}} e^{2 \cdot 10^4} ;$$

elle est toujours vérifiée. De même, l'on montrerait que le peuplement par le niveau supérieur domine même si  $^2\text{P}$  est peuplé par collision. D'autre part, l'on peut aussi montrer que le peuplement collisionnel de  $^2\text{D}$  à partir de  $^2\text{P}$  est négligeable par rapport à son peuplement par émission spontanée à partir de ce même niveau si  $N_e T_e^{-1/2} \ll 10^{11}$ .

En résumé, comme pour  $^2\text{P}$ , les collisions dans le peuplement et le dépeuplement de  $^2\text{D}$  ne peuvent intervenir que dans des domaines élevés de  $N_e T_e^{-1/2}$  ( $\geq 10^7$ ) et pour  $W \ll 10^{-11} N_e T_e^{-1/2}$ .

Des domaines où  $N_e T_e^{-1/2}$  est élevé ne peuvent être rencontrés que dans des plasmas (densité et température élevées) et sans doute pas dans le gaz autour de  $\beta$  Pic. Nous négligerons donc dans la suite les peuplements et dépeuplements par collisions.

### II.4.3 Evaluation des populations des différents niveaux

Pour évaluer les populations relatives des divers niveaux, nous avons fait les hypothèses suivantes :

1. Nous supposons l'équilibre statistique de ces divers niveaux atteint.
2. Nous négligeons les processus de peuplement et de dépeuplement collisionnels.
3. Nous supposons comme nous l'avons déjà noté, que les niveaux d'énergie supérieure à 2.8 eV ne sont pas peuplés.
4. Nous négligeons les éventuels effets de transfert à l'intérieur du disque; en pratique, cela revient à supposer que tous les ions reçoivent le flux mesuré en fond de raie stellaire (on néglige donc les effets d'absorption *dans* la couche); cette hypothèse est sans doute partiellement justifiée, puisque les raies CS du Calcium sont profondes; nous tiendrons compte d'éventuels effets d'absorption plus loin.

Les équations traduisant l'équilibre statistique des niveaux s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{21}X_2 + A_{31}X_3 + A_{41}X_4 + A_{51}X_5 = R_{14} + R_{15} \\ -(R_{24} + R_{25} + A_{21})X_2 + A_{42}X_4 + A_{52}X_5 = 0 \\ -(R_{35} + A_{31})X_3 + A_{53}X_5 = 0 \\ -R_{24}X_2 + (A_{41} + A_{42})X_4 = R_{14} \end{array} \right.$$

où  $X_i$  désigne le rapport d'abondance du niveau  $i$  par rapport au fondamental. Les rapports  $X_i$  dépendent de la distance à l'étoile par l'intermédiaire des coefficients  $R_{ij}$ . Pour  $d \gg R_*$ ,  $R_{ij}$  s'écrit aussi

$$R_{ij} = \frac{1}{4} \left( \frac{R_*}{r} \right)^2 \frac{F_\nu}{c} B_{ij} \rho_{ij},$$

où  $F_\nu$  est le flux par unité de fréquence ( $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$ ) à la surface de l'étoile (supposé constant sur toute la largeur de la raie) et  $\rho_{ij}$  le rapport entre le flux au continu et le flux au fond de la raie stellaire<sup>5</sup>. Dans le cas de raies profondes, le facteur  $\rho_{ij}$  peut être important (voir table II.4, où nous reportons les valeurs de  $\rho_{ij}$  pour chaque raie, déduites de nos observations).

Table II.4: Valeurs des flux au continu et rapports du flux en fond de raie au flux au continu mesurés sur nos spectres.

$\lambda_{\text{air}}(\text{\AA})$	$R_*^2 F_\nu$	$F_0/F_c$
3933.66.....	1.8	0.26
3968.47.....	1.8	0.27
7291.46.....	4.7	1.0
7323.88.....	4.7	1.0
8498.02.....	4.1	0.91
8542.09.....	3.5	0.77
8662.14.....	3.8	0.84

Le système obtenu est un système linéaire de quatre équations à coefficients constants, que nous avons résolu numériquement. Dans la figure II.8, nous avons tracé les rapports  $X_i$  pour chacun des niveaux, en fonction de la distance à l'étoile.

<sup>5</sup>Le flux reçu par les ions Ca II est en effet le flux en fond de raie stellaire et pas le flux au continu

La figure II.8 montre que la population relative des niveaux métastables dépend très fortement de la distance à l'étoile. Plus précisément, si  $d \leq 1$  UA, ce rapport est constant et égal à 0.1 tandis que pour des distances plus grandes, ce rapport décroît très vite, suivant une loi en  $1/r^2$ .

Ceci peut être compris intuitivement de la façon suivante: comme nous l'avons vu, près de l'étoile, le niveau métastable  $^2D$  est peuplé par émission du niveau  $^2P$  qui lui est peuplé à partir du fondamental par transition radiative. La population de  $^2P$  varie donc comme  $W(r)$ , le coefficient de dilution. Le niveau  $^2D$  est dépeuplé essentiellement par transition radiative vers le niveau  $^4P$ . Comme les transitions radiatives varient aussi comme  $W(r)$ , il s'ensuit que dans le bilan de l'équilibre statistique du niveau métastable, la dépendance en  $W(r)$  va s'éliminer près de l'étoile. Ceci explique le plateau observé.

Ce résultat peut évidemment être retrouvé analytiquement, en négligeant dans les équations les termes  $A_{21}$  et  $A_{31}$  par rapport aux autres termes. On obtient alors le système suivant :

$$\begin{cases} -R_{25}X_2 + \frac{R_{35}}{A_{53}}[A_{52} + A_{51}]X_3 = R_{15} \\ -R_{25}X_2 - \frac{A_{41} + A_{42}}{A_{41}}A_{51}\frac{R_{35}}{A_{53}}X_3 = -\frac{1}{A_{41}}[A_{42}R_{14} + A_{41}R_{15} + A_{42}R_{15}] \end{cases}$$

Les équations obtenues pour  $X_2$  et  $X_3$  se simplifient alors par  $W(r)$ . On obtient alors un système de deux équations à deux inconnues  $X_2$  et  $X_3$ , linéaire à coefficients constants, *indépendants* de la distance à l'étoile.

Puisque ce système ne dépend plus de  $r$ , il doit être vérifié en particulier à  $r = R_*$ , c'est-à-dire à la surface de l'étoile, où règne l'ETL. Dans ce cas, on sait que le rapport  $X_2$  doit être égal à  $g_2/g_1 \exp(-E_i/kT_*)$  (Boltzmann). L'application de l'équation de Boltzmann avec  $T_* = 8000$  K (température effective de l'étoile) donne pour  $X_2$  une valeur comparable à celle trouvée avec notre modèle, pas tout à fait la même à cause de l'absorption photosphérique, le rayonnement n'étant alors plus tout à fait celui d'un Corps Noir. Mais il est intéressant de remarquer qu'en ordre de grandeur, ces résultats sont les mêmes.

Dans le cas où  $d \gg r$ , le niveau  $^2D$  est toujours peuplé de la même façon, mais il est dépeuplé par émission spontanée vers le fondamental. L'émission spontanée ne dépendant pas de la distance à l'étoile, le coefficient de dilution va donc subsister, ce qui explique la dépendance en  $1/r^2$  observée sur la courbe pour la population relative de  $^2D$ .

L'abondance relative des niveaux optiquement liés  $^2P$ , non métastables est très forte. Ceci nous permet de justifier *a posteriori* le choix du modèle à trois termes spectro-

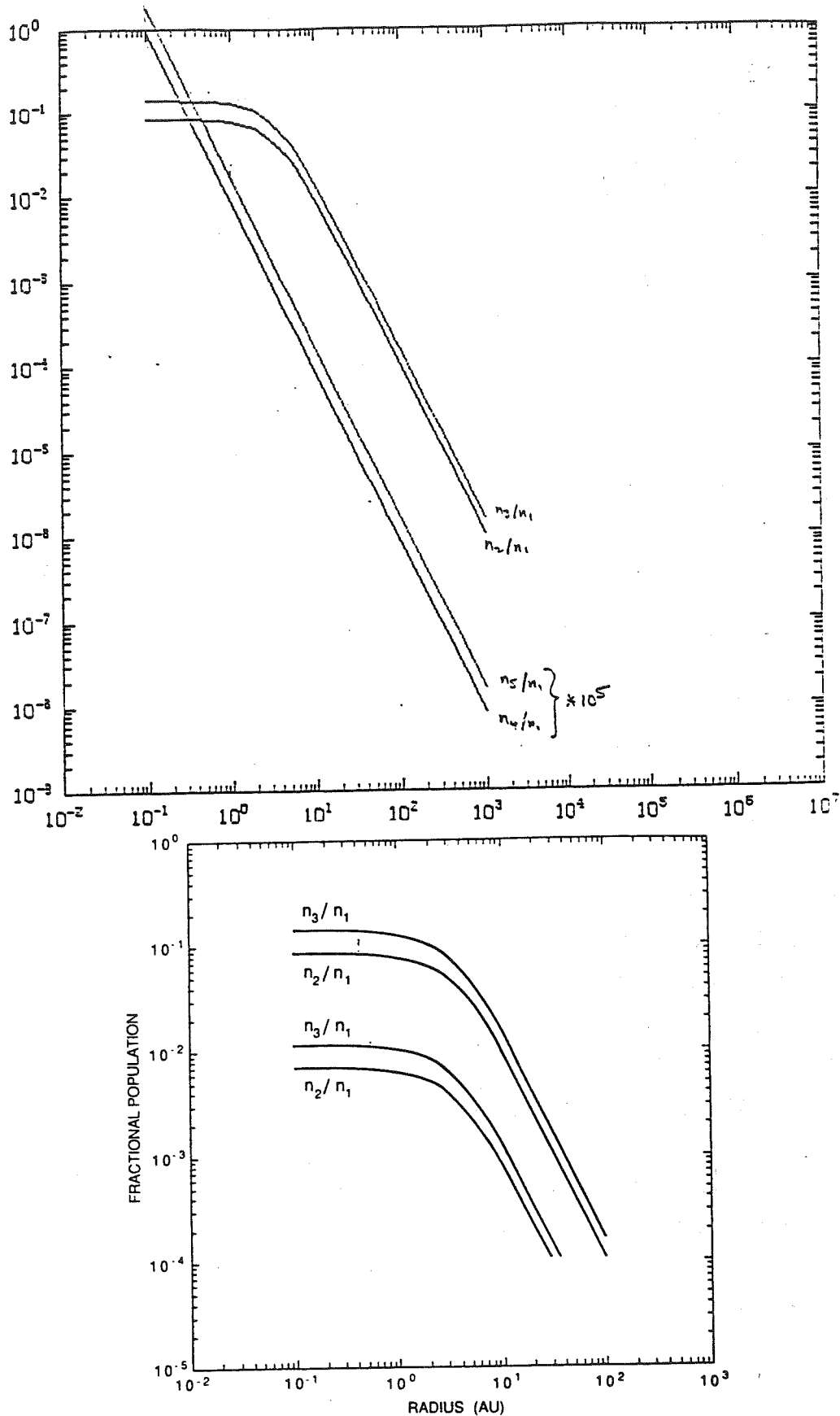


Figure II.8: Abondances relatives des niveaux  $3d^2 D_{1/2}$ ,  $3d^2 D_{3/2}$ ,  $4s^2 P_{1/2}$ ,  $4s^2 P_{3/2}$  par rapport au fondamental en fonction de la distance à l'étoile, en négligeant les effets de transfert dans le milieu absorbant (figure du haut) et en les prenant en compte (figure du bas).

copiques seulement.

**Remarque :** Les courbes précédentes ont été obtenues en négligeant tout effet de transfert à l'intérieur du disque de Ca II; une façon abrupte d'en tenir compte est de prendre pour flux le flux non plus en fond de raie stellaire, c'est-à-dire au sommet de la raie CS, mais cette fois *au fond de la raie CS*; le même calcul avec ces nouveaux flux nous permet de tracer de nouvelles courbes en fonction de la distance (voir figure II.8). Les rapports obtenus doivent être considérés comme des limites inférieures pour les rapports d'abondance réels.

#### II.4.4 La raie du Ca II à 8542 Å

L'observation avec le CES et le CCD ( $R = 6 \cdot 10^4$ ) des raies du triplet infrarouge à 8542, 8498 et 8662 Å, issu du niveau métastable  $^2D$ , permet de déterminer observationnellement l'abondance de ce niveau métastable. La réduction des données CCD est rendue délicate par la présence de nombreuses franges d'interférences dans cette région spectrale. Pour les éliminer, nous avons divisé le spectre de  $\beta$  Pic par celui d'une étoile standard, HR2294. Cette division permet d'ailleurs en même temps d'ôter les nombreuses raies de vapeur d'eau atmosphérique également présentes dans cette partie du spectre.

La figure II.9 montre la raie la plus forte (8542 Å) du triplet. Au fond de la raie stellaire, on voit une faible composante circumstellaire en absorption, dont la largeur équivalente vaut  $4 \pm 1$  mÅ et la vitesse  $21 \pm 1$  km.s $^{-1}$ . Elle est donc à la vitesse du Ca II fondamental; sa largeur équivalente mesurée, en supposant que cette raie est optiquement mince et donc que la relation

$$\frac{w_\lambda}{\lambda} = 8.8510^{-13} N f \lambda \quad (\text{Spitzer, 1978}) \quad (II.6)$$

(avec  $N$ , colonne densité, exprimée en cm $^{-2}$  et  $\lambda$  en cm) s'applique, permet de dériver une abondance de  $8.6 \cdot 10^{10}$  cm $^{-2}$  pour le niveau métastable  $^2D$ . L'abondance du niveau fondamental étant égale à  $1.8 \cdot 10^{12}$  cm $^{-2}$  (voir II.2), on en déduit que

$$N(^2D)/N(^2S) \simeq 0.05$$

Ce rapport mesuré est compris entre le rapport théorique déduit de notre modèle sans transfert et celui du modèle avec transfert, *pour des distances faibles à l'étoile* ( $\leq 1$  UA). Ce résultat observationnel confirme donc *directement* la proximité du gaz à l'étoile.

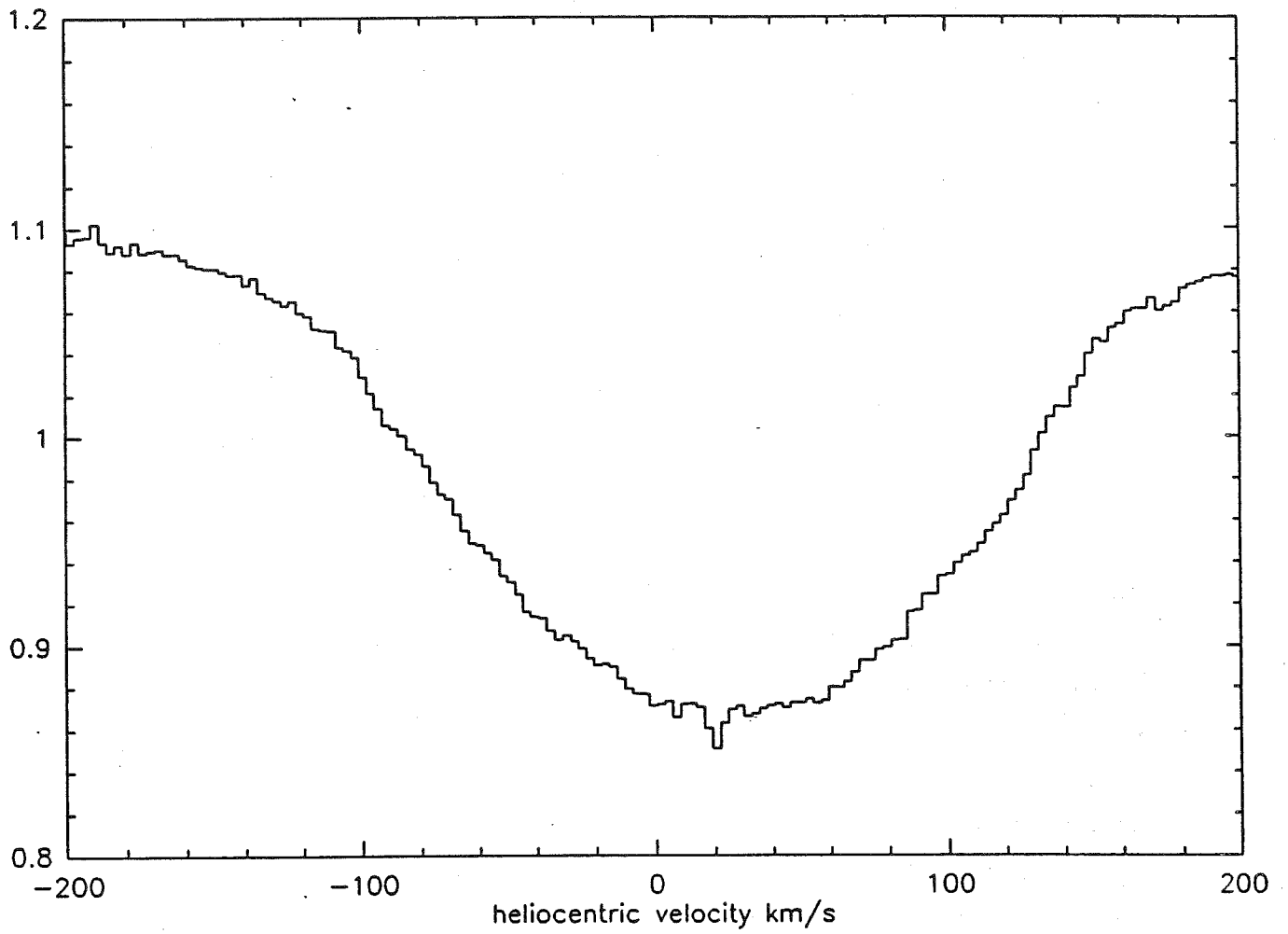


Figure II.9: Spectre CCD de la raie à  $8542 \text{ \AA}$  du  $\text{Ca II } (^2D)$  métastable. Une absorption d'origine CS est détectée en fond de raie photosphérique.

## II.4.5 Remarque

L'observation de la raie à 3736 Å, issue du niveau  $^2P_{1/2}$  montre (voir figure II.10) qu'aucune composante CS n'est détectée. La limite de détection est ici de 3 mÅ; elle est plus forte qu'à 3933 Å (raie K) car la sensibilité du CCD est moins bonne d'une part, et d'autre part, cette partie du spectre est proche de la discontinuité de Balmer. La relation II.6 donne  $N \leq 1.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  d'où  $X_2 \leq 7 \cdot 10^{-2}$ . Ceci confirme observationnellement que les niveaux optiquement liés sont peu peuplés relativement au fondamental. On en déduit aussi, d'après notre modèle que  $r \geq 10^{-3} \text{ AU} \simeq 1R_*$ , ce qui n'est pas une forte contrainte.

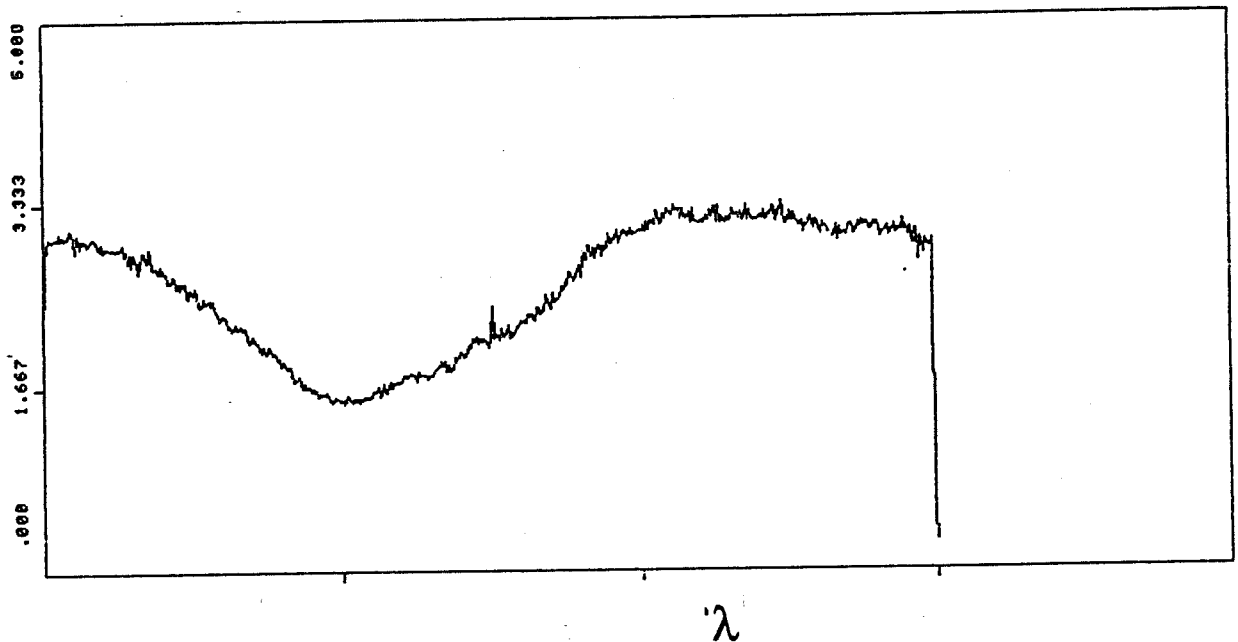


Figure II.10: Spectre de la raie à 3736 Å du Ca II : Aucune absorption CS de largeur équivalente supérieure à 3 mÅ n'est détectée.



## II.5 Article

On trouvera ci-après la copie d'un article :

“The location of the Ca II ions in the Beta Pictoris disk”, par L.M. Hobbs, A.M. Lagrange-Henri, R. Ferlet, A. Vidal-Madjar, D.E. Welty, paru dans *The Astrophysical Journal Letters* **334**, L41 (1988)

## THE LOCATION OF THE Ca II IONS IN THE BETA PICTORIS DISK<sup>1</sup>

L. M. HOBBS,<sup>2</sup> A. M. LAGRANGE-HENRI,<sup>3</sup> R. FERLET,<sup>3</sup> A. VIDAL-MADJAR,<sup>3</sup> AND D. E. WELTY<sup>2</sup>

Received 1988 May 27; accepted 1988 August 8

### ABSTRACT

Echelle spectra of  $\beta$  Pictoris have been obtained in the region of the Ca II  $\lambda 8542$  line which arises from the metastable  $3d^2D_{5/2}$  level. A narrow, weak, circumstellar absorption line is seen at the stellar radial velocity. A simple theory is developed of the radiative pumping of the metastable levels of the Ca II ions by the radiation from the star at the H and K lines. The relatively large fractional population,  $N_3(\text{Ca II})/N_1(\text{Ca II}) \approx 0.05$ , observed for the metastable level then requires that the calcium absorbers be largely concentrated within about 1 AU of the star. This result confirms two previous, independent estimates of the location of this gas. A time-variable circumstellar component of the  $\lambda 8542$  line also is found at an infall velocity of about  $15 \text{ km s}^{-1}$ .

*Subject headings:* line formation — stars: circumstellar shells

### I. INTRODUCTION

Since the discovery with the *IRAS Observatory* of a number of main-sequence stars which show an infrared excess (Aumann *et al.* 1984), direct imaging has proved in the case of  $\beta$  Pictoris that this excess is caused by a disk of dust surrounding the star (Smith and Terrile 1984). The favorable orientation of the  $\beta$  Pic disk, which is viewed nearly edge-on from Earth, has permitted the further detection of its gaseous component, which may contain most of the circumstellar (CS) mass. The observed gas consists generally of low-ionization material somewhat similar to that in interstellar H I regions. Its temperature is  $T_k \lesssim 4200 \text{ K}$ , and a typical density is  $n(\text{H}) \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Kondo and Bruhweiler 1985; Hobbs *et al.* 1985; Vidal-Madjar *et al.* 1986, hereafter Paper II).

Subsequent observations of  $\beta$  Pic have emphasized the complex time variations of the CS absorption lines of Ca II, Mg II, Fe II, and, unexpectedly, Al III. These lines appear to show an unvarying, relatively strong component centered at the stellar radial velocity. This stable component is sporadically augmented by variable, redshifted absorption features, with velocities up to  $120 \text{ km s}^{-1}$  in the case of Mg II (Lagrange, Ferlet, and Vidal-Madjar 1987; Ferlet, Hobbs, and Vidal-Madjar 1987). The stable component of these lines probably is produced at about 0.5 AU from the star by material released through evaporation of the orbiting dust particles by the intense starlight (Paper II). The variable features may arise from material which is nearer to the stellar surface and which is falling into the star. If the CS disk is a protoplanetary system, a plausible interpretation is that this variable absorption reveals the evaporation of solid, comet-like bodies (Lagrange-Henri, Vidal-Madjar, and Ferlet 1988, hereafter Paper VI).

It is important to obtain further, independent estimates of the distances from  $\beta$  Pic to both postulated kinds of absorbing gas, in order to test the validity of this somewhat speculative general picture. Owing to radiative pumping by  $\beta$  Pic, the populations of the metastable  $3d$  levels of Ca II ions should depend sensitively on this distance, in the relevant range beyond about 1 AU. This *Letter* reports observations of the

Ca II  $8542 \text{ \AA}$  line, which arises from a metastable level, that do provide such independent information.

### II. THE METHOD

#### a) Theory

The excitation energies of the five lowest lying levels of Ca II are given in Table 1. Because radiative decays of the  $3d$  levels to the ground  $4s$  level are parity-forbidden, the  $3d$  levels are strongly metastable. Table 2 gives the transition probabilities  $A_{ij}$ , and the corresponding oscillator strengths  $f_{ij}$ , for the various lines connecting the levels listed in Table 1 (Wiese, Smith, and Miles 1969).

The relative populations  $n_2/n_1$  and  $n_3/n_1$  of Ca II ions must be estimated in the CS disk around  $\beta$  Pic, where  $n_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 5$ ) refers to the levels in Table 1 in order of increasing excitation. Three simplifying approximations will be adopted.

1. The five-level model atom of Table 1 is used.
2. All collisional transition rates in the disk should affect the  $3d$  populations negligibly and therefore are ignored.
3. Radiative transfer effects (i.e., internal absorption) within the disk will be treated schematically, as is evident below.

Under the first two assumptions, the equations of statistical equilibrium which describe the steady state populations of the Ca II levels at any point in the disk are

$$A_{21}X_2 + A_{31}X_3 + A_{41}X_4 + A_{51}X_5 = R_{14} + R_{15}, \quad (1a)$$

$$-(R_{24} + R_{25} + A_{21})X_2 + A_{42}X_4 + A_{52}X_5 = 0, \quad (1b)$$

$$-(R_{35} + A_{31})X_3 + A_{53}X_5 = 0, \quad (1c)$$

and

$$-R_{24}X_2 + (A_{41} + A_{42})X_4 = R_{14}, \quad (1d)$$

where  $X_i = n_i/n_1$  ( $i = 2, 3, 4, 5$ ), the  $A_{ij}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) are the usual Einstein coefficients, and the  $R_{ij} = B_{ij}J_{ij}$  are total line absorption rates ( $\text{s}^{-1}$ ) in a local radiation field of average intensity  $J_{ij}$  ( $\text{ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ). The quantities  $B_{ij} = (g_j/g_i) \times (c^2/2h\nu^3) \times A_{ji}$  are the Einstein coefficients for absorption. The populations  $X_i(d)$  depend on the distance  $d$  from the star through the intensities  $J_{ij}(d)$ .

Sufficiently near the star, the forbidden-line decays ( $3d-4s$ ) are negligible in comparison with infrared-triplet absorptions ( $3d-4p$ ), in depopulating the metastable levels. In this asymptotic region, defined by setting  $A_{21} = A_{31} = 0$  in the equations

<sup>1</sup> Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

<sup>2</sup> University of Chicago.

<sup>3</sup> Institut d'Astrophysique de Paris.

TABLE 1  
Ca II ENERGY LEVELS

Term	$J$	$E/hc(\text{cm}^{-2})$	$E(\text{eV})$
$3p^6 4s^2 S$ .....	1/2	0.	0.
$3p^6 3d^2 D$ .....	3/2	13650.2	1.69
	5/2	13710.9	1.70
$3p^6 4p^2 P$ .....	1/2	25191.5	3.12
	3/2	25414.4	3.15

above, analytic solutions of the equations can be obtained straightforwardly, and they show that these limiting values of both  $X_2$  and  $X_3$  are independent of  $d$ . Outside the asymptotic zone, in contrast, the forbidden-line decays dominate. Because the rates of spontaneous emission are independent of distance, while all of the absorption rates vary as  $J_{ij}(d) \propto d^{-2}$ , the  $3d$  populations also decrease approximately as  $d^{-2}$ , at large distances.

#### b) Application to $\beta$ Pictoris

If absorption of the star's light within the disk is otherwise ignored, the local absorption rates for Ca II ions at  $d \gg R$  in a CS disk are given in equations (1) by

$$B_{ij} J_{ij}(d) = (R/d)^2 F_\nu B_{ij}/4\pi, \quad (2)$$

where  $R$  is the stellar radius and  $F_\nu$  is the emergent monochromatic flux at the stellar surface, which is assumed to vary negligibly with  $\nu$  over the width of the (relatively narrow) CS absorption line.

Numerical solutions of equations (1) for the fractional populations  $X_2(d)$  and  $X_3(d)$  of the metastable levels have been obtained for the  $\beta$  Pic disk. The results shown by the upper pair of curves in Figure 1 were calculated using equation (2) with the values of  $R^2 F_\nu$ , shown in Table 2. Because internal absorption of the light from  $\beta$  Pic has been otherwise ignored in the disk, these results should represent upper limits on the actual populations, at least outside the asymptotic zone. The

most important results in Figure 1 are the large asymptotic populations  $X_2 \approx X_3 \approx 0.1$  and the position of the outer boundary of that region near 1 AU. If our previous hypothesis that most of the Ca II absorption arises in a thin shell at  $d \approx 0.5$  AU is correct (Paper II), then quite weak but detectable CS absorption should be observed at the centers of at least the  $\lambda 8542$  and the  $\lambda 8662$  infrared-triplet lines. In contrast, if most of the absorbers lie beyond 10 AU, the sharply reduced radiative pumping of the metastable levels by  $\beta$  Pic will be evident in negligible CS infrared-triplet absorption.

Radiative transfer effects within the disk can be qualitatively understood as follows. Our spectra indicate directly that the CS disk is optically thin in all lines of Ca II except H and K ( $4s-4p$ ). An overestimate of the effects of internal absorption by the disk within these latter lines is obtained by reducing the H and K fluxes used in equation (2), and therefore assumed to be incident on the inner edge of the disk, by the factor corresponding to the actual CS absorption observed through the full disk in our various K-line profiles, i.e., observed in the flux actually emergent instead from the outer edge of the disk. The lower pair of curves in Figure 1 shows the results when the H and K fluxes listed in Table 2 are reduced by an additional factor of 0.078 to account schematically for the absorption by the full disk. The resulting population fractions  $X_2(d)$  and  $X_3(d)$  should give approximate lower limits to the actual values expected in the disk.

A variant of this general method has been similarly applied to Fe II ions in the  $\beta$  Pic disk by Kondo and Bruhweiler (1985).

### III. OBSERVATIONS

Observations with the CAT telescope and the CES spectrograph were conducted at the European Southern Observatory during 1987 November. The detector used was either a Reticon which gave a resolving power  $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^5$  or a CCD which yielded  $\lambda/\Delta\lambda \approx 6 \times 10^4$ . A log of the observations is given in Table 3. The  $\lambda 8498$  and  $\lambda 8542$  lines of Ca II were both recorded in a single Reticon exposure, while only the stronger  $\lambda 8542$  line

TABLE 2  
Ca II LINES

$\lambda_{\text{air}}(\text{\AA})$	Lower Level	Upper Level	$A_{ij}(\text{s}^{-1})$	$f_{ij}$	$R^2 F_\nu^a$	$F_o/F_c$
3933.66 .....	$4s^2 S_{1/2}$	$4p^2 P_{3/2}$	$1.50 \times 10^8$	0.69	1.8	0.26
3968.47 .....	$4s^2 S_{1/2}$	$4p^2 P_{1/2}$	$1.46 \times 10^8$	0.344	1.8 <sup>b</sup>	0.27 <sup>b</sup>
7291.46 .....	$4s^2 S_{1/2}$	$3d^2 D_{5/2}$	1.3	$2.4 \times 10^{-8}$	4.7	1.0
7323.88 .....	$4s^2 S_{1/2}$	$3d^2 D_{3/2}$	1.3	$1.6 \times 10^{-8}$	4.7	1.0
8498.02 .....	$3d^2 D_{3/2}$	$4p^2 P_{3/2}$	$0.111 \times 10^7$	0.012	4.1	0.91
8542.09 .....	$3d^2 D_{5/2}$	$4p^2 P_{3/2}$	$0.99 \times 10^7$	0.072	3.5	0.77
8662.14 .....	$3d^2 D_{3/2}$	$4p^2 P_{1/2}$	$1.06 \times 10^7$	0.060	3.8	0.84

<sup>a</sup> The product  $R^2 F_\nu$  for  $\beta$  Pic in units of  $10^{18}$  ergs  $\text{s}^{-1}$   $\text{Hz}^{-1}$ , where  $R$  is the stellar radius and  $F_\nu$  is the emergent surface flux at the center of the relatively broad photospheric absorption line. The adopted intensity at line center relative to that in the adjacent continuum is given in the last column, as determined from our spectra. The absolute monochromatic luminosity in the adjacent continuum was estimated by interpolation between the corresponding values for  $\alpha$  CMa (A1 V) and  $\alpha$  Aql (A7 V) determined from the relation  $R^2 F_\nu = r^2 f_\nu$ , where  $f_\nu$  is the flux at Earth and  $r$  is the stellar distance. The measured fluxes plotted by Code *et al.* 1976 were extrapolated to  $\lambda > 7000$   $\text{\AA}$  via the model atmospheres of Kurucz 1979, which were also used as a guide to the interpolation among the three spectral types.

<sup>b</sup> No discernible (rotationally broadened) photospheric Ca II H line is present. However, the adjacent "continuum" flux has been reduced by an additional factor of 0.27, determined from our spectra, to account for the presence of the overlapping Balmer He line. The fractional population specifically of the  $3d^2 D_{5/2}$  level is virtually independent of the average intensity at the Ca II H line, in the five-level approximation without collisions. As expected, the populations of both metastable levels are effectively independent of the average intensities at the forbidden  $\lambda 7291, 7324$  lines as well.

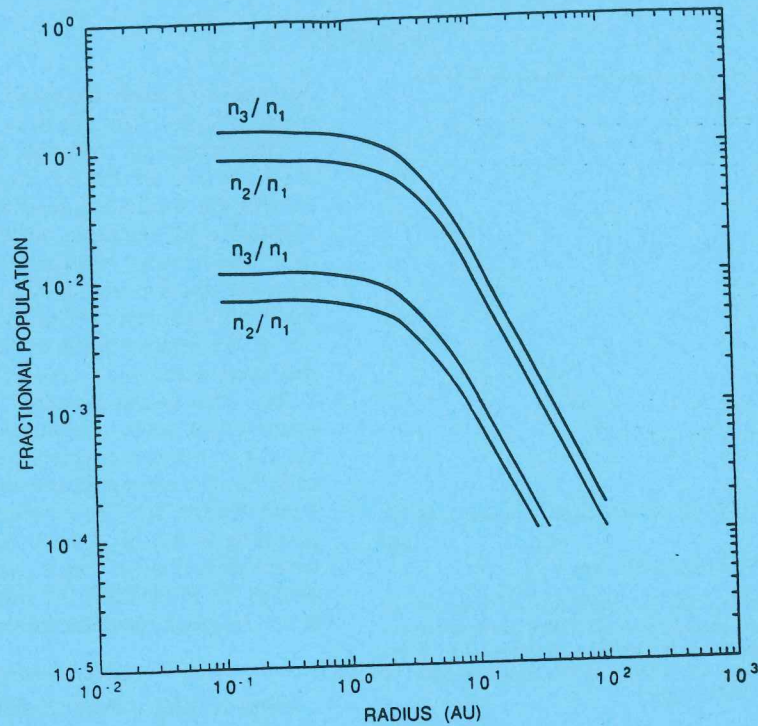


FIG. 1.—The theoretical fractional populations,  $X_2 = n_2/n_1$  and  $X_3 = n_3/n_1$ , of the metastable  $3d$  levels of Ca II ions, as a function of radial distance within the circumstellar disk of  $\beta$  Pic. The two upper curves give the approximate upper limits obtained when, at any point, the interior disk is incorrectly assumed to be entirely transparent to the star's light, even near the H and K lines. The two lower curves give the approximate lower limits on  $X_2$  and  $X_3$  which are obtained by a method discussed in the text.

was recorded with the CCD. The procedure for the reduction and analysis of the Reticon spectra, detailed by Ferlet and Dennefeld (1984), was carried out with the standard IHAP software at the Institut d'Astrophysique de Paris. The precision of the radial velocities deduced from the absolute scale of wavelengths is  $\pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ .

The  $\lambda 8542$  line in the CCD spectrum of  $\beta$  Pic acquired on November 21 is shown in Figure 2. The reduction of the CCD exposures is complicated by the presence of appreciable interference fringes in the infrared region. The spectrum of  $\beta$  Pic therefore was divided by that of a standard star, HR 2294, in order to obtain the result in Figure 2. The division in fact removed simultaneously both the interference fringes and the numerous, well-known telluric lines of water vapor in this wavelength region. The broad, strong photospheric  $\lambda 8542$  line is seen to be slightly asymmetric, owing to blending with the Paschen line P15 at  $8545.5 \text{ \AA}$ .

The principal result is that a weak CS absorption line is unambiguously detected at the stellar radial velocity of  $21 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  determined from our spectrum. The equivalent width

and the heliocentric velocity of the CS line are  $W_\lambda(8542) = 4 \pm 1 \text{ m\AA}$  and  $V_h = 21 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ , respectively. It should be noted that faulty CCD pixels distorted the raw data near  $V_h \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ , and that the corresponding part of the profile is therefore untrustworthy.

Reticon spectra were obtained at the K line and at the  $\lambda 8542$  line, respectively, within an interval of only about 1 hr on November 17 (Table 3). The Reticon data show more noise than those from the CCD, and no standard star spectrum was obtained at the triplet lines to allow removal of the telluric features. Nevertheless, the CS  $\lambda 8542$  component, as well as its much stronger K-line counterpart, are clearly present at  $V_h = 21 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ . The equivalent widths are  $W_\lambda(8542) = 5 \pm 2 \text{ m\AA}$  and  $W_\lambda(K) = 82 \pm 5 \text{ m\AA}$ . A long-wavelength wing on the CS K line extends nearly to  $V_h \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ ; the noise in the  $\lambda 8542$  profile precludes a possible similar detection. We recall that bad CCD pixels obscured some of the same region in Figure 1.

Finally, the Reticon  $\lambda 8542$  spectrum of November 28 shows two resolved CS components. The presumably stable, central

TABLE 3  
OBSERVATIONAL DATA

DATE (1987)	DETECTOR	LINE	COMPONENT 1		COMPONENT 2	
			$W_\lambda(\text{m\AA})$	$V_h(\text{km s}^{-1})$	$W_\lambda(\text{m\AA})$	$V_h(\text{km s}^{-1})$
Nov 17.....	Reticon	8542	$5 \pm 2$	$22 \pm 1$	...	...
		K	82	$21 \pm 1$	Red wing to $+40 \text{ km s}^{-1}$	
Nov 21.....	CCD	8542	$4 \pm 1$	$21 \pm 1$	...	...
Nov 25.....	Reticon	K	83	$22 \pm 1$	30	$33 \pm 1$
Nov 28.....	Reticon	8542	$2 \pm 1$	$21 \pm 1$	$7 \pm 3$	$36 \pm 2$
Nov 29.....	Reticon	K	80	$20 \pm 1$	37	$35 \pm 1$

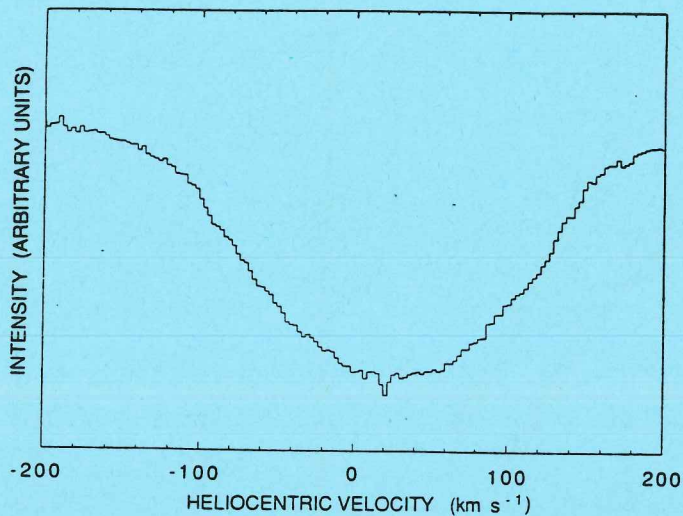


FIG. 2.—A CCD spectrum of  $\beta$  Pic at the Ca II  $\lambda 8542$  line on November 21, after division by the spectrum of the standard star HR 2294 in order to remove the telluric lines and the CCD interference fringes. The central residual intensity of the broad stellar line is about 0.77 (Table 2); the true zero-point of intensity falls well below the bottom of the panel.

component seen previously is marginally detected again, but a stronger component with  $W_\lambda(8542) = 7 \pm 3$  mÅ is observed at  $V_h \approx 36$  km s $^{-1}$ . Time-varying, redshifted absorption therefore also appears to arise from the metastable  $3d$  levels of Ca II as well. The K line profiles obtained 3 days earlier (November 25) and 1 day later (November 29) each show a resolved, unambiguously detected component at a similarly redshifted velocity.

The observational data are summarized in Table 3; a fuller account will be given in a subsequent paper. The CS  $\lambda 8498$  line, which is expected to be weaker by a factor of about 9 than its  $\lambda 8542$  counterpart, was not detected in either of the Reticon spectra.

#### IV. RESULTS

##### a) The Line Component at the Stellar Velocity

The central, apparently stable component at  $V_h = 21$  km s $^{-1}$  which is seen at the K line—and at those of Fe II and Mg II—is clearly present at the  $\lambda 8542$  line as well, with a strength  $W_\lambda \approx 4$  mÅ. In the applicable optically thin limit, the corresponding column density of metastable Ca II ions is  $N_3(\text{Ca II}) = 8.6 \times 10^{10}$  cm $^{-2}$  (Spitzer 1978). Profile fitting of the same component of the K line, which shows  $W_\lambda \approx 80$  mÅ, gives  $N_1(\text{Ca II}) \approx 1.8 \times 10^{12}$  cm $^{-2}$  (Paper II). Hence, along the

light path through the entire CS disk, an average excitation fraction  $N_3(\text{Ca II})/N_1(\text{Ca II}) \approx 0.05$  is found.

This observed, average fractional population  $\langle X_3 \rangle = N_3/N_1 \approx 0.05$  of the  $3d^2D_{5/2}$  metastable level substantially exceeds the theoretical lower limit shown by the lower curve in Figure 1 at all distances, including those within the asymptotic zone. On the other hand, an overestimate  $d \lesssim 4$  AU is obtained from the upper curve, if Ca II is largely concentrated in a thin shell and if all absorption of the stellar H and K fluxes from  $\beta$  Pic in the interior parts of the disk is ignored. We conclude that most of this Ca II absorption occurs at a distance of order 1 AU. This is the principal result of these observations; it seems satisfactorily consistent with our previous inference that the Ca II ions are concentrated at  $d \approx 0.5$  AU and therefore with the grain-evaporation hypothesis on which this view is based (Paper II). For example, the much reduced radiative pumping of the  $^2D_{5/2}$  level which occurs at only  $d = 20$  AU would yield  $3 \times 10^{-4} \lesssim X_3 \lesssim 4 \times 10^{-3}$  (Fig. 1), which corresponds to  $W_\lambda(8542) \lesssim 0.3$  mÅ. Such a hypothetical CS line would be much too weak to have been detected in our spectra.

##### b) Variable, Redshifted Line Components

Time-varying, redshifted absorption has been detected at the  $\lambda 8542$  line of Ca II, at approximately the same velocity as a variable component of the K line measured a few days earlier and later. This finding implies that such transitory material is also produced within a few AU of the star. Accurate measurements of the excitation fraction  $N_3(\text{Ca II})/N_1(\text{Ca II})$  have not yet been obtained in well-resolved line components at such velocities of infall, which amount to about 15 km s $^{-1}$ . However, the spectra from November 25, 28, and 29 suggest that these excitation fractions may sometimes exceed the value 0.05 found for the stable line component at +21 km s $^{-1}$ , and hence that this transitory material is produced even nearer to the star than is the stable component. The evaporation of comet-like bodies falling into the star is a plausible but not unique, interpretation of these variable spectral features.

This conclusion agrees with the result of Bruhweiler and Kondo (1985) derived from an analogous study of variable absorption from metastable Fe II levels. Those authors inferred that the Fe II ions are located at  $d \lesssim 1$  AU.

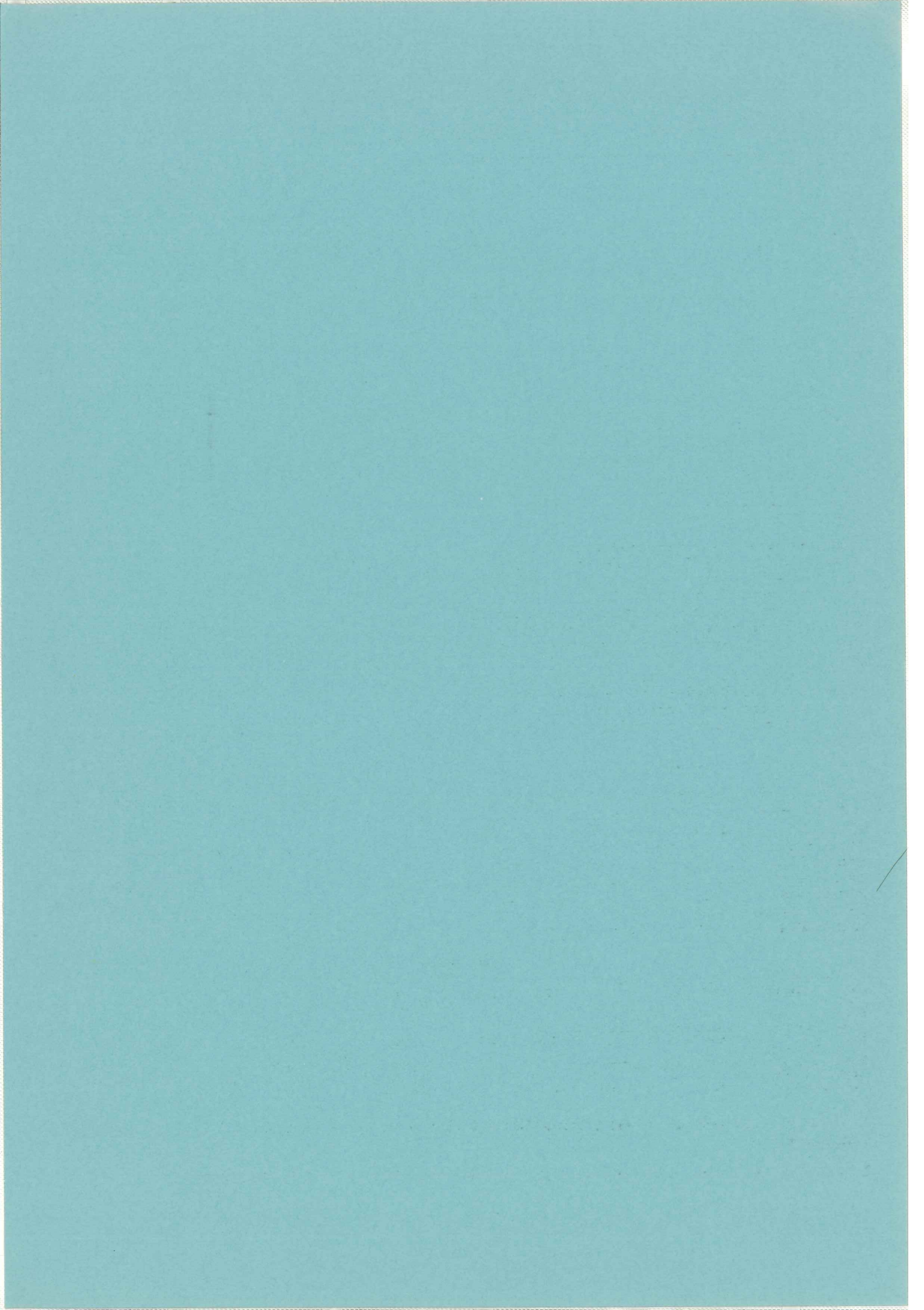
It is a pleasure to acknowledge valuable discussions of the excitation equilibrium with D. E. Osterbrock, the extensive help of C. Oberto of the IAP in reducing the data, and partial financial support of this work by the National Aeronautics and Space Administration through grant NGR 14-001-147 to the University of Chicago.

#### REFERENCES

- Aumann, H. H., et al. 1984, *Ap. J. (Letters)*, **278**, L23.  
 Code, A. D., Davis, J., Bless, R. C., and Hanbury Brown, R. 1976, *Ap. J.*, **203**, 417.  
 Ferlet, R., and Dennefeld, M. 1984, *Astr. Ap.*, **138**, 303.  
 Ferlet, R., Hobbs, L. M., and Vidal-Madjar, A. 1987, *Astr. Ap.*, **185**, 267.  
 Hobbs, L. M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C. E., and Gry, C. 1985, *Ap. J. (Letters)*, **293**, L29.  
 Kondo, Y., and Bruhweiler, F. C. 1985, *Ap. J. (Letters)*, **291**, L1.  
 Kurucz, R. L. 1979, *Ap. J. Suppl.*, **40**, 1.  
 Lagrange, A. M., Ferlet, R., and Vidal-Madjar, A. 1987, *Astr. Ap.*, **173**, 289.  
 Lagrange-Henri, A. M., Vidal-Madjar, A., and Ferlet, R. 1988, *Astr. Ap.*, **190**, 275 (Paper VI).  
 Smith, B. A., and Terrile, R. J. 1984, *Science*, **226**, 1421.  
 Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley-Interscience).  
 Vidal-Madjar, A., Hobbs, L. M., Ferlet, R., Gry, C., and Albert, C. E. 1986, *Astr. Ap.*, **167**, 325 (Paper II).  
 Wiese, W. L., Smith, M. W., and Miles, B. M. 1969, *Atomic Transition Probabilities*, Vol. 2 (NSRDS-NBS 22) (Washington, D.C.: National Bureau of Standards).

R. FERLET, A. M. LAGRANGE-HENRI, and A. VIDAL-MADJAR: Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis, Bd Arago, 75014 Paris, France

L. M. HOBBS and D. E. WELTY: Yerkes Observatory, University of Chicago, Williams Bay, WI 53191-0258



# Chapitre III

## Les données UV

### Résumé

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord (III-2) les données obtenues dans l'Ultraviolet à l'aide du satellite International Ultraviolet Explorer. Ces données ont permis d'aborder le problème de la composition chimique de ce gaz circumstellaire (III-4). Les éléments détectés dans le spectre IUE sont essentiellement les éléments une fois ionisés avec toutefois également de l'aluminium deux fois ionisé, dont la présence est difficilement explicable.

Les courbes de croissance faites sur le Fe II ont permis de déterminer l'abondance de cet élément et de donner quelques caractéristiques sur les conditions physiques dans le disque (Lagrange-Henri et al, en préparation).

### III.1 Les données UV

Les données UV proviennent du satellite IUE (International Ultraviolet Explorer). Le satellite IUE est essentiellement composé d'un petit télescope de diamètre 45 cm, ouvert à  $f/15$  et de deux réseaux à échelle, l'un pour les courtes longueurs d'onde (1150–2150 Å), l'autre pour les grandes longueurs d'onde (1900–3200 Å). Les détecteurs sont des caméras Vidicon, précédées de convertisseurs UV/Visible. En mode haute dispersion, le pouvoir de résolution atteint est de  $10^4$ . Les spectres obtenus ont un rapport signal sur bruit au mieux égal à 20; de plus, ce rapport S/B dépend très fortement de la longueur d'onde pour un spectre donné car la sensibilité des caméras varie beaucoup avec la longueur d'onde (voir figure III.1). Pour une présentation détaillée d'IUE, on pourra se reporter à Bogges et al. (1978).

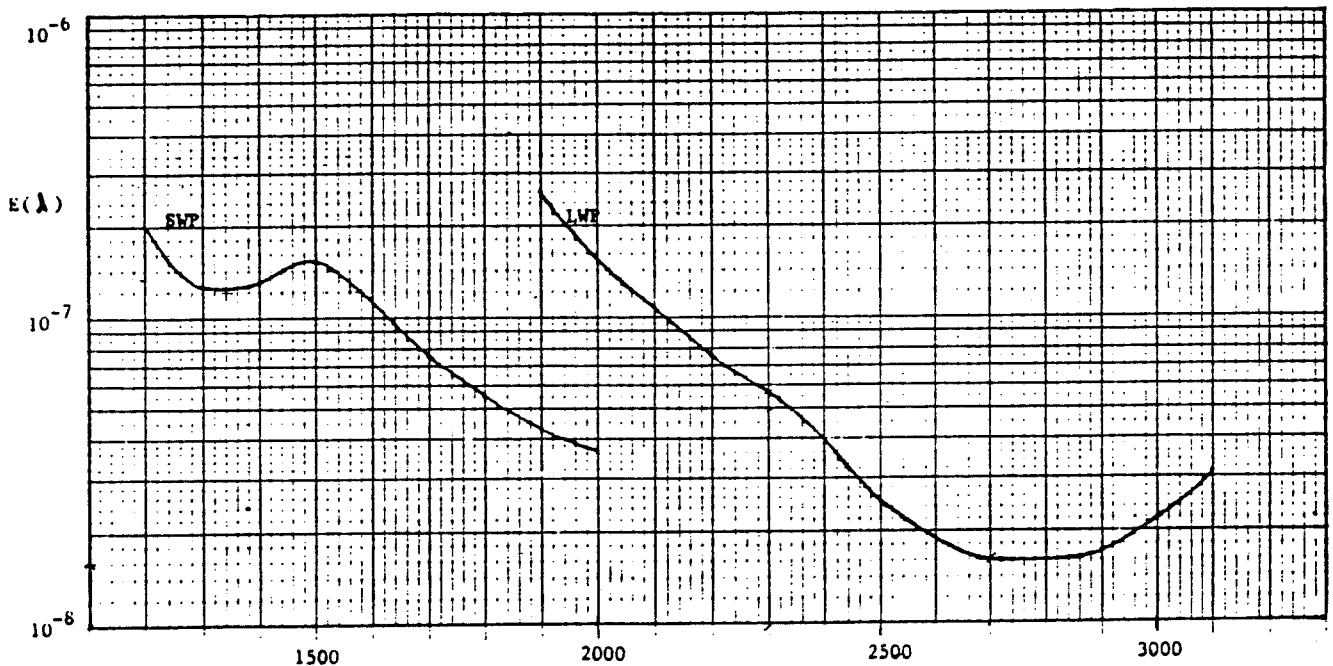


Figure III.1: Courbes donnant l'inverse de la sensibilité des deux caméras d'I.U.E. en fonction de la longueur d'onde.

Les spectres IUE fournis dans le "package" IUE (IUESIPS) sont corrigés du bruit de fond<sup>1</sup>, sont corrigés photométriquement et sont corrigés de la réponse de l'instrument. Ils sont ensuite traités avec le logiciel IHAP mis au point par l'ESO et disponible sur le

<sup>1</sup>essentiellement dû à la lumière diffusée dans le spectrographe et à l'étalement des ordres adjacents



HP 1000 de l'IAP.

### **III.1.1 Le spectre UV de $\beta$ Pic; composition chimique du disque :**

Afin d'augmenter le rapport S/B des données, nous avons additionné un grand nombre de spectres; 20 spectres pour les grandes longueurs d'onde (LWP) et 13 pour les courtes longueurs d'onde (SWP) ont été ainsi sommés.

Table III.1: *log des observations utilisées pour réaliser la sommation des spectres.*

Nom	Objet observé	Date d'obtention	Temps de pose
LWP 5016	$\beta$ Pic	16 décembre 1984	4 min 50 s
LWP 5017	$\beta$ Pic	16 décembre 1984	4 min
LWP 5891	$\beta$ Pic	2 mai 1985	4 min
LWP 5892	$\beta$ Pic	2 mai 1985	4 min
LWP 8768	$\beta$ Pic	29 juillet 1986	4 min
LWP 8769	$\beta$ Pic	29 juillet 1986	4 min
LWP 8770	$\beta$ Pic	29 juillet 1986	4 min
LWP 8790	$\beta$ Pic	31 juillet 1986	4 min
LWP 8791	$\beta$ Pic	31 juillet 1986	4 min
LWP 8792	$\beta$ Pic	31 juillet 1986	4 min
LWP 8832	$\beta$ Pic	4 août 1986	4 min
LWP 8916	$\beta$ Pic	17 août 1986	4 min
LWP 8919	$\beta$ Pic	17 août 1986	4 min
LWP 9252	$\beta$ Pic	5 octobre 1986	4 min
LWP 9999	$\beta$ Pic	23 janvier 1987	4 min
LWP 5379	$\beta$ Pic	16 février 1985	4 min
LWP 7417	$\beta$ Pic	30 décembre 1985	4 min
LWP 7918	$\beta$ Pic	30 mars 1986	4 min
LWP 8132	$\beta$ Pic	1er mai 1986	4 min
LWP 6389	$\beta$ Pic	13 juillet 1985	4 min
SWP 28779	$\beta$ Pic	29 juillet 1986	10 min
SWP 28790	$\beta$ Pic	29 juillet 1986	10 min
SWP 25841	$\beta$ Pic	2 mai 1985	10 min
SWP 25842	$\beta$ Pic	2 mai 1985	10 min
SWP 24705	$\beta$ Pic	16 décembre 1984	120 min
SWP 24706	$\beta$ Pic	16 décembre 1984	10 min
SWP 28800	$\beta$ Pic	31 juillet 1986	10 min
SWP 28801	$\beta$ Pic	31 juillet 1986	10 min
SWP 28832	$\beta$ Pic	4 août 1986	10 min
SWP 28923	$\beta$ Pic	17 août 1986	10 min
SWP 28926	$\beta$ Pic	17 août 1986	10 min
SWP 29380	$\beta$ Pic	5 octobre 1986	10 min
SWP 29381	$\beta$ Pic	5 octobre 1986	10 min

La table III.1 donne les log des spectres utilisés pour réaliser ces sommes. Tous les LWP sont des spectres de 4 min d'exposition; tous les SWP sont des spectres de 10 min d'exposition.

Toutefois, avant d'effectuer l'addition des spectres, il faut s'assurer qu'ils sont bien calés en longueur d'onde. D'une époque à l'autre, on peut en effet constater de légers décalages en longueur d'onde dont l'effet est dramatique lorsque l'on somme les spectres. Pour cela, on choisit un spectre de référence  $S_0$  et pour ce spectre, un ordre de référence  $[\lambda_1; \lambda_2]$ . Pour recaler le spectre  $S$  par rapport au spectre  $S_0$ , on calcule la quantité

$$Q(\varepsilon) = \int (S(\varepsilon) - S_0)^2 d\lambda$$

pour différentes valeurs de  $\varepsilon$ .  $Q(\varepsilon)$  doit théoriquement présenter un minimum pour une valeur  $\varepsilon_0$  de  $\varepsilon$ ; nous choisissons alors  $\varepsilon_0$  comme valeur du décalage à effectuer pour recaler le spectre  $S$  par rapport au spectre  $S_0$ . Ce travail un peu long est indispensable si l'on ne veut pas dégrader les données lors de la sommation.

La figure III.2 montre un des spectres bruts (spectre du haut), données dans IUE-SIPS, et montre le résultat de la somme (figure du bas), dans la même région spectrale. Le rapport signal/bruit est considérablement amélioré. Cependant, le bruit étant essentiellement dû au "fixed-pattern noise", bruit non-aléatoire, dû à des variations spatiales du gain des caméras et à la correction photométrique imparfaite, le fait d'ajouter les spectres n'améliore pas autant le S/B que si le bruit était un bruit statistique. Harris et al (1983) trouvent que le S/B augmente d'un facteur 1.4 pour l'addition de 3 spectres et York et Jura (1982) que le S/B augmente d'un facteur 1.7 pour l'addition de 7 spectres. En sommant les 20 spectres nous estimons avoir gagné un facteur environ 2.5 sur le S/B (estimé en quelques points des figures III.3, III.4 et III.5).

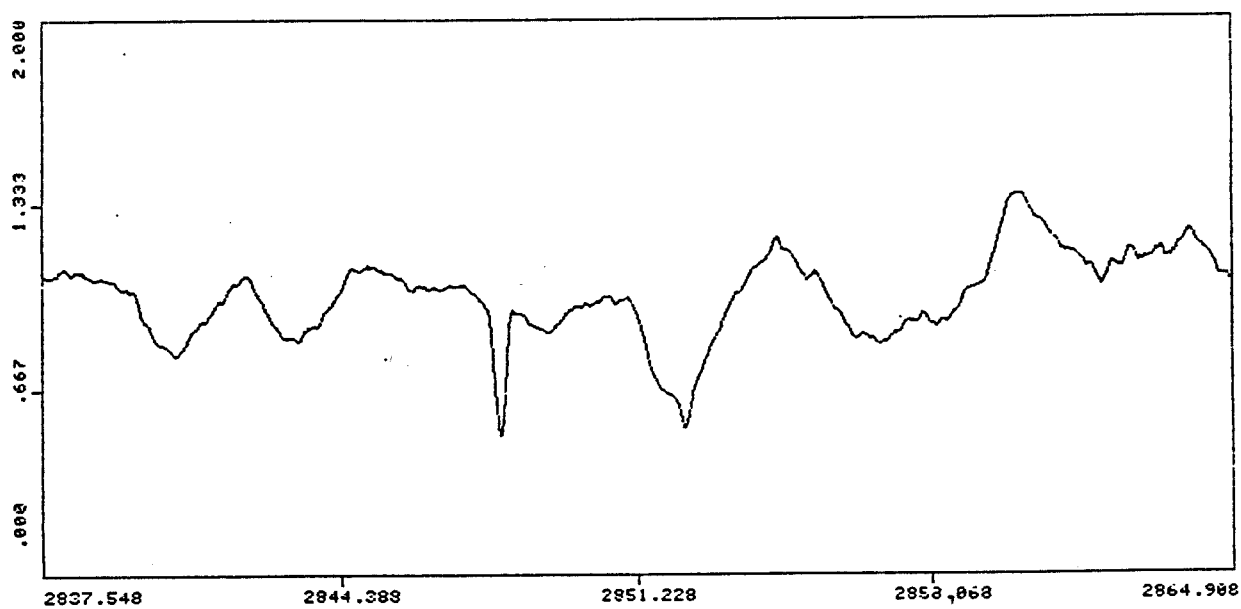
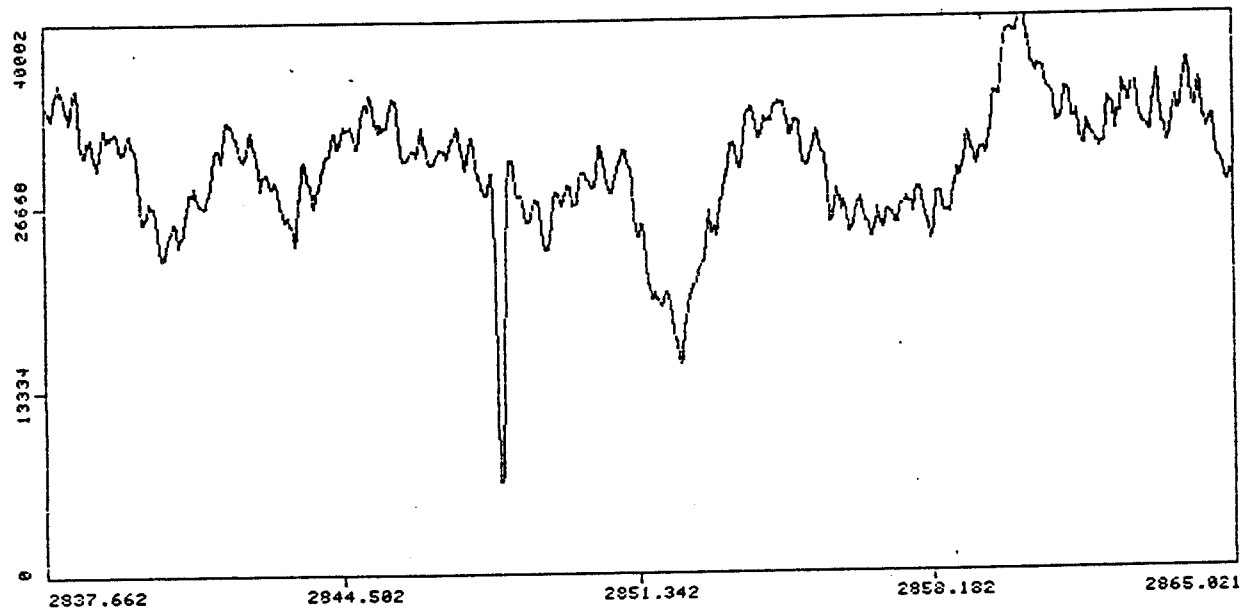


Figure III.2: *Exemple de spectre "brut" de  $\beta$  Pic (en haut) et de spectre sommé (en bas).*

L'étude du spectre UV est rendue difficile par la présence d'un grand nombre de raies photosphériques dans ce domaine spectral, qui souvent se chevauchent ("blend" de raies) et rendent peu aisée l'identification des raies. La table III.2 reporte toutes les raies CS identifiées dans le spectre de  $\beta$  Pic.

Table III.2: Raies d'origine circumstellaire identifiées dans le spectre de  $\beta$  Pic .

Elément	Longueur d'onde (Å)	multiplet	Energie de départ (eV)	Observations
Zn II	2025.48	1	0	blendée ?
Zn II	2061.91	1	0	
Mg II	2795.53	1	0	
Mg II	2802.7	1	0	
Mn II	2576.11	1	0	masquée par une marque de réseau
Mn II	2593.73	1	0	
Mn II	2605.70	1	0	
Ni II	1751.91	4	0	
Ni II	1788.50	5	0	
Al III	1854.72	1	0	
Al III	1862.79	1	0	
Si II	1808.003	1	0	
Si II	1817.445	1	0.04	
Fe II-f	2327.39	3	0.08	blendée avec la suivante
Fe II-f	2332.79	3	0.08	
Fe II-f	2343.49	3	0.08	
Fe II-f	2344.28	3	0.08	
Fe II-f	2348.30	3	0.08	
Fe II-f	2373.73	2	0.08	
Fe II-f	2382.03	2	0.08	
Fe II-f	2388.63	2	0.08	
Fe II-f	2399.64	2	0.08	
Fe II-f	2404.43	2	0.08	
Fe II-f	2406.86	2	0.08	
Fe II-f	2410.52	2	0.08	
Fe II-f	2413.31	2	0.08	
Fe II-f	2562.63	64	0	
Fe II-f	2563.48	64	0	
Fe II-f	2582.88	1	0	
Fe II-f	2585.87	1	0	
Fe II-f	2598.37	1	0.05	
Fe II-f	2599.4	1	0	
Fe II-f	2607.08	1	0.05	
Fe II-f	2611.87	1	0.05	
Fe II-f	2613.82	1	0.11	
Fe II-f	2617.62	1	0.08	
Fe II-f	2628.20	1	0.08	
Fe II-f	2631.05	1	0.05	
Fe II-f	2631.32	1	0.05	
Fe II-f	2631.05	1	0.05	
Fe II-m	2714.41	63	0.99	
Fe II-m	2727.54	63	1.04	
Fe II-m	2739.55	63	0.98	
Fe II-m	2743.20	63	1.08	
Fe II-m	2746.49	62	1.07	
Fe II-m	2746.98	63	0.87	
Fe II-m	2749.18	63	1.08	
Fe II-m	2749.32	62	1.04	
Fe II-m	2755.74	62	0.98	

Les raies circumstellaires ainsi détectées sont celles d'ions simplement chargés: Mg II (voir figure III.3), Mn II, Fe II et Si II. Un seul élément deux fois ionisé est détecté: il s'agit de Al III (voir figure III.4). Si II est présent soit dans son état fondamental, soit dans des états faiblement excités (0.1 eV). Fe II est peuplé jusqu'à des niveaux d'énergie plus élevés : 1eV. La figure III.5 montre par exemple des raies de résonance du Fe II (spectre du haut) et des raies issues de niveaux excités à 1 eV (spectre du bas). La figure III.6 illustre sur un diagramme de Grottrian, les différents niveaux d'énergie du Fe II détectés.

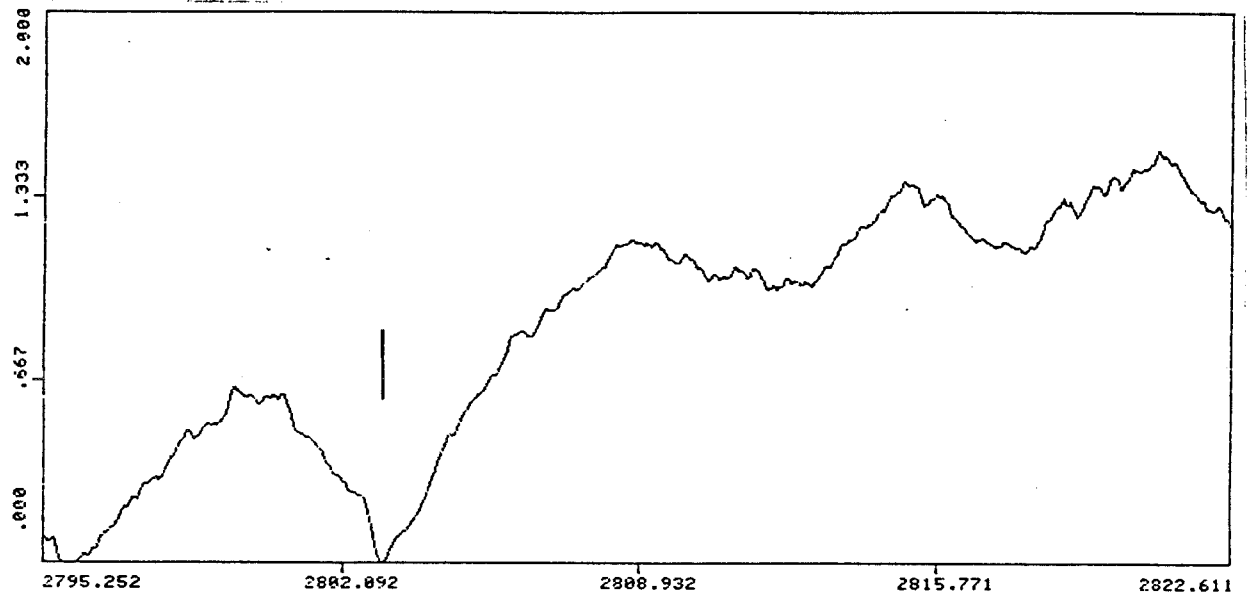


Figure III.3: Raie du Mg II à 2802 Å. Une composante CS est présente en fond de raie stellaire.

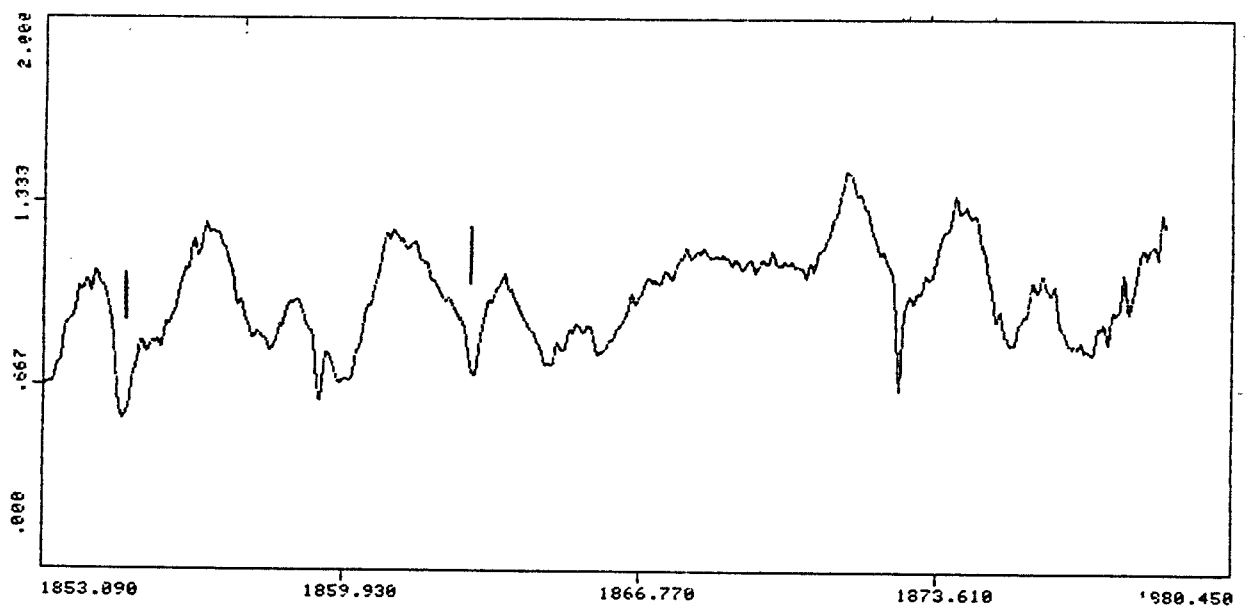


Figure III.4: Doublet de Al III à 1854 et 1862 Å.



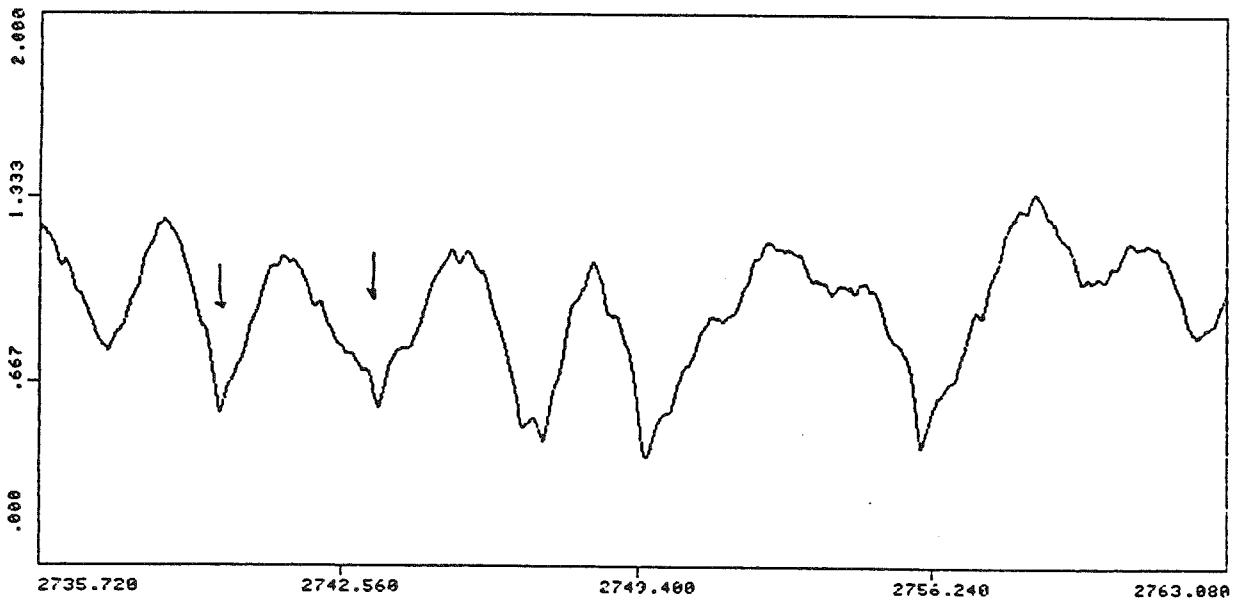
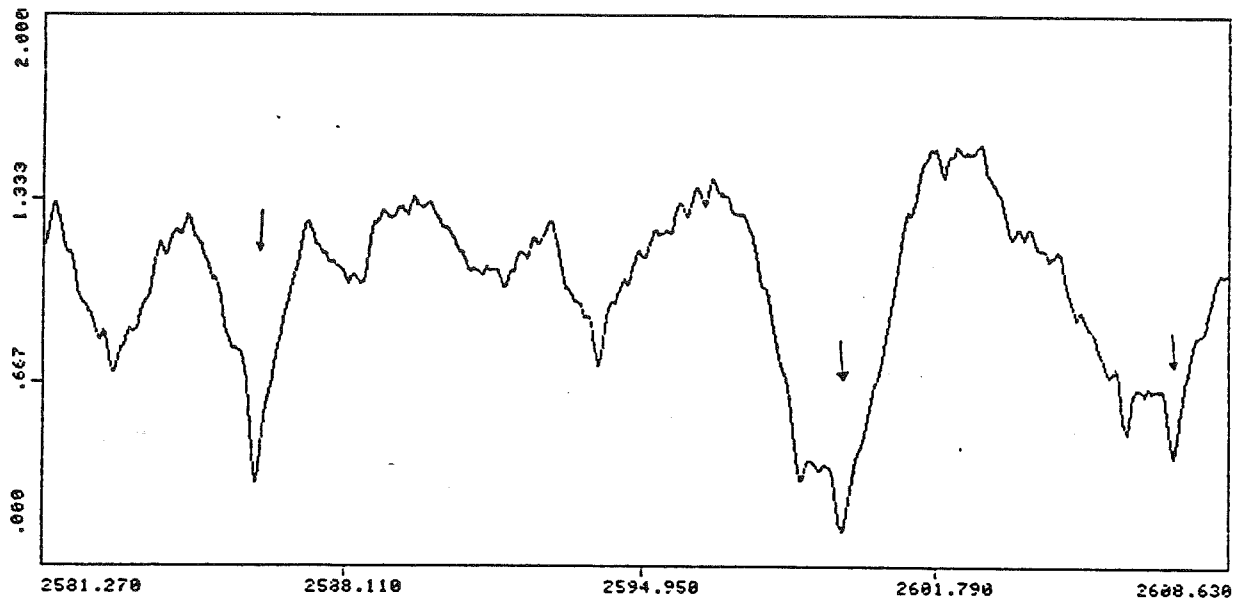


Figure III.5: Raies du Fe II dans son état fondamental (en haut), et dans son état excité à 1.7 eV.

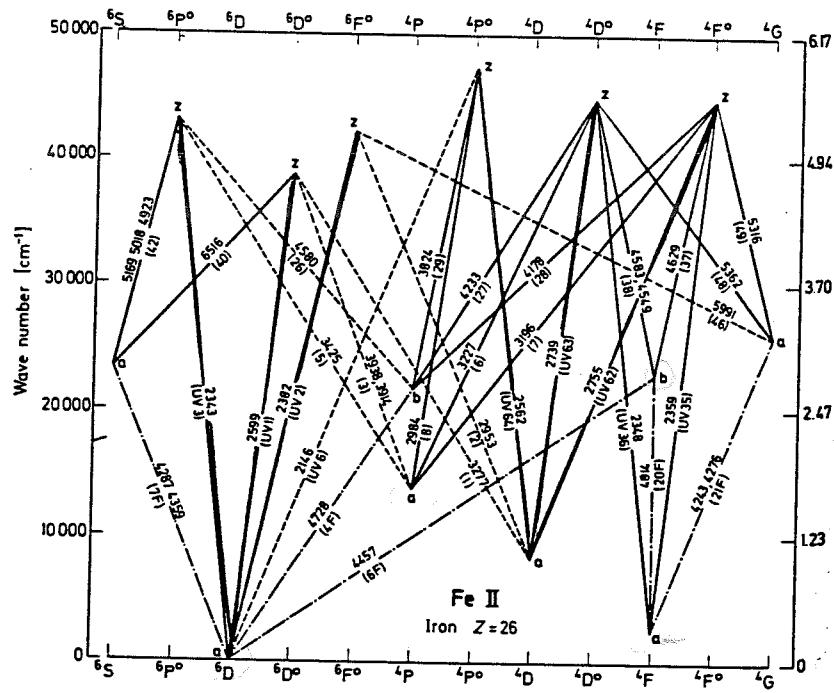


Figure III.6: *Diagramme de Grottrian du Fer II (Lang, 1978). En gras figurent les transitions observées dans le spectre de  $\beta$  Pic .*

On a mesuré, quand c'était possible, la largeur équivalente des raies CS détectées (voir table III.3). La mesure d'une largeur équivalente nécessite une bonne estimation des limites de la raie CS et donc du continu; il faut donc que la raie CS soit clairement distinguable du continu photosphérique. C'est rarement le cas, c'est pourquoi peu de largeurs équivalentes ont été retenues parmi les raies CS identifiées. De plus, la grande variation du S/B en fonction de  $\lambda$  rend aussi les limites de détection très différentes en fonction de la longueur d'onde.

Dans le meilleur des cas, la limite de détection est de l'ordre de 20 mÅ. La table III.3 donne aussi les barres d'erreur sur les mesures. Les erreurs ont été évaluées en mesurant les largeurs équivalentes de chaque raie pour tous les continus plausibles. Elles résultent essentiellement de l'incertitude sur l'évaluation du continu.

Table III.3: Largeurs équivalentes des raies CS.

Fer fondamental :

$\lambda$ (Å)	Energie de départ (cm <sup>-1</sup> )	$W_\lambda$ (mÅ)	erreur (mÅ)	$\log(gf\lambda(\text{Å}))$
2327.390	668	30	20	2.63
2343.490	0	190	30	3.53
2344.280	977	147	30	2.96
2348.300	668	130	30	3.16
2399.240	668	57	30	3.30
2373.730	0	77	30	2.95
2382.030	0	300	120	3.97
2585.870	0	190	40	3.17
2599.500	0	200	50	3.83
2607.090	668	109	30	3.32
2611.870	385	130	30	3.45
2613.820	863	50	30	3.09
2617.620	668	50	30	2.91

Fer métastable :

$\lambda$ (Å)	Energie de départ (cm <sup>-1</sup> )	$W_\lambda$ (mÅ)	$\log(gf\lambda(\text{Å}))$
2714.41	7955	16 ± 5	3.07
2739.55	7955	100 ± 30	3.75
2743.2	8847	50 ± 10	3.38
2749.32	8392	103 ± 10	3.76
2755.74	7955	120 ± 20	3.86
2727.54	7955	37 ± 10	3.07

## III.2 Contribution du milieu interstellaire en direction de $\beta$ Pic

La contribution du milieu interstellaire (MIS) a été évaluée en mesurant les raies d'absorption de ce milieu dans la direction d' $\alpha$  Pic; le nombre de spectres à sommer étant seulement de deux, le spectre de travail est beaucoup plus bruité et seules les raies fortes ont été mesurées. Cependant, ces données sont suffisantes pour déterminer la contribution du Fer; elle est de l'ordre de 10% (seul le Fer dans son état fondamental est peuplé); dans le cas de Mg II, la largeur équivalente mesurée est le tiers de celle mesurée en direction de  $\beta$  Pic ; cependant, les raies de Mg II étant saturées, on ne peut rien en déduire sur les abondances relatives.

## III.3 Les courbes de croissance; abondances des éléments

### III.3.1 Les courbes de croissance

Nous rappelons maintenant le principe des courbes de croissance (CC) et nous faisons quelques remarques utiles pour le développement que nous voulons en faire. Pour un exposé complet de la théorie des courbes de croissance, on pourra se reporter par exemple, à Ambartsounian (1958).

Les courbes de croissance servent à déterminer pour un milieu donné, l'abondance des éléments et les conditions physiques de ce milieu. Deux types de courbes de croissance existent : les courbes de croissance théoriques et les courbes de croissance empiriques.

La courbe de croissance théorique décrit, pour une raie donnée d'un élément donné, les variations de la largeur équivalente de cette raie, en fonction de la quantité  $N$  d'élément absorbant, la largeur équivalente étant elle-même définie par :

$$w_\lambda = \int \frac{I_c(\nu) - I(\nu)}{I_c(\nu)} d\nu$$

où  $I_c$  désigne l'intensité du continu, et  $I$  celle de la raie.

La largeur équivalente est une valeur mesurable intéressante car elle ne dépend pas de l'instrument utilisé (fonction d'appareil) tandis que d'autres valeurs caractérisant les raies en dépendent, comme par exemple leur largeur à mi hauteur, paramètre qui donne des indications en particulier sur la température du milieu.

La largeur équivalente dépend du profil de la raie qui lui-même dépend de  $N$ . L'annexe A donne quelques rappels sur les processus d'élargissement des raies.

La courbe de croissance théorique se compose de trois parties (voir figure III.7) :

**La partie linéaire :** Dans cette partie, la largeur équivalente  $w_\lambda$  de la raie augmente linéairement avec  $N$ . Plus précisément, on a :

$$\frac{w_\lambda}{\lambda} = \frac{\pi e^2}{mc^2} N f \lambda \quad (\text{Spitzer, 1977}),$$

où  $f$  désigne la force d'oscillateur de la raie. Dans cette partie, la raie est dominée par le cœur Doppler qui se peuple au fur et à mesure que  $N$  croît.

**Le palier Doppler :** Quand  $N$  est assez grand, le cœur Doppler de la raie se sature et chaque atome n'est plus exposé à la totalité de l'intensité. La largeur équivalente n'augmente plus avec  $N$  et se stabilise.

**La zone d'amortissement :** Pour des raies suffisamment fortes, les ailes de la raie dues à l'élargissement naturel, contribuent de façon significative au profil de la raie et la largeur équivalente recommence à croître avec  $N$ . La dépendance de  $w$  en fonction de  $N$  n'est toutefois plus linéaire et l'on a  $w_\lambda \propto N^{1/2}$ .

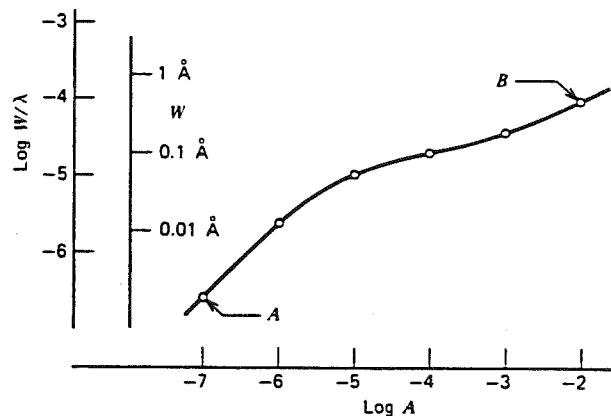


Figure III.7: Courbe de croissance théorique (Gray, 1976).

A partir de là, on peut faire les remarques suivantes :

1. L'ordonnée à l'origine de la partie linéaire de la courbe de croissance permet de déterminer  $N$ , l'abondance de l'élément considéré.
2. Dans la partie linéaire, on a  $w_\lambda \propto Nf\lambda$ . Plus généralement, dans l'ensemble de la courbe de croissance,  $w_\lambda/\lambda$  est fonction du produit  $Nf\lambda$ . Il s'ensuit que les variations de  $w_\lambda/\lambda$  en fonction de  $f\lambda$ , à  $N$  donné, *doivent* donner une courbe analogue à la courbe de croissance théorique. C'est sur ce principe qu'est basée la courbe de croissance empirique, obtenue en portant  $w_\lambda/\lambda$  en fonction de  $f\lambda$  pour une série de raies (couples  $(f, \lambda)$ ) issues d'un même niveau de départ d'un atome d'abondance fixée (et inconnue).

Les courbes de croissances empiriques  $\log(w_\lambda/\lambda)$  en fonction de  $\log(f\lambda)$  permettent donc de déterminer l'abondance d'un élément donné dans *un niveau d'énergie donné*. En général, un élément donné existe dans *plusieurs niveaux d'énergie*, et à l'intérieur de chaque niveau, *plusieurs sous-niveaux* sont peuplés. Pour déterminer l'abondance totale de l'élément, il faut, soit faire une CC pour chacun des sous-niveaux possibles (s'il y a assez de raies issues de chaque sous-niveau), et faire ensuite la somme des abondances individuelles, soit utiliser la remarque suivante, qui permet en général de faire une même courbe de croissance pour un même niveau : Lorsque plusieurs niveaux d'un même élément sont peuplés et, lorsque l'équilibre thermodynamique local est réalisé, on a :

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{\frac{-(E_i - E_j)}{kT_{exc}}} \quad (III.1)$$

où  $N_i$ ,  $g_i$  et  $E_i$  sont respectivement l'abondance, le poids statistique, le potentiel d'excitation d'un sous-niveau  $i$  et  $T_{exc}$  la température d'excitation. Dans un tel cas, on peut reporter, pour *toutes les raies d'un même élément* la quantité  $\log(w_\lambda/\lambda)$  en fonction de  $\log(g_i f_{ij} \lambda_{ij} e^{-E_i/kT_{exc}})$  : les points se trouveront alors sur une même courbe de croissance.

Dans le cas où l'ETL n'est pas réalisé, la relation (III.1) de Boltzman n'est plus vérifiée, mais on peut écrire toutefois une relation analogue, avec un  $T_{exc}$  qui dépendra du couple  $(i, j)$ ; nous le noterons  $T_{exc}(i, j)$  pour rappeler cette dépendance en  $(i, j)$  :

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{\frac{-(E_i - E_j)}{kT_{exc}(i, j)}} \quad (III.2)$$

Dans le cas où

$$\forall (i, j), \quad E_i - E_j \ll kT_{exc}(i, j) \quad ,$$

la relation III.2 devient

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} .$$

Tous les points correspondant aux niveaux  $i$  et  $j$  seront donc sur une même CC où l'on aura porté  $\log(w_\lambda/\lambda)$  en fonction de  $\log(fg_i\lambda)$ . Ce sera le cas en général pour les sous-niveaux d'un même niveau, la différence  $\Delta E = E_i - E_j$  étant très faible (0.1 eV). Pour deux niveaux différents,  $\Delta E$  est plus élevée et l'on ne peut plus négliger le terme de l'exponentielle.

Réciproquement; si lorsqu'on trace  $\log(w_\lambda/\lambda)$  en fonction de  $\log(g_i f_{ij} \lambda_i)$  pour des transitions issues d'un même niveau, tous les points se trouvent sur une même CC, alors c'est que l'on a :

$$\forall(i, j), \quad E_i - E_j \ll kT_{exc}(i, j).$$

Il faut remarquer que ceci est *indépendant de toute hypothèse d'ETL*. Dans ces conditions, l'abondance totale du niveau sera :

$$N(\text{niveau}) = \sum N_i = \sum N_0 \frac{g_i}{g_0}$$

où  $N_0$  et  $g_0$  désignent l'abondance et le poids statistique d'un sous-niveau d'énergie d'un niveau donné, par exemple le sous-niveau d'énergie la plus faible et  $g_i = 2J + 1$  et  $E_i$  le poids statistique et le niveau d'énergie du sous-niveau  $i$ . La somme est étendue à tous les sous-niveaux possibles du terme spectral considéré. Or, nous avons :

$$\sum g_i = G = (2L + 1)(2S + 1) \quad ,$$

où  $L$  et  $S$  sont respectivement le moment orbital et le moment de spin du terme  $(L, S)$ .

Il vient donc :

$$N(\text{total}) = G \times \frac{N_0}{g_0} \quad ,$$

soit

$$N(\text{total}) = (2L + 1)(2S + 1) \frac{N_0}{g_0}$$

La quantité  $N_0/g_0$  est directement lue sur la CC; on peut donc directement déduire l'abondance de l'élément dans son état  $(L, S)$ .

### III.3.2 Courbes de croissance du Fer :

La méthode de la CC empirique nécessite d'avoir plusieurs raies pour chaque élément. Il apparaît que dans le cas de  $\beta$  Pic, seul le Fer, pour lequel on a pu mesurer un relativement grand nombre de raies, s'y prête bien.

Nous avons vu que plusieurs niveaux d'énergie du Fe II sont peuplés; à l'intérieur de chaque niveau, plusieurs sous-niveaux sont aussi peuplés. Nos mesures nous permettent de tracer les CC pour deux niveaux seulement, le fondamental et le niveau  $^4D$  (1 eV).

**Courbe de croissance du Fe II fondamental :** Dans la figure III.8 nous avons porté  $\log(w_\lambda/\lambda)$  en fonction de  $\log(f\lambda g_i)$  pour le niveau fondamental de Fe II, avec les barres d'erreurs.

On peut faire passer par les premiers points une droite de pente 1. Nous pouvons donc conclure que pour tout couple  $(i, j)$ , sous-niveau du fondamental :

$$E_i - E_j \ll kT_{exc}(i, j) \quad ,$$

donc

$$T_{exc}(i, j) \ll 1400 \text{ K} \quad ,$$

puisque  $\Delta E_{max} \simeq 0.1 \text{ eV}$ . D'autre part, l'ordonnée à l'origine de cette droite nous donne

$$\frac{N_i}{g_i} = 3.5 \cdot 10^{12} \quad ;$$

comme pour ce niveau  $(2L + 1)(2S + 1) = 30$ , on en déduit que

$$N[\text{Fe II fondamental}] = 30 \times \frac{N_i}{g_i} = 1.1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$$

Etant donné la relativement faible qualité des mesures, l'abondance est donnée à un facteur 2 près.

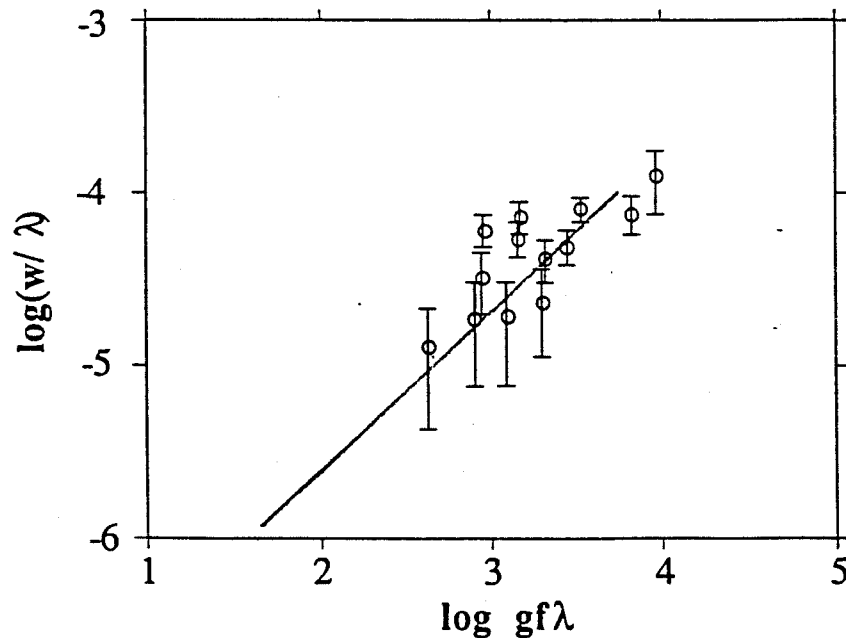


Figure III.8: *Courbe de croissance empirique du Fe II dans son état fondamental.*



**Courbe de croissance du niveau  $^4D$  :** La figure III.9 montre la courbe de croissance obtenue pour le Fer dans son état excité à 1 eV ( $^4D$ ). Tous les points sont encore sur une droite de pente 1 dont l'ordonnée à l'origine donne

$$N_i/g_i = 8.8 \cdot 10^{11}$$

On en déduit alors que :

$$N[\text{Fe II}(^4D)] = 20 \times 8.8 \cdot 10^{11} = 1.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \quad ,$$

à un facteur 2 près.

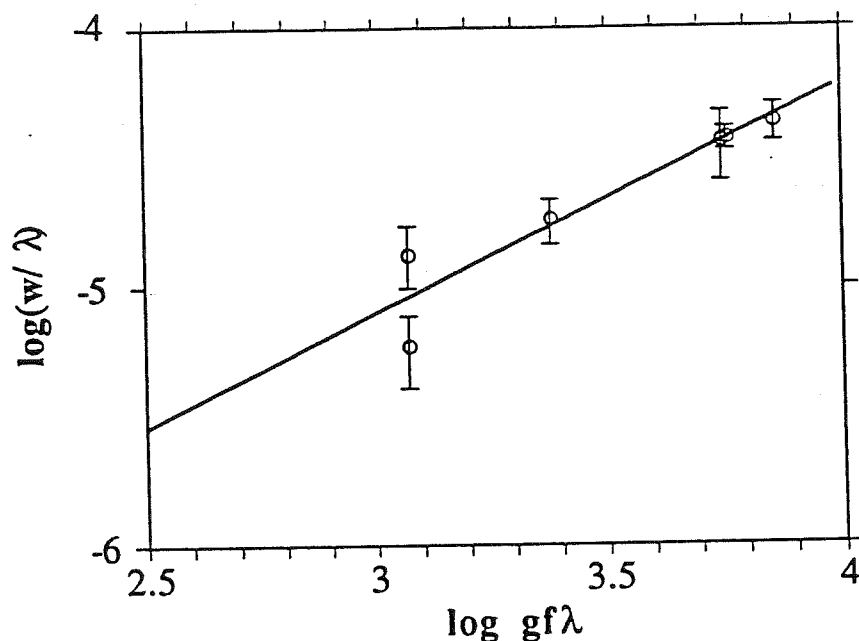


Figure III.9: *Courbe de croissance empirique du Fe II dans son état excité à 1 eV.*

### III.3.3 Remarques

On peut en déduire que :

$$\frac{N[\text{Fe II fondamental}]}{N[\text{Fe II}(^4D)]} \simeq 6$$

Si l'on applique la formule III.1 entre ces deux états, on trouve

$$T_{exc} \simeq 8000 \text{ K} \quad ,$$

une température qui correspond à la température de l'étoile. Cependant, étant donné les incertitudes sur les abondances, on ne peut pas affirmer que le rapport des abondances

est bien égal à 6. Toutefois, un tel résultat ne serait pas étonnant car le niveau  $^4D$  est un niveau métastable. Un calcul analogue à celui fait pour le Ca II (chapitre II) montrerait que pour des distances proches de l'étoile, le rapport de l'abondance du niveau métastable à celle du fondamental ne dépend pas de la distance des ions à l'étoile, et comme pour le niveau métastable du Ca II, ce niveau est peuplé avec un  $T_{exc}$  de l'ordre de 8000 K. Il faut noter que avec des arguments du même type, Kondo et Bruhweiler (1985) proposent que le Fe II métastable est produit à moins de 1 UA de l'étoile<sup>2</sup>.

Si les ions Fe II métastables sont effectivement produits près de l'étoile, comme l'affirment Kondo et Bruhweiler, alors on peut estimer l'abondance totale du Fer.

En effet, l'abondance des niveaux optiquement liés (voir chapitre précédent) est très faible par rapport à celle du fondamental et aussi par rapport à celle des niveaux métastables. Par conséquent, l'abondance totale du Fer sera la somme de l'abondance du fondamental et de celle des niveaux métastables. L'abondance des niveaux métastables peut être estimée en supposant que ceux-ci sont peuplés de la même façon que le niveau  $^4D$ , avec une  $T_{exc} \simeq 8000$  K. Seuls les niveaux d'énergie les plus bas seront évidemment peuplés de manière significative. La table III.4 donne les niveaux considérés, leur poids statistique et leur abondance déduite de cette hypothèse. On en déduit une estimation de l'abondance du Fe II :

$$N[\text{Fe II}] \simeq 2 \times N[\text{Fe II}(\text{fondamental})] \simeq 2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2} \quad ,$$

à un facteur 2 près.

Table III.4: *Niveaux métastables et paramètres spectroscopiques utilisés pour l'évaluation de l'abondance totale de Fe II.*

Terme spectral	E.P. (eV)	Poids statistique	N/N fondamental
$^4F$	0.35	28	0.56
$^4D$	1	20	0.16
$^4P$	1.7	12	0.036

---

<sup>2</sup>On peut remarquer qu'il en est de même pour les sous-niveaux du fondamental. Ceux-ci se comportent en effet comme des niveaux métastables par rapport au fondamental : ils sont peuplés par émission spontanée de niveaux optiquement liés au fondamental et dépeuplés par photoexcitation; dans le bilan, leur population ne dépend donc pas du coefficient de dilution

### III.3.4 Les autres éléments

Les seuls autres éléments pour lesquels au moins deux mesures de largeur équivalentes ont pu être faites sont Mg II et Al III.

Pour les deux raies de Mg II, à 2795 et 2802 Å, de force d'oscillateur 0.592 et 0.295 respectivement, on a mesuré  $w_\lambda = 900$  et 800 mÅ respectivement. Les raies de Mg II sont donc clairement saturées. On ne peut donc pas déterminer l'abondance de cet élément.

Pour le doublet de AlIII à 1854 et 1862 Å, de force d'oscillateur 0.539 et 0.268, on a mesuré respectivement 128 et 60 mÅ. On en déduit une abondance d'environ  $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  pour cet ion.

## III.4 Discussion

### III.4.1 Le gaz autour de $\beta$ Pic

Les raies CS détectées dans le spectre IUE de  $\beta$  Pic sont celles d'éléments une fois ionisés, ainsi que celles de Al III. Aucune raie d'éléments neutres accessibles dans la gamme de longueur d'onde d'IUE (Si I, Fe I...) n'a été détectée. On peut donc conclure que ces espèces sont peu abondantes. Ce résultat est en accord avec les données à meilleur rapport S/B du visible dans le cas de Na I, qui montrent une raie faible ( $\simeq 3\text{mÅ}$ ) pour la composante CS de Na I. Cette valeur est très en dessous de la limite de détection d'IUE.

Cependant, des neutres tels que O I, H I sont certainement présents (leur potentiel d'ionisation étant élevé). Nous pouvons rappeler que la colonne densité en H I a été évaluée par Vidal-Madjar et al, 1986 entre  $10^{18}$  et  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Malheureusement, il n'y a pas de transitions accessibles avec IUE pour ces éléments.

La présence d'Al III permet de suspecter la présence dans le disque autour de  $\beta$  Pic d'autres éléments deux ou plusieurs fois ionisés. Malheureusement, aucune raie forte correspondant à ces éléments n'est accessible dans nos données actuelles. Cependant, certaines raies pourront être observées avec le spectrographe HRS du Télescope Spatial, beaucoup plus sensible qu'IUE (voir chapitre VII).

### III.4.2 L'abondance du Fer

Nous avons vu que

$$N(\text{Fe II}) \simeq 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$$

Cette abondance n'est pas très précise, mais elle est sans doute bonne en ordre de grandeur. Si on la compare à celle du Calcium, mesurée beaucoup plus proprement, on en déduit que le Ca II est sous-abondant d'un facteur  $10^2$  par rapport au Fe II (à un facteur 2 près). Si on admet que ce rapport est aussi le rapport du Fer au Calcium<sup>3</sup>, alors on peut le comparer aux rapports d'abondance dans divers milieux : dans le Soleil ( $3.10^{-1}$ , Lang, 1978), dans les météorites ( $6.10^{-2}$ , Anders et Ebihara, 1982) ou dans le MIS ( $2.10^{-3}$ , Morton (1975)). On voit que le rapport mesuré est, compte tenu des incertitudes, compris entre celui dans les météorites et celui dans le MIS.

Si l'on suppose que le gaz observé est entièrement produit par l'évaporation de petits grains au voisinage de l'étoile, comme le suggère le modèle proposé par Vidal-Madjar et al (1986) alors on doit s'attendre à avoir un rapport FeII/CaII dans la zone interne égal au rapport d'abondance dans ces grains. D'autre part, dans la zone externe, il doit être semblable à celui du MIS. Dans cette zone, le Fer, moins déplété que le Calcium, peut être présent de façon non négligeable. On doit donc s'attendre, avec un tel modèle à ce que le rapport Fe(total)/Ca(total) soit compris entre celui du MIS et des grains.

Le rapport mesuré n'apporte donc pas de contradiction au modèle.

Pour aller plus loin dans l'interprétation des données du Fer, il faudrait pouvoir déterminer si le Fer, comme le CaII, est effectivement présent dans deux zones: cela nécessite des observations à bien meilleure résolution et S/B, qui seront possibles avec le Télescope Spatial (voir chapitre VII).

### III.4.3 Le problème de l'Aluminium III

Le potentiel d'ionisation de Al II étant de 18 eV ( $\lambda \simeq 690 \text{ \AA}$ ), le flux de  $\beta$  Pic étant très faible en deça de 1500  $\text{\AA}$  (voir chapitre I), il s'ensuit que Al III ne peut pas être produit par photoionisation de Al II dans les quantités observées.

On peut se demander si la présence d'Al III n'est pas liée au caractère "shell" (i.e. étoile à enveloppe) de  $\beta$  Pic . En fait, la réponse est non car on ne détecte pas de raie CS d'Al III dans les étoiles à enveloppes de même type (voir par exemple Sletteback et Carpenter (1983)), voir aussi la figure III.10 qui montre le spectre de 21 Vul, étoile à enveloppe de type semblable à celui de  $\beta$  Pic : aucune raie n'est détectée à 1854  $\text{\AA}$  ni à 1862  $\text{\AA}$ .

Il serait très intéressant de connaître le rapport Al III/Al II; malheureusement, la raie de résonance de Al II (1670  $\text{\AA}$ ) se trouve exactement sur une marque de réseau d'IUE

---

<sup>3</sup>les formes neutres de ces éléments étant peu abondantes et leur potentiel d'ionisation assez fort, on peut supposer que l'espèce dominante est la forme une fois ionisée

(les marques de réseau servent à la correction géométrique des images IUE) et donc aucune mesure de largeur équivalente ne peut être faite. Il faut attendre les données du Télescope Spatial pour résoudre cette question (voir chapitre VII).

La présence de Al III apparait donc comme une énigme; c'est sans doute un point clé dans la compréhension du problème du disque autour de  $\beta$  Pic .

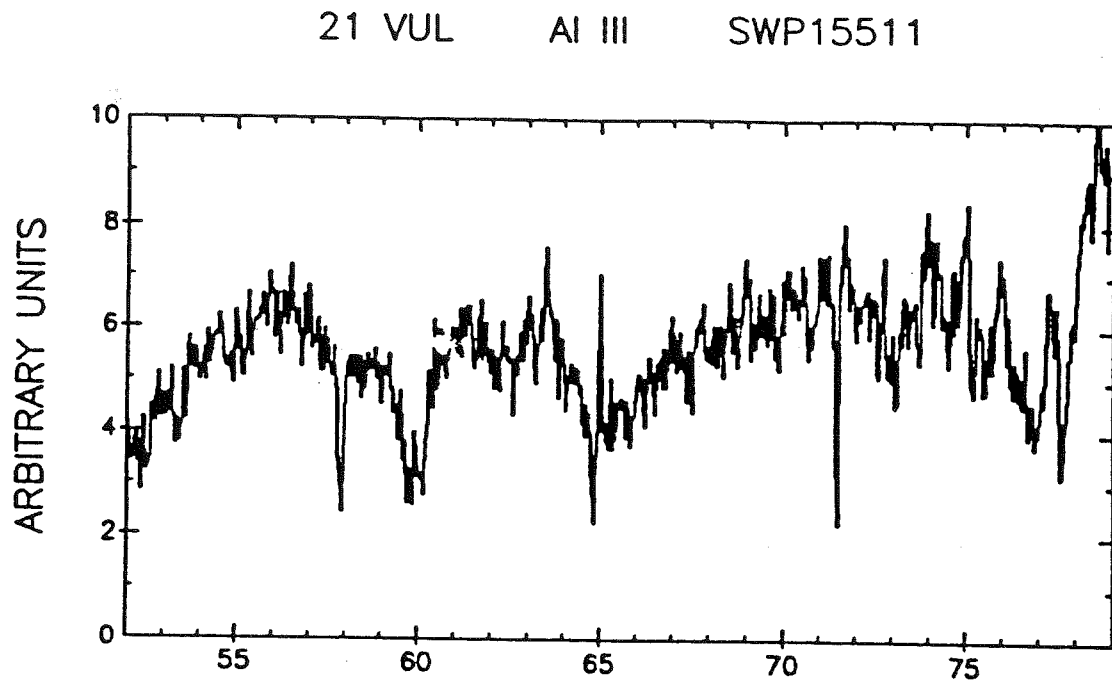
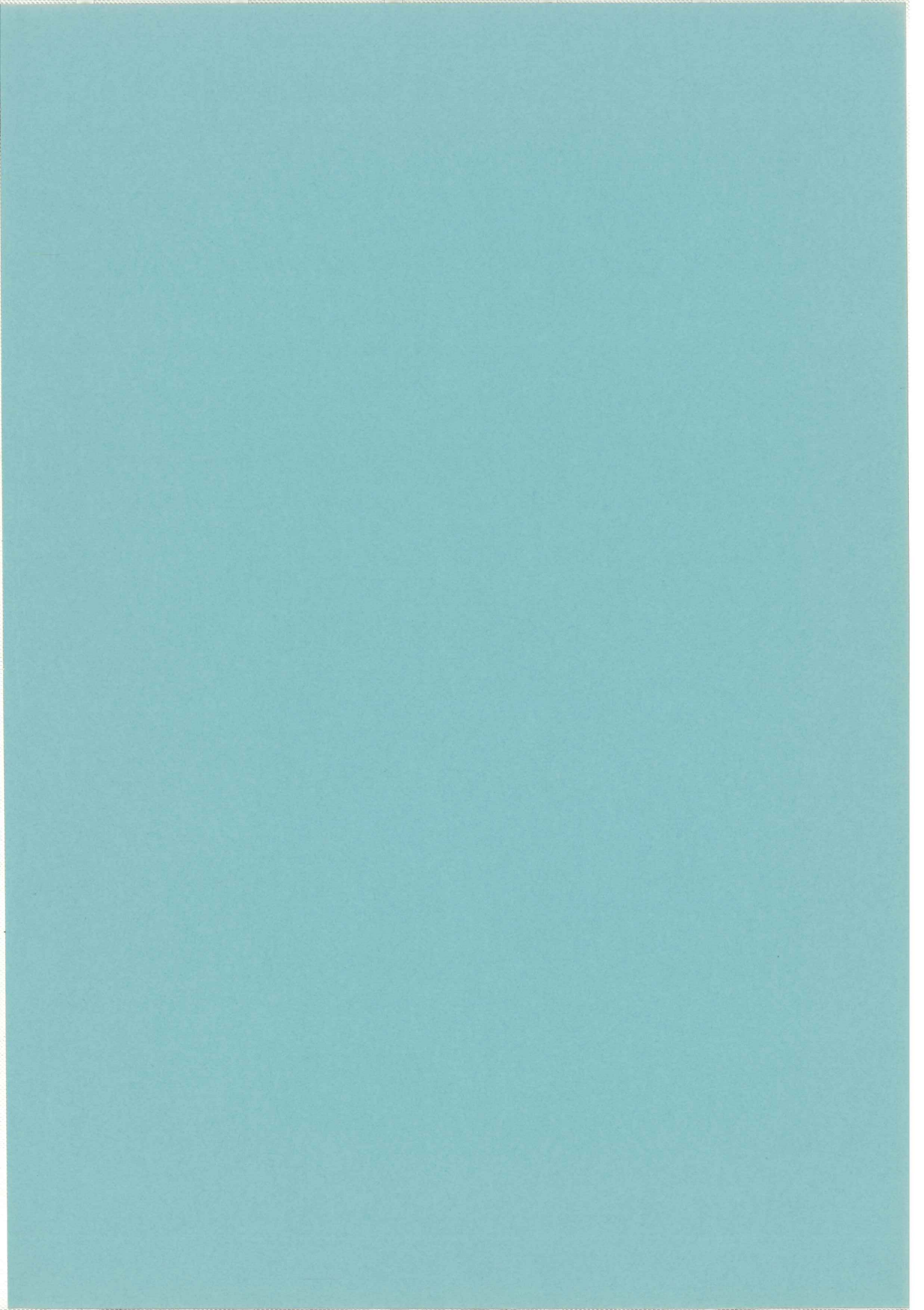


Figure III.10: Spectre de 21Vul (AIV shell star) dans la région du doublet de Al III : aucune raie CS de Al III n'est détectée.



## Chapitre IV

# Variabilité des raies : Présence de gros corps autour de $\beta$ Pic

### Résumé

Nous présentons ici brièvement les observations et l'étude des variations des raies CS dans le spectre de  $\beta$  Pic , décrites plus en détail dans Lagrange et al (1987), Lagrange-Henri et al (1988) Lagrange-Henri et al (1989) (voir fin de chapitre). Ces variations très spectaculaires ne peuvent être expliquées par les scénarios classiques décrivant les variations observées dans le cas d'autres d'étoiles. Nous proposons donc un autre modèle, selon lequel ces raies CS variables sont dues à l'absorption par du gaz évaporé de gros corps en chute vers l'étoile.

## IV.1 Variations dans les raies UV

L'observation des raies UV du Mg II (doublet à 2795 et 2802 Å) montre (Lagrange et al, 1987) que ces raies sont parfois asymétriques, avec une absorption décalée vers le rouge. La superposition de la raie du Mg II vers  $\beta$  Pic et de celle de  $\alpha$  Pic, une étoile proche angulairement de  $\beta$  Pic et située spatialement plus loin le montre bien (voir figure IV.1) : la composante fine, interstellaire de Mg II en direction de  $\alpha$  Pic servant de référence en longueur d'onde, on voit que la raie CS autour de  $\beta$  Pic s'étale dans le rouge.

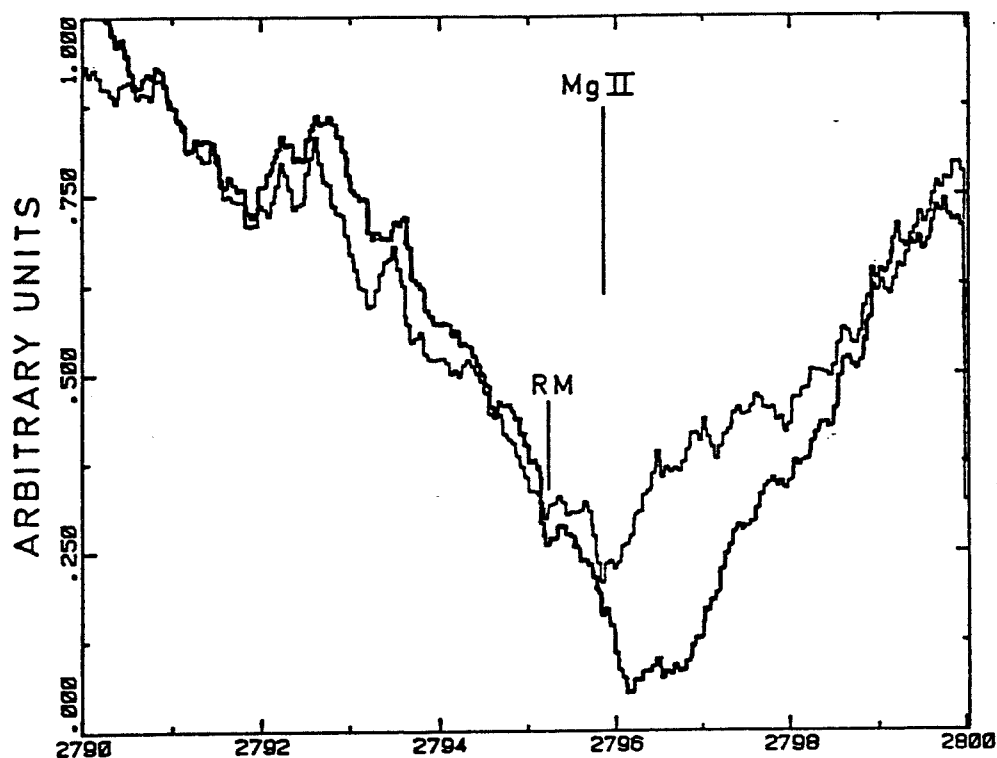


Figure IV.1: Raie du Mg II en direction de  $\beta$  Pic et en direction de  $\alpha$  Pic (traits fins). La composante IS en direction d' $\alpha$  Pic servant de référence en longueur d'onde, on voit que la composante CS de  $\beta$  Pic s'étale dans le rouge.

De plus, la superposition de ce spectre de Mg II, pris en direction de  $\beta$  Pic en mai 1985 et d'un autre pris à une autre époque (décembre 84), montre (figure IV.2) que ces composantes circumstellaires ont varié entre ces 2 époques. Plus précisément, si l'absorption centrale (i.e. à la vitesse de l'étoile) est présente dans les spectres, aux deux époques différentes, la forte absorption dans le rouge n'est présente que dans le spectre pris en mai 1985.



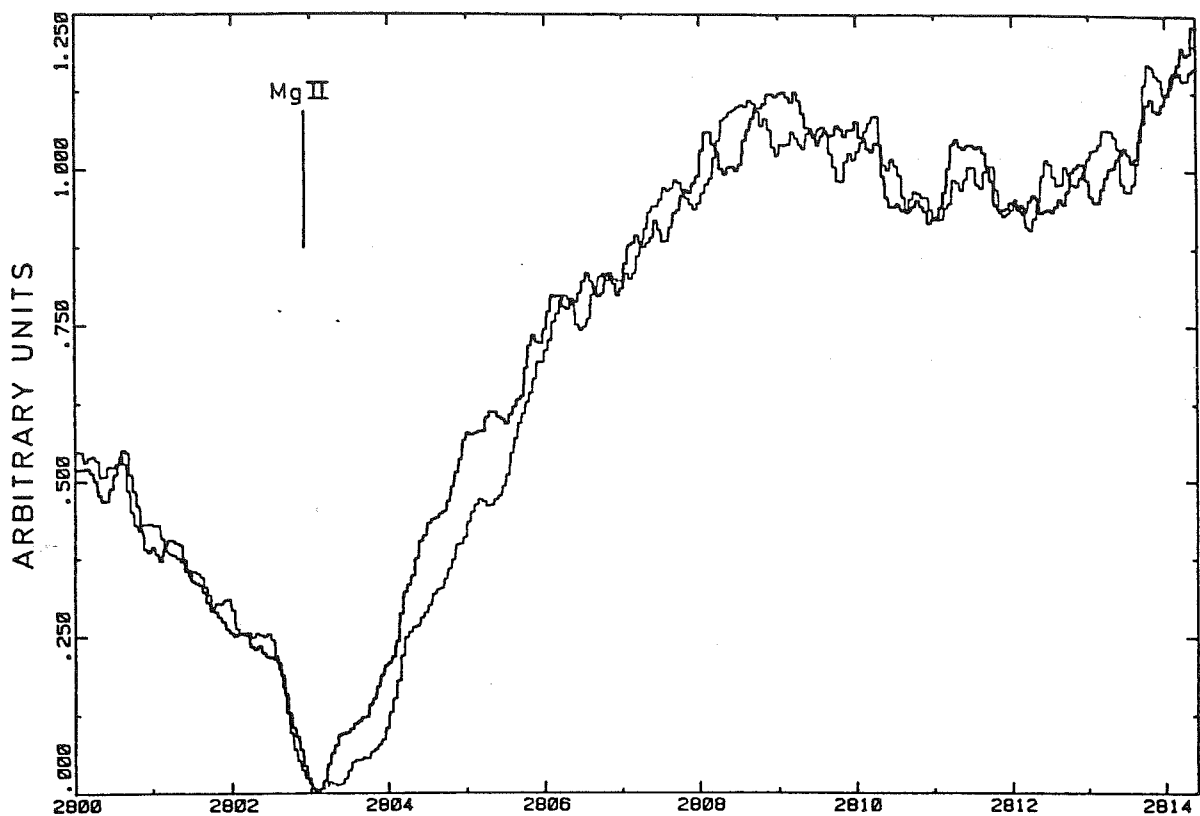


Figure IV.2: Raie de Mg II en direction de  $\beta$  Pic à deux époques différentes.

## IV.2 Les raies variables

Afin de chercher toutes les raies variables dans la totalité du spectre, et d'étudier plus précisément ces variations, en particulier d'avoir accès à certains renseignements tels que la largeur équivalente des composantes variables et leur vitesse terminale, il est nécessaire de différencier clairement les composantes variables des parties stables, ce qui n'est pas facile étant donné le grand nombre de raies photosphériques présentes dans l'UV. Afin de retirer toutes les parties stables du spectre, une procédure particulière de traitement des données a été mise au point.

Dans cette procédure, un spectre de référence pour les grandes longueurs d'onde (LWP 8768) et un pour les courtes longueurs d'onde (SWP 28779), sont choisis. Tous deux ont été pris à une même époque (juillet 86). Le choix de ces spectres est guidé par le fait qu'ils présentent les composantes CS en absorption relativement faibles. Les spectres LWP 5892 et SWP 25842, pris en mai 85, présentant d'importantes absorptions dans la partie rouge des raies CS, sont alors divisés respectivement par LWP 8768 et SWP 28779. Le résultat de cette division est illustré dans la figure IV.3, dans le cas des raies de l'Aluminium. Le premier spectre de la figure IV.3 montre les raies de ce

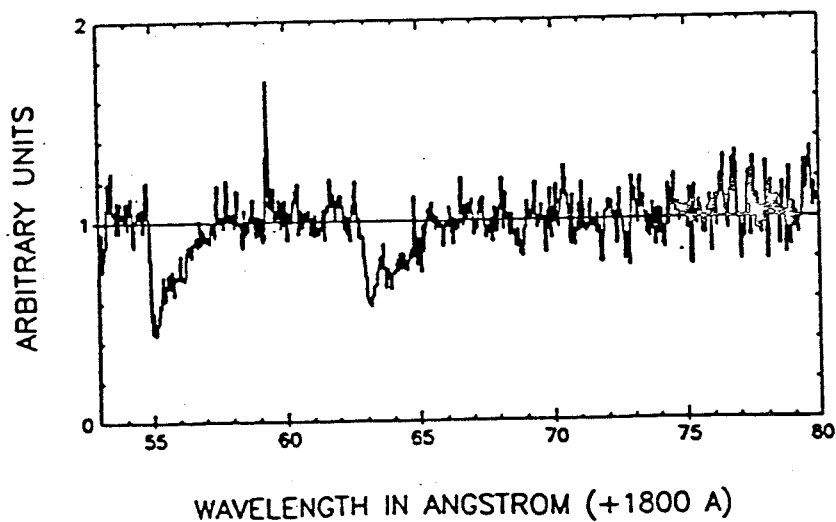
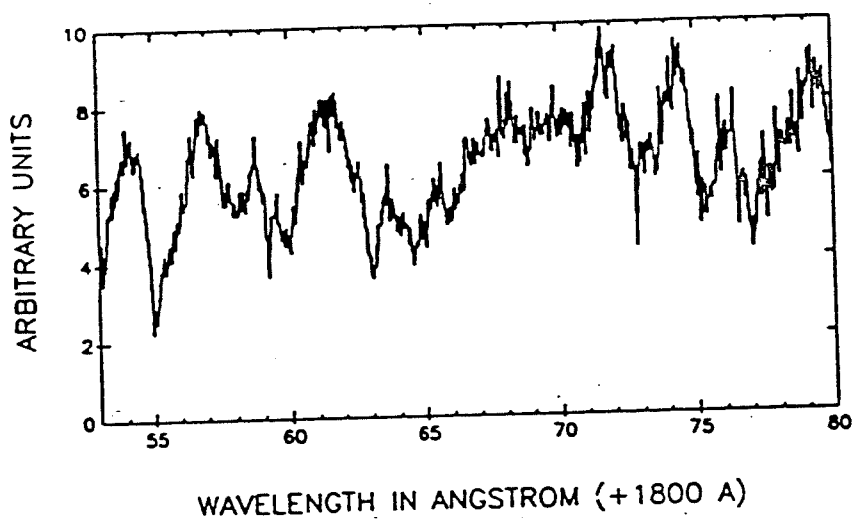
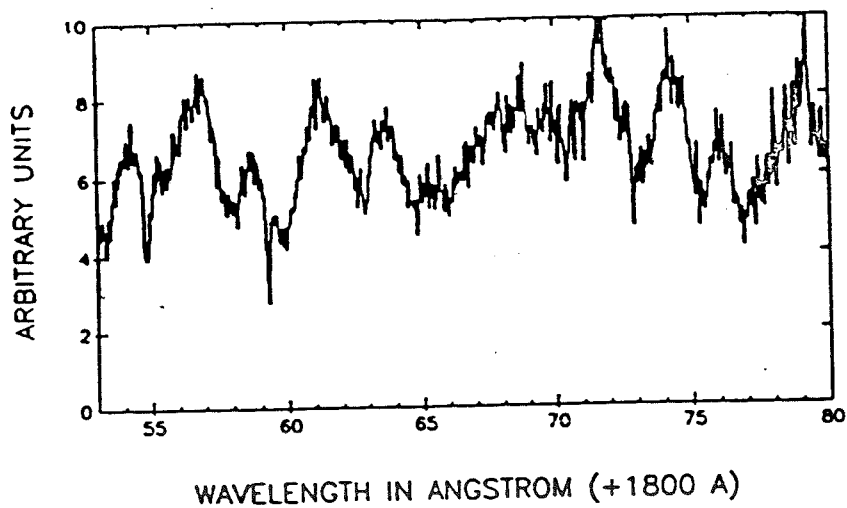


Figure IV.3: *Visualisation des composantes variables dans les raies CS de  $\beta$  Pic (voir texte).*

doublet en Juillet 86 dans le spectre de référence : elles sont symétriques, sans décalage vers le rouge, tandis que dans le spectre pris en mai 85 (figure IV.3, deuxième spectre) elles présentent, outre la partie centrale, une forte absorption dans le rouge. Le résultat de la division (figure IV.3, troisième spectre) montre un niveau constant et égal à 1 sur tout le spectre, sauf aux longueurs d'onde correspondant à des composantes variables du doublet. Les multiples raies photosphériques, stables dans le temps, sont parfaitement éliminées et seules subsistent les composantes variables, sur lesquelles il est maintenant possible d'effectuer des mesures.

La recherche systématique des raies variables *dans l'ensemble du spectre*, c'est à dire de 1600 à 3200 Å a permis de détecter des variations dans les raies de Al III, dans Mg II et dans de nombreuses raies du Fe II soit dans son niveau fondamental, soit dans des niveaux métastables (jusqu'à des potentiels d'excitation de 1 eV). La liste des raies variables est donnée dans la table IV.1. Certaines de ces raies ne sont pas définitivement identifiées. La figure IV.4 montre les raies variables les plus fortes de Al III, Mg II et Fe II.

Table IV.1: *Raies variables identifiées dans le spectre de  $\beta$  Pic.*

Longueur d'onde (Å)	Element	Multiplet	Niveau d'énergie (cm <sup>-1</sup> )
1706	non identifié	—	—
1707	non identifié	—	—
1850	non identifié	—	—
1854	Al III	UV1	0
1862	Al III	UV1	0
2343	Fe II	UV3	0
2344	Fe II	UV3	977
2382	Fe II	UV2	0
2585	Fe II	UV1	0
2598	Fe II	UV1	385
2600	Fe II	UV1	0
2607	Fe II	UV1	668
2611	Fe II	UV1	385
2613	Fe II	UV1	863
2631	Fe II	UV1	863
2739	Fe II	UV63	7955
2743	Fe II	UV62	8847
2746	Fe II	UV63	8392
	Fe II	UV62	8680
2749	Fe II	UV62	8392
	Fe II	UV63	8680
2795	Mg II	UV1	0
2802	Mg II	UV1	0
2999	non identifié	—	—

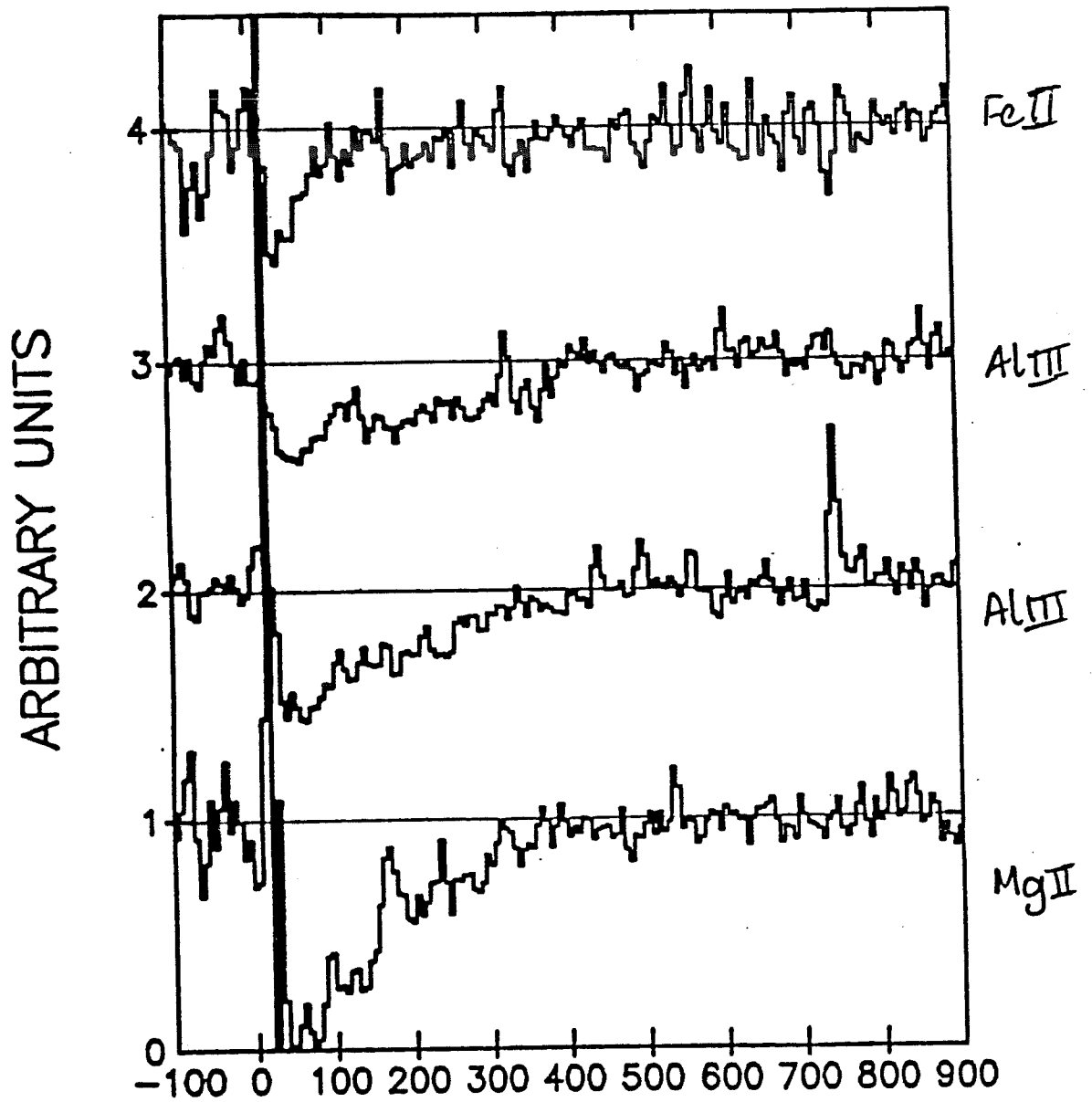


Figure IV.4: Raies variables de Al III (1854 et 1862 Å), Mg II (2802 Å) et Fe II (2585 Å), réduites en vitesse.

Remarque: la détection de composantes variables dans la raie d'Al II est possible, mais très incertaine, car la raie de Al II est en fin d'ordre dans le spectre échelle d'IUE et donc les données sont peu fiables. De plus, cette détection n'est pas confirmée dans l'ordre suivant (voir figure IV.5).

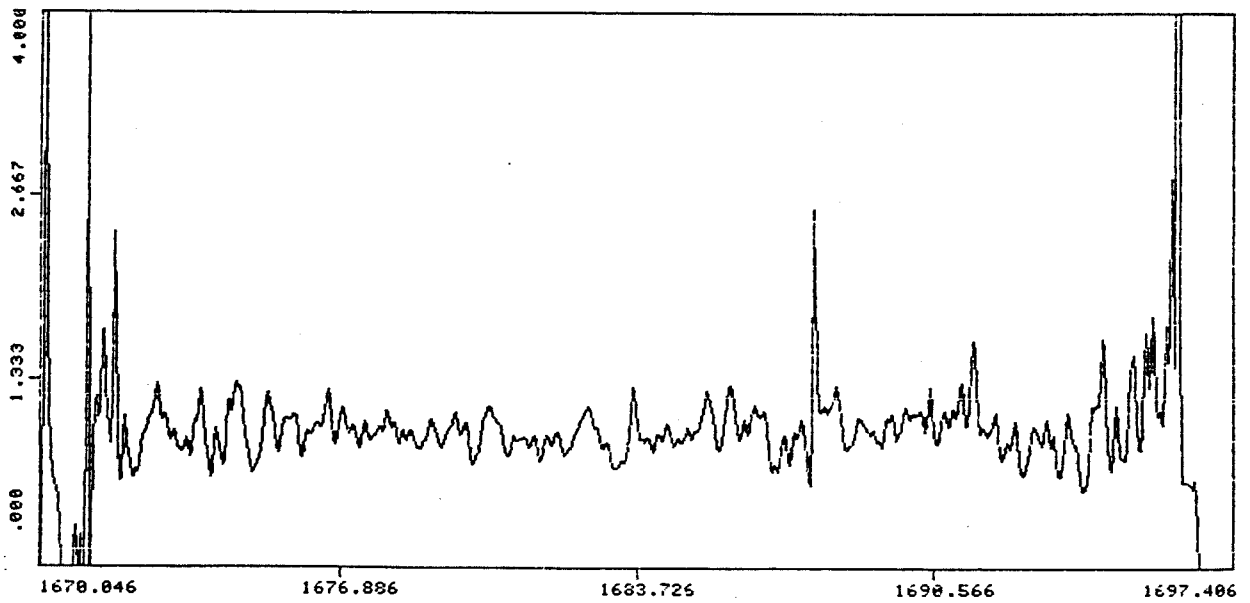
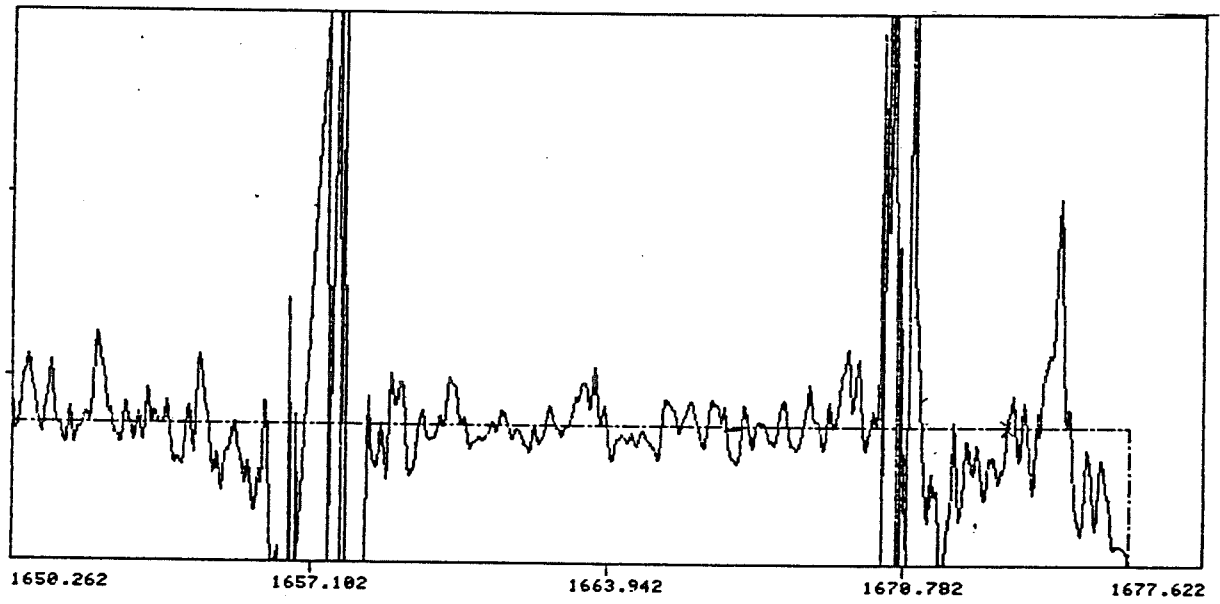


Figure IV.5: Raies variables de Al II, dans deux ordres successifs.

**Remarque :** Les raies variables observées sont toutes relatives à des éléments *ionisés* (FeII, MgII, AlIII). Cependant, pour certains ions (Si II, Zn II), on ne détecte pas de variations, même dans les raies correspondant aux forces d'oscillateur les plus grandes: Si II (1802 Å), Si II (1816 Å), Zn II(2025 et 2062 Å) ainsi que Mn II (2576 Å). Ceci ne veut cependant pas dire que ces raies ne varient pas. En effet, si l'on suppose que les éléments sont dans des rapports d'abondances à peu près standard, et si l'on suppose qu'ils sont sur la partie linéaire de la courbe de croissance, alors on a, pour deux éléments différents

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{N_{\theta 1} f_1}{N_{\theta 1} f_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2$$

où  $N_{\theta}$  et  $f$  désignent respectivement l'abondance solaire de l'élément et  $f$  la force d'oscillation de la transition considérée. Si l'on compare la raie à 1808 Å du Si II à celle de 2802 Å du Mg II (qui présente dans le meilleur des cas une raie variable de  $10^3$  mÅ), la largeur équivalente de la raie à détecter dans la raie à 1808 Å de Si II est de l'ordre de 10 mÅ; ceci est en deça de la limite de détection d'IUE.

#### IV.2.1 Etude des variations de Al III, Mg II et Fe II

Des spectres à grande et à courte longueurs d'onde ont ensuite été accumulés pendant 4 ans; l'ensemble des 30 spectres représente 12 dates différentes d'observations (voir table IV.2). Pour les 3 raies les plus fortes de Al III, Mg II et Fe II, respectivement à

Table IV.2: *log des observations utilisées pour l'étude des variations des raies CS.*

Identification	Date	Heure	Identification	Date	Heure
SWP 11216	2/2/81	4:36	SWP 28801	31/7/85	22:07:35
LWP 5016	16/12/86	15:22:31	LWP 8792	31/7/85	22:41:03
SWP 24706	16/12/86	15:50:46	LWP 8832	4/8/86	19:09:33
LWP 5017	16/12/86	16:25:18	SWP 28832	4/8/86	19:43:53
LWP 5891	2/5/85	1:37:32	LWP 8916	17/8/86	18:02:38
SWP 25841	2/5/85	2:24:23	SWP 28923	17/8/86	18:17:34
LWP 5892	2/5/85	2:57:47	LWP 8919	17/8/86	2:15:12
SWP 25842	2/5/85	3:35:21	SWP 28926	17/8/86	2:23:55
LWP 8768	29/7/85	0:35:43	SWP 29380	5/10/86	17:39:47
SWP 28779	29/7/85	0:46:03	LWP 9252	5/10/86	18:13:13
LWP 8769	29/7/85	1:32:46	SWP 29381	5/10/86	18:52:50
SWP 28780	29/7/85	2:40:29	LWP 9253	5/10/86	19:40:24
LWP 8770	29/7/85	2:40:29	SWP 30143	23/1/87	12:45:54
LWP 8790	31/7/85	20:59:25	LWP 9999	23/1/87	13:03:04
SWP 28800	31/7/85	21:08:25	SWP 30144	23/1/87	13:45:46
LWP 8791	31/7/85	21:29:43			

1854, 2802 et 2585 Å, nous étudions maintenant leurs variations en utilisant l'ensemble

des données disponibles.

Pour ces trois éléments les raies ont des comportements analogues lorsqu'elles sont enregistrées au même moment. Elles présentent toutes une composante centrale stable dans le temps et en plus, de façon épisodique, une absorption supplémentaire dans le rouge.

Plus précisément, trois types de figures sont observés dans les spectres divisés (voir figure IV.6, dans le cas de Al III) :

**type 1** : Le spectre divisé est plat. Il n'y a donc pas eu de variations détectables par rapport à l'époque de référence. Ce cas de figure est observé 4 époques sur 12.

**type 2** : Une composante unique est détectée, avec un décalage dans le rouge variant selon les époques entre 0 et 100 km s<sup>-1</sup> avec également une intensité variable. Cette composante ne varie pas sur de petites échelles de temps. Ce genre de cas est observé 4 fois sur 12.

**type 3** : Deux ou plusieurs composantes sont détectées, la 1ère semblable à celle de type 2 et les autres situées encore plus loin dans le rouge. Dans le cas de Al III, la vitesse terminale des composantes variables peut aller jusqu'à 400 km s<sup>-1</sup> et leur largeur équivalente peut atteindre 700 mÅ. Ce cas de figure est plus rare (3 fois sur 12).

Dans ce dernier type de figures, la vitesse terminale et la force des raies varient sur de petites échelles de temps. La figure IV.7 montre un premier exemple de variations sur de courtes échelles de temps ; sur cet exemple nous observons la *disparition* en l'espace de 1 h de la composante la plus décalée vers le rouge. La figure IV.8 montre au contraire un exemple *d'apparition* d'une composante très décalée vers le rouge sur une échelle de temps comparable.



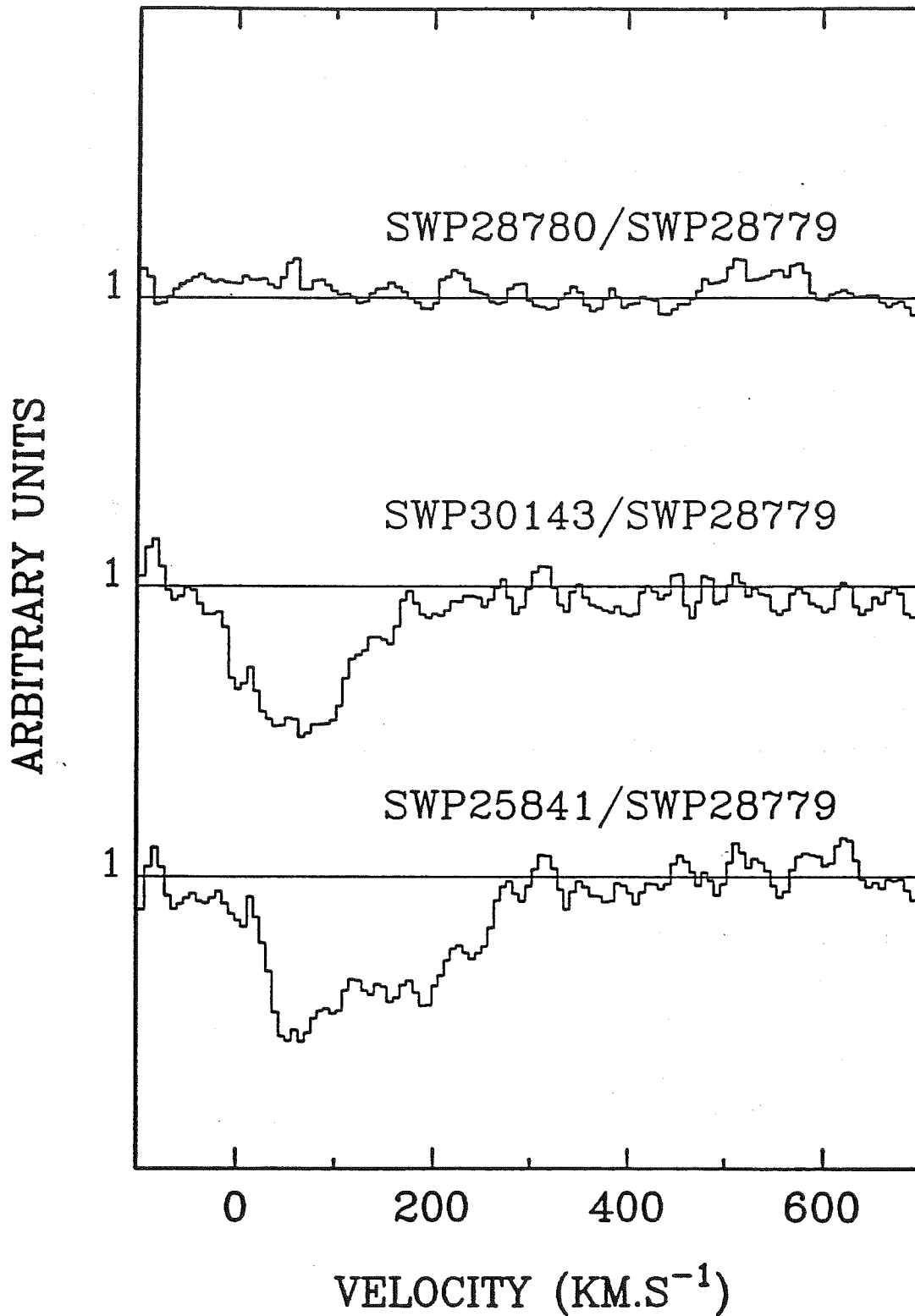


Figure IV.6: *Divers types de raies variables.*

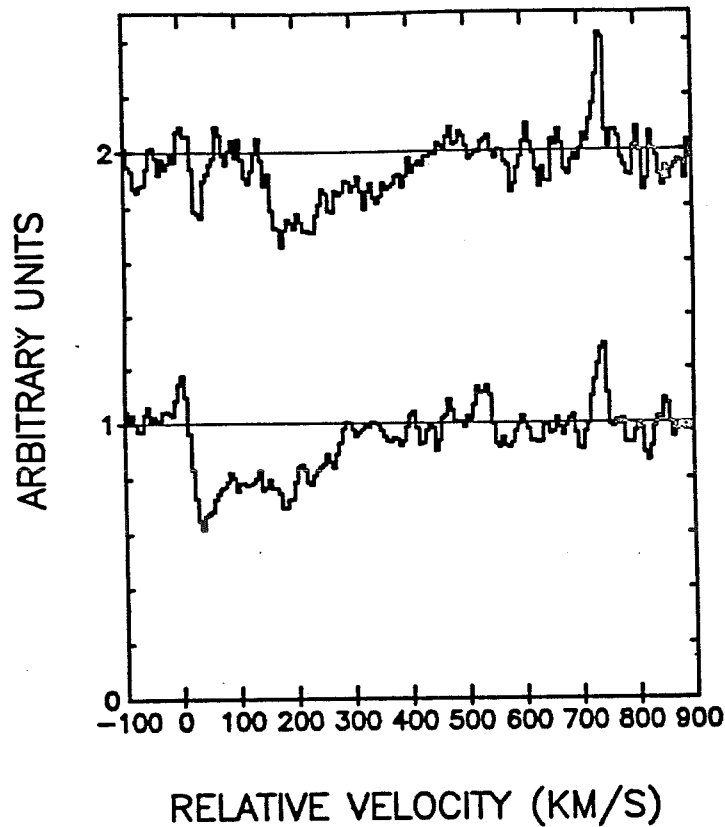


Figure IV.7: Variations à petites échelles de temps (raie de Al III : la composante à  $400 \text{ km.s}^{-1}$  (spectre du haut) n'est plus présente dans le spectre du bas, pris une heure après.

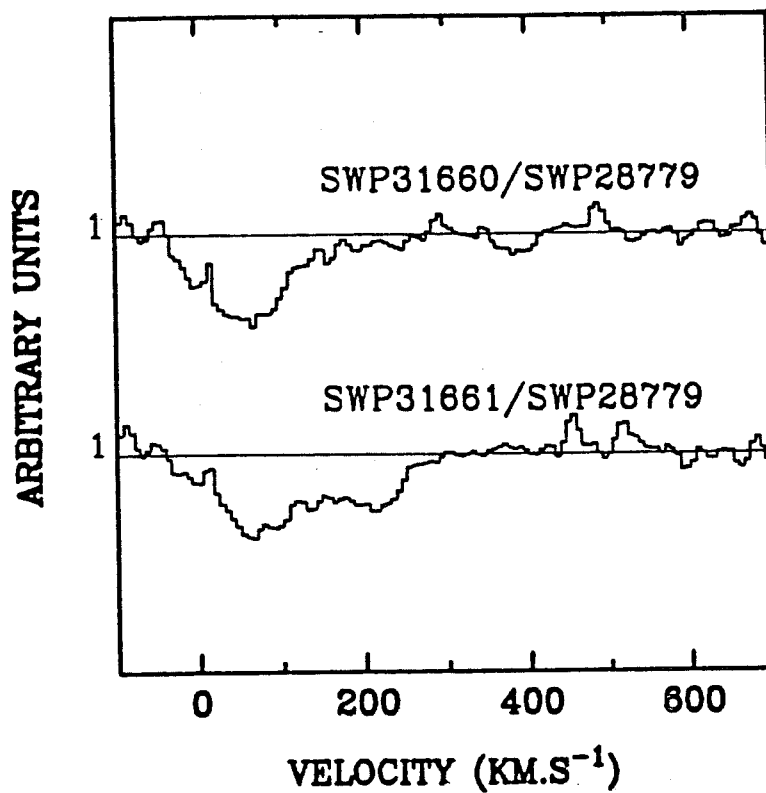


Figure IV.8: Idem figure IV.7, mais cette fois, la composante très décalée dans le rouge (spectre du bas) apparaît sur une échelle de temps de une heure.

Vitesse terminale des ions : Dans un même spectre, les vitesses terminales des raies du Mg II, Fe II et Al III varient d'un ion à un autre. Plus précisément à une même époque, lorsqu'une composante dans le rouge est observée nous avons (voir figure IV.4) :

$$100\text{km.s}^{-1} < \bar{v}_{term}(\text{Fe II}) < \bar{v}_{term}(\text{Mg II}) \simeq \bar{v}_{term}(\text{Al III})$$

#### IV.2.2 Structure des composantes variables des raies CS de Al III

Dans le cas des raies de l'Aluminium III, l'étude peut aller plus loin si l'on superpose les deux raies du doublet une fois réduites en vitesses, afin de comparer les intensités de ces raies :

Dans le cas des figures de type 2, la raie la plus faible à 1862 Å, ( $f = 0.268$ ) est, comme on l'attend, généralement moins profonde que la raie à 1854 Å ( $f = 0.539$ ). Cependant, dans un cas, les 2 raies du doublet ont la même profondeur, ce qui signifie qu'elles sont saturées (voir figure IV.9). Mais ces raies *n'atteignent pas le zéro d'intensité*.

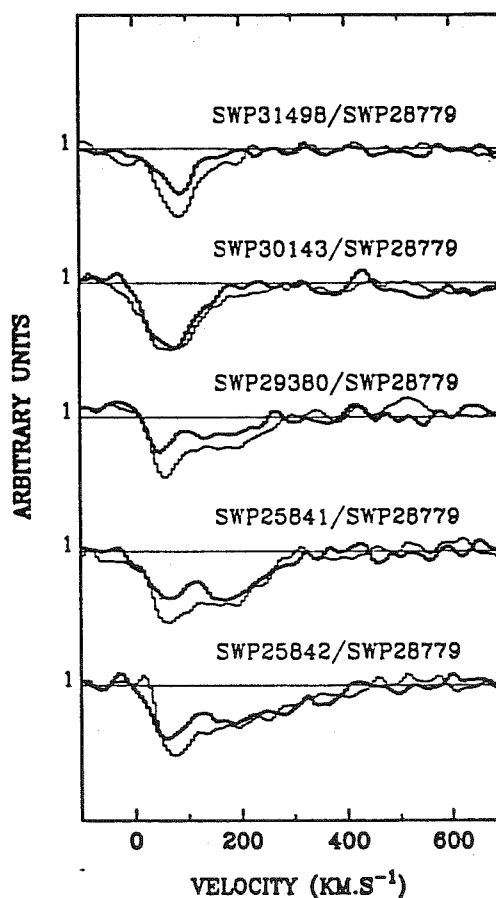


Figure IV.9: Comparaison des raies du doublet de Al III.

Dans le cas des figures de type 3, la première composante (à moins de  $100 \text{ km s}^{-1}$ ) est elle aussi plus généralement faible dans la raie de  $1862 \text{ \AA}$  que dans celle à  $1854 \text{ \AA}$ ; dans la plupart des cas, la seconde composante est elle aussi plus faible. Cependant à une époque, cette seconde composante a la même profondeur dans les 2 raies du doublet (voir figure IV.9). Encore une fois, cela signifie qu'elle est saturée et l'on doit de nouveau remarquer qu'elle est loin du niveau d'intensité 0, aussi bien dans le spectre divisé que dans le spectre non divisé (voir figure IV.3).

Cette saturation apparente des raies sans qu'elles atteignent le zéro ne peut s'expliquer par les effets instrumentaux suivants :

- Mauvaise correction par IUE de la lumière diffusée et de la contamination des ordres adjacents sur le spectre Echelle : cette explication n'est pas la bonne. En effet, des raies vraiment saturées dans d'autres ordres voisins descendent beaucoup plus bas que les raies du doublet. Le vrai zéro est donc plus bas.
- Fonction instrumentale d'IUE : bien que les raies apparemment saturées soient plus larges ( $60 \text{ km s}^{-1}$ ) que la fonction d'appareil d'IUE ( $30 \text{ km s}^{-1}$ ), elles pourraient être dues à la convolution par cette fonction d'appareil, de plusieurs composantes fines (de largeur  $< 30 \text{ km.s}^{-1}$ ), blendées, et séparées dans l'espace des vitesses par moins de  $30 \text{ km.s}^{-1}$ . Cette situation ad hoc signifierait que le gaz à grande vitesse est parfois *regroupé et reste* même durant son évolution, dans l'ordre défini plus haut. Cette hypothèse est très peu probable; mais pour la tester définitivement, il faut attendre les données à meilleure résolution du Télescope Spatial.

L'explication la plus naturelle est alors que les raies observées sont dues à un nuage de gaz, dont la taille est significativement inférieure à la surface projetée de l'étoile. Dans ce cas, une partie seulement du flux stellaire est interceptée par le gaz et on peut avoir une saturation "locale" sans que la raie soit très profonde. Dans ce cas, on peut facilement évaluer le rapport de la surface projetée du nuage à celle de l'étoile. Ce rapport est en effet égal au quotient de la profondeur de la raie CS et de la valeur du continu. Par exemple, la taille du nuage de gaz à grande vitesse vu dans SWP 25842 ne doit pas dépasser 40 % de la surface de l'étoile.

### IV.3 Les variations dans les raies du Ca II

De telles variations ont également été observées à plus haute résolution dans le cas du Calcium II. Les spectres montrent parfois clairement (figure IV.10; Ferlet et al, 1987)

la présence, en plus d'une composante centrale décalée vers le rouge, une composante supplémentaire à environ  $40 \text{ km.s}^{-1}$ , bien résolue. La résolution d'IUE ne permettrait pas de résoudre ces 2 raies. Ferlet et al (1987) montrent aussi (figure IV.11) que des variations à petite échelle de temps ont lieu dans les raies de Ca II.

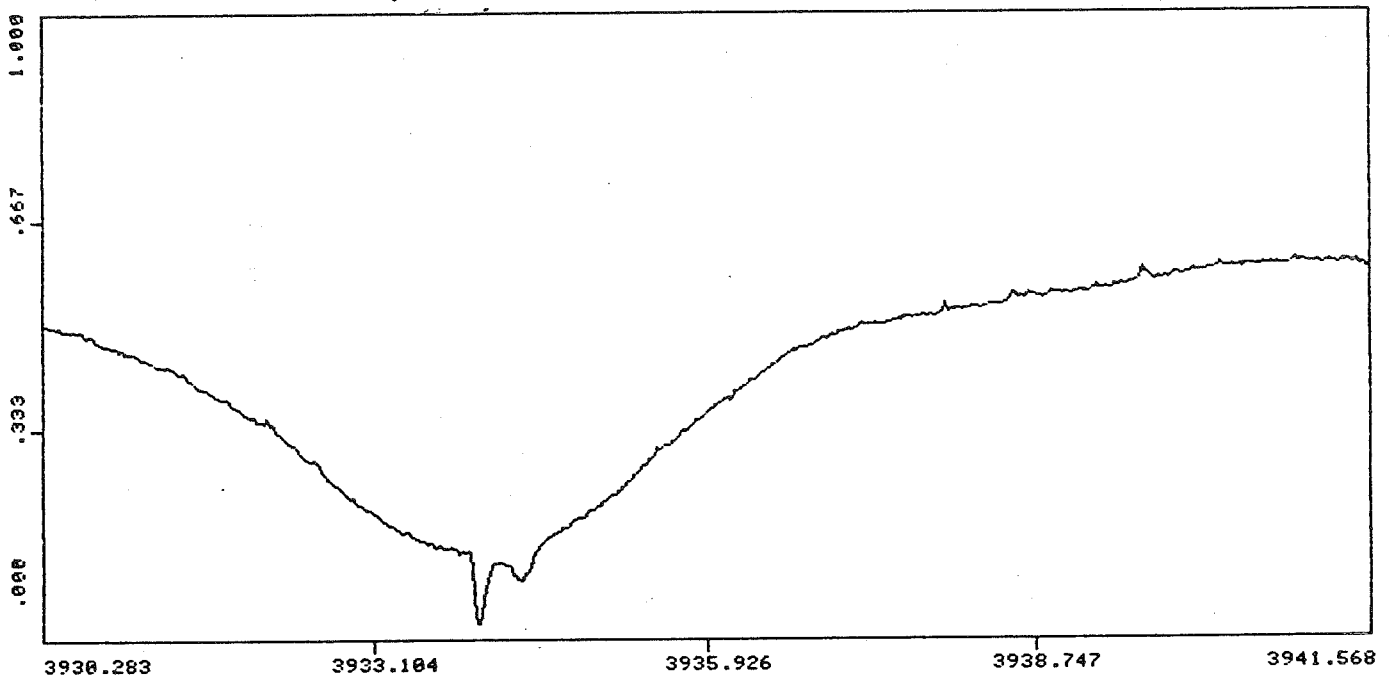


Figure IV.10: Variations dans la raie Ca II K. Dans les spectres Haute Résolution, on observe clairement, en plus d'une partie stable, une composante décalée vers le rouge, bien résolue.

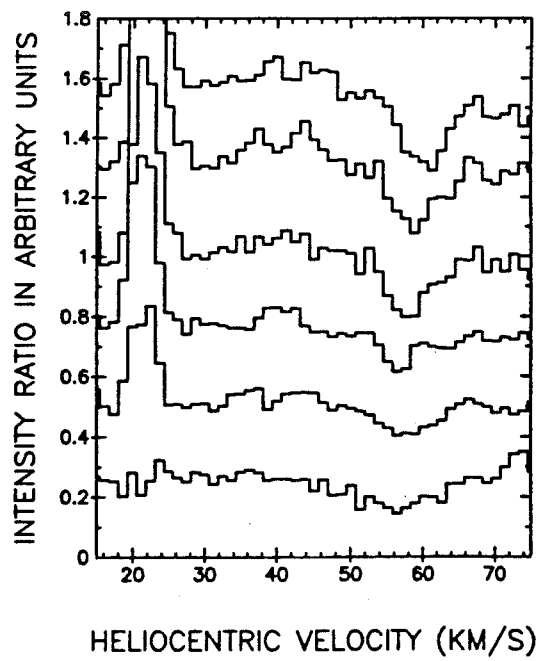


Figure IV.11: *Variations à petite échelle de temps dans la raie Ca II K: succession de spectres pris dans une même nuit et divisés par le premier spectre de la nuit.*

Comme pour les données UV, nous avons ensuite accumulé des spectres HR du CaII pendant plusieurs années (cf table IV.3). Ces données montrent d'une part que cette composante variable est moins souvent présente que celles de Al III, Mg II ou Fe II (moins d'une fois sur trois) et d'autre part, que la composante dans le rouge n'a jamais des vitesses terminales supérieures à  $60 \text{ km.s}^{-1}$ .

Table IV.3: *log des observations utilisées pour l'étude des variations des raies du Ca II K.*

Date	Heure TU	Date	Heure TU	Date	Heure TU
25/12/86	03:28	15/11/86	07:26	11/01/86	02:46
25/12/86	03:34	15/11/86	08:16	13/01/86	03:43
10/10/86	08:41	26/11/86	04:07	13/01/86	06:53
11/10/86	08:58	26/11/86	05:48	15/01/86	01:25
21/10/84	04:48	26/11/86	06:45	17/01/86	02:39
21/10/84	06:45	26/11/86	08:44	17/01/86	03:30
13/02/87	00:28	07/01/86	01:21	17/01/86	04:01
13/02/87	00:56	07/01/86	02:47	17/01/86	04:26
20/12/86	03:52	07/01/86	04:13	17/01/86	05:45
24/12/86	03:09	09/01/86	01:53	17/01/86	06:43
24/12/86	03:38	09/01/86	05:34	17/01/86	07:15
15/11/86	07:33	10/01/86	01:41	19/08/86	09:56
25/11/86	04:41	10/01/86	08:11	19/08/86	
25/11/86	05:40	11/01/86	01:33	25/08/86	10:12
25/11/86	06:29			25/08/86	

De récentes observations (voir table IV.4) semblent montrer que dans un cas, une émission est sans doute présente dans la raie H du Ca II (voir figure IV.12). Cette émission est assez large ( $\simeq 0.5 \text{ \AA}$ , soit environ  $40 \text{ km.s}^{-1}$ ) et peu intense (10% du continu).

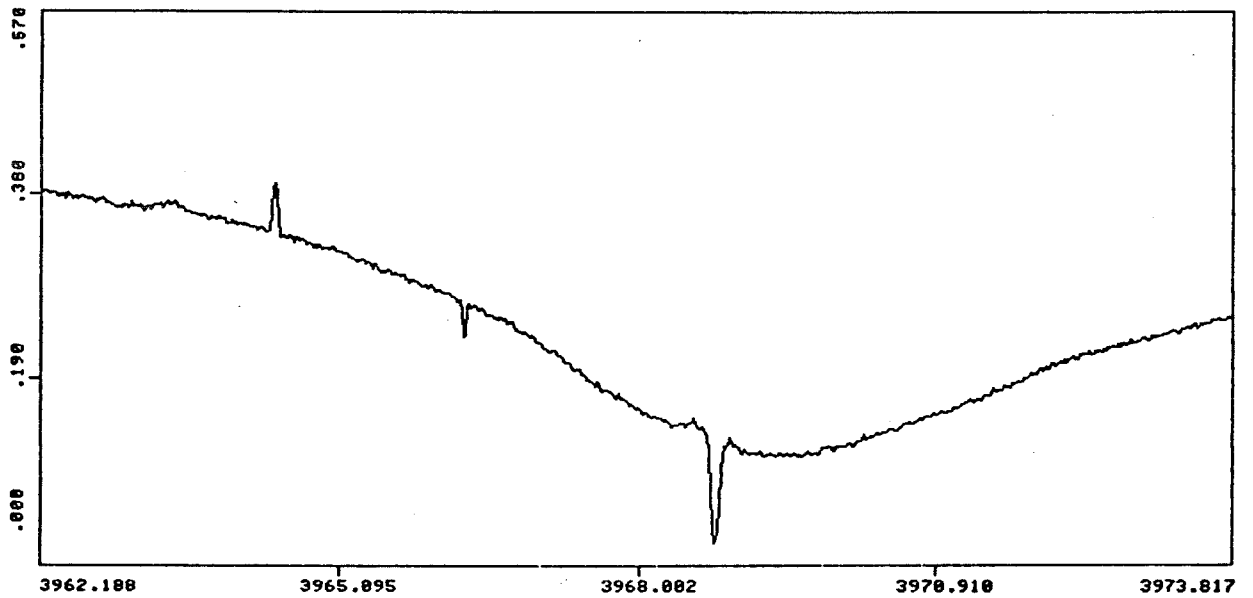


Figure IV.12: *Emission dans la raie du Ca II H: de part et d'autre de la composante CS en absorption, on détecte une émission étendue et peu intense (comparer ce spectre à celui de la figure II-2).*



## IV.4 Suivi simultané des variations en Al III et Ca II

Nos récentes observations faites quasi-simultanément (voir table IV.4) dans l'UV et dans le visible montrent (voir figure IV.13, Lagrange-Henri et al, en préparation) qu'à une certaine époque (1-12-88), des composantes en absorption dans le rouge sont présentes dans la raie de Al III (avec des vitesses terminales n'excédant pas  $200 \text{ km.s}^{-1}$  dans nos spectres), et durent au moins quelques heures, alors qu'aucune n'est présente dans celle de Ca II, prise peu de temps avant (1 heure) (voir figure IV.13) .

Table IV.4: *log des observations simultanées dans l'UV et dans la raie du Ca II dans le visible.*

Date	Heure (T.U.)	Raie	Date	Heure (T.U.)	Raie
29/11/88	02:10	Ca II K	01/12/88	01:55	Ca II K
29/11/88	03:53	Ca II H	01/12/88	03:15	Ca II H
29/11/88	05:36	Ca II H	01/12/88	04:29	Ca II H
29/11/88	07:01	Ca II H	01/12/88	06:55	Ca II K
29/11/88	08:26	Ca II K	01/12/88	08:19	Ca II K
29/11/88	09:08	Ca II K	01/12/88	09:46	Al III
29/11/88	09:38	Ca II K	01/12/88	10:41	Al III
29/11/88	13:16	Al III	01/12/88	11:44	Al III
29/11/88	14:13	Al III	01/12/88	12:45	Al III
29/11/88	15:38	Al III			
29/11/88	16:50	Al III			
29/11/88	17:58	Al III			

Ces observations montrent que les composantes rouges dans la raie du Ca II et dans celles de Al III ne sont sans doute pas produites au même moment.

Dans les spectres d'une autre époque (29-11-88), on observe aussi des composantes rouges dans l'UV dans Al III alors que quatre heures auparavant, aucune composante rouge n'était présente dans la raie de Ca II. Seule une émission dans la raie du Ca II H est détectée huit heures avant le premier spectre de Al III (figure IV.12).

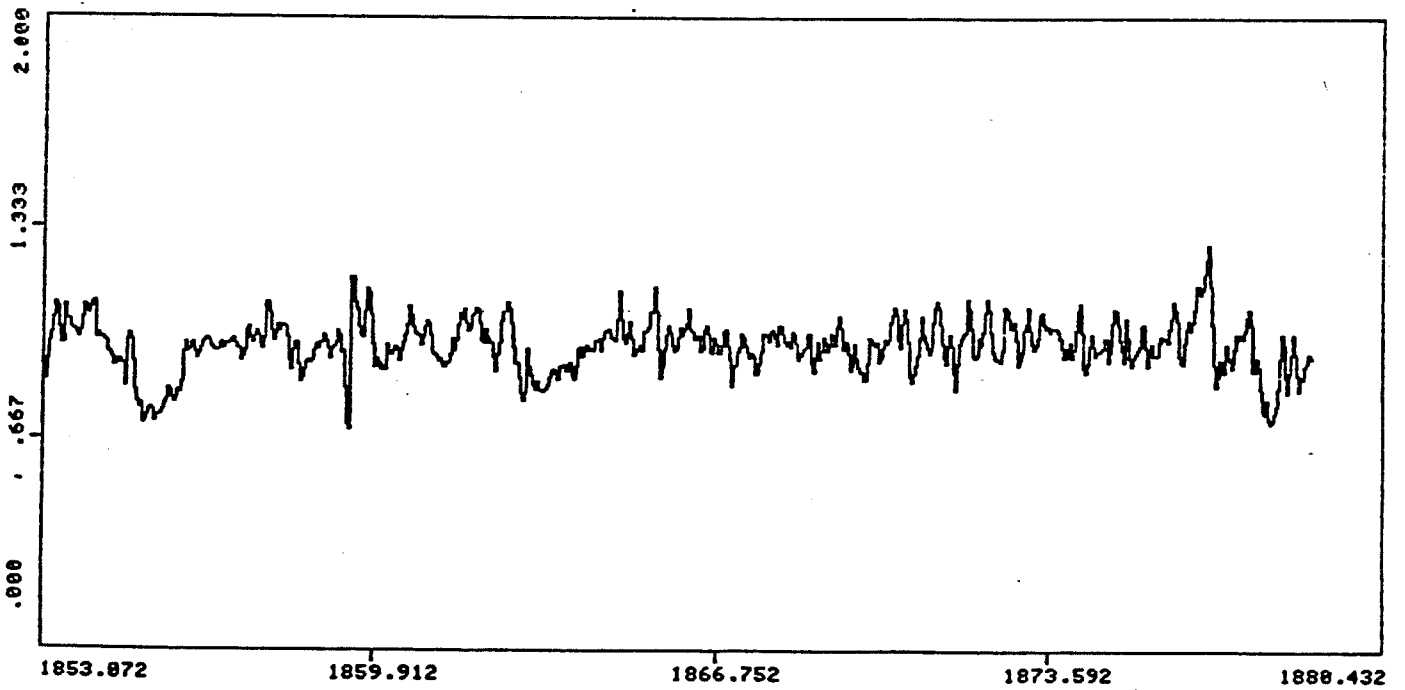
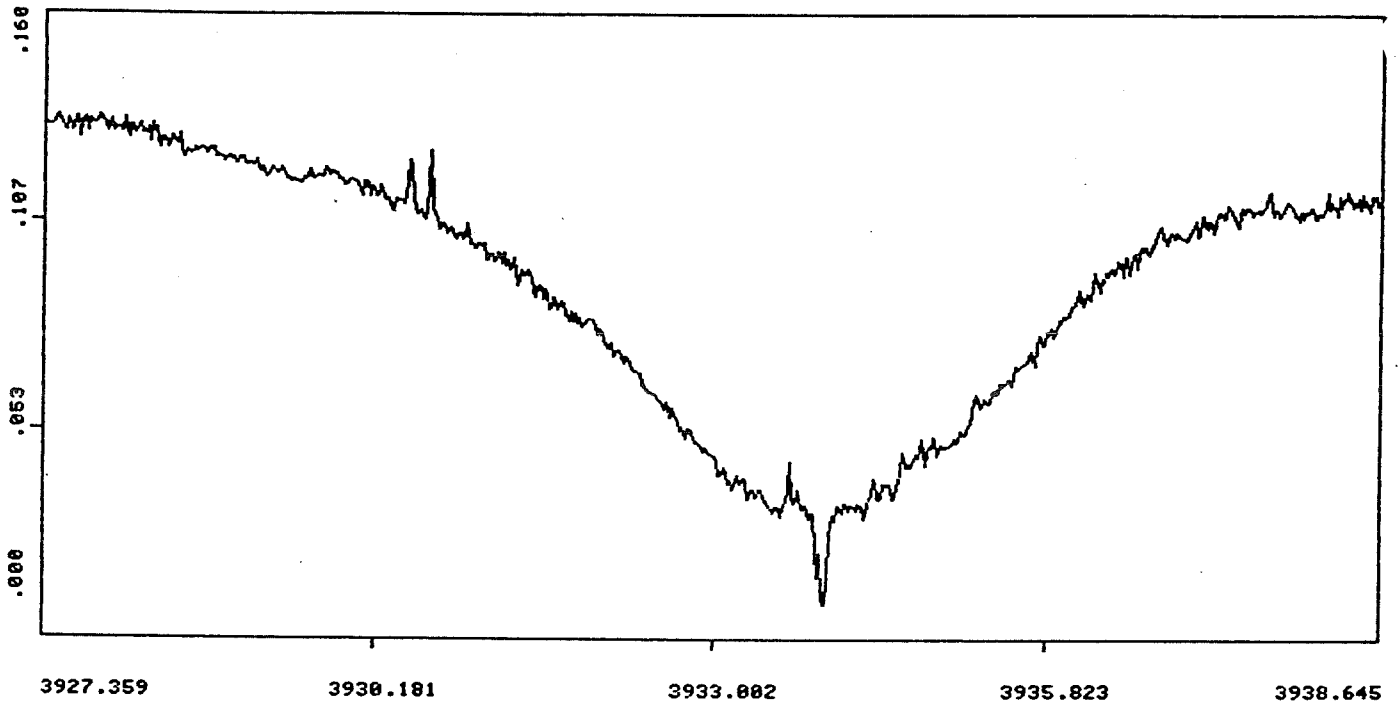


Figure IV.13: *Différence de comportement entre Al III (figure du bas) et Ca II (figure du haut):*

## IV.5 Résumé des observations

On observe donc d'importantes variations dans les raies CS des éléments ionisés (Mg II, Fe II, Al III, Mg II, Ca II). Plus précisément, l'on observe parfois en plus d'une composante centrale, stable dans le temps, une ou plusieurs composantes fortes, décalées vers le rouge, avec des vitesses terminales variant d'un ion à l'autre, plus précisément

$$\vec{v}_{term}(\text{Ca II}) \leq \vec{v}_{term}(\text{Fe II}) \leq \vec{v}_{term}(\text{Mg II}) \simeq \vec{v}_{term}(\text{Al III})$$

et pouvant atteindre  $400 \text{ km.s}^{-1}$  dans le cas de Al III. Lorsque des variations sont observées, elles se produisent *toujours dans le rouge*, jamais dans le bleu. Les largeurs équivalentes des composantes variables sont élevées; elles peuvent atteindre  $500 \text{ m\AA}$  dans le cas de Al III. La comparaison des deux raies du doublet de Al III montre en outre que dans certains cas, les composantes variables sont sans doute dues à un nuage de gaz de taille petite relativement à celle de l'étoile.

Les composantes dans le rouge en Al III ou Mg II sont souvent observées : Deux fois sur trois, du moins en Al III. Les composantes dans le rouge sont moins fréquemment observées dans les raies de Ca II.

Les composantes à très grande vitesse de Al III ( $> 100 \text{ km.s}^{-1}$ ) sont relativement moins fréquentes que celles à plus faible vitesse (de l'ordre de  $100 \text{ km.s}^{-1}$ ); de plus, elles sont très rapidement variables (sur des échelles de temps inférieures à 1 heure).

De plus, il semble que les composantes dans le rouge ne sont pas produites *au même moment* en Al III et en Ca II.

Enfin, une émission en Ca II H a été récemment observée pour la première fois.

## IV.6 Interprétation

L'observation de composantes variables décalées vers le rouge indique que pour les éléments considérés (éléments ionisés) du gaz *est en chute* vers l'étoile, de façon variable. Aucune périodicité n'a été trouvée dans ces variations, elles sont donc sporadiques. De plus, les variations à petite échelle de temps du gaz tombant à grande vitesse ( $> 100 \text{ km s}^{-1}$  dans le cas de Al III) suggèrent que ce gaz est très fortement perturbé au cours de sa chute.

### IV.6.1 Les scénarios classiques

Aucune des interprétations classiques des mouvements de gaz dans les atmosphères d'étoiles, ne peut rendre compte de ces observations. Nous les passons maintenant en

revue :

**Activité stellaire pure :** une telle activité devrait affecter toutes les raies photosphériques fortes sans distinction. Nous avons ici observé que seules les raies issues de niveaux fondamentaux ou faiblement excités présentent des variations.

**Phase de contraction d'un shell :** de telles phases ont en effet été déjà rapportées (Sletteback et Carpenter, 1983) pour des étoiles à enveloppes. Mais elles sont généralement observées dans des étoiles à enveloppe de type B plutôt que de type A. (Dans la plupart des cas, on observe d'ailleurs des phases d'expansion plutôt que des phases de contraction). Les étoiles à enveloppe de type A paraissent plus stables et ne présentent en général pas de variations. De plus, comme nous l'avons déjà indiqué, nous n'avons jamais observé de décalage vers le bleu, signe d'une phase d'expansion qui devrait naturellement succéder à celle de contraction.

**Evaporation de grains spiralant vers l'étoile :** cette explication évoquée pour expliquer la partie stable du Calcium (Vidal-Madjar et al, 1986) ne peut pas expliquer *aussi* la partie variable. En effet, la vitesse radiale des grains, sous l'effet Poynting-Roberston est de l'ordre du  $\text{cm.s}^{-1}$ , c.à.d. de plusieurs ordres de grandeurs inférieure à celle que l'on observe dans le cas du gaz en chute vers l'étoile.

#### IV.6.2 Un autre scénario

Un autre scénario possible est que le gaz observé en chute vers l'étoile est produit par l'évaporation de gros corps *eux-mêmes* en chute vers l'étoile.

Ce scénario permet d'expliquer le caractère sporadique des événements, les grandes vitesses de chute observées dans le cas de certains ions, qui avoisinent celle de chute libre au voisinage de l'étoile<sup>1</sup>.

Il peut expliquer aussi les variations à petites échelles de temps: ces variations étant surtout observées en terme de *vitesses terminales*, elles peuvent s'expliquer par l'interaction du gaz avec la matière environnant le gros corps.

**Evaluation de la masse du corps :** Une évaluation de la masse totale du corps nécessaire pour rendre compte des quantités observées de gaz variable peut se faire de la façon suivante : On a

$$n(\text{Al}) \geq n(\text{Al III})$$

---

<sup>1</sup>Cette vitesse de chute libre vaut par exemple  $400 \text{ km.s}^{-1}$  à 3 rayons stellaires de la surface de l'étoile

où  $n$  désigne le nombre d'éléments. On a

$$n(\text{Al III}) \geq N(\text{Al III})\pi R_*^2$$

où  $R_*$  désigne le rayon de l'étoile<sup>2</sup>.

$N(\text{Al III})$  peut être évaluée grossièrement en supposant que l'on est sur la partie linéaire de la courbe de croissance. En partant de  $W(\text{Al III}) = 500 \text{ m}\text{\AA}$ , on obtient

$$n(\text{Al}) > n(\text{Al III}) > 6 \cdot 10^{35} \text{ atomes,}$$

Si l'on normalise cette quantité d'aluminium aux abondances solaires ( $N(\text{Al})/N(\text{H}) \sim 3.2 \cdot 10^{-6}$ , Anders et Ebihara (1982)) d'une part, et aux abondances météoritiques d'autre part ( $m(\text{Al}) = 8620 \text{ ppm}$ , Anders et Ebihara (1982)). On trouve, pour la masse totale du corps à vaporiser:

$$M > 10^{13} \text{ g,}$$

ce qui correspond à un corps de rayon supérieur à 0.3 km pour une densité égale à 1.

**Remarque 1 :** Cette évaluation suppose que le corps est entièrement vaporisé pour rendre compte de la raie observée.

**Remarque 2 :** La même estimation faite en utilisant les largeurs équivalentes des autres raies variables (Ca II, Fe II) donne des résultats de même ordre de grandeur pour la taille du corps.

**Remarque 3 :** Cette évaluation reste valable même si, comme les observations semblent le montrer, la taille du nuage de gaz absorbant est plus petite que la surface projetée du disque de l'étoile.

**Structure du nuage absorbant :** Ce scénario explique aussi de façon naturelle la structure "nuageuse" du gaz absorbant mise en évidence précédemment. Une fois évaporé, le gaz est d'abord localisé autour du corps parent, produisant des raies d'absorption décalées vers le rouge, pas nécessairement profondes, mais qui peuvent être saturées. Plus tard, le gaz s'éloigne du corps parent et le nuage s'étale, devenant plus transparent au rayonnement de l'étoile et plus sensible à d'autres forces telles que la pression de radiation. On aura alors des absorptions moins saturées, à moins grande vitesse (ce sont de telles absorptions qui sont le plus souvent observées).

---

<sup>2</sup>Ceci suppose cependant que l'extension du gaz variable Al III est supérieure au disque projeté de l'étoile

**Estimation de l'émission due à l'évaporation d'un corps solide :** Puisque nous avons détecté une émission dans la raie H du Ca II, nous pouvons tester ce modèle en calculant la taille du corps nécessaire pour donner par évaporation, cette émission observée. Pour cette évaluation qui reste au premier ordre, nous négligeons tout effet de transfert.

L'énergie émise par unité de temps par  $N$  ions Ca II dans la raie H dans l'angle solide  $d\Omega$  vaut

$$Em = h\nu \times AN(^2P) \times \frac{d\Omega}{4\pi}$$

soit encore

$$Em = h\nu \times BN(^2S)u_\nu(r) \times \frac{d\Omega}{4\pi}$$

(les notations ont les mêmes que celles adoptées au chapitre II). soit

$$Em = h\nu \times BN(^2S) \frac{F_\nu(r)}{c} \times \frac{d\Omega}{4\pi}$$

L'énergie reçue par unité de temps, de surface à la distance  $d$ , et par unité de longueur d'onde vaut :

$$Em = h\nu \times \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} AN(^2S) \times \frac{F_\nu(r)}{c} \times \frac{1}{4\pi d^2} \times \frac{1}{\Delta\lambda} \times \frac{\lambda^2}{c}$$

soit

$$Em = \frac{1}{8\pi} \times AN(^2S) \times F_\nu(r) \times \frac{1}{4\pi d^2} \times \frac{\lambda^4}{c\Delta\lambda}$$

Elle peut être comparée à l'énergie reçue de l'étoile par unité de temps, de surface, et de longueur d'onde, à la distance  $d$  :

$$E_* = F_\nu(d)$$

On a donc :

$$\frac{Em}{E_*} = \frac{1}{8\pi} AN(^2S) \frac{d^2}{r^2} \frac{\lambda^4}{4\pi d^2} \frac{1}{c\Delta\lambda}$$

soit numériquement

$$\frac{Em}{E_*} = 2.8 \cdot 10^{-37} N(^2S) \frac{1}{\Delta\lambda} \frac{1}{n^2}$$

où  $n$  est la distance du gaz à l'étoile, exprimée en rayons stellaires.

Pour un corps vaporisé ayant une taille de  $r$  km et une densité égale à 1, le nombre total d'atomes d'hydrogène est  $2.5 \cdot 10^{39} r^3$  atomes, et celui de Ca II sera, en prenant  $A_\odot \simeq 2.2 \cdot 10^{-6}$ , (Ross et Aller (1976)) égal à  $5 \cdot 10^{33} r^3$  atomes.

On obtient donc :

$$\frac{Em}{E_*} = 1.4 \cdot 10^{-3} \times \frac{1}{\Delta\lambda} r^3 \frac{1}{n^2}$$

Pour avoir  $Em/E_* = 10\%$  avec  $\Delta\lambda \simeq 0.5\text{\AA}$ , comme semblent l'indiquer les observations, il faut que  $r^3$  soit de l'ordre de  $35 n^2$ . Pour  $n \simeq 20$  (voir chapitre suivant), on trouve  $r \simeq 23$  km. Cette valeur est sensiblement plus grande que celle dérivée précédemment; un corps de 1 km ne peut pas reproduire une telle émission. Cependant, cette estimation suppose que le niveau  $^2P$  est peuplé par photoexcitation. Si le milieu est très dense, et la température élevée, comme c'est sans doute le cas dans le scénario proposé, les collisions peuvent être efficaces pour peupler plus efficacement le niveau  $^2P$  et dans un tel cas, la taille du corps peut être plus petite.

Remarque: pour détecter une telle émission, il faut que le gaz n'absorbe pas en même temps, i.e. ne soit pas situé sur la ligne de visée. Cela est possible si le corps en chute vers l'étoile tombe avec une certaine inclinaison par rapport à la ligne de visée. On doit donc, dans un tel cas, observer une émission mais pas une absorption. Cependant, si plus tard, l'orbite du corps traverse la ligne de visée, alors des composantes en absorption peuvent apparaître. Ceci peut donc constituer un scénario plausible pour décrire nos récentes observations d'une composante en émission en Calcium II et l'absence au même moment de composante en absorption dans cette même raie, puis l'observation, quelques heures après d'une absorption dans le rouge en Al III.

**Différences de vitesses terminales pour les différents ions :** Une approche plus quantitative de ce scénario sera traitée dans le chapitre suivant pour rendre compte des différences de vitesses terminales observées pour les différents ions, en particulier la différence de comportement entre Al III et Ca II (*cf* Beust et al (1989)).

## IV.7 De quels corps peut-il s'agir ?

On peut se demander de quels corps il peut s'agir en chute vers l'étoile. Si l'on se réfère au seul cas connu de gros corps autour d'étoiles (notre propre Système Solaire), deux possibilités s'offrent à nous : des comètes ou des planétésimaux, c'est à dire des corps de la taille du kilomètre qui auraient peuplé notre Système Solaire peu après l'effondrement de la Nébuleuse primitive et avant la formation de grosses planètes (voir par exemple, Goldreich et Ward (1973)).

La présence de comètes auour de  $\beta$  Pic a été indépendemment proposée par Weissmann (1985). De plus, la chute de comètes a déjà été observée sur le Soleil (Michels et al (1982)). On n'a pas d'estimation de la fréquence de ces évènements dans le cas du Soleil, mais ils sont sans doute assez rares. Les comètes étant en grande partie dans le nuage de Oort, situé très loin du Soleil (50000 UA), il est sans doute difficile de

perturber l'orbite d'un grand nombre de ces objets de manière telle qu'ils tombent sur le Soleil. Si un tel nuage existe autour de  $\beta$  Pic , alors on peut douter qu'un grand nombre de comètes tombe sur cette étoile, ce qui est pourtant nécessaire pour expliquer la fréquence des événements observés en Al III.

Les planétésimaux peuvent être évoqués pour expliquer nos observations. Ceux-ci étaient dans notre Système Solaire en effet beaucoup plus près du Soleil (au niveau des planètes actuelles). De plus, ils étaient très nombreux et des collisions entre de tels objets se produisaient alors sans doute fréquemment. De telles collisions pouvaient alors très bien amener ces planétésimaux sur le Soleil et leur vaporisation pouvait avoir lieu. Dans le cas de  $\beta$  Pic, on peut donc envisager un tel scénario pour expliquer nos observations. Notons que si les collisions peuvent amener les planétésimaux sur l'étoile, la perturbation par un corps plus massif pourrait aussi bien le faire.



## IV.8 Articles

On trouvera ci-après les copies de trois articles :

1. "The Beta Pictoris circumstellar disk - IV. Redshifted UV lines", par A.M. Lagrange, R. Ferlet, et A. Vidal-Madjar, paru dans *Astronomy and Astrophysics* **173**, 289 (1987).
2. "The Beta Pictoris circumstellar disk -VI. Evidence for material falling on to the star", par A.M. Lagrange-Henri, A. Vidal-Madjar, et R. Ferlet, paru dans *Astronomy and Astrophysics* **190**, 275 (1988).
3. "The circumstellar gas around Beta Pictoris circumstellar disk - VIII. Evidence for a clumpy structure of the infalling gas", par A.M. Lagrange-Henri, H. Beust, R. Ferlet, et A. Vidal-Madjar, accepté dans *Astronomy and Astrophysics Letters*, sous presse, IAP preprint 267.

## The Beta Pictoris circumstellar disk

### IV. Redshifted UV lines<sup>★</sup>

A.M. Lagrange, R. Ferlet and A. Vidal-Madjar

Institut d'Astrophysique de Paris 98 bis, Bd. Arago, F-75014 Paris, France

Received April 14, accepted June 9, 1986

**Summary.** Several new and archive observations with the International Ultraviolet Explorer have confirmed the variability of the UV circumstellar absorption lines of Fe II and Mg II toward beta Pictoris. We furthermore show here that all these variations take place on the red wing of the lines, in material which is moving toward the star. Tentative scenarios are suggested.

**Key words:** stars: circumstellar matter – UV radiation.

#### 1. Introduction

Observations obtained with the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) identified many stars with a far-infrared excess relative to a Planck function at the effective stellar temperature (Aumann et al., 1984). In some cases, this excess is attributed to thermal re-radiation of starlight absorbed by solid particles around the star, which seem to have the striking property of being larger by several orders of magnitude than the normal interstellar grains. Among these stars, beta Pictoris is up to now the only one for which a disk of dust has been imaged, at 0.89  $\mu\text{m}$  by Smith and Terrile (1984).

Because this disk extends to about 400 AU from  $\beta$  Pic and is seen nearly edge-on, it is a favourable candidate for absorption lines studies. Indeed,  $\beta$  Pic was already classified as a shell star by Slettebak (1975), who detected a strong narrow Ca II absorption centered on the rotationally broadened stellar line. The presence of a gaseous circumstellar disk around  $\beta$  Pic has been further established and analyzed in the UV (Slettebak and Carpenter, 1983; Kondo and Bruhweiler, 1985) and in the visual (Ca II and Na I; Hobbs et al., 1985, paper I; Vidal-Madjar et al., 1986, paper II).

Two characteristics of the gaseous disk as seen in the UV have been pointed out. First, Slettebak and Carpenter (1983) have

extensively observed narrow absorption lines arising from excited, metastable, lower levels of Fe II and with similar observations, Kondo and Bruhweiler (1985), have deduced that the absorbing medium should be relatively dense and close to the star (less than about 1 AU). This has been more quantitatively confirmed in Paper II: the Ca II absorption may take place even without about 0.5 AU and the gaseous density there is of the order of  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Second, Kondo and Bruhweiler (1985) have also demonstrated through comparison with previous IUE archive data that important changes do occur in these Fe II lines. Very recently, similar time-variations have been recorded in the Ca II-K line profile (Ferlet et al., 1986, paper V).

We present here new UV observations of  $\beta$  Pic obtained with IUE (Sect. 2) and discuss some possible scenarios describing the circumstellar matter around this southern star (Sect. 3).

#### 2. Observations

Using the International Ultraviolet Explorer (IUE) satellite (Boggess et al., 1978), we obtained high resolution spectra ( $\sim 0.2 \text{ \AA}$ ) of the stars  $\alpha$  Pic and  $\beta$  Pic in May 1985. Stellar parameters and the log of observations are given in Table 1. Third file images (geometrically and photometrically corrected) as reduced with the standard IUE software available at Villafranca were processed with the ESO IHAP system available at IAP in Paris. As a result from the combined effect of the SWP camera sensitivity and the overall stellar continuum of A stars, the noise dominated shortward of  $\sim 1500 \text{ \AA}$ . Therefore, some of the strongest and in general easily detectable resonance absorption lines like those of N I, O I, Si II, S II are not available.

We study here the absorption lines of Fe II, Mg II and Mg I. The spectra of these lines are of good quality (no saturated pixels and no ITF extrapolation), and are then quite reliable.

Because of various problems which can affect the stability of line centroids, radial velocities deduced from IUE spectra are not more accurate than  $10 \text{ km s}^{-1}$  in a single spectrum. We will thus relate the relative velocity observed toward  $\beta$  Pic to a reference wavelength scale provided by the spectrum of  $\alpha$  Pic.

Due to the large intrinsic  $v \sin i$  of both stars, identification of the narrow interstellar components is straightforward. In the case of  $\alpha$  Pic, these are truly interstellar lines, while for  $\beta$  Pic they represent a mixture of both interstellar and circumstellar gaseous absorptions. We know from the Na I high resolution ground-

Send offprint requests to: A.M. Lagrange

<sup>★</sup> Based on observations by the International Ultraviolet Explorer collected at the Villafranca Satellite Tracking Station of the European Space Agency

Table 1

Stellar parameters						
	Name	$\alpha$ Pic		$\beta$ Pic		
	HD-number	50241		39060		
	HR-number	2550		2020		
	$\alpha$ (2000.0)	06 <sup>h</sup> 48 <sup>m</sup> 11 <sup>s</sup>		05 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup>		
	$\delta$ (2000.0)	-61°56'		-51°04'		
	$l''$	271.92		258.37		
	$b''$	-24.10		-30.61		
	distance (pc)	20		18		
	$V_{\text{rad}}$ (km s <sup>-1</sup> )	+21		+20		
	$V \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	205		139		
	$m_v$	3.27		3.85		
	Spectral type	A7 IV		A5 V		
IUE-image parameters						
Object	Camera	Recording	UT	Aperture	Resolution	Exposure
HD number	Image number	date	(mid obs)			time
Name						
HD 39060	SWP 25840	2 may 1985	23h32'00	large	high	120 m 0s
$\beta$ Pic						
HD 39060	SWP 25841	2 may 1985	02h24'23	large	high	10 m 0s
$\beta$ Pic						
HD 39060	SWP 25842	2 may 1985	03h35'21	large	high	10 m 0s
$\beta$ Pic						
HD 50241	SWP 25843	2 may 1985	04h38'51	large	high	6 m 0s
$\alpha$ Pic						
HD 39060	LWP 5891	2 may 1985	01h37'32	large	high	4 m 0s
$\beta$ Pic						
HD 39060	LWP 5892	2 may 1985	02h57'47	large	high	4 m 0s
$\beta$ Pic						
HD 50241	LWP 5893	2 may 1985	04h29'27	large	high	2 m 30s
$\alpha$ Pic						
HD 39060	LWP 5016	16 dec 1984	15h50'46	large	high	4 m 50s
$\beta$ Pic						

based observations reported in paper II that the truly interstellar contribution towards these two nearby stars (see Table 1) cancel each other perfectly, i.e. are at the same wavelength. We can therefore use the narrow  $\alpha$  Pic interstellar lines as wavelength references and adjust accurately the spectrum of  $\beta$  Pic on the  $\alpha$  Pic one when broad absorption features are observed in  $\beta$  Pic. This is shown in Fig. 1 where the narrow lines of Mg I 2852 Å for both stars have been aligned.

Using this velocity reference, we discovered a striking behaviour of the strong Fe II and Mg II absorption lines observed toward  $\beta$  Pic (Fig. 2): the  $\alpha$  Pic narrow interstellar line always corresponds to the blue edge of the respective  $\beta$  Pic feature. In particular, the broad Mg II profile, which mimics in  $\beta$  Pic a strongly saturated line, is due in fact to a relatively weak line centered on the broad stellar troughs (and by coincidence occurring at the same wavelength as the interstellar contribution, as already showed in paper II) with a large and shallow absorption on its red wing, due to material spread in velocity space, and moving away from us.

One can notice also that the red wing of the Fe II lines seem to rise more rapidly than the Mg II ones. This is consistent with our description: the steepness of the red wing depends upon the strength of the corresponding absorption. This further explains why the stronger Mg II line at 2798 Å presents the deepest and largest red wing.

We then compared these observations of Mg II and Fe II towards  $\beta$  Pic with previous spectra acquired in December 1984 (see Table 1). We confirm the Fe II line changes as described by Kondo and Bruhweiler (1985), and we show (see Fig. 3) that Mg II lines also change, on time scales of about months. We furthermore demonstrate that the line changes arise in the red part of the absorption wings. Similar statements have been given in paper V for the visual Ca II-K line.

We will now suggest a few possible interpretations for the large redward and variable contribution obviously seen in the strong enough absorption lines of Mg II and Fe II towards  $\beta$  Pictoris.

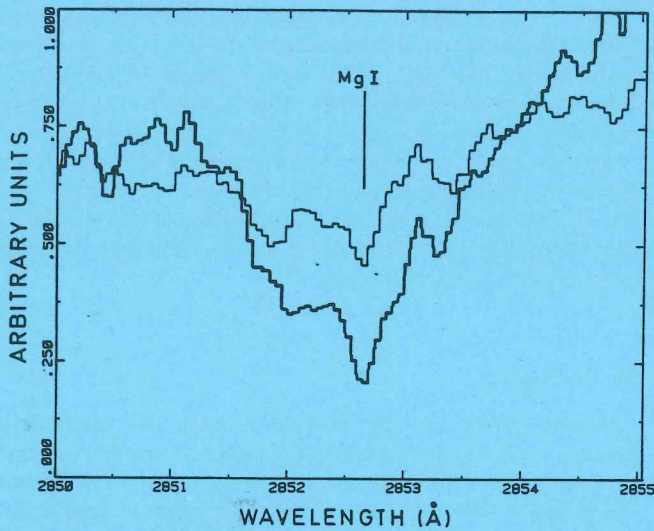


Fig. 1. Mg I line 2852 Å:  $\alpha$  Pictoris (thin line) over  $\beta$  Pictoris (thick line): The narrow lines of both stars are aligned. Data from LWP 5891 ( $\beta$  Pictoris) and LWP 5893 ( $\alpha$  Pictoris) (also in figures 2a, b, c). Both sets of data have been slightly smoothed in order to clarify the figures (also in Figs. 2a, b, c and 3a, b)

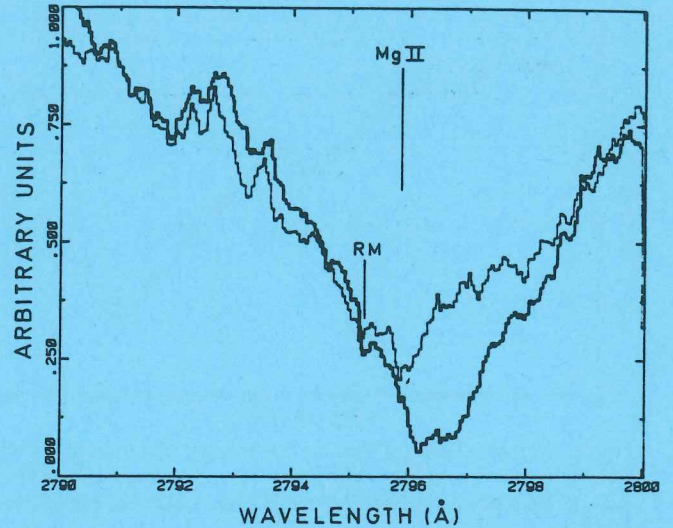


Fig. 2b. Mg II line 2795 Å:  $\alpha$  Pictoris (thin line) over  $\beta$  Pictoris (thick line)

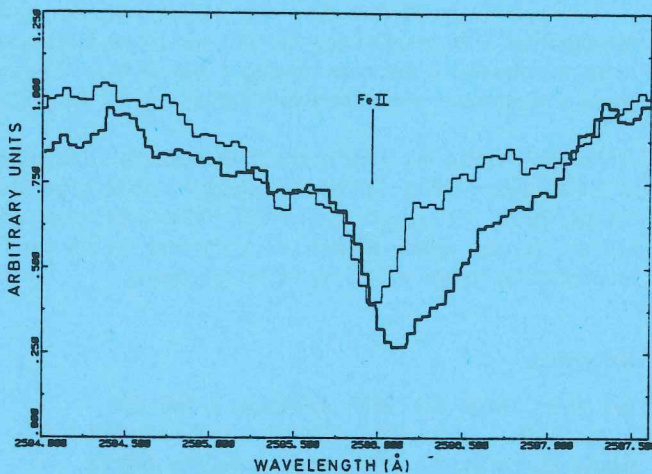


Fig. 2a. Fe II line 2586 Å:  $\alpha$  Pictoris (thin line) over  $\beta$  Pictoris (thick lines): The  $\alpha$  Pictoris narrow interstellar line corresponds to the blue edge of the corresponding  $\beta$  Pictoris feature (also in Figs. 2b and 2c)

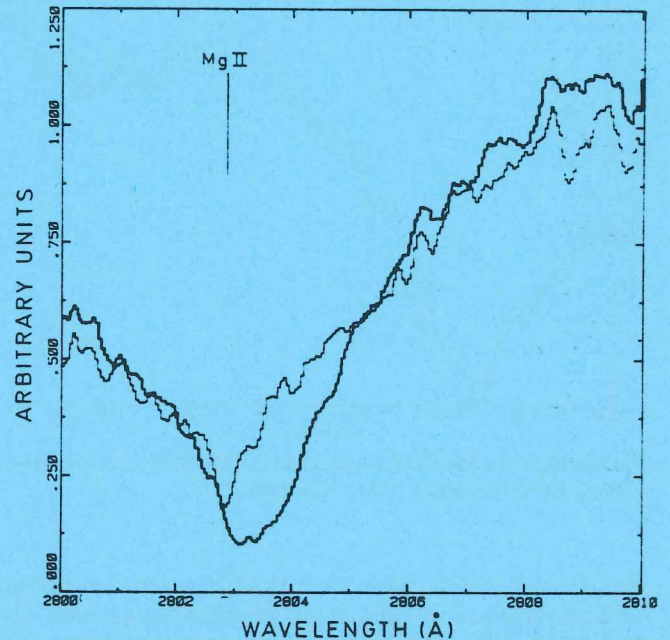


Fig. 2c. Mg II line 2802 Å:  $\alpha$  Pictoris (thin line) over  $\beta$  Pictoris (thick line)

### 3. Discussion

There are several possible locations where the observed redshifted features could be produced. First, they may be due to inhomogeneities on the stellar surface, or related to some kind of stellar pulsations as described, for instance, in Baade and Ferlet (1984). However, it is then difficult to understand why they are systematically redshifted. It is possible that the time coverage of the present observations was not sufficient to reveal blueshifted absorptions.

A second explanation in terms of a shell close to the stellar surface seems more natural. In effect,  $\beta$  Pictoris has been classified, long before the discovery of its circumstellar dust disk, as a "possible shell star but with anomalies" by Slettebak (1975) on

the basis of Ca II observations. The UV data confirmed that  $\beta$  Pic is very similar to other usual A-type shell stars (Slettebak and Carpenter, 1983). As discussed by Abt and Moyd (1973), some of these shell stars seem to lie above the main sequence in an HR-diagram, and these authors concluded that the shell stars could likely be the rapid rotators that are in, or have recently passed through, a stage of contraction during which an absorbing disk very close to the star might develop. This could provide a natural explanation for the observed redshift.

However, even though  $\beta$  Pic is a member of the A-type shell stars group, recent ground-based observations by Hobbs (1986, paper III) suggest that  $\beta$  Pic could be nevertheless unique. Among

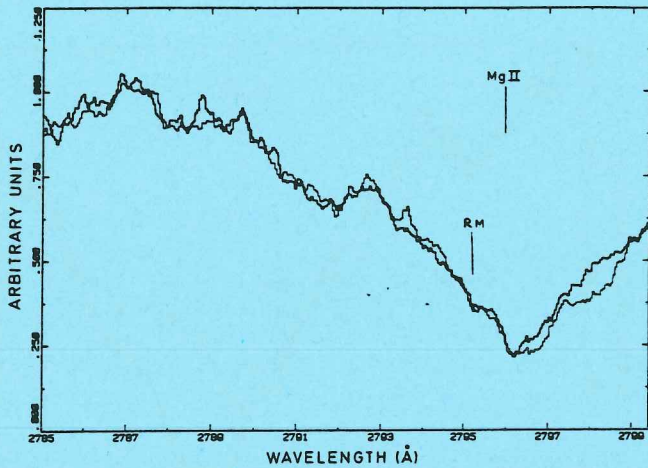


Fig. 3a. Mg II line 2795 Å;  $\beta$  Pictoris line in May, 1985 (thin line) over  $\beta$  Pictoris line in December, 1984 (thick line). Data from LWP 5891 ( $\beta$  Pictoris, May 1985) and LWP 5016 ( $\beta$  Pictoris, December 1984) (also in Fig. 3b)

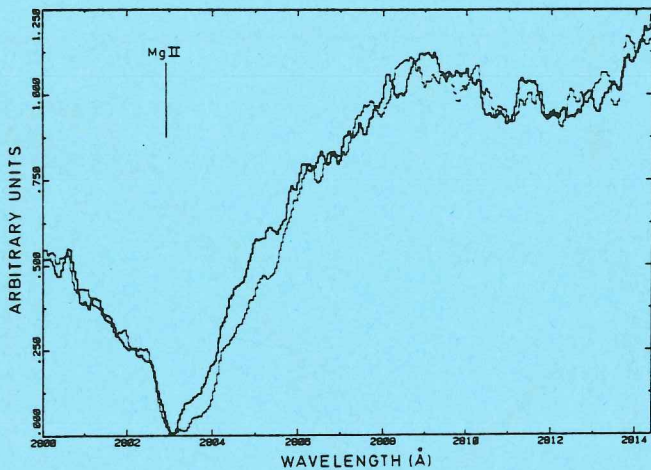


Fig. 3b. Mg II line 2802 Å;  $\beta$  Pictoris line in May, 1985 (thin line) over  $\beta$  Pictoris line in December, 1984 (thick line)

his still small sample, none of the IRAS stars reveal a shell-like Ca II absorption, and none of the "classical" long-known shell stars having a strong Ca II line show the corresponding Na I line as in the case of  $\beta$  Pic.

The uniqueness of  $\beta$  Pic may also possibly require a new interpretation for the shell lines. This leads us to a third explanation. In the frame of the model presented in paper II, it is suggested that the dust grains in the circumstellar disk imaged by Smith and Terrile (1984) slowly drift toward the star and are evaporated at about 0.5 AU from it. Therefore, depleted elements locked in these grains are returned to the gas phase and produce the bulk of the apparently stable part of the absorption observed on the blue side of the line (Fig. 3).

To further explain the redshifted material, we suggest that the gas continues to fall down toward the star. In effect, ground-based observations now indicate (paper V) that in the case of Ca II,

inward velocities are sometimes observed in the range of 10–40  $\text{km s}^{-1}$ . This indicates that two different regions, resolved by the very high resolution of ground-based observations, probably do exist in the inner part of the disk: a region at about 0.5 AU, already mentioned in paper II, where Ca II has a small inward velocity, and a new region, seen in Ca II, but also seen here in Fe II and Mg II, closer to the star, where the inward velocities are larger. Note in particular, that the observed Mg II inward velocity extent, as measured in the strongest Mg II line, of  $120 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ , approximately coincides with the free fall velocity at a distance of about 0.2 AU from the star.

#### 4. Conclusion

We have shown that the profiles of strong UV circumstellar absorption lines observed toward  $\beta$  Pictoris are asymmetric with a redshifted wing increasing with the strength of the lines at a given epoch. We also confirm that variations on time scale of months do occur in the redshifted part of the lines while the bulk of these lines appear relatively stable near the center of the broad stellar troughs.

Although a pure stellar surface phenomenon cannot be definitively ruled out at the present stage, it seems more likely to relate the observed behaviour to a gaseous shell, either very close to the star, or in the inner part of a much more extended dust disk. In both cases, matter is falling down toward the star with velocities ranging roughly between 20 and 120  $\text{km s}^{-1}$ .

It should be noted that these two scenarios are not at all incompatible.  $\beta$  Pic is up to now the only star (paper III) known to be surrounded at the same time by a disk of both dust and gas, and many more observations are needed to clarify this puzzle.

*Acknowledgements.* We want to thank the resident astronomers in Villafranca, C. Gry and A. Cassatella for their help. M.F. Coupry for fruitful discussions and M.C. Pelletan for editing this article. We also thank Kennett G. Carpenter for his careful reading of the paper and for his useful comments.

#### References

- Abt, H.A., Moyd, K.I.: 1973, *Astrophys. J.* **182**, 809
- Aumann, H.H., et al.: 1984, *Astrophys. J., Letters* **278**, L23
- Baade, D., Ferlet, R.: 1984, *Astron. Astrophys.* **140**, 72
- Boggess, A., et al.: 1978, *Nature* **275**, 372
- Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1986, in preparation (paper V)
- Hobbs, L.M.: 1986, *Astrophys. J.*, accepted (paper III)
- Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **293**, L29 (paper I)
- Hoffleit, D.: 1985, *The Bright star catalogue*, 5th revised version, Yale University Press
- Kondo, Y., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **291**, L1
- Slettebak, A.: 1975, *Astrophys. J.* **197**, 137
- Slettebak, A., Carpenter, K.G.: 1983, *Astrophys. J. Suppl.* **53**, 869
- Smith, B.A., Terrile, R.J.: 1984, *Science* **226**, 1421
- Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E.: 1986, *Astron. Astrophys.*, accepted (paper II)



# The $\beta$ Pictoris circumstellar disk

## VI. Evidence for material falling on to the star

A. M. Lagrange-Henri\*, A. Vidal-Madjar\*, and R. Ferlet

Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis, boulevard Arago, F-75014 Paris, France

Received March 3, accepted June 16, 1987

**Summary.** New archive observations with International Ultraviolet Explorer (IUE) are used to study the temporal variations of the circumstellar absorption towards  $\beta$  Pictoris. We first show that strong variations occur in the redshifted part of the resonance lines of Al III, Mg II, and Fe II, and also of metastable lines of Fe II. These variations are then studied in detail; they suggest that large amounts of gas sometimes fall on to the star, with high velocities. Some possible interpretations are discussed and seem to support the idea that the  $\beta$  Pic circumstellar disk could be populated by solid bodies of few kilometers size.

**Key words:** stars: circumstellar matter – UV absorption lines – solar system formation

**Table 1.** Stellar parameters of  $\beta$  Pictoris

Name	Beta Pictoris
HD number	39060
HR number	2020
Alpha (2000.0)	5 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup>
Delta (2000.0)	–51°4'
$l_{II}$	258°37'
$b_{II}$	–30°61'
Distance (pc)	18
$V_{rad}$ (km s <sup>-1</sup> )	20
$v \sin(i)$ (km s <sup>-1</sup> )	139
mV	3.85
Spectral type	A5V

### 1. Introduction

The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) star  $\beta$  Pictoris (stellar parameters in Table 1) has now been studied for several years. It appears that this A5V star is surrounded by both dust and gas. The dust has been imaged for the first time by Smith and Terrile (1984) revealing a wide ( $\sim 500$  AU), flattened disk, seen nearly edge on, which is made of grains much larger than usual interstellar grains. Because of the favorable orientation of the disk, the gaseous component can be studied in absorption. Observations were then made both in the visible (Ca II and Na I, Hobbs et al., 1985, Paper I; Vidal-Madjar et al., 1986, Paper II; Ferlet et al., 1987, Paper V) and in the UV (Slettebak and Carpenter, 1983; Kondo and Bruhweiler, 1985; Lagrange et al., 1986, Paper IV). Formely, Slettebak (1975), on the basis of Ca II observations, had classified  $\beta$  Pic as a possible shell star, but with anomalies.

The UV observations revealed the presence of strong Mg II, Fe II (either stable or metastable) absorption lines. More recent observations have shown that in May 1985 Mg II lines were asymmetrical and redshifted (Paper IV). This was explained by the presence, beside a central component (i.e. with no radial velocity with respect to the star), of a red one, not resolved by IUE, but

clearly seen in high resolution ground based observations of Ca II (Paper V). It was also shown by comparison with another spectrum taken in May 1984, that the absorption feature had changed.

The purpose of this paper is to further investigate the temporal variations of the UV circumstellar absorption lines towards  $\beta$  Pic, over a wide range of wavelengths and with a larger set of spectra (Sect. 2). The observational results are given in Sect. 3 and discussed in Sect. 4. We then review some possible interpretations (Sect. 5).

### 2. Observations

#### 2.1. The data

High resolution ( $\sim 0.2$  Å) observations of  $\beta$  Pic have been carried out in July, August, October 1986 and January 1987, using the International Ultraviolet Explorer (IUE) satellite (Boggess et al., 1978). The third file images, geometrically, photometrically and ripple corrected were reduced with the ESO IHAP software available in Institut d'Astrophysique de Paris.

The log of new observations are given in Table 2; also given are the log of archival data used here. The 31 spectra represent 9 different dates of observations.

Because of the combined effect of the sensitivity of the LWP and SWP cameras and the UV continuum radiation of an A5V star, the available range of wavelengths is 1650–2050 Å for a 10 mm

Send offprint requests to: A. M. Lagrange-Henri

\* Based on observations by the International Ultraviolet Explorer collected at the Villafranca Satellite Tracking Station of the European Space Agency

**Table 2.** Log of new IUE observations of  $\beta$  Pic, and archival data (\*). All observations are high dispersion ones, with the large aperture (except SWP 12216: small aperture). Exposure times are 10 min for the short camera (except SWP 12216: 25 min) and 4 min for the long camera (except LWP 5016: 4 min 50 s)

Camera image number	Recording date	UT mid. obs.	Camera image number	Recording date	UT mid. obs.
SWP 11216*	81/2/2	4:36	SWP 28801	85/7/31	22:07:35
LWP 5016*	86/12/16	15:22:31	LWP 8792	85/7/31	22:41:03
SWP 24706*	86/12/16	15:50:46	LWP 8832	86/8/4	19:09:33
LWP 5017*	86/12/16	16:25:18	SWP 28832	86/8/4	19:43:53
LWP 5891*	85/5/2	1:37:32	LWP 8916	86/8/17	18:02:38
SWP 25841*	85/5/2	2:24:23	SWP 28923	86/8/17	18:17:34
LWP 5892*	85/5/2	2:57:47	LWP 8919	86/8/17	2:15:12
SWP 25842*	85/5/2	3:35:21	SWP 28926	86/8/17	2:23:55
LWP 8768	85/7/29	0:35:43	SWP 29380	86/10/5	17:39:47
SWP 28779	85/7/29	0:46:03	LWP 9252	86/10/5	18:13:13
LWP 8769	85/7/29	1:32:46	SWP 29381	86/10/5	18:52:50
SWP 28780	85/7/29	2:05:10	LWP 9253	86/10/5	19:40:24
LWP 8770	85/7/29	2:40:29			
LWP 8790	85/7/31	20:59:25	SWP 30143	87/1/23	12:45:54
SWP 28800	85/7/31	21:08:25	LWP 9999	87/1/23	13:03:04
LWP 8791	85/7/31	21:29:43	SWP 30144	87/1/23	13:45:46

exposure time with SWP and 2500–3000 Å for a 4 mn exposure time with LWP.

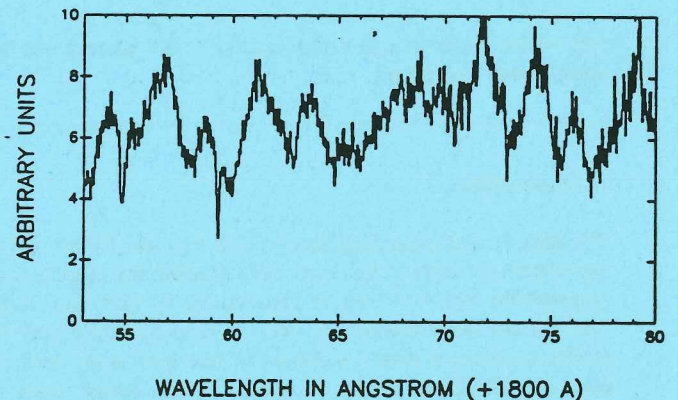
The  $\lambda$  calibration of  $\beta$  Pic spectra has been discussed in a former paper (Paper IV). It has been shown that the pure and sharp interstellar (IS)-absorption lines toward  $\alpha$  Pic (a star located near  $\beta$  Pic) could be used as wavelengths references in  $\beta$  Pic spectra when broad absorption features, due to IS plus circumstellar (CS) gas, are observed.

## 2.2. The method

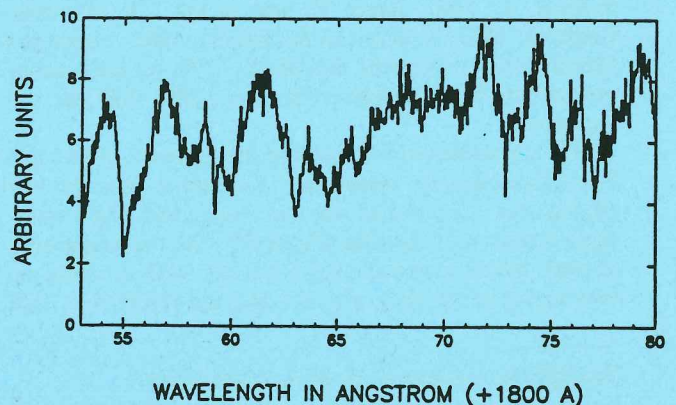
In order to study precisely the temporal variations, it is necessary to distinguish the varying features from the constant ones. For that purpose, one of the LWP spectra (LWP 8768), which presented one of the weakest Mg II circumstellar absorption lines, was taken as a reference. For short wavelengths, the reference spectrum is SWP 28779, which was acquired just after LWP 8768. All other spectra were then divided by the reference ones.

The spectacular effects of the division are illustrated in the special case of the Al III doublet at 1854 Å and 1862 Å. Although these lines, clearly present in both the reference spectrum (Fig. 1) and the undivided one (Fig. 2), do actually show variations: it is impossible to make reliable measurements on these variations: the continuum is not well defined and the lines of interest, especially the 1862 Å one, are blended with other photospheric lines. On the contrary, after the division, the signal is constant all over the order, except at wavelengths where the variable absorptions are expected (Fig. 3).

The variable components are now detected without ambiguity and can be studied more precisely. This method thus gives access to physical parameters which are hidden in the undivided spectra: the equivalent widths, easily measurable because of the flat new "continuum", the velocity distribution and the maximum Doppler velocities of the features.



**Fig. 1.** Al III resonance absorption lines (1854 and 1862 Å) in SWP 28779 (reference spectrum)



**Fig. 2.** Al III absorption lines in SWP 25842. Both are asymmetrical, due to an important absorption in their red part, which is not present in SWP 28779



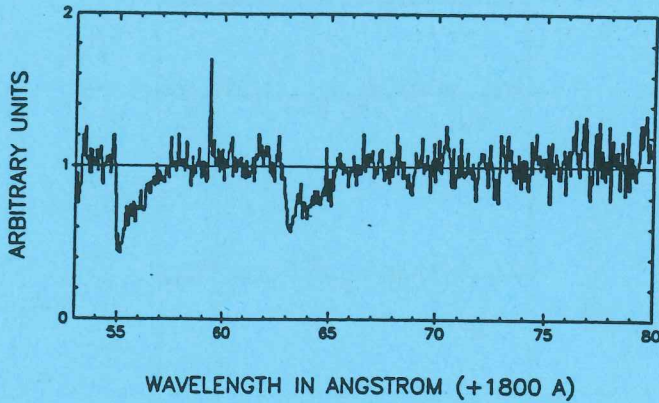


Fig. 3. Al III variable features visualised by dividing SWP 25842 by SWP 28779. The signal is constant overall, except at wavelengths corresponding to these variable components

As a consequence of this method, in the following sections, the variations are reported with respect to the reference date (86-07-29) when LWP 8768 and SWP 28779 were recorded.

### 3. Observational results

#### 3.1. Systematic search for variable lines

The variable lines have been looked for across the entire available range of wavelengths, using the two spectra LWP 5892 and SWP 25842. They were chosen because the strong redshifted component in Mg II absorption line described in Paper IV was

observed in LWP 5892; SWP 25842 was recorded at the same epoch. These two spectra were divided by the reference ones.

The  $S/N$  ratio in an IUE spectrum is not constant over  $\lambda$ . Nevertheless, we set the limit of detectable features at around 50 mÅ. Table 3 lists all the observed variable features, along with 4 unidentified lines.

All observed variable features are in absorption. The most spectacular variations are observed for the Al III resonance doublet (Fig. 3) and the Mg II one (Fig. 4). Fe II resonance absorption lines arising from 0 level and also from higher  $J$  levels (384, 667, 862, and 977  $\text{cm}^{-1}$  above the ground level), and Fe II metastable lines (UV 63 and UV 62) also show variations (Figs. 5 and 6). In these divided spectra, no variable features are observed at the wavelengths corresponding to the strong stellar and may be also circumstellar absorption lines of Si II, Si II\* (arising from 287  $\text{cm}^{-1}$  above ground level), Zn II, Mn II.

#### 3.2. Temporal variations

We studied then in detail 3 of the strongest variable resonance lines: Al III 1854 Å, Mg II 2802 Å and Fe II 2585 Å, with all available data, using the same technique.

The observed features in the divided spectra appear quite similar, when taken at the same time: they all show a very sharp blue edge at a constant wavelength, corresponding (within the error bars), to the  $\beta$  Pic radial velocity (20  $\text{km s}^{-1}$ ), and a strongly variable red wing. For instance, the redshift and the equivalent width of the variable 1854 Å Al III feature in the divided spectra vary from 100 to 400  $\text{km s}^{-1}$ , and from 0 to 600 mÅ (Table 4a).

More precisely, these features can be divided into two types, with respect to their shape:

Table 3. List of identification of all detected variable lines with  $W_\lambda$  greater than about 50 mÅ

Wavelength (Å)	Element	Multiplet	Energy level ( $\text{cm}^{-1}$ )
1706	Unidentified	—	—
1707	Unidentified	—	—
1850	Unidentified	—	—
1854	Al III	UV1	0
1862	Al III	UV1	0
2343	Fe II	UV3	0
2344	Fe II	UV3	977
2382	Fe II	UV2	0
2585	Fe II	UV1	0
2598	Fe II	UV1	385
2600	Fe II	UV1	0
2607	Fe II	UV1	668
2611	Fe II	UV1	385
2613	Fe II	UV1	863
2631	Fe II	UV1	863
2739	Fe II	UV63	7955
2743	Fe II	UV62	8847
2746	Fe II	UV63	8392
	Fe II	UV62	8680
2749	Fe II	UV62	8392
	Fe II	UV63	8680
2795	Mg II	UV1	0
2802	Mg II	UV1	0
2999	Unidentified	—	—

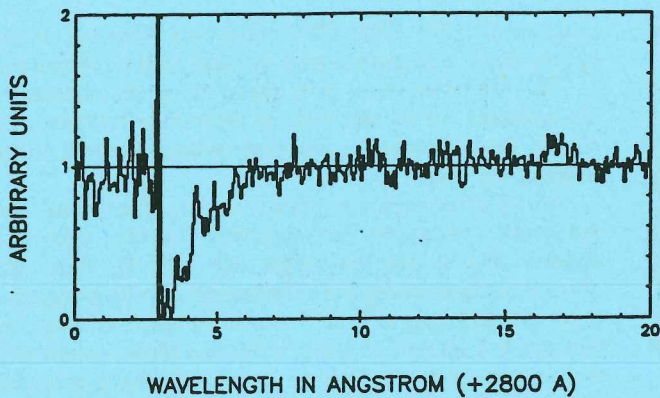


Fig. 4. Mg II variable resonance lines. From LWP 5892/LWP 8768

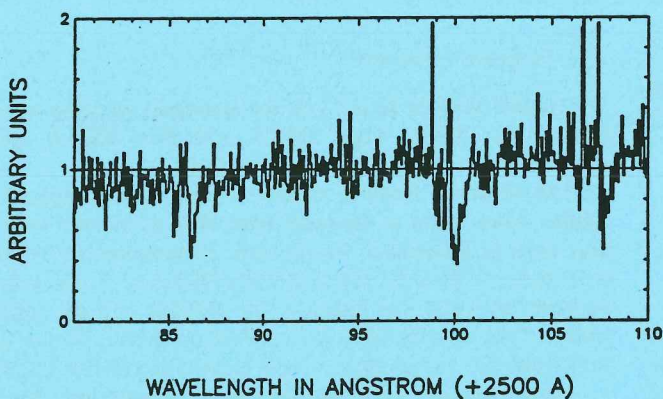


Fig. 5. Fe II variable resonance lines: Fe II 2585 Å, 2599 Å (arising from 0 energy level), Fe II\*\* 2607 Å (arising from  $667\text{ cm}^{-1}$  level above the ground level). From LWP 5892/LWP 8768

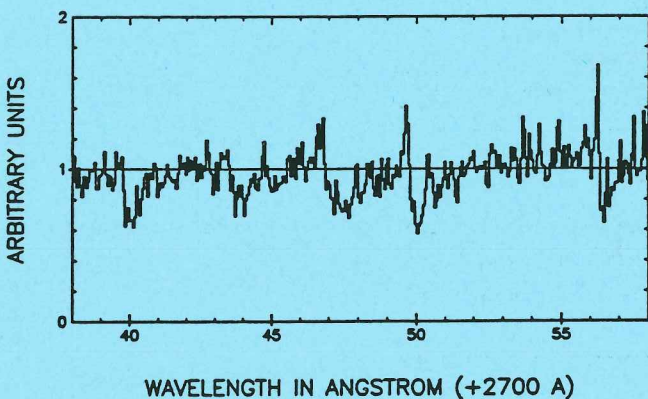


Fig. 6. Metastable Fe II variable features: UV 62, UV 63. From LWP 5892/LWP 8768

*Type 1:* symmetric and unshifted line (i.e. roughly at the stellar velocity). An example is given in Fig. 7. Variations are observed in equivalent widths from one epoch to the other, but not on time scales of hours. This kind of line will be referred as the "central" component.

*Type 2:* in addition to the central component there appears a very strong redshifted absorption (see Figs. 3–6 and also Fig. 8). In most cases, these 2 components are blended; however in one case, they are clearly separated (Fig. 9).

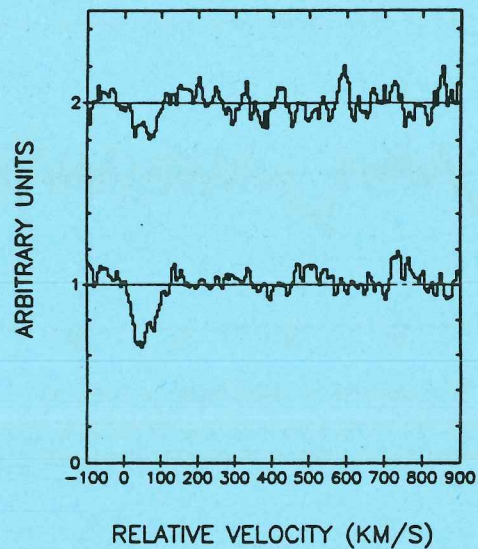


Fig. 7. First type of absorption features: Al III "central" component. From top to bottom, Al III 1862 Å and Al III 1854 Å lines from SWP 28800/SWP 28779

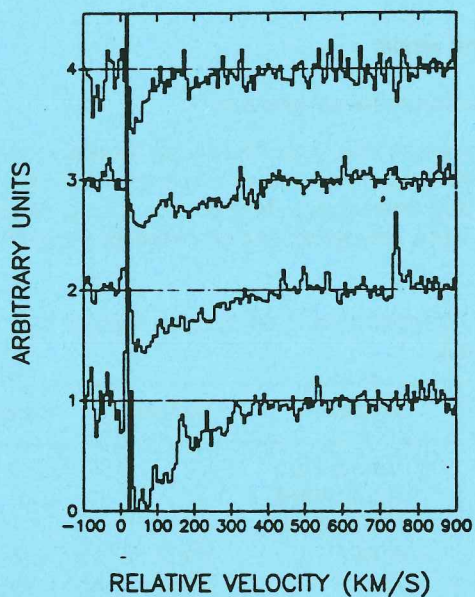


Fig. 8. Second type of absorption features: Fe II (2585 Å), Al III (1862 Å), Al III (1854 Å) and Mg II (2802 Å) variable lines (from top to bottom): All have a blue edge at the stellar velocity, and are strongly asymmetrical due to an important absorption in their red part. The maximum redshift increases from Fe II to Mg II to Al III

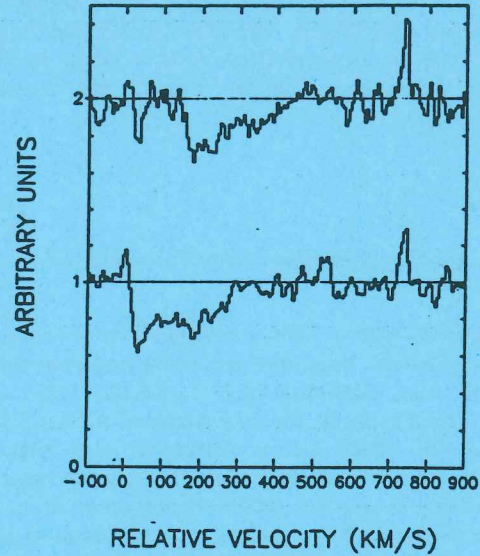
The total equivalent widths ( $W_\lambda$ ) and maximum velocities ( $V_{\text{max}}$ ) of these second type features are very high: respectively about  $400\text{ mÅ}$  and  $340\text{ km s}^{-1}$  for Al III,  $900\text{ mÅ}$  and  $290\text{ km s}^{-1}$  for Mg II (Table 4b),  $275\text{ mÅ}$  and  $150\text{ km s}^{-1}$  for Fe II (Table 4c).

Also spectacular are their short time scale variations, especially for  $V_{\text{max}}$ . This is illustrated in the case of Al III in Figure 9: in SWP 28923/SWP 28779, the central component and the redshifted one are clearly separated, as already mentioned; six hours later (SWP 28926/SWP 28779), they are blended, mostly due to an important blueshift ( $\sim 1\text{ Å}$ ) of the whole red component. On the contrary, in one other case,  $V_{\text{max}}$  significantly increases on short time scales.

**Table 4.** Equivalent widths (mÅ) and maximum Doppler velocities ( $\text{km s}^{-1}$ ) of the variable features measured in the divided spectra:

Table 4a: Al III 1854 Å line. The equivalent widths are measured between two fixed values:  $\lambda_1 = 1854.601$  and  $\lambda_2 = 1857.474$  Å, which are the extreme values in which all variations take place. Error bars: 10 mÅ for  $W_\lambda$  and  $25 \text{ km s}^{-1}$  for  $V_{\text{max}}$

Recording date	Camera image number	$W$	$V_{\text{max}}$
81/2/2	SWP 11216	269	100
84/12/16	SWP 24706	205	110
85/5/2	SWP 25841	625	295
85/5/2	SWP 25842	560	430
86/7/29	SWP 28780	—	0
86/7/31	SWP 28800	112	125
86/7/31	SWP 28801	83	110
86/8/5	SWP 28832	5	160
86/8/17	SWP 28923	320	445
86/8/17	SWP 28926	370	280
86/10/5	SWP 29380	330	270
86/10/5	SWP 29381	370	310
87/1/23	SWP 30143	453	260
87/1/23	SWP 30144	476	305



**Fig. 9.** Short time scale variations (hours) of Al III 1854 Å line. From SWP 28923/SWP 28779 (top), and SWP 28926/SWP 28779 (bottom)

**Table 4b and 4c.** Mg II 2802 Å and Fe II 2585 Å lines. Due to the poorer quality of the data on Mg II and Fe II compared to Al III ones, the equivalent widths could not be measured between fixed limits. This leads to larger error bars on  $W_\lambda$ . As a consequence,  $W_\lambda$  (and  $V_{\text{max}}$ ) were measured only for the strongest features (type II). Error bars: 25 mÅ for  $W_\lambda$  and  $25 \text{ km s}^{-1}$  for  $V_{\text{max}}$ . The variable limits,  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$  are given in columns 3 and 4

Recording date	Camera image number	Lambda 1	Lambda 2	$W$	$V_{\text{max}}$
85/5/2	LWP 5891	2802.862	2805.138	1120	260
85/5/2	LWP 5892	2802.862	2805.930	1105	345
86/8/17	LWP 8916	2803.011	2805.435	570	290
86/8/17	LWP 8919	2803.159	2804.940	940	240
86/10/5	LWP 9252	2803.011	2805.633	850	315
86/10/5	LWP 9253	2803.011	2805.386	755	290

**Table 4c**

Recording date	Camera image number	Lambda 1	Lambda 2	$W$	$V_{\text{max}}$
85/5/2	LWP 5891	2586.078	2587.491	450	190
85/5/2	LWP 5892	2586.032	2587.050	260	140
86/8/17	LWP 8916	2586.032	2586.448	115	65
86/8/17	LWP 8919	2585.987	2587.856	265	230
86/10/5	LWP 9252	2585.851	2587.400	260	180
86/10/5	LWP 9253	2585.988	2587.446	300	180

The red wing of the absorption features also shows, at least in some spectra, a linear shape that might be the signature of a peculiar velocity distribution. The slope of this line shape (e.g. Figs. 3–5), seems to decrease from Al III to Mg II to Fe II for simultaneous observations (Fig. 8). For each ion, moreover, it changes with time.

#### 4. Discussion

##### 4.1. Al III absorption lines; observed and non-observed variable elements

The observation of strong Al III absorption lines towards  $\beta$  Pic is very surprising: indeed, these lines are usually not observed in late A type shell stars (Slettebak and Carpenter, 1983). As an illustration, we show in Fig. 10, the example of a "standard" A5 shell star, 21 Vul, which has no detectable Al III lines. More generally, the stellar flux of late A type stars is not strong enough at short wavelengths to photoionize aluminium to Al III. Therefore, we have to invoke other ionization mechanisms to produce the stable part of Al III on one hand, and the variable one on the other hand.

Because the observed central component is quite sharp, it is more likely related to the circumstellar gas or even to the dusty disk around  $\beta$  Pic rather than to the stellar atmosphere. The variable part of the line, much broader, could be produced directly in the stellar atmosphere; however, since it is always redshifted, it is more probably due to material falling on the star, but at some distance off.

The ionization potentials of Mg II, Si II, Ca II, and Fe II are all below the Al III one (see Table 5). We can therefore expect Mg III, Si III, Ca III, and Fe III to be also present in absorption and to be variable. Unfortunately, their lines cannot be observed

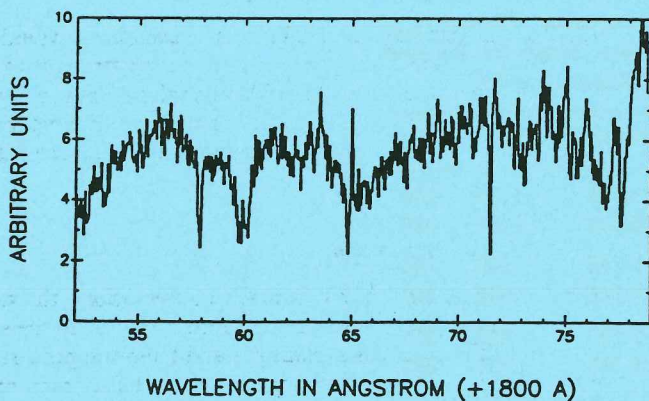


Fig. 10. 21 Vul, an A5 I V shell star: no Al III absorption (from SWP 15511)

Table 5. Ionization Potentials (eV) of some ions

Stage of ionization	Ionization potential
Mg II	15.03
Si II	16.34
Fe II	16.18
Al II	18.83
Ca II	11.87

because of the weak stellar flux of  $\beta$  Pic at the corresponding wavelengths.

The non observation of variations in strong lines of Si II (1808 Å), Si II\* (1816 Å), Zn II (2025 and 2062 Å), and Mn II (2576 Å) can be explained as follows: If we assume that the ratio of abundances for two ions (1 and 2) with roughly the same ionization potentials is the cosmic one, then we have

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{N_{\odot 1} f_1 (\lambda_1)^2}{N_{\odot 2} f_2 (\lambda_2)^2},$$

where  $N_{\odot}$  is the solar abundance of the element,  $f$  the oscillator strength of the line (we assume that the ions are on the linear part of the curve of growth). When comparing with the Mg II 2802 Å line, for which  $W(\text{Mg II}) \approx 10^3 \text{ mÅ}$ , we get  $W(\text{Si II}) \approx 10 \text{ mÅ}$ ,  $W(\text{Mn II}) \approx 10 \text{ mÅ}$  and  $W(\text{Zn II}) \ll 1 \text{ mÅ}$ . These values are much below the present detection limit.

The same calculations applied to the 1670 Al II and the 3933 Å Ca II line give  $W(\text{Al II}) \approx 200 \text{ mÅ}$  and  $W(\text{Ca II}) \approx 300 \text{ mÅ}$ . The value for Al II equivalent width cannot be confirmed because of a low signal/noise ratio at this wavelength, and also because an IUE Reseau Mark is present near 1670 Å. However, a variable feature does seem to be present. In the case of Ca II, the equivalent widths measured in ground based observations are smaller than 300 mÅ (about 160 mÅ for the largest values). However, these observations were never simultaneous with the IUE ones, and the equivalent widths of variable features are strongly time dependent.

##### 4.2. Temporal variations

###### 4.2.1. Long-term variations

Observations have shown that long term variations both in equivalent widths and maximum velocities occur in  $\beta$  Pic absorption lines. This is in good agreement with the variations reported for Ca II (Paper V).

An important information would be to know if these variations are periodic or not. Assuming they are, then the largest possible value for the period would be about 110 days, as it is shown in Fig. 11, where we have plotted the equivalent widths of

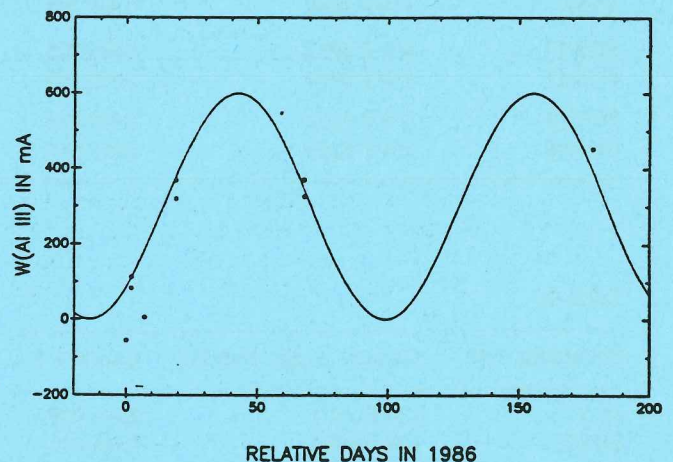


Fig. 11. 1854 Å Al III equivalent widths (mÅ), measured all the divided spectra between 1854.601 and 1857.474 Å. The origin of dates is 29-7-86. Only the data of new observations are plotted. These data can be fitted by a sinusoidal curve with a maximal period of about 110 days

Al III variable lines (which are the best measurements in our set of data), as a function of time, from July 1986 to January 1987. [Obviously, the other data (see Table 2), acquired long before July 1986 do not tighten the constraint on the period: indeed, a small error on the period gives larger and larger uncertainties on the values of  $W\lambda$  when increasing the interval of time before 1986.] Nevertheless, the values of  $W\lambda$  in May 1985 show that the equivalent widths may reach much larger values than the ones measured in 1986, which is in reasonable agreement with the curve of Fig. 11.

However, our sample of data is at present time too limited to definitely disprove or confirm the existence of a periodicity.

#### 4.2.2. Short-term variations of the strong redshifted component

Observations have also shown that important short time scale variations affect the maximum velocities ( $V_{\max}$ ), when the strong redshifted component is observed. This is also in good agreement with the results of Paper V.

These short time scale changes in velocities can look either as acceleration (one observed case), thus confirming the previous Ca II observations, or deceleration (one observed case). The example of Al III, illustrated in Fig. 9, suggests that the infalling gas is strongly perturbed and decelerated on time scale of hours. On the other hand, at least one other spectrum shows substantially increasing  $V_{\max}$  also on time scales of hours. However, in this case, it could be either acceleration of already existing ions or the creation of new ions with different infall velocities. In any case, the mechanism producing these features has to be, at least partly sporadic.

#### 4.3. Comparison between Fe II, Mg II, and Al III

Comparison between these different ions has shown that the velocity distribution differs from one to the other and also that  $V_{\max}$  increases from Fe II to Mg II to Al III (Fig. 9). The dependence on the ion, however, remains unclear: for instance, there is no simple correlation between  $V_{\max}$  and the ionization potential of the ions (Fig. 12).

### 5. Interpretation

In the light of our new results, now we discuss some possible explanations that were already suggested in Paper IV to account for the redshifted Mg II absorption lines and propose some other ones.

#### 5.1. A stellar photospheric phenomenon

This can be now definitely excluded. In fact, such a mechanism occurring in the stellar atmosphere should affect all the main photospheric lines. Actually, using our division procedure, the variable features are detected only in the strongest resonance lines and in some metastable lines of Fe II, whereas all other photospheric lines, even the strongest ones, have completely disappeared (i.e. are perfectly stable in time).

#### 5.2. A contracting phase of a shell close to the star

Indeed, such important contractions should be followed by a phase of expansion. However, in the present large sample of data, we never observed blueshifted features that might indicate such an expansion.

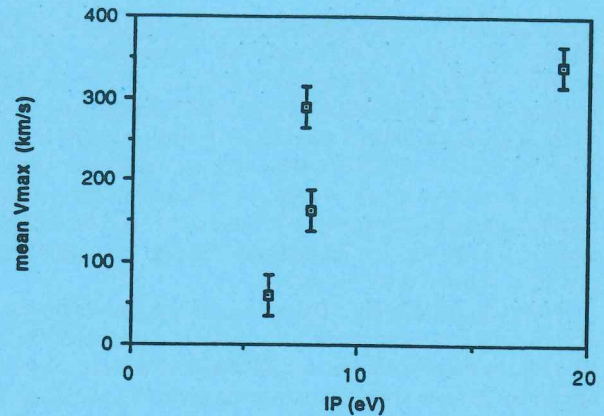


Fig. 12. Mean maximal velocity ( $\text{km s}^{-1}$ ) for each ion as a function of its ionization potential (eV): also given is data on Ca II from ground based observations

In fact, among the numerous B and A type shell stars studied by Slettebak and Carpenter (1983), only the B type ones show strong asymmetrical or displaced lines (in most cases, these lines are blueshifted or violet displaced, suggesting mass loss, but redshifted features may also be observed). The A type shell stars seem to be more stable: except for the case of  $\beta$  Pic, the spectra of these stars do not show asymmetrical or shifted lines.

Even though  $\beta$  Pic may be still classified as an A type shell star (i.e. according to Slettebak and Carpenter (1983), "with simultaneous presence of rotationally broadened lines on one hand, and sharp lines arising from ground states and metastable levels on the other"), this classification does not actually explain our main results: the redshifted lines, their temporal variations and the presence of strong Al III circumstellar absorption lines.

#### 5.3. Evaporation of inward spiraling dust grains

Proposed in Papers II and IV, this mechanism would give continuous redshifted absorptions rather than strongly variable ones. Moreover, the observed infall velocities seem too high for this mechanism. Thus, this scenario can account at most for part of the observations. Other interpretations have then to be proposed.

#### 5.4. An alternative scenario

Already suggested in Paper V from Ca II observations, the vaporisation of much larger bodies falling sporadically on to the star at nearly free fall velocity is a plausible and tempting process. The ejected gas, ionized by collisions in the circumstellar environment, could produce the strong redshifted absorption components.

This scenario may also explain the temporal variations: it is obvious for the long term ones. The short term ones, mostly observed in terms of maximum velocities can be attributed to the interaction of the ejected gas with the environment of the star, especially when a deceleration is observed. The case of increasing maximum velocities could be related to the increasing value of the infall velocity of the parent body.

To assess the plausibility of this new scenario, we can evaluate the total mass of gas involved in the variable features. The Al III column densities, when multiplied by the cross section of the star, provide a lower limit to the amount of variable Al (Al could be indeed also under other ionization states, and could be spread further away from the star). This amount of Al, normalized to

solar abundances  $(N(\text{Al})/N(\text{H}) = 3.2 \cdot 10^{-6})$ , Anders and Ebihara, 1982) on one hand, and to meteoritic abundances ( $m(\text{Al}) = 8620$  ppm, Anders and Ebihara, 1982) on the other hand, gives a range of values for the total mass of vaporized body. With  $W(\text{Al III}) \approx 500 \text{ m}\text{\AA}$  (see Table 3) and  $R = 1.17 R_{\odot}$ , we get  $N(\text{Al III}) \approx N(\text{Al}) = 6 \cdot 10^{35}$  atoms. When normalized to meteoritic abundances (respectively to cosmic abundances), this value gives a total mass ranging between  $3 \cdot 10^{13}$  and  $4 \cdot 10^{17}$  g. This would be the mass of a body with radius ranging between 0.3 and 6 km (if we assume a density equal to unity).

Note that completely different arguments, based on the theory of cometary dynamics in the Solar System, have lead (Weissman, 1985) to the conclusion that the  $\beta$  Pic disk of matter might be very similar to the wide cometary reservoir needed in the Solar System (Cameron, 1962, 1978). In the frame of that interpretation, the large bodies falling on to the star and producing the features described before, could be comets.

Our observations indicate that in that scenario, impacts of solid bodies on the surface would occur 10 to 100 times per year; this is much more than what is estimated in the case of our Solar System at present time for cometary impacts (Weissman, 1985). However, we know that the number of collisions as well as the number of bodies of the kilometer size were much higher at the early age of our Solar System. The disk around  $\beta$  Pic should then, in that case, be in an early stage of evolution.

Many more observations are certainly needed to confirm these suggestions.

## 6. Conclusion

We have reported here observations of new variable features present in the  $\beta$  Pictoris spectra. A systematic search for changing lines has shown that strong variations occur only in resonance absorption lines of Al III, Mg II, and Fe II and also in metastable lines of Fe II. These lines, studied with a large sample of data, present both long term and short term variations, always in their red wing. The largest corresponding maximum velocities now recorded are about  $450 \text{ km s}^{-1}$  in the case of Al III.

A pure photospheric stellar phenomenon can be excluded. The present knowledge on A type shell stars does not allow us to explain these results simply by the shell itself.

An attractive scenario is the ionization through collisions of material stripped from large bodies falling on to the star. This scenario, related to the existence around  $\beta$  Pic of a dusty disk, enables us to qualitatively interpret most of the new observational results. If confirmed, it seems to reinforce the idea that large bodies should be present in  $\beta$  Pictoris disk. Thus, this disk might look like the early Solar System, when planetary formation occurred, and when intense collisions through planetesimals took place.

Further observations will probably give more insights on the fascinating problem of planetary formation.

*Acknowledgements.* We want to thank the staff astronomers in Villafranca for their help, particularly C. Gry, J.R. Munoz and M. Mas for providing us with Hibin programm, people from the L.C.A.M (Orsay) and M.C. Pelletan for editing this article. We also thank the referee, K.G. Carpenter for his careful reading of the article and his comments.

## References

- Anders, E., Ebihara, M.: 1982, *Geochim. Cosmochim. Acta* **46**, 2363  
 Boggess, A., et al.: 1978, *Nature* **275**, 372  
 Cameron, A.G.W.: 1962, *Icarus* **1**, 13  
 Cameron, A.G.W.: 1978, in *The Origin of the Solar System*, ed. S.F. Dermott Wiley, New York  
 Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* (in press) (Paper V)  
 Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **293**, L29 (Paper I)  
 Kondo, Y., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **291**, L1  
 Lagrange, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **173**, 289 (Paper IV)  
 Slettebak, A.: 1975, *Astrophys. J.* **197**, 137  
 Slettebak, A., Carpenter, K.G.: 1983, *Astrophys. J. Suppl.* **53**, 869  
 Smith, B.A., Terrile, R.J.: 1984, *Science* **226**, 1421  
 Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E.: 1986, *Astron. Astrophys.* **167**, 325 (Paper II)  
 Weissman, P.: 1985, *Space Science Review* **41**, 299



# The circumstellar gas around beta Pictoris

## VIII. Evidence for a clumpy structure of the infalling gas\*

A.M.Lagrange-Henri, H.Beust, R.Ferlet, A.Vidal-Madjar

Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis, boulevard Arago, 75014 Paris, France

March 10, 1989

**Summary.** In a recent paper we studied in detail the variable and redshifted circumstellar lines of ionised elements in the UV spectrum of  $\beta$  Pictoris. We further investigate the Al III doublet, using both archival and recent IUE spectra of  $\beta$  Pic. This larger set of data is used to derive some general characteristics of the variable Al III lines. In particular, it seems that variable lines are frequently observed, more often than for Ca II, and that high infall velocity ( $400 \text{ km s}^{-1}$ ) Al III ions are either less frequent than lower infall velocity ( $100 \text{ km.s}^{-1}$ ) ones or more quickly decelerated. Moreover, we show that, at least in one case, this high velocity gas is probably clumped in space with a less than 40 % of the stellar surface projected extension.

These new results are well explained by the infalling-evaporating large solid bodies scenario that we have suggested in previous papers.

**Key words:** Stars: circumstellar matter - Stars:  $\beta$  Pic

### 1. Introduction

The circumstellar (CS) disk of dust around  $\beta$  Pictoris (HD 39060, A5V star, see additional parameters in Hofleit, 1982) has now been imaged by several groups: Smith and Terrile, 1984 first visualised it at  $0.89 \mu$ ; Paresce and Burrows, 1987 in BVRI bands, showed that it is made of particles larger than the microns size, i.e. larger than the usual interstellar grains. The spatial extension of this disk is at least 400 AU; however its inward extension is still controversial (Smith and Terrile, 1984; Diner and Appleby, 1986; Artymowicz et al., 1988). Also open is the question whether large bodies are present around this star.

The favourable orientation of the disk, which is seen nearly edge-on, has enabled to detect an important gaseous Na I and Ca II counterpart in absorption (Hobbs et al., 1985, paper I), mainly neutral ( $n_H \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) with also

*Send offprint requests to:* A.M.Lagrange-Henri

\*Partly based on observations by the I.U.E. Satellite collected at the Villafranca Satellite Tracking Station of the E.S.A

Mg II, Fe II (either stable or metastable) (Kondo and Bruhweiler, 1985) and unexpectedly, Al III ions (Lagrange-Henri et al., 1988, paper VI). The observation of the infrared Ca II triplet line at  $8542 \text{ \AA}$  arising from the  $3d^2D_{5/2}$  metastable level has enabled to prove (Hobbs et al., 1988, paper VII) that the stable part of the absorption features, at least in the case of Ca II, is located within 1 AU from the star, as predicted by Vidal-Madjar et al., 1986 (paper II) who proposed that Ca II is produced by the evaporation of small grains orbiting around the star.

Subsequent repeated observations, both in the visible and in the UV, showed that strong variations take place in some of the CS absorption lines of some of these ions. More precisely, apart from a central (i.e. at the radial velocity of the star) and stable component, more or less strong redshifted features do occur; these features are variable on short time scales (Lagrange et al., 1987; paper IV; Ferlet et al., 1987; paper V). It has been shown that the terminal velocities of the variable features strongly depend on the ions and may be as high as  $400 \text{ km.s}^{-1}$  (paper VI). In order to interpret all these observational results, we proposed a scenario in which the strong variable and redshifted absorption lines are due to gas evaporated from solid, kilometer size bodies falling on to the star.

Independent arguments given by Weissmann (1988) also suggested that  $\beta$  Pic could be surrounded by numerous and large, cometary-like bodies.

In this letter, we further investigate the Al III doublet as undertaken in paper VI, but with a larger set of spectra.

### 2. The observations

#### 2.1. Data reduction

The log of the high resolution ( $\sim 0.2 \text{ \AA}$ ) SWP spectra of  $\beta$  Pic obtained with the International Ultraviolet Explorer Satellite (Boggess et al., 1978) during the past four years is given in Table 1. The third file images, geometrically, photometrically and ripple corrected were reduced with the ESO IHAP software available at the Institut d'Astrophysique de Paris. This set of 28 spectra represents 12 different observing dates. All have 10min exposure time.

SWP 28779 has been taken as a reference spectrum be-



Table 1. log of SWP spectra of  $\beta$  Pic.

SWP	Date	UT mid. obs.
28779	Jul. 29, 1986	00 <sup>H</sup> 46
28780		02 <sup>H</sup> 05
28800	Jul. 31, 1986	21 <sup>H</sup> 08
28801		22 <sup>H</sup> 07
28832	Aug. 4., 1986	19 <sup>H</sup> 43
25841	May. 2 1985	02 <sup>H</sup> 24
25842		03 <sup>H</sup> 03
29380	Oct. 5, 1986	17 <sup>H</sup> 39
29381		18 <sup>H</sup> 32
24705	Dec. 16, 1984	14 <sup>H</sup> 39
24706		15 <sup>H</sup> 50
30143	Jan. 23, 1987	12 <sup>H</sup> 45
30144		13 <sup>H</sup> 45
31263	Jun. 30, 1987	21 <sup>H</sup> 47
31264		22 <sup>H</sup> 49
31265		23 <sup>H</sup> 49
31342	Jul. 16, 1987	19 <sup>H</sup> 32
31343		20 <sup>H</sup> 35
31344		21 <sup>H</sup> 39
31345		22 <sup>H</sup> 49
31497	Aug. 6, 1987	17 <sup>H</sup> 45
31498		18 <sup>H</sup> 31
31499		19 <sup>H</sup> 33
31500		20 <sup>H</sup> 34
31660	Aug. 28, 1987	18 <sup>H</sup> 20
31661		19 <sup>H</sup> 26
31895	Sep. 21, 1987	15 <sup>H</sup> 58
31896		16 <sup>H</sup> 44
31897		17 <sup>H</sup> 49

cause it presents the weakest Al III CS line; all the other spectra were then divided by this one. The result of the division is a signal equal to unity all over the spectrum except at wavelengths where variations take place. This allows to have a more quantitative approach of the variations (for more details, see paper VI, in which this method was first applied). In order to compare the profiles of the Al III doublet lines, we just superimposed these lines once reduced in a velocity scale.

## 2.2. Observational results

The divided spectra can be classified into 3 main types according to the shape of the Al III lines (Fig. 1):

*type 1* : No variable feature is detected (4 epochs out of 12). As an example, see SWP28780/SWP28779 in Fig. 1

*type 2* : A broad (FWMH  $\simeq 60$  km.s<sup>-1</sup>) single component is detected (4 epochs out of 12) with strength and velocity variable from one date to the other, but always less than  $\simeq 100$  km s<sup>-1</sup>. No significant changes on short time scale are noticeable. See for instance, SWP30143/SWP28779 in Fig. 1

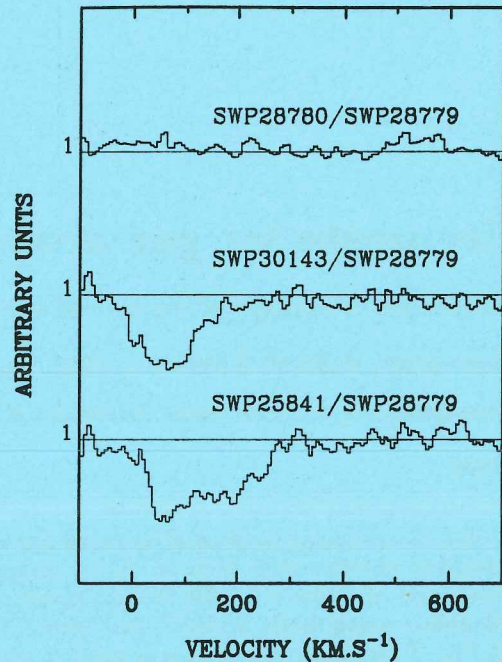


Fig. 1. Absorption profiles of the 1854 Å Al III line. The spectra shown here have been divided by a reference one (SWP28779). Three types of features are presented (from top to bottom): type 1: no variable feature is detected (SWP28780/SWP28779); type 2: a single component variable feature is detected (SWP30143/SWP28779); type 3: a double components variable feature is detected (SWP25842/SWP 28779)

*type 3* : Two broad components are detected, one similar to type 2, and the other one, more redshifted, with velocities up to 400 km s<sup>-1</sup> (3 epochs out of 12). (see for example SWP25841/SWP28779 in Fig. 1).

Both velocity and strength vary from one date to the other, and also on short time scales (hours).

In one case (see Fig. 2), two components (type 3) variable features are detected (in SWP31661/SWP28779) one hour after a spectrum where only one component (in SWP31660/SWP28779) is detected (type 2). To further analyse the data, we superimposed the 2 lines of the Al III doublet on a common velocity scale in order to compare the relative strength of the doublet components (see Fig. 3):

- For type 2 cases, the 1862 Å line ( $f = 0.268$ ) is, expectedly, weaker than the 1854 Å one ( $f = 0.539$ ), see for instance SWP31498/SWP28779 in fig.3. At only one epoch (SWP30143/SWP28779, fig.3), both lines have the same depth, which means that they should be saturated; nevertheless, these lines do not reach the zero intensity level, neither in the divided spectrum, nor in the raw data.

- For type 3 cases, the first component (similar to type 2) of 1862 Å line is weaker, as expected, than the corresponding one of 1854 Å line. The second component (i.e. at the larger velocity) is also weaker in most cases; see for instance SWP29380/SWP28779, Fig. 3. However, at one epoch (SWP 25841/28779 and SWP25842/28779), it is as deep as the 1854 Å one whereas the first components are

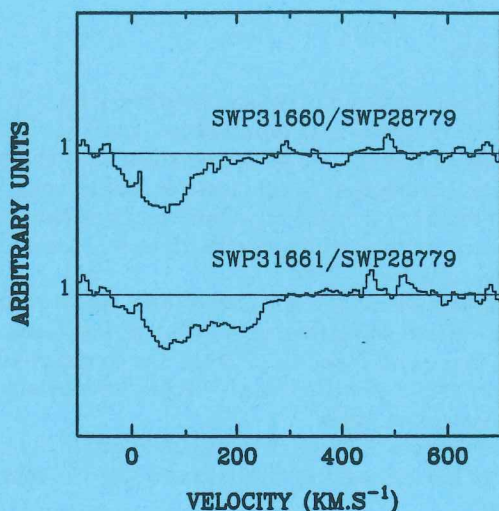


Fig. 2. Two particular spectra of the 1854 Å Al III line. They reveal the apparition of a double component variable feature on a very short time scale: SWP31661 was taken one hour after SWP31660

in the expected ratio.

### 3. Discussion and interpretation

#### 3.1. The variable features

We first confirm the results of paper VI, i.e. the variability of the red part of the Al III absorption. The larger set of spectra reported here shows that the redshifted features (types 2 and 3) are frequently observed (two third of the time). In particular, they occur far more frequently than redshifted absorptions seen in the Ca II K lines as far as we can judge from our optical data (less than one out of three). This enhances the difference between the Al III and Ca II ions already outlined in paper VI in which we have shown that the terminal velocity of Al III was much higher than the Ca II one.

Type three features are more rarely observed. This suggests that high infall velocity gas ( $\sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ ) is either less frequently produced than lower velocity one or that the time duration of these features is less. Fig. 2 shows that this high velocity gas can appear in less than 1 hour, and we have already reported (paper VI, Fig.9) one case in which it was decelerated in a similar time scale. In the present case, one can clearly note the appearance of a second absorption component at large velocity. Moreover, we never observed infalling gas with velocities larger than  $400 \text{ km.s}^{-1}$ .

#### 3.2. The unusual line ratios

The apparent saturation of the Al III lines without reaching the zero intensity level as observed in SWP30143, SWP25841 and SWP25842 (Fig. 3) cannot be explained by the following instrumental effects alone :

- First, the zero intensity level as measured in IUE data could be underestimated because of scattered light and contamination from the adjacent orders of the Echelle Spectrum. However, we know that this level does not

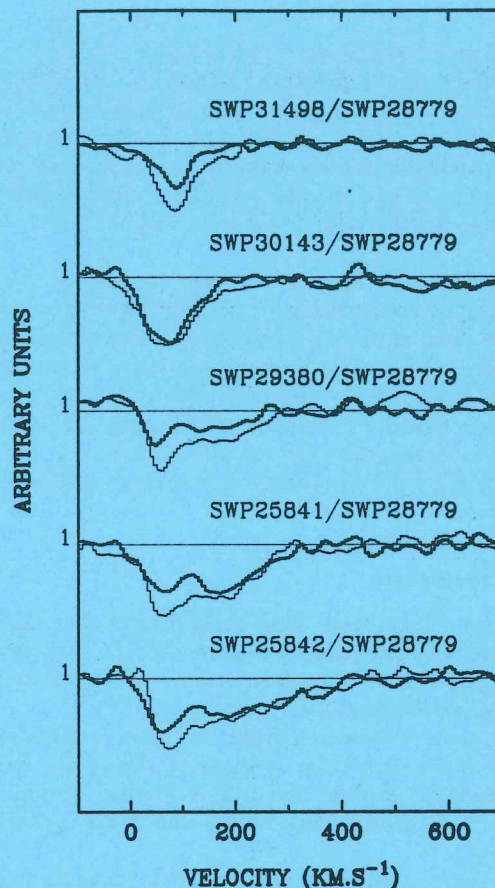


Fig. 3. Comparison of the profiles of the Al III doublet for type 2 and type 3 features at different epochs (see text), after division by SWP28779. The thicker and thinner lines correspond respectively to the 1862 Å (the weaker one) and 1854 Å (the stronger one) lines. For each spectrum, we superimpose the two lines of the doublet once reduced in velocity scale.

change from one spectrum to the other (otherwise, the divided spectra would not have a level constant and equal to unity, apart from the variable features); because we have a reasonable confidence in the IUE data analysis software that gives a well enough estimated zero level, often checked in saturated lines, we can claim that this effect cannot alone produce the bulk of the observed saturation.

- Second, a possible explanation is related to the IUE instrumental function width, which is about  $30 \text{ km s}^{-1}$ . Although the width of the lines showing the apparent saturation in Fig. 3 are significantly larger ( $60 \text{ km s}^{-1}$ ), they could be reproduced by several blended components, narrower than  $30 \text{ km s}^{-1}$ , but spread in velocity space by less or about  $30 \text{ km.s}^{-1}$ . This ad-hoc situation would mean that the high velocity gas is sometimes packed but also remains, even during its evolution, highly ordered in that peculiar manner. This seems very unlikely, but a definite way to test this hypothesis will be to observe Al III at higher spectral resolution; this should be achieved with the Hubble Space Telescope.

In fact, the currently most plausible and simple explana-

tion for the unusual observed line ratios is related to a geometrical effect: if the projected size of the absorbing gas is not as large as the stellar cross-section, only part of the stellar light is intercepted by the gas. Furthermore, if the gas column density is high enough to produce saturated absorptions in the two Al III lines, this should induce two lines of equal depths which will not reach the zero level, as observed.

In this case, the intensity at the bottom of the observed saturated components in the undivided spectra relative to the local stellar continuum is proportional to the projected size of the absorbing cloud relative to the stellar surface. For instance, the size of the high velocity gas seen in SWP25842 (see the raw spectrum in paper VI) deduced from the measurement of the relative intensity in the raw spectrum of SWP25841, should not exceed ~40% of the stellar surface.

### 3.3. Interpretation

Assuming now that these new observations are only understandable with the proposed geometrical effect, we now show that they can be naturally explained by our scenario of evaporating infalling bodies.

Indeed, once evaporated from the solid body, the gas should first move at a velocity close to the parent body's one, forming some kind of cloud (coma) which should progressively spread around the nucleus due to the initial ejection velocity.

For a given event, the velocity of a variable feature should then depend upon the time elapsed since the evaporation of the Al III ions (and also upon the projected infall velocity of the parent body). In any way, the velocity of the gas will be less or equal to the solid body velocity which is itself at most equal to the free fall velocity ( $\sqrt{2GM_*/r}$ ). The observation of values of 400 km.s<sup>-1</sup> for the terminal velocity implies therefore that the evaporation occurs at less than 3 stellar radii. The high velocity absorption lines are then produced very close to the star, so we may expect them to be strongly variable on short time scales, which seems to be the case.

In Beust et al. (1989), we present a quantitative study of the motion of different ions when evaporated from solid bodies; it is shown that the combined effects of the most important forces, i.e. gravity, radiation pressure and collisions that act on the ions, explains fairly well our observational results, especially the differences in velocities for the different ions.

This scenario also naturally explains the limited projected size of the region where are present the absorbing Al III ions sometimes observed. Once evaporated, the gas is first located around the parent body, thus producing redshifted saturated features, not necessarily deep. Later on, this gas is spread further away and becomes more transparent to the stellar flux and also more sensitive to the radiation pressure; it should then produce less saturated features, at lower velocities, as often observed.

However, some problems are still unexplained, such as the presence of two separate Al III components at different velocities. Modelisations are now under way to explain these phenomena.

## 4. Conclusion

In this letter, we confirm the time variability of the CS Al III lines in  $\beta$  Pictoris spectra, as reported in paper VI. Thanks to a larger set of spectra, we moreover show that the presence of variable redshifted components at low velocity (less than  $\approx 100$  km s<sup>-1</sup>) is relatively common, and that more redshifted components, with velocity up to 400 km s<sup>-1</sup> are certainly less common.

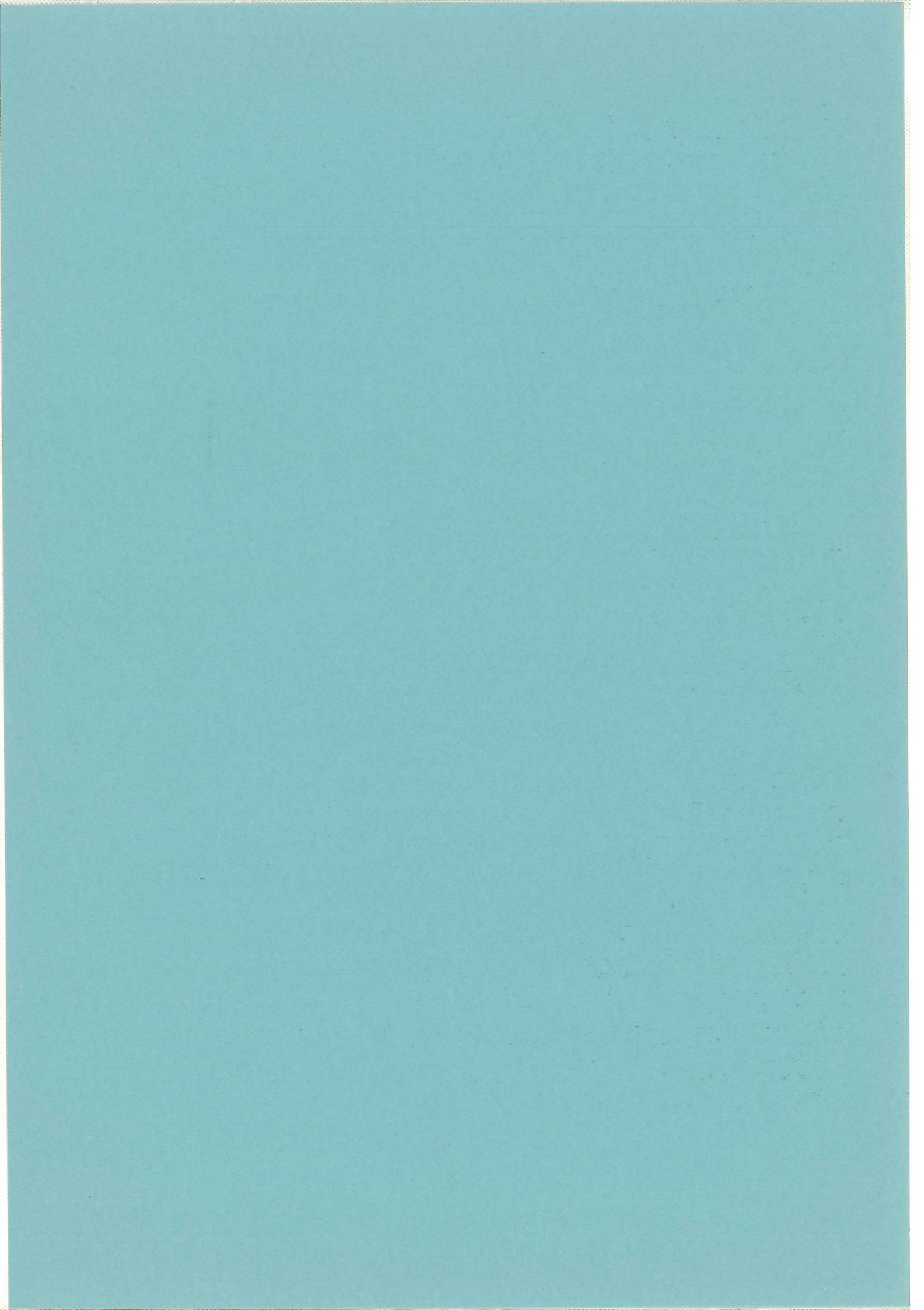
The comparison of the profiles of the Al III doublet lines has permitted to further prove that in few cases, the redshifted component is most probably due to gas confined in space, forming a cloud having a projected size smaller than the stellar disk itself.

All these observations seem to be easily qualitatively explained by the scenario of the evaporation of large, infalling bodies.

*Acknowledgments* : We warmly thank J.P. Buisson and M.Ciais for valuable help and comments as well as C.Oberto for his help in the reduction of data, and M.C.Pelletan for editing this letter.

## References

- Artymowicz, P., Space Telescope Science Institute reprint n° 312
- Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1989, *Astron. Astrophys.*, submitted (Paper IX)
- Boggess, A., et al.: 1978, *Nature* **275**, 372
- Diner, D.J, Appleby, J.F.: 1986, *Nature* **322**, 436
- Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **185**, 267 (Paper V)
- Hobbs, L.M, Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **293**, L29 (Paper I)
- Hobbs, L.M, Lagrange-Henri, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Welty, D.E.: 1988, *Astrophys. J. Letters* **334**, L41 (Paper VII)
- Kondo, Y., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **291**, L1
- Lagrange, A.M, Ferlet, R., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **173**, 289 (Paper IV)
- Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1988, *Astron. Astrophys.* **190**, 275 (Paper VI)
- Paresce, F., Burrows, Ch.: 1987, *Astrophys. J. Letters* **319**, L23
- Sletteback, A., 1975: *Astrophys. J.* **197**, 137
- Sletteback, A., Carpenter, K.G.: 1983, *Astrophys. J. Suppl.* **53**, 869
- Smith, B.A., Terrile, R.J.: 1984, *Science* **226**, 1421
- Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E.: 1986, *Astron. Astrophys.* **167**, 325 (Paper II)
- Weissman, P., 1985: *Space Science Review* **41**, 299



# Chapitre V

## Modélisation

### Résumé

Nous supposons dans cette partie que les ions à l'origine des composantes variables décrites dans le chapitre précédent sont produits par l'évaporation de gros corps en chute vers l'étoile, comme le suggère le scénario proposé dans ce même chapitre. Nous supposons la trajectoire de ces corps rectiligne, leur mouvement étant celui de la chute libre. Nous étudions le mouvement des ions une fois éjectés, sous l'action de la gravitation, de la pression de radiation résonante et des collisions avec le gaz environnant. Les interactions avec un éventuel vent stellaire sont négligées, les étoiles de type A normal ne produisant généralement pas de forts vents stellaires (ceci est d'ailleurs confirmé observationnellement par le fait que nous n'observons jamais de composantes en absorption dans le bleu, ce qui est le cas pour les étoiles possédant un vent stellaire important).

Il apparaît (Beust et al. (1989)) que les différentes vitesses terminales observées pour Ca II, Mg II et Al III sont bien expliquées par ce modèle simple.

Si l'on suppose en plus que ces gros corps s'évaporent de façon analogue aux comètes de notre propre Système Solaire, ce modèle permet de dériver un taux d'évaporation qui semble bien correspondre à celui qui est mesuré dans les comètes de notre Système Solaire.

## V.1 Les différentes forces

### V.1.1 La gravitation

La force de gravitation vaut

$$F_{grav} = \frac{GM_* m}{r^2}$$

où  $M_*$  désigne la masse de l'étoile,  $m$  celle de l'ion et  $r$  la distance de l'ion à l'étoile.

### V.1.2 La pression de radiation

La pression de radiation vaut, pour un ion donné, dans un état d'énergie  $i$  donné,

$$F_{rad} = \sum \frac{\pi e^2}{mc^2} f_{ij} \Phi_{ij}$$

cette somme étant étendue aux  $j$  transitions issues de ce niveau  $i$ ;  $f_{ij}$  et  $\Phi_{ij}$  sont respectivement la force d'oscillateur de cette transition et le flux stellaire par unité de fréquence ( $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$ ) à la longueur d'onde de cette transition, à la distance de l'ion;  $m$  désigne la masse de l'électron et  $c$  la vitesse de la lumière.

**Calcul de  $F_{rad}$  :** Le calcul de  $F_{rad}$  doit théoriquement se faire en considérant *toutes* les transitions issues du niveau  $i$ . En pratique, on ne tient compte que des transitions pour lesquelles le produit  $f_{ij} \times \Phi_{ij}$  est important.

Nous détaillons maintenant les transitions considérées pour chaque ion.

Les figures V.1, V.2 et V.3 rappellent les diagrammes de Grottrian de Ca II, Mg II et Al III, auxquels il faut se reporter pour la discussion suivante :

- Dans le cas de Mg II, il n'y a qu'un seul multiplet issu du fondamental; le calcul est donc immédiat.
- Dans le cas de Ca II, seules les transitions H et K sont considérées; les autres transitions étant à des longueurs d'onde inférieures à 1600 Å, c'est-à-dire à des longueurs d'ondes où le flux de l'étoile est faible (voir figure I.1).
- De même, pour Al III, seules les transitions à 1854 et 1862 Å, issues du fondamental, sont considérées, les autres étant à des longueur d'onde plus courtes.

Les valeurs des flux stellaires sont extraites de *UltraViolet Bright Star Spectrophotometric Catalogue* pour les flux UV, et de Hobbs et al (1988) pour les flux visibles. Comme ce qui compte est le flux *au fond* de la raie stellaire, et comme les raies stellaires sont parfois profondes, une correction égale au rapport des flux en fond de raie stellaire au

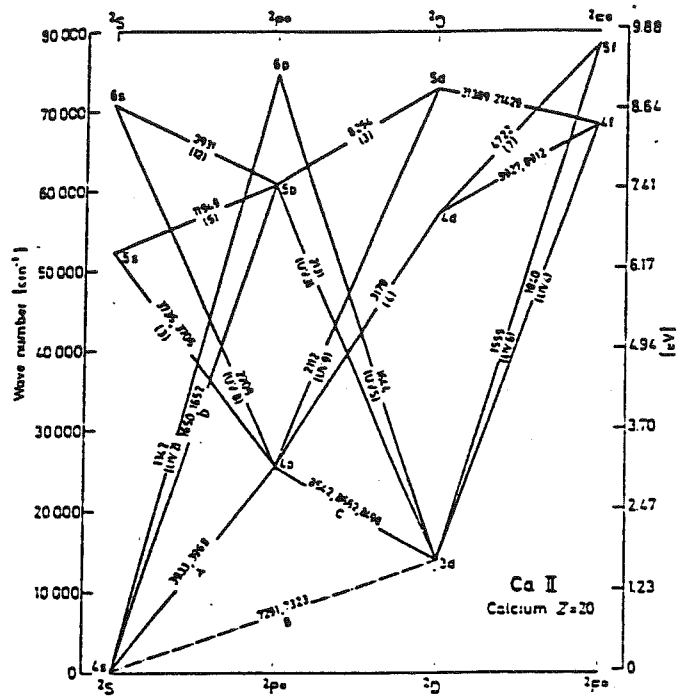


Figure V.1: *Diagramme de Grottrian du Ca II.*

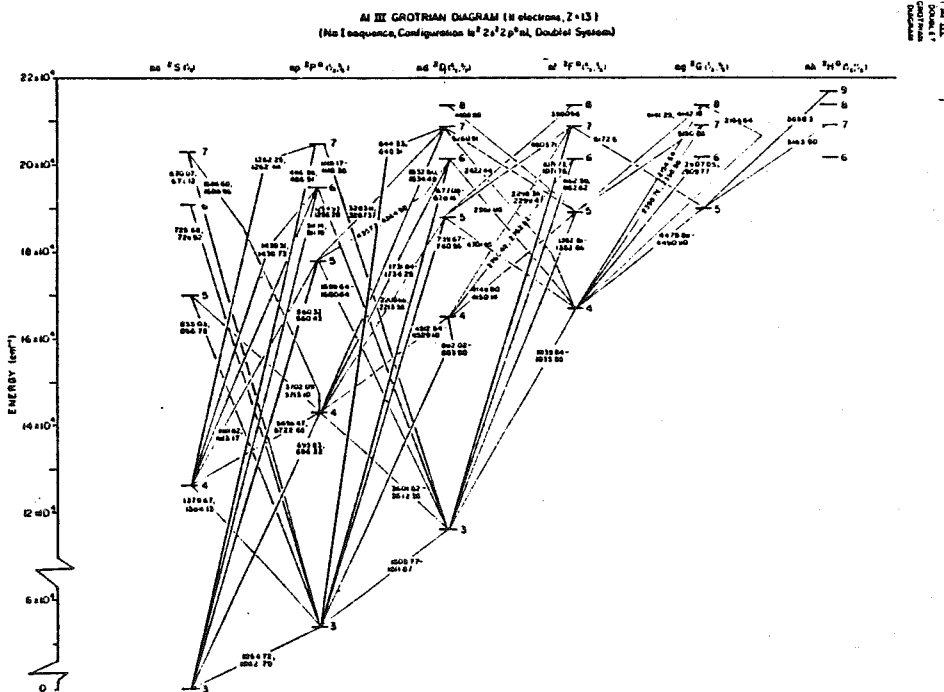


Figure V.2: *Diagramme de Grottrian du Al III.*

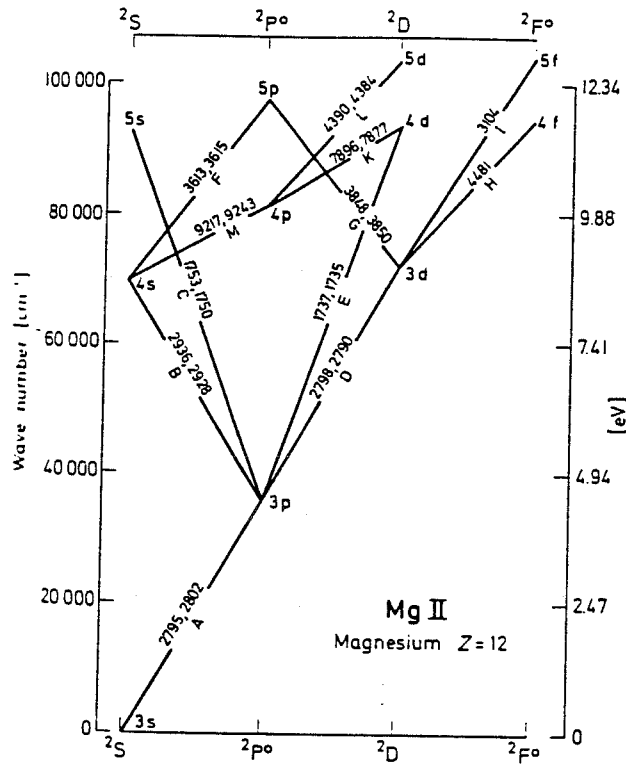


Figure V.3: Diagramme de Grottrian du Mg II.

flux au continu (ce rapport étant mesuré dans nos spectres) a été apportée aux flux stellaires.

La table V.1 donne les valeurs calculées pour  $F_{rad}$ . Cette table montre que la pression de radiation, répulsive, est loin d'être négligeable. Elle est même dans tous les cas supérieure à la gravitation; comme la gravitation, elle varie en  $1/r^2$  (comme  $\Phi_{ij}$ ).

De plus, nous voyons que son intensité varie considérablement d'un ion à l'autre; en particulier, elle est *sensiblement plus importante pour les ions Ca II que pour les autres ions*. Ceci est essentiellement dû au fait que le flux stellaire est plus fort à 3900 Å (où ont lieu les transitions pour le Ca II) que dans l'UV (où ont lieu celles des autres ions).

### V.1.3 Les collisions

**Hypothèses :** Nous supposons ici que le gaz environnant le corps est l'hydrogène atomique; en effet, c'est certainement parmi les éléments dégazés l'élément le plus abondant. De plus, comme il n'est pas soumis à la pression de radiation (les transitions du niveau fondamental sont situées avant 1215 Å (Lyman  $\alpha$ ), il accompagnera le corps dans son mouvement de chute vers l'étoile. Nous supposons dans cette partie que l'hydrogène est de plus neutre, son potentiel d'ionisation étant de 13.6 eV (ce qui correspond à  $\lambda \simeq 900$  Å, donc à des régions où le flux de d'étoile est faible).



Table V.1: Calcul de la pression de radiation sur Ca II, Al III et Ca II.  $\rho$  désigne le rapport pression de radiation/gravité qui est indépendant de la distance à l'étoile.

Element	Longueur d'onde (Å)	force d'oscillateur	Flux à 1 UA de l'étoile ( $J.m^{-2}.s^{-1}.hz^{-1}$ )	Facteur de réduction (Fond de la raie stellaire)	Pression de radiation ( $10^{-27}N$ )	$\rho$	$\rho$ total
Ca II K	3933.66	0.69	$2.7 \cdot 10^{-11}$	0.25	40.6	51.6	
Ca II H	3968.47	0.344	$2.7 \cdot 10^{-11}$	0.25	20.2	25.7	77.2
Al III	1862.80	0.268	$9.7 \cdot 10^{-13}$	0.6	1.38	2.60	
Al III	1854.72	0.539	$9.6 \cdot 10^{-13}$	0.6	2.74	5.16	7.76
Mg II	2802.70	0.295	$2.2 \cdot 10^{-12}$	0.125	0.70	1.49	
Mg II	2795.53	0.592	$2.2 \cdot 10^{-12}$	0.125	1.40	2.96	4.45

Calcul de  $F_{coll}$  : Lorsqu'un ion passe suffisamment près d'un atome d'hydrogène, il induit sur celui-ci un moment dipolaire. L'interaction ion-dipole induit est décrite par un potentiel

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\alpha q^2}{2r^4}$$

où  $\alpha$  est la polarisabilité de l'hydrogène ( $6.7 \cdot 10^{-31}m^3$ ; Allen, 1973),  $q$  la charge de l'électron et  $r$  la distance entre l'ion et l'atome d'hydrogène. Pour un paramètre d'impact plus petit que

$$b_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\alpha q^2}{(m_H v^2)^{1/2}} \quad (\text{Langevin, 1905}) ,$$

$m_H$  désignant la masse de l'atome d'hydrogène et  $v$  la vitesse de l'ion par rapport à l'hydrogène, une collision se produit. La section efficace de cette collision étant

$$\sigma = \pi b_0^2$$

et la force moyenne (résultant de la perte de quantité de mouvement lors de la collision) est

$$\vec{F}_{coll} = nm_H \sigma v \vec{v} = -k\vec{v}$$

avec

$$k = n\pi \left( \frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2}$$

où  $n$  est la densité du gaz environnant.

## V.2 Résultats:

Le bilan des forces appliquées à l'ion dans le référentiel du corps en chute libre conduit à l'équation suivante :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{\gamma} - \frac{k}{m}\vec{v}$$

avec  $\vec{\gamma} = \vec{F}_{rad}/m$ . Si  $\vec{\gamma}$  et  $k$  sont indépendants du temps (i.e. si  $\tau = m/k \ll r/v$ ), alors la solution de cette équation est

$$\vec{v}(t) = \frac{m}{k}\vec{\gamma} + \left(\vec{v} - \frac{m}{k}\vec{\gamma}\right)e^{-\frac{k}{m}t}$$

Il existe alors une vitesse limite  $v_{lim} = \gamma m/k$ , atteinte avec le temps caractéristique  $\tau$ . La vitesse limite *par rapport à l'étoile*, i.e. corrigée de la vitesse de chute libre du corps, est donc

$$v_{lim}(r) = v_0(r) \left[ 1 - \frac{\rho m}{2\pi r n} \left( \frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^{-1/2} \right] \quad (V.1)$$

avec  $v_0 = (2GM_*/r)^{1/2}$  et  $\rho = F_{rad}/F_{grav}$ . On vient donc de mettre en évidence un état stationnaire dans lequel chaque ion acquiert une vitesse limite dont la valeur dépend de la nature de l'ion (à travers  $\gamma$ ), de la distance à laquelle l'évaporation s'est produite (à travers  $v_0(r)$ ) et de la densité  $n$  du milieu ambiant. Les figures V.4, V.5 et V.6 montrent les valeurs de cette vitesse limite pour les différents ions en fonction de la distance à l'étoile, pour différentes valeurs de  $n$ . On voit que :

- Pour une distance donnée à l'étoile, et pour une densité donnée  $n$ , la vitesse limite est généralement plus petite pour Ca II que pour Al III et Mg II. Ceci est essentiellement dû au fait que la pression de radiation est moindre pour ces ions que pour Ca II, comme nous l'avons vu plus haut. Ce résultat est bien conforme à nos observations sur les vitesses comparées des différents ions.
- La vitesse limite dépend fortement de  $n$ , particulièrement dans le cas du Ca II. Pour rendre compte des vitesses observées pour cet ion (entre 0 et 60 km.s<sup>-1</sup>), il faut que la densité  $n$  soit de l'ordre de 10<sup>7</sup> atomes.cm<sup>-3</sup>.

En effet, pour  $n$  plus petit, le Ca II est tout de suite repoussé par la pression de radiation et les collisions ne sont pas assez efficaces pour faire écran. De plus, il faut que  $r$  soit assez grand ( $\geq 20R_*$ ). En effet, pour de trop faibles valeurs de  $r$ , la vitesse (à  $n$  donné) varie trop vite avec  $r$ .

Pour Al III et Mg II, les contraintes sur  $n$  sont généralement fortes : Pour observer des décalages vers le rouge de quelques centaines de km.s<sup>-1</sup>, il faut que  $n$  soit supérieur à 10<sup>7</sup> et que les ions soient à moins de 10 rayons stellaires de l'étoile.

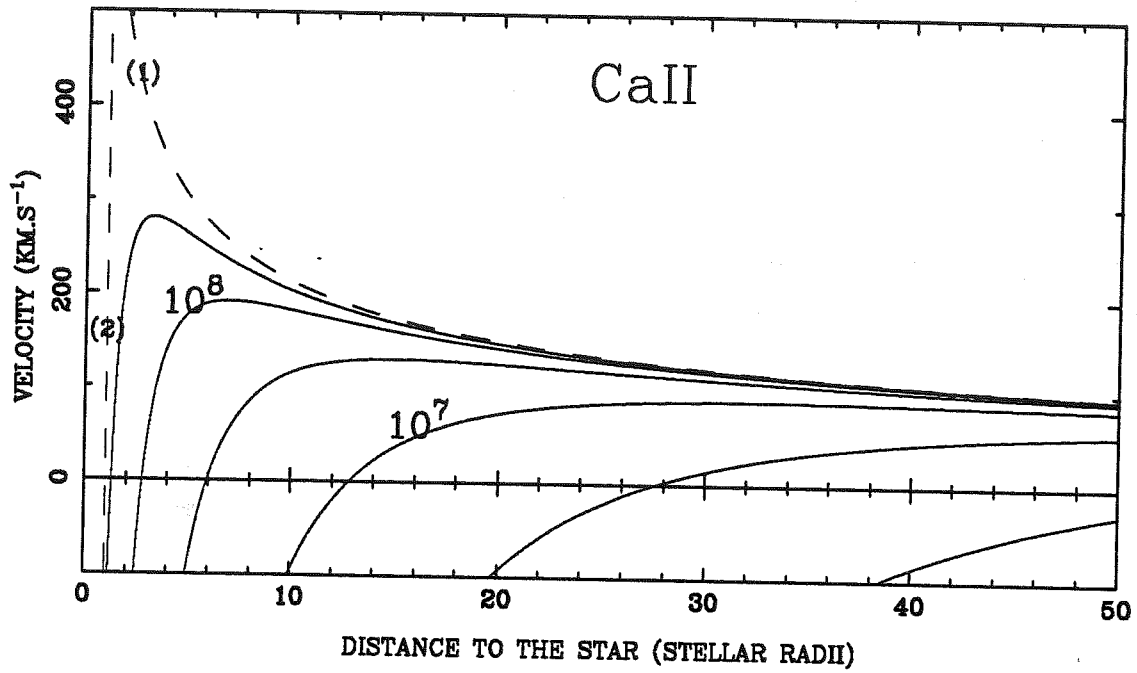


Figure V.4: Vitesses limites des ions Ca II en fonction de  $r$  pour diverses valeurs de  $n$  en  $\text{cm}^{-3}$  ( $10^6$ ,  $10^7$ ,  $10^8$ ...).

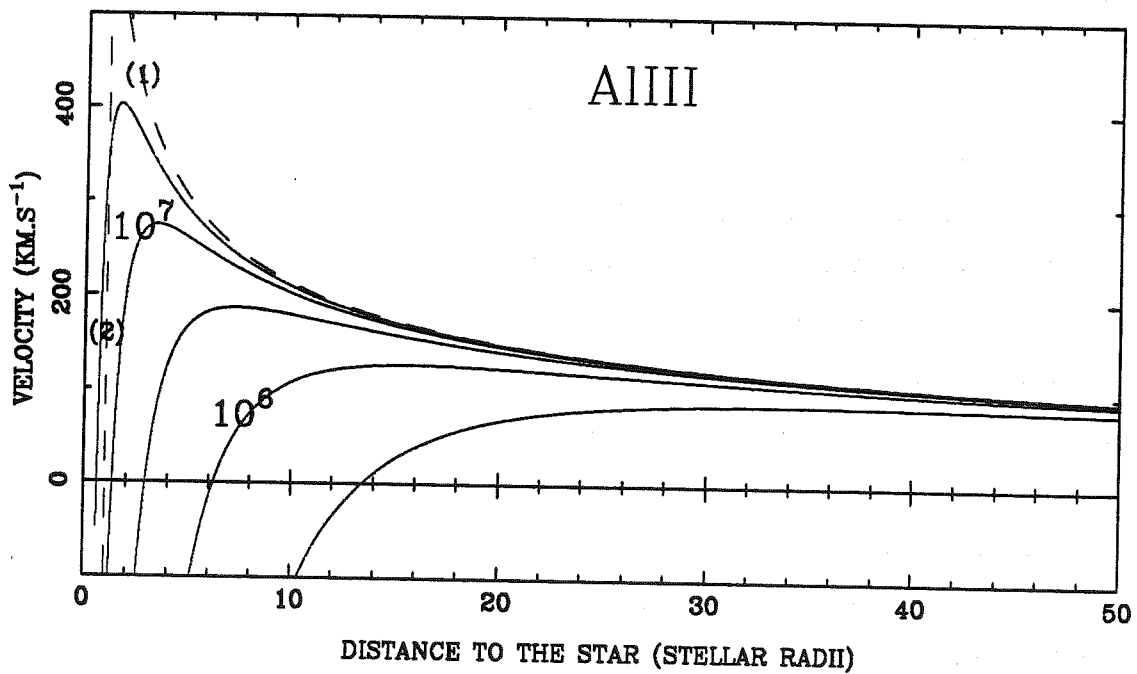


Figure V.5: Vitesses limites des ions Al III en fonction de  $r$  pour diverses valeurs de  $n$  en  $\text{cm}^{-3}$  ( $10^6$ ,  $10^7$ ,  $10^8$ ...).

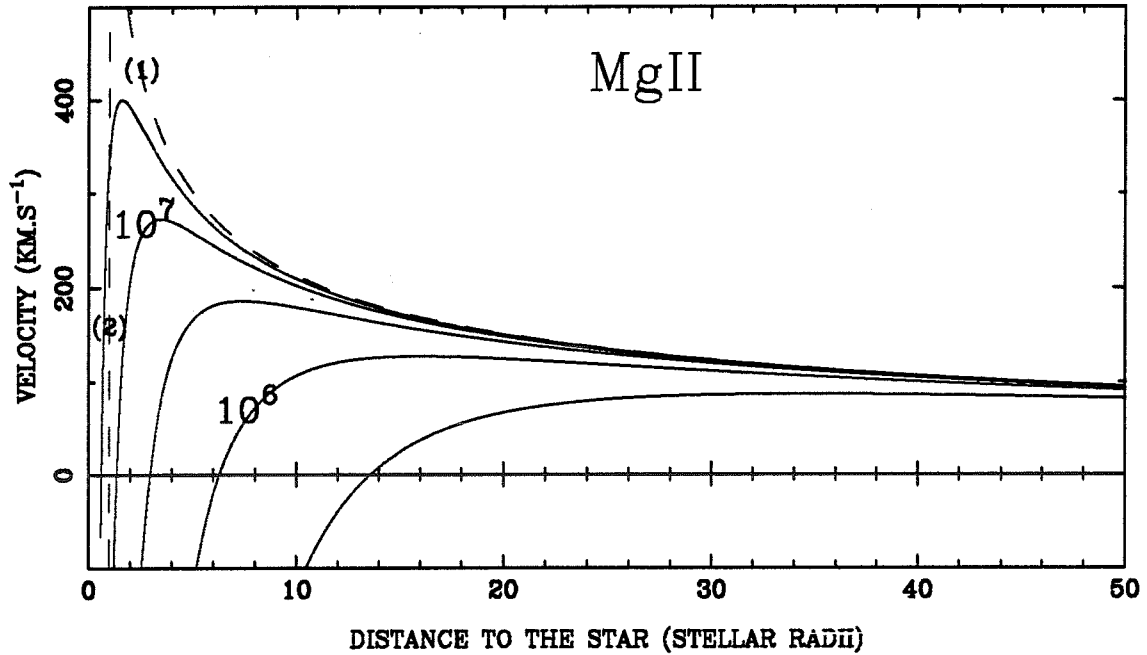


Figure V.6: Vitesses limites des ions Mg II en fonction de  $r$  pour diverses valeurs de  $n$  en  $\text{cm}^{-3}$  ( $10^6$ ,  $10^7$ ,  $10^8$  ...).

Il apparait qu'il n'existe pas de couple  $(n, r)$  rendant compte à la fois des vitesses observées en Al III, Mg II et Ca II. Il s'ensuit que dans ce modèle ces ions doivent être produits à des endroits différents, donc pas au même moment. Notons que nos dernières observations (voir chapitre précédent) montrent qu'effectivement, les variations en Ca II et Al III n'ont pas lieu au même moment.

### V.3 Un modèle d'évaporation de comète

Dans ce paragraphe, nous étudions plus précisément la densité du gaz environnant le gros corps. Nous supposons que celui-ci s'évapore de façon analogue aux comètes de notre Système Solaire, afin de pouvoir utiliser des paramètres connus et mesurés dans le cas de celles-ci. La densité  $n$  est fonction de quatre paramètres :

1. La distance de l'objet à l'étoile.
2. La distance  $x$  entre le point considéré et le gros corps.
3. La vitesse d'éjection de l'hydrogène  $v_e$ .
4. Le taux de production  $z$  d'hydrogène. En fait, il serait plus exact de parler de taux de production et de vitesse d'éjection de  $\text{H}_2\text{O}$ , qui est certainement l'élément

qui est réellement dégazé mais qui se dissocie très rapidement en H et OH sous l'effet du flux UV de l'étoile, son potentiel de dissociation étant de 5 eV.

Des mesures récentes dans la comète de Halley (Lämmerzahl et al, 1977) ont montré que  $v_e$  est de l'ordre de  $1 \text{ km.s}^{-1}$  pour l'eau. Nous adopterons cette valeur par la suite.

Festou suggère que le taux de production est constant si la comète est à moins de 0.4 UA de l'étoile; pour des distances plus élevées, il propose  $z \propto r^{-3.5}$  (Festou et Feldmann, 1987) (cette valeur découle des mesures sur la comète de Halley).

On a donc au temps  $t$ ,

$$n(r, x, t) = \frac{z(r')}{4\pi x^2 v_e}$$

où  $r'$  est la distance de la comète à l'étoile au moment où le gaz a été éjecté, c'est-à-dire à  $t - x/v_e$ . Si l'on suppose le mouvement de la comète rectiligne vers l'étoile, on trouve en reportant dans l'équation V.1 :

$$v_{lim}(r, x) = v_0(r) \left[ 1 - 2v_0(r) \frac{x^2 v_e \rho m}{r z(r')} \left( \frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^{-1/2} \right]$$

Les figures V.7 et V.8 donnent les valeurs des vitesses limites pour Ca II en fonction de  $r$ , pour diverses valeurs de  $x$  et  $z$ . Elles montrent que pour qu'une vitesse limite de

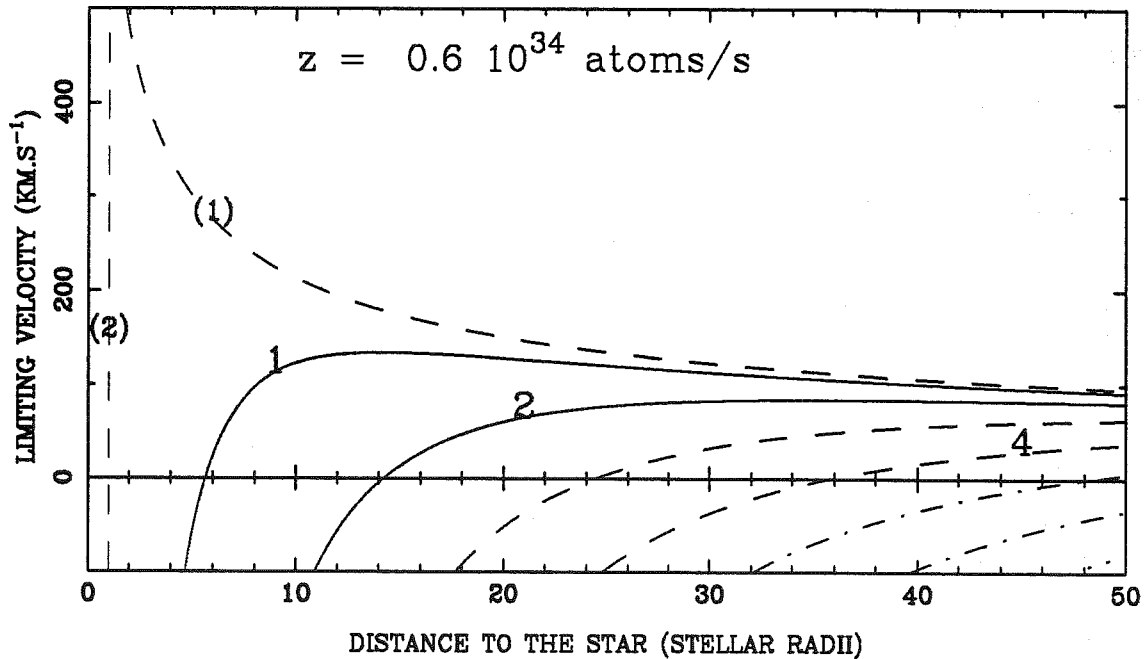


Figure V.7: Vitesses limite d'ions Ca II en fonction de  $r$  avec  $z = 0.6 \cdot 10^{34} \text{ atomes.s}^{-1}$ , pour diverses valeurs de la distance des ions au corps parent, en dixièmes de rayon stellaire.

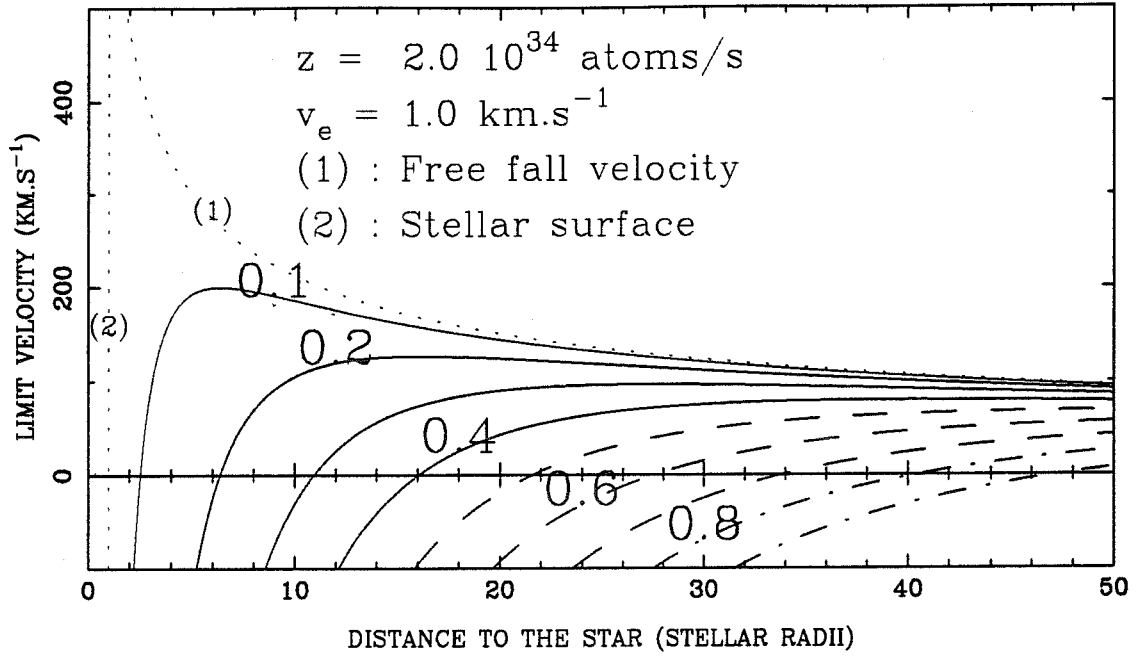


Figure V.8: Vitesses limite d'ions Ca II en fonction de  $r$  avec  $z = 2 \cdot 10^{34}$  atomes.s<sup>-1</sup>, pour diverses valeurs de la distance des ions au corps parent, en dixièmes de rayon stellaire.

l'ordre de 40 km.s<sup>-1</sup> soit observée dans le cas du Ca II, il faut que  $z$  soit de l'ordre de  $10^{34}$  atomes.s<sup>-1</sup> et que les ions soient à une distance de l'ordre de  $0.3 R_*$  de la comète.

La valeur de  $z$  déduite,  $10^{34}$  atomes.s<sup>-1</sup>, peut être comparée à ce qui est mesuré dans le cas des comètes du Système Solaire. Dans le cas étudié ici, on a  $z = 10^{34}$  atomes.s<sup>-1</sup> et  $r = 20R_*$ . Le taux de production d'hydrogène est donc de  $10^{34}$  atomes.s<sup>-1</sup> à

$$r' = \text{distance à } \left( t - \frac{x}{v_e} \right) = r \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{v_0(r)}{v_e} \frac{x}{r} \right) = 60R_*$$

La loi de variation de  $z$  avec  $r$  ( $z \propto r^{-3.5}$ ) entraîne qu'à 1 UA, le taux de production vaut environ  $2 \cdot 10^{33}$  atomes.s<sup>-1</sup>. Dans le cas des comètes Bradfield et Halley du Système Solaire, ce taux est de  $10^{30}$  atomes.s<sup>-1</sup>; il est donc  $10^3$  fois plus faible. Cependant, le flux de  $\beta$  Pic est 10 fois plus fort que celui du Soleil, donc le taux de production à une distance donnée de  $\beta$  Pic (par exemple 1 UA) doit être de l'ordre du taux de production que l'on aurait sur le Soleil là où le flux du Soleil est égal à celui de  $\beta$  Pic à 1 UA (c'est-à-dire à 0.3 UA dans notre exemple), compte tenu de la loi de variations de  $z$  avec  $r$ . On trouve ainsi qu'à 1 UA, le taux de production doit être 60 fois plus fort à 1'UA de  $\beta$  Pic qu'à 1 UA du Soleil. Le facteur restant ( $10^3/60$ ) peut sans doute être expliqué par le fait que le taux de production mesuré à 1 UA dans le Système Solaire est mesuré dans des comètes périodiques, qui ont donc effectué plusieurs passages près

du Soleil et ont déjà ainsi beaucoup dégazé. Ici, les corps que nous observons en chute vers l'étoile ne sont certainement pas en orbite périodique et leur taux de dégazage est sans doute plus important.

En conclusion, si nous supposons que les corps en chute vers l'étoile dégazent avec des vitesses et des taux d'éjection comparables à ce qui est observé dans le cas des comètes de notre Système Solaire, alors le taux de production d'hydrogène est de l'ordre de  $10^{33}$  atomes.s<sup>-1</sup> à 1 UA et que notre modèle s'accommode bien de cette valeur.

## V.4 Conclusions

Nous avons montré que les différences de vitesses terminales observées pour les différentes raies décalées vers le rouge de Ca II, Mg II et Al III peuvent être bien expliquées si l'on suppose que les ions évaporés de gros corps sont soumis aux effets combinés de la gravitation et de la pression de radiation : dans le cas du Ca II la pression de radiation est beaucoup plus forte que pour les autres ions. L'effet des collisions, supposées avoir lieu entre les ions et l'hydrogène neutre évaporé du corps en chute libre et suivant ce corps dans sa chute vers l'étoile, est d'atténuer l'effet de la pression de radiation et de permettre l'existence d'une vitesse limite. Pour que cette vitesse limite corresponde aux valeurs observées, il faut que la densité d'hydrogène soit supérieure à  $10^7$  cm<sup>-3</sup>. Si l'on suppose de plus que cet hydrogène est produit de façon analogue à celui produit par les comètes de notre Système Solaire, ceci implique un taux d'évaporation de l'ordre de  $10^{34}$  atomes.s<sup>-1</sup>.

## V.5 Article

On trouvera ci-joint la photocopie d'un article :

“The  $\beta$  Pictoris circumstellar disk – IX. Theoretical results on the infall velocities of Ca II, Al III, Mg II”, par H. Beust, A.M. Lagrange–Henri, A. Vidal–Madjar, et R. Ferlet, accepté dans *Astronomy and Astrophysics*, sous presse, IAP preprint 268.



# The $\beta$ Pictoris circumstellar disk

## IX. Theoretical results on the infall velocities of Ca II, Al III, Mg II\*

H.Beust, A.M.Lagrange-Henri, A.Vidal-Madjar, and R.Ferlet

Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

Received February 3, 1989; accepted March 7, 1989

**Summary.** Redshifted and highly time variable circumstellar absorption lines of Ca II, Al III, Mg II and other metallic ions in the spectrum of  $\beta$  Pic have been now observed for about 2 years, and are interpreted as the result of vaporisation of large bodies, such as comets, falling in toward the star. Assuming this model, theoretical calculations on the motion of ions ejected by the infalling body and moving in the surrounding gas are carried out to explain the differences between the observed infall velocities of the ions. Given the effect of gravitation, radiation pressure and collisions, ions are subject to a limiting velocity, for which an expression is given. The surrounding gas has to be at least partially neutral. Within such conditions, limiting velocities of different ions are not the same. The validity of this model is discussed. Numerical results show that the calculated velocities could match quite well the observations with strong conditions on the density of the surrounding gas. These conditions lead to an approximate value for the total vaporisation rate of the body, which can be compared to measured cometary ones in the Solar system. All this tends to reinforce the reality of infalling comets on to the star  $\beta$  Pictoris.

**Key words:** Stars:  $\beta$  Pic - Stars: circumstellar matter - comets

### 1. Introduction

The particular interest for the star  $\beta$  Pictoris (see parameters in Table 1) began with the discovery of an infrared excess by the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) (Aumann et al., 1984). Afterwards, Smith and Terrile (1984) imaged a large, flattened disk around the star. Seen nearly edge on, this was a favorable condition for the study in absorption of its gaseous counterpart. This had been com-

Table 1. Stellar parameters of  $\beta$  Pictoris

Name	Beta Pictoris
HD number	39060
HR number	2020
Alpha (2000.0)	$5^h 47^m 17^s$
Delta (2000.0)	$-51^\circ 4'$
<i>l</i> II	$258^\circ 37'$
<i>b</i> II	$-30^\circ 61'$
Distance (pc)	18
$V_{rad}$ (km.s <sup>-1</sup> )	20
$v \sin(i)$ (km.s <sup>-1</sup> )	139
<i>m</i> <sub>v</sub>	3.85
Spectral type	A5V
Mass	$\sim 2M_{\odot}$
Radius	$\sim 1.7R_{\odot}$

pleted both in the visible (Ca II and Na I, Hobbs et al., 1985, Paper I; Vidal-Madjar et al., 1986, Paper II; Ferlet et al., 1987, Paper V) and in the UV (Kondo and Bruhweiler, 1985; Lagrange et al., 1986, Paper IV; Lagrange-Henri et al., 1987, Paper VI).

The spectra revealed more or less strong circumstellar lines of metallic ions, such as Mg II, Fe II, Al III, Ca II ... Many of these lines, further observed, appeared to be asymmetrical, redshifted with respect to the stellar radial velocity, and time variable, on time scales of hours or even less (Papers IV, V, VI). The variable redshifted component of these lines has been interpreted as the result of vaporisation of large bodies (in the kilometer size) falling on to the star (Papers V, VI).

However, it has been shown that the observed infalling velocities (deduced from the redshifted component of the lines) of Al III, Mg II, and Ca II are different. In particular, Ca II is observed at much lower velocities than the others (Paper VI). More recently, an extensive study of the Al III lines revealed multicomponent structures in the redshifted part of these lines, either saturated or not (Lagrange-Henri et al., 1989, Paper VIII).

In Sect. 2, we recall the observed differences and in Sect. 3 review some relevant interactions applicable to the considered ions, assuming that the observed features are the result of vaporisation of infalling bodies on to the star,

Send offprint requests to: H.Beust

\*Partly based on observations by the IUE Satellite collected at the Villafranca Satellite Tracking Station of the ESA, and on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile

as previously suggested. A model is developed and we propose a possible explanation for the observed difference between the infall velocities. In Sect. 4, the numerical results are presented which lead to a strong condition on the density of the surrounding gas the ions are moving in. Assuming this condition, we develop in Sect. 5 a simple model for the vaporisation of an infalling comet, and present subsequent conclusions in Sect. 6 where the value derived for the production rate of the comet is compared to measured ones in the Solar system. The limits of this model are discussed in Sect. 7 and the conclusion is presented in Sect. 8.

## 2. The data

Observations of the Ca II K line at  $\lambda \simeq 3933 \text{ \AA}$  in the visible spectrum of  $\beta$  Pic have been collected since 1984 at ESO (European Southern Observatory) and described in previous articles (Papers I,II,V). In addition to a stable  $\sim 80 \text{ m\AA}$  wide component, at the heliocentric velocity of the star, there appear frequently redshifted and strongly variable asymmetries sometimes resolved in a clear second absorption component. The infall velocity of this gas observed in  $\sim 50$  spectra varies between 0 and about  $50 \text{ km.s}^{-1}$  (Paper V). The fact we emphasize here is that the terminal infall velocity of Ca II has never been observed larger than about  $50 \text{ km.s}^{-1}$ .

UV data of  $\beta$  Pic have been gathered with the IUE (International Ultraviolet Explorer) satellite since 1985, both directly or from the archives, and are described in papers IV, VI and VIII. These spectra show in particular absorption lines of Mg II at  $\lambda = 2795.53 \text{ \AA}$  and  $\lambda = 2802.70 \text{ \AA}$ , Al III at  $\lambda = 1862.80 \text{ \AA}$  and  $\lambda = 1854.72 \text{ \AA}$ . Because of the lower resolution of IUE and the presence of many metallic lines in the UV spectrum, it was quite hard to clearly separate blended lines. However, the time variability in Al III and Mg II lines was undoubtedly detected (Paper VI), after division of the spectra by a reference one. But contrary to the Ca II case, the velocity range is here much larger. Among the whole set of Al III spectra, absorption features are seen in about 70% of them, and in about one third, the terminal infall velocity reaches  $300 \text{ km.s}^{-1}$  or more (paper VIII). A comparison between the observed ranges of infall velocities for the different ions is presented in Table 2. An interesting fact is that the Al III variable features seem to occur more frequently than the Ca II ones (Paper VIII).

We will assume that all these features are related to the same phenomenon. One can note that the terminal velocity for Al III is comparable to the free fall velocity at few stellar radii from the star, while the Ca II one corresponds to the free fall velocity at 2.2 A.U.. Therefore, in order to

**Table 2.** Observed terminal infall velocities of some ions (relative to the star)

Ions	Range of terminal velocity
Mg II	380–460 $\text{km.s}^{-1}$
Al III	330–380 $\text{km.s}^{-1}$
Ca II	40–50 $\text{km.s}^{-1}$

explain these differences, we must find a mechanism able to reduce substantially the Ca II velocity but with little or no effect on the other ones. This is the purpose of the model described below.

## 3. The model

We will suppose that the observed variable features are produced by atoms or ions ejected with a velocity  $v_e$  from the nucleus of an infalling body, and moving in a surrounding gas of density  $n$ . In a first approximation, three kinds of interactions can apply to these atoms or ions : gravitation, radiation pressure, and collisions. The effect of an eventual stellar wind is neglected: stellar winds from normal A stars are usually very weak, and their effects on ions or atoms are here assumed to be negligible.

### 3.1. Gravitation

The infalling bodies are supposed to originate in the outer disk and thus, should be moving on nearly parabolic orbits. Since the ions are ejected from these bodies at relatively small velocities, their total energy is taken to be  $\simeq 0$ . Thus, without any other interaction, the ions should move inward at the free fall velocity  $v_0(r)$  :

$$v_0(r) = \sqrt{\frac{2GM}{r}} \quad (1)$$

All the other interactions will tend to reduce this infall velocity. Thus, at a distance  $r$  from the star, they cannot fall at a velocity higher than  $v_0(r)$ .

### 3.2. Radiation pressure

The stellar flux induces a force on an atom or an ion given by :

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

where  $\Phi$  is the stellar flux in  $\text{J.m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$ , and  $f$  is the oscillator strength of the considered transitions, the other symbols having their usual meaning.

The numerical evaluations are given in Table 3 for Ca II, Al III and Mg II. The visible  $\beta$  Pic flux has been calculated from an interpolation between the corresponding values of  $\alpha$  CMa (A1 V) and  $\alpha$  Aql (A7 V), which had been measured by Code et al. (1976). The values of UV flux have been taken from Jamar et al. (1976). A reduction factor due to the photospheric line has been applied, as evaluated from our IUE data.

Table 3 shows clearly that in all cases, the radiation pressure is larger than gravity, i.e. the considered ions are repelled from the star. It is also clear that Ca II is much more repelled than the others, which explains qualitatively why the other ions are seen to be falling faster. However, we need to further refine the model to make quantitative predictions. Furthermore, the ions seem to be very efficiently repelled, and therefore should be observed as blueshifted absorptions, which is never the case.

**Table 3.** Calculated radiation pressures on Ca II, Al III, and Mg II. Note that the ratio  $\rho$  of radiation pressure/gravity is independent of the distance to the star (both are  $\propto r^{-2}$ ).

Element	Wavelength (Å)	Oscillator strength	Stellar flux at 1 A.U from the star ( $J.m^{-2}.s^{-1}.hz^{-1}$ )	Reduction Factor (Top of the circumstellar line)	Radiation Pressure ( $10^{-27}N$ )	$\rho$	Total $\rho$
Ca II K	3933.66	0.69	$2.7 \cdot 10^{-11}$	0.25	40.6	51.6	
Ca II H	3968.47	0.344	$2.7 \cdot 10^{-11}$	0.25	20.2	25.7	77.2
Al III	1862.80	0.268	$9.7 \cdot 10^{-13}$	0.6	1.38	2.60	
Al III	1854.72	0.539	$9.6 \cdot 10^{-13}$	0.6	2.74	5.16	7.76
Mg II	2802.70	0.295	$2.2 \cdot 10^{-12}$	0.125	0.70	1.49	
Mg II	2795.53	0.592	$2.2 \cdot 10^{-12}$	0.125	1.40	2.96	4.45

### 3.3. Collisions

The bulk of the surrounding gas is probably composed mostly of hydrogen atoms. Moreover, hydrogen should be neutral, first because the flux of  $\beta$  Pic (spectral type A5V) at the Lyman continuum (912 Å) is very weak and not able to produce sufficient ionisation, and second because the effect of the stellar wind can be neglected. However, the possibility of a motion in an ionised gas must be taken into account because of the presence of Al III ions.

#### 3.3.1. Collisions in a neutral hydrogen gas

Collisions between ions (Ca II, Mg II, Al III) and neutral hydrogen atoms must be described in terms of induced-dipole effect. When a rather close encounter occurs, the ion induces a dipole on the neutral atom. Thus, we have an electric interaction between the charged ion and the dipole. The corresponding interaction potential is (McDaniel, 1964) :

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\alpha q^2}{2r^4} \quad (3)$$

where

- $q$  is the ionic charge;
- $\alpha = 6.7 \cdot 10^{-31} m^3$  the polarisability of atomic hydrogen;
- $r$  the distance between the ion and the atom.

Calculations of trajectories in this potential (Langevin, 1905; McDaniel, 1964) show that if the impact parameter  $b$  is larger than a critical value  $b_0$ , the orbit looks like an hyperbola with a distance of closest approach, while for  $b < b_0$ , there is a physical collision. The expression of  $b_0$  is :

$$b_0 = \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4q^2\alpha}{m_H v^2} \right)^{1/4} \quad (4)$$

where  $m_H$  is the reduced mass which can be taken equal to the mass of the hydrogen atom and  $v$  the initial relative velocity.

The collision cross-section between the ion and H is therefore  $\pi b_0^2$ . Assuming the average loss of impulsion in one collision is  $m_H \bar{v}$ , the mean effect of collisions can be translated as a force opposed to velocity :

$$\vec{f} = -m_H \pi b_0^2 n v \vec{v} = -k \vec{v} \quad (5)$$

with

$$k = n\pi \sqrt{\frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi\epsilon_0}} \quad (6)$$

where  $n$  is the density of the surrounding gas.

#### 3.3.2. Collisions in an ionised hydrogen plasma

As pointed out in Paper VI, the presence of Al III lines in the spectrum of  $\beta$  Pic is enigmatic because the flux of an A5 V star at 690 Å (the continuum of Al II) is far too weak to produce the observed quantities of Al III. Therefore, Al III is probably produced by energetic collisions. Such collisions might occur in the immediate vicinity of the infalling body. If they are energetic enough to supply the missing 18eV (i.e. the ionisation potential of Al II), they may be efficient for ionising hydrogen, whose ionisation potential is only 13.6eV. Therefore, in the inner part of the infalling body's surroundings, metallic ions might move in ionised hydrogen.

Let us consider an encounter between an ion of mass  $m$  and charge  $q$ , and an hydrogen atom of mass  $m_H \ll m$ , and charge  $e$ . Classical theory of Coulomb scattering gives the parallel variation of the velocity vector of the metallic ion :

$$\delta v_{||} = \frac{m_H}{m} v (\cos \chi - 1) \quad (7)$$

where  $\chi$  is the deflection angle given by :

$$\tan \frac{\chi}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qe}{m_H} \frac{1}{bv^2} = \frac{C}{bv^2} \quad (8)$$

The perpendicular variation does not have to be taken into account. Since collisions are totally random, its average value is equal to zero. The mean value of impulsion loss of the ion in the time  $dt$  is therefore :

$$\overline{d(mv)} = n v dt m \int_0^{b_{max}} 2\pi b \delta v_{||}(b) db \quad (9)$$

where  $b_{max}$  is the maximum acceptable value of the impact parameter. It can be taken equal to the Debye length  $\lambda_D$  in the plasma. Integration of Eq. (9) gives the value of the decelerating force opposed to velocity :

$$f = \frac{d(mv)}{dt} = -2\pi n m_H \frac{C^2}{v^2} \ln \left( \frac{\lambda_D^2 v^4}{C^2} + 1 \right) \quad (10)$$

where  $C$  is defined in Eq. (8).

### 3.4. Modeling an ion's motion

#### 3.4.1. Motion in a neutral gas

The equation of motion of an ion moving in a surrounding gas of neutral hydrogen atoms of density  $n$  is :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{\gamma} - \frac{k}{m} \vec{v} \quad (11)$$

where  $k$  is the constant defined by Eq. (6).

Assuming  $\vec{\gamma}$  and  $k$  are constant, we obtain :

$$\vec{v}(t) = \frac{m\vec{\gamma}}{k} + \left( \vec{v}_0 - \frac{m\vec{\gamma}}{k} \right) e^{-\frac{k}{m}t} \quad (12)$$

Thus, there is a limiting velocity  $\vec{v}_{lim}$  of the ion relative to the surrounding gas, which is reached in the characteristic time  $\tau$ . These two parameters are :

$$\vec{v}_{lim} = \frac{m\vec{\gamma}}{k} = \frac{m}{n\pi} \left( \frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{-1/2} \vec{\gamma} \quad (13)$$

$$\tau = \frac{m}{k} = \frac{m}{n\pi} \left( \frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{-1/2} \quad (14)$$

This is only valid if  $\tau$  is small enough (typically less than 1 hour, as it is discussed in Sect. 6) to allow  $\gamma$  and  $n$  to be considered as constant during this time.

The limiting velocity is a radial velocity, because  $\vec{\gamma}$  is radial. But it is relative to the surrounding gas, and when referred to the star, it must be corrected by the motion of this gas relative to the star, i.e. the free fall velocity  $v_0(r)$  given in Eq. (1) :

$$v_{lim}(r) = v_0(r) + \frac{m\gamma}{k} \quad (15)$$

We here suppose that the surrounding gas the ions are moving in is produced by the body itself, and is infalling with it. This is necessary for producing redshifted features, since a motion in a not infalling gas (at low velocity) would only create blueshifted ones. Introducing  $\rho$  the ratio radiation pressure/gravity (i.e.  $\gamma = -\rho GM/r^2$ ), we obtain :

$$v_{lim}(r) = v_0(r) \left[ 1 - v_0(r) \frac{\rho m}{2\pi r n} \left( \frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{-1/2} \right] \quad (16)$$

#### 3.4.2. Motion in an ionised gas

This case is less easy to study since the expression of the decelerating force (10) is a more complicated function of the velocity, but the motions's equation is still :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{\gamma} - \vec{f}(\vec{v}) \quad (17)$$

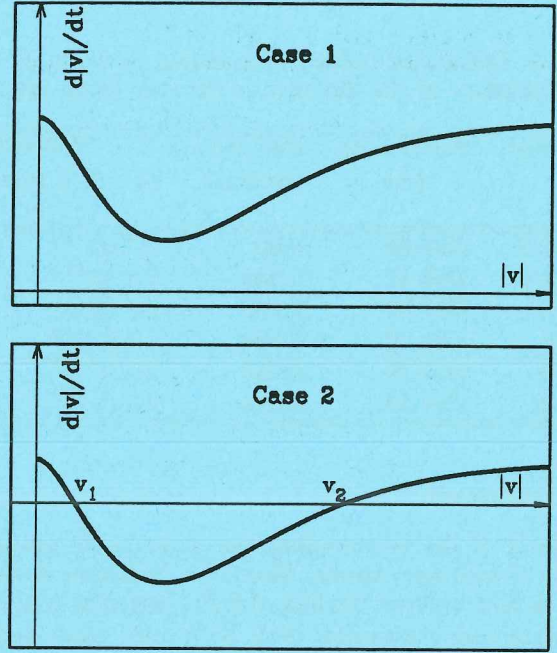


Fig. 1. The two possible aspects of  $d|v|/dt$  as a function of  $|v|$  in the case of a motion in an ionised hydrogen gas, depending on the value of the radiation pressure

The plot of  $dv/dt$  as a function of  $v$  is qualitatively given in Fig. 1. All velocities are now absolute values and relative to the infalling gas. Depending on the value of  $\gamma$ , two cases are possible. Case 1 corresponds to high values of  $\gamma$ ;  $dv/dt$  is always positive; there can be therefore no limiting velocity such as in neutral hydrogen; the ions are continuously repelled by the radiation pressure and cannot lock in discrete ranges of velocities.

Case 2 corresponds to lower values of  $\gamma$ . There are now two values of  $v$  for which  $dv/dt = 0$ . But only the smaller one ( $v_1$ ; see Fig. 1) is a stable point. Indeed, ions moving at a velocity smaller than  $v_2$  will reach the limiting velocity  $v_1$ , while ions moving at larger velocities are repelled such as in case 1.

## 4. Numerical results

### 4.1. Where are the infalling bodies when detected ?

Before carrying out numerical applications for different values of the density  $n$ , it is necessary to calculate the range in  $r$  where the infalling bodies are supposed to be when detected in absorption.

Recent observations of the Ca II triplet lines around  $\lambda=8542 \text{ \AA}$  (Hobbs et al., 1988, Paper VII) have shown that all the observed features (either stable or variable) must take place at less than 1 A.U. from the star. Moreover, the variable ones very likely take place much closer to the star (few stellar radii), since the maximum observed velocities of Al III and Mg II almost reach the corresponding free fall velocity. Furthermore, observations in absorption when the infalling body is still far away from the star would require very particular geometrical conditions. Therefore, the observational data correspond probably to the last

part of the bodies's path on their infall.

Since the observed features are seen to be lasting a few hours (about half a day) (Paper V), it corresponds to a path of no more than about 10–15 stellar radii.

#### 4.2. The case of ionised hydrogen

Plots in log–log scale of the deceleration due to Coulomb scattering for Ca II ions as a function of velocity are presented in Fig. 2 for densities between  $10^5$  and  $10^8$   $\text{cm}^{-3}$ . We have assumed a temperature of 1000 K to calculate the Debye length; but we checked that within a factor of 100, the qualitative results remain the same. It is obvious that, according to the notations of 3.4.2., we are always in case 2, i.e. the decelerating force due to Coulomb scattering is larger than the radiation pressure for velocities between two values ( $v_1$  and  $v_2$ ). We find :

$$v_1 < 10^{-3} \text{m.s}^{-1} \quad \text{and} \quad 5 \text{km.s}^{-1} \lesssim v_2 \lesssim 100 \text{km.s}^{-1} \quad (18)$$

Similar orders of magnitudes are obtained for Al III or Mg II, except that  $v_2$  is about 300 or 400  $\text{km.s}^{-1}$ .

As a consequence, the limiting velocity  $v_1$  is very small. Absorption features should be observed at the free fall velocity. This could explain part of Al III or Mg II observations, but certainly not the Ca II ones. At least part of hydrogen must be neutral. We will therefore assume in the following sections that hydrogen is neutral.

#### 4.3. Motion in neutral hydrogen

Plots of limiting velocities calculated from Eq. (16) for different values of the density  $n$ , are presented in Figs. 3,4,5. This limiting velocity appears very sensitive to the density of the surrounding gas. In the case of Ca II, the observed range of infall velocities (between 0 and 50  $\text{km.s}^{-1}$ ) provides a strong constraint on the density. In order to find wide enough regions (i.e. more than 2–3 stellar radii) where the velocity matches the observations, we must have (see Fig. 3) :

$$10^{6.5} \text{cm}^{-3} \leq n \leq 10^7 \text{cm}^{-3} \quad (19)$$

For densities between these bounds, suitable velocities are obtained at distances varying between 10 and 50 stellar radii. The acceptable range depends on the value of the density. But in any case, no suitable value of velocity is obtained at distances less than 10 stellar radii from the star.

In the same conditions, and at the same distances from the star, the expected velocities for Al III and Mg II are much larger (Figs. 4,5) and very close to the free fall velocity, which varies from 100 to 200  $\text{km.s}^{-1}$  in the considered regions. This corresponds quite well to the observed velocities. However, they sometimes reach 300 or even 400  $\text{km.s}^{-1}$  (paper VIII). This can only occur at less than 3 stellar radii from the star. From curves in Figs. 4 and 5, that combination requires a higher density, i.e.  $\sim 10^8$   $\text{cm}^{-3}$ . But the density of the surrounding gas is certainly not constant on the path of the moving ions.

It is interesting to note that the Ca II ions have to be located outside a 10–20 stellar radii zone and not closer, while there is no such spatial limitation for the other ions.

Indeed, when Ca II ions are closer than  $\sim 10$  stellar radii then, according to Fig. 3, we should expect to observe blueshifted features (for densities between  $10^{6.5}$  and  $10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ), which has never been the case.

The main reason why they are not observed may be understood through the shape of the curves of Fig. 3. One can notice that for distances less than  $\sim 10$  stellar radii, the limiting velocity is a highly variable function of the stellar distance, while it remains more or less stable for larger distances. When an infalling body moves at less than 10 stellar radii, the surrounding Ca II ions may move at the corresponding limiting velocity. If this velocity varies very quickly, the velocity distribution of Ca II ions may be very flat, leading to weak and wide unobservable features.

On the other hand, Fig. 3 shows that velocities at large distances from the star are usually larger than the observed ones (particular for large values of density). Thus, according to these curves, we should expect the terminal velocity of Ca II to be higher than 50  $\text{km.s}^{-1}$ . Nevertheless, an observation in absorption when the infalling body is far away from the star requires very peculiar geometrical conditions, since the body has to be on the line of sight. At large distances, the probability of such an occurrence is very low. This may explain why features corresponding to large stellar distances are usually not observed.

The same geometrical effect might explain why variable features in Al III and Mg II lines are seen rather more frequently than in Ca II ones. Since the expected Ca II absorption features cannot be observed when the infalling body is at less than 10 stellar radii from the star, they might be less frequently observable than Al III or Mg II ones which can be observed when it is closer to the star.

The density implied by the observations ( $\sim 10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ) is much larger than the evaluated density of the circumstellar medium ( $10^5$   $\text{cm}^{-3}$ , Paper II). Moreover, at the considered distances from the star, the effect of radiation pressure on the gas very likely lowers the density. Consequently, we have a further confirmation that the surrounding gas in which the ions are moving, can only be produced by the infalling body itself. In the following sections, we will treat these bodies as comets and develop a simple model of evaporation.

### 5. A model for an evaporating comet

We will try now to describe the geometry of the hydrogen distribution around the nucleus which should be able to produce the expected densities in wide enough regions. In particular, the density may be a highly decreasing function of the distance to the nucleus.

In a first approximation, we assume a spherical distribution, for at least two reasons :

1. Radiation pressure is not efficient on hydrogen atoms (no EUV flux in an A5 star)
2. There is no appreciable stellar winds in normal A5 stars. Therefore, hydrogen atoms are not efficiently repelled.

We can consider the density as a function of only four parameters :

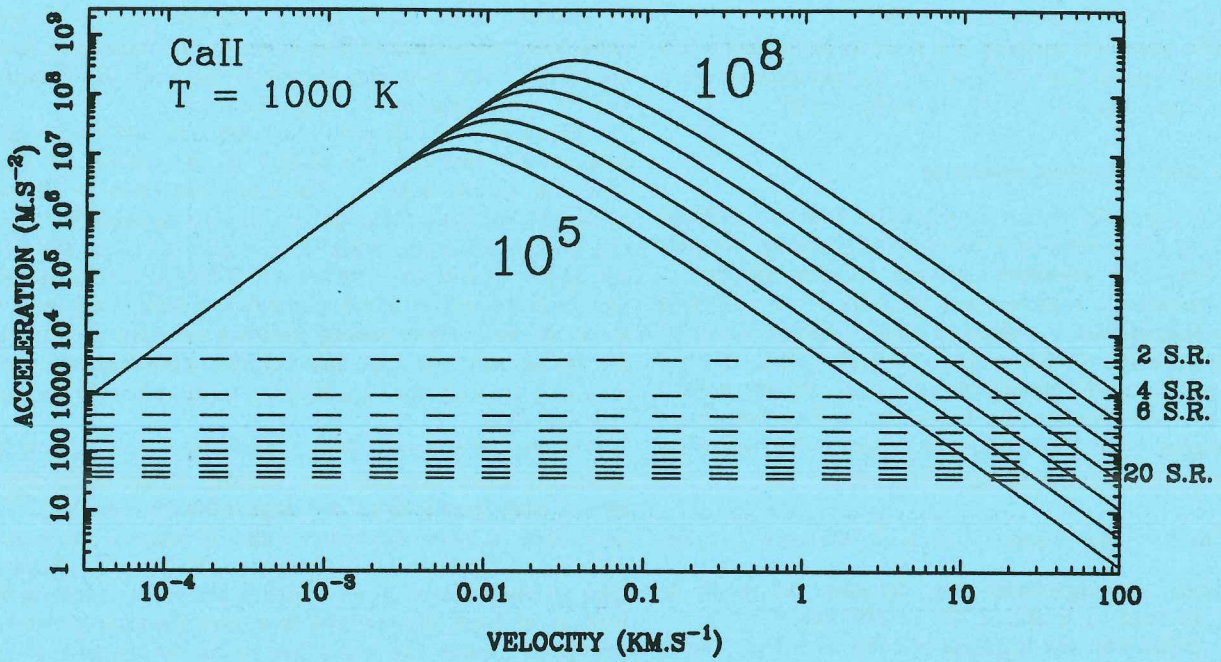


Fig. 2. Plots of absolute value of the deceleration due to Coulomb scattering for Ca II ions compared to acceleration due to radiation pressure, for different values of density between  $10^8$  (upper curve) and  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  (lower curve). Horizontal dashed lines correspond to values of the acceleration due to radiation pressure for different values of stellar distances (written at the right edge of the plot for some of them) between 2 and 20 stellar radii.

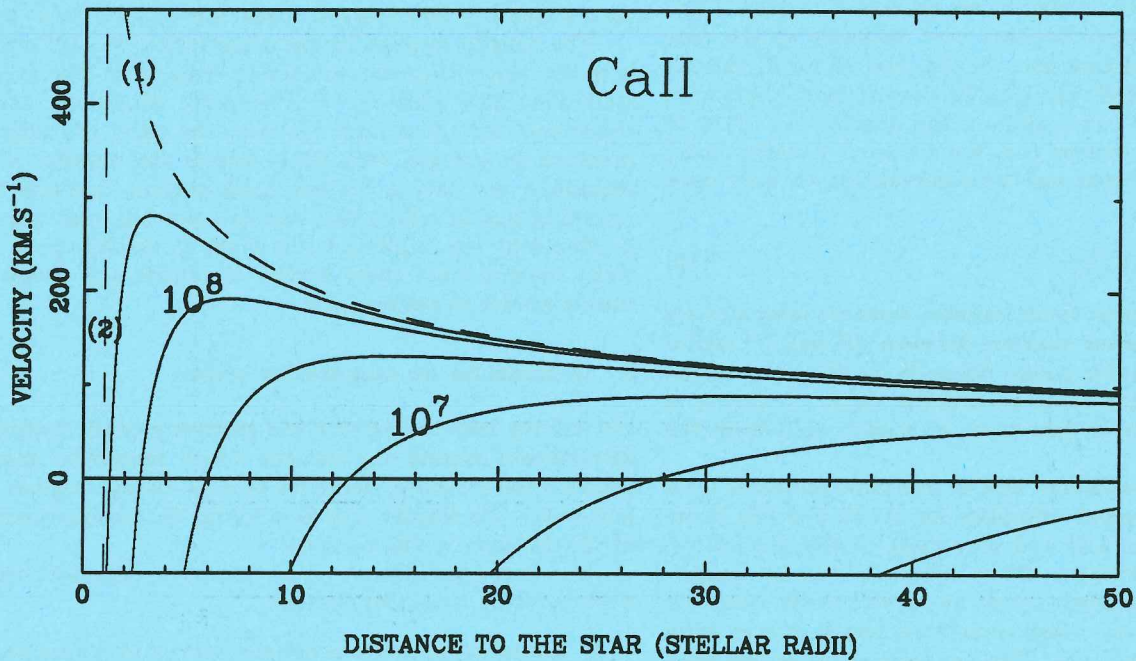


Fig. 3. Each solid curve represents the calculated limiting velocities of the Ca II ions moving in a neutral hydrogen gas of density  $n = 10^{8.5}; 10^8; 10^{7.5}; \dots \text{ cm}^{-3}$ . The numbered dashed curves correspond respectively to the free fall velocity (1) and to the stellar surface location (2).

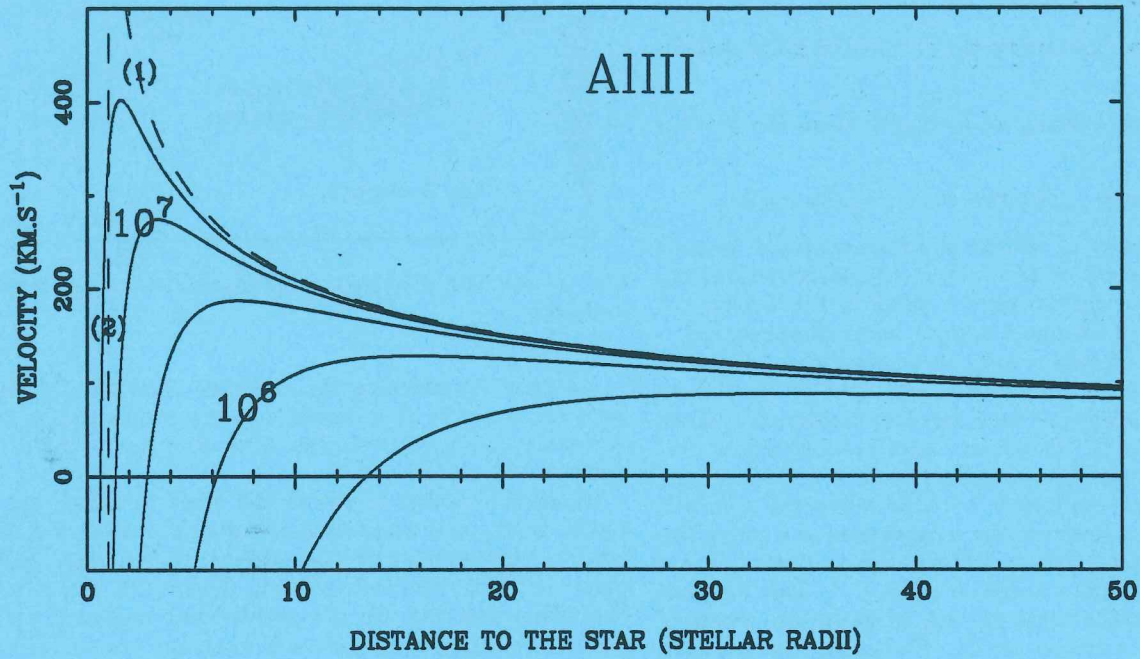


Fig. 4. Same as Fig. 3 but for Al III ions and with  $n = 10^{7.5}; 10^7; 10^{6.5}; \dots \text{cm}^{-3}$

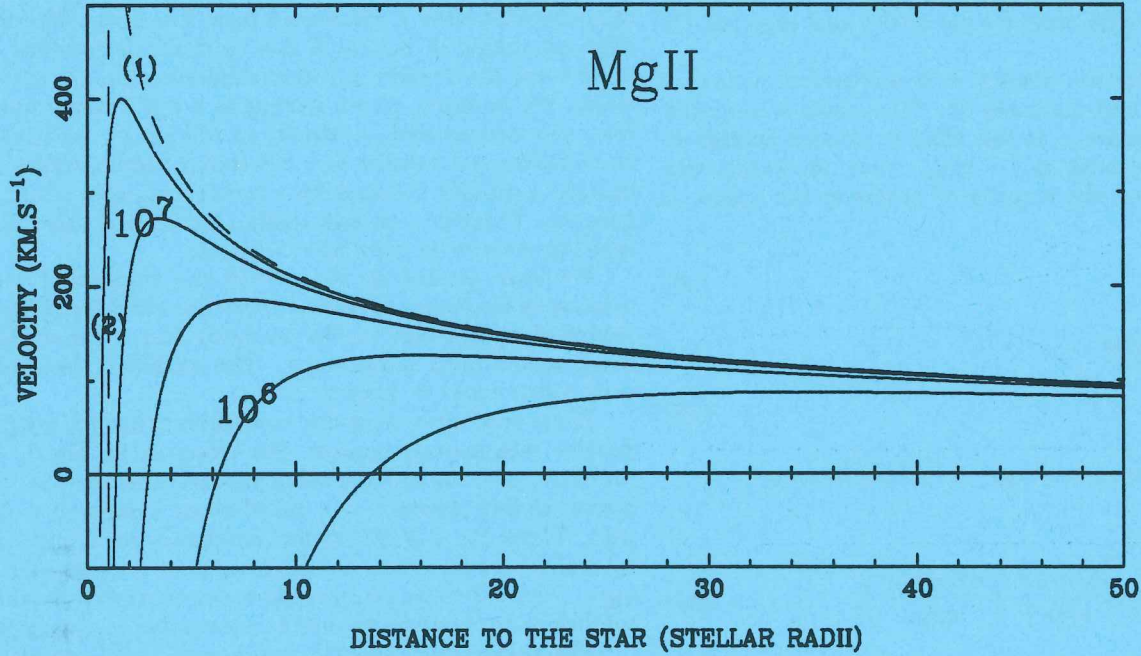


Fig. 5. Same as Fig. 3 but for Mg II ions and with  $n = 10^{7.5}; 10^7; 10^{6.5}; \dots \text{cm}^{-3}$

- The distance  $r$  between the comet and the star.
- The distance  $x$  between the considered point and the nucleus.
- The outflow velocity of hydrogen from the nucleus  $v_e$ .
- The hydrogen production rate  $z$  of the comet.

The outflow velocity  $v_e$  will be assumed constant. Recent in situ measurements of comet Halley (Lämmerzahl et al., 1987) in the Solar system gave a value of  $1 \pm 0.2 \text{ km.s}^{-1}$  for water. We will assume a similar value in our model.

The production rate  $z$  may be a complicated function of the distance  $r$ . A production rate  $\propto r^{-3.5}$  in comets Bradfield and Halley has been recently measured (Festou and Feldman, 1987). However, these measurements correspond to distances of approximately 1 A.U. from the Sun, and this may no longer be valid when the comet is closer to the star. Indeed, the integration of  $z$  along the path of the comet between infinity and radius  $r$  gives a total number of ejected atoms  $N(r) \propto r^{-2}$ . This may become larger than the total number of hydrogen atoms of the comet when  $r$  is too small. Therefore, the function  $z(r)$  may be much more complex at small distances, and we cannot assume it to be simply  $\propto r^{-3.5}$ . As suggested by Festou (1988), the production rate may be constant on the last part of the comet's infall (typically at distances less than  $\sim 0.4$  A.U.), because the surrounding evaporated cloud should intercept a more and more appreciable part of the stellar flux and lead to less vaporisation; opacity may act as a regulator in the production rate. We will therefore assume a production rate  $\propto r^{-3.5}$  for distances larger than 50 stellar radii ( $\sim 0.4$  A.U.) and constant for smaller ones.

Let us consider the density  $n$  in a spherical hydrogen layer of radius  $x$  and thickness  $dx$ . The comet is supposed to be at the distance  $r$  at the time  $t$ . Atoms present in this layer were ejected at  $t - x/v_e$ , when the comet was at distance  $r'$ , and the number of atoms in the spherical layer is :

$$dN = z(r') \frac{dx}{v_e} \quad (20)$$

Thus, the density is :

$$n = \frac{z(r')}{4\pi x^2 v_e} \quad (21)$$

Then, the limiting velocity given by (16) becomes :

$$v_{lim}(r, x) = v_0(r) \left[ 1 - 2v_0(r) \frac{x^2 v_e \rho m}{r z(r')} \left( \frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^{-1/2} \right] \quad (22)$$

## 6. Application and comparison with cometary values

### 6.1. Application

The purpose of this application is to determine a suitable range for values of production rate (assumed constant at less than 50 stellar radii), using the results for Ca II ions.

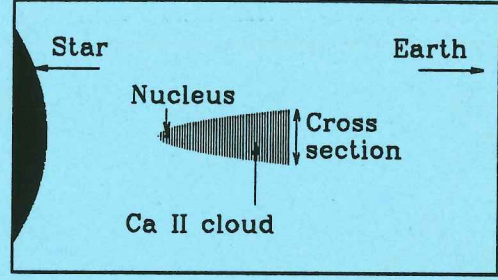


Fig. 6. Geometry of the Ca II cloud around the nucleus when close to the star

In order to produce the expected density of  $\sim 10^{6.5} \text{ cm}^3$ , for instance at a distance of 0.4 stellar radius from the nucleus, Eq. (21) implies that  $z(r')$  has to be of the order of  $10^{34} \text{ atoms.s}^{-1}$ .

Some limitations to the model must be taken into account. First, it is important to note that when the Ca II ions are close enough to the nucleus, they cannot lead to observable features in absorption. This is due to a geometrical effect (see Fig. 6). As pointed out in Paper VIII, a region of a limited size can only intercept part of the stellar flux, i.e. the ratio between its projected cross-section onto the stellar surface and the stellar surface itself. The observed spectra (i.e. the equivalent widths of the variable features) suggest that the size of the absorbing region is at least 10% of the star's cross-section. Therefore, we can assume that phenomena occurring at less than  $\sim 0.3$  stellar radius from the nucleus do not have to be considered, since they do not provide appreciable absorption features.

Second, we must take into account the value of the characteristic time  $\tau$  calculated from Eq. (14). We recall that our model in Sect.3. is not valid if  $\tau$  is too long for us to treat the density and the radiation pressure as constant. For example, an ion moving at  $x = 0.3$  stellar radius from the nucleus with a velocity of  $100 \text{ km.s}^{-1}$  relative to the infalling gas reaches  $x \simeq 0.5$  stellar radius, where the density is already reduced by a factor  $1/e$ , after about 40 minutes. Therefore, we can safely assume that there is no limiting velocity as soon as  $\tau > 1$  hour.

We have plotted in Figs. 7–10 the theoretical infall velocity of Ca II ions (deduced from Eq. (22)) for different values of  $x$  (distance to the nucleus) and  $z$  (production rate), assuming it is constant. The outflow velocity has been taken equal to  $1 \text{ km.s}^{-1}$ .

These plots show that the acceptable range for the production rate is quite narrow. For example, in Fig. 7, the curves for  $x < 0.3$  stellar radius are forbidden because the corresponding region is too small when compared to the star. Those for  $x \geq 0.3$  stellar radius (dashed lines) are not valid because of the too high value of the corresponding  $\tau$ . There is thus no suitable value of  $x$ . Within these conditions, no features should be observable in absorption.

The values  $z = 2.0 \cdot 10^{34}$  and  $z = 2.5 \cdot 10^{34} \text{ atoms.s}^{-1}$  give acceptable results (Figs. 8 and 9) for  $x \simeq 0.3$  and  $0.4$  stellar radius respectively. For each value between these bounds, we can find a rather wide suitable range in  $r$  matching the observed velocities. For example, for  $z = 2 \cdot 10^{34} \text{ atoms.s}^{-1}$ , and  $x = 0.4$  stellar radius, values of  $r$  between 16 and 24 stellar radii are convenient. One can note that we here still only find acceptable values of



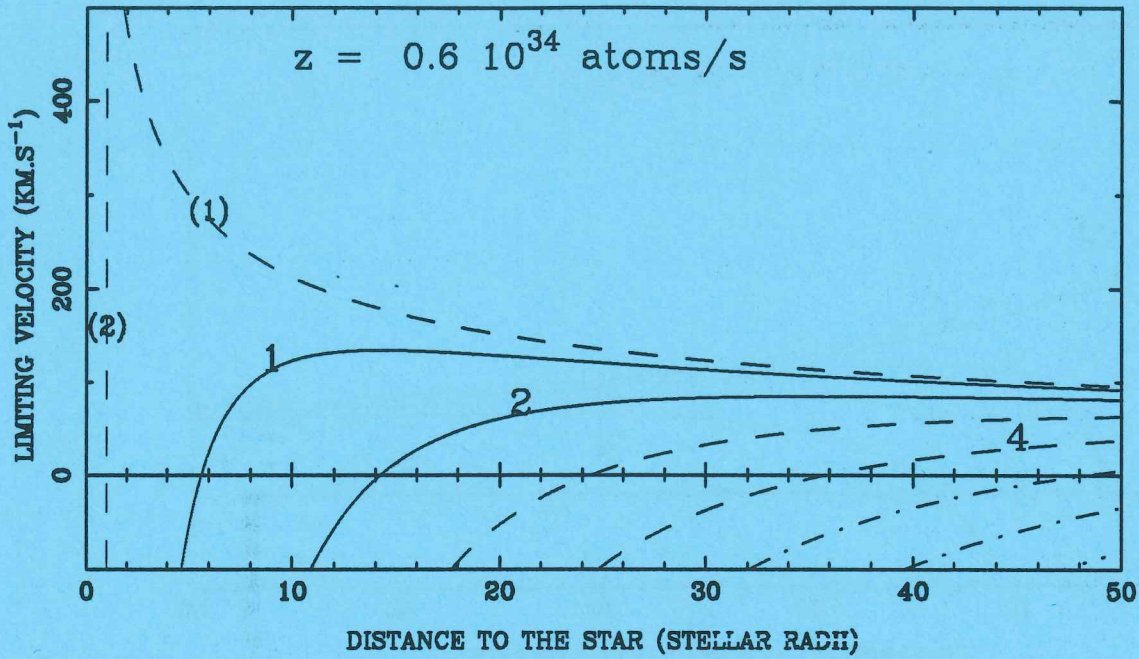


Fig. 7. Plots of limiting velocities of Ca II ions moving in a  $x^{-2}$  neutral hydrogen coma which density is controlled by the production rate  $z = 0.6 \cdot 10^{34}$  atoms. $s^{-1}$ . Each curve represents the limiting velocity reached by the ions in a characteristic time  $\tau$  at different distances  $x$  (1 corresponds to 0.1 stellar radius; 2 to 0.2; ...) from the nucleus. The line style coding way is the following : Solid lines are used for values for which  $\tau < 1h$ , dashed lines for  $1h < \tau < 3h$ , dot-dashed lines for  $3h < \tau < 7h$ , and dotted lines for  $\tau > 7h$ . The additional dashed curves correspond respectively to the free fall velocity (1) and to the stellar surface location (2)

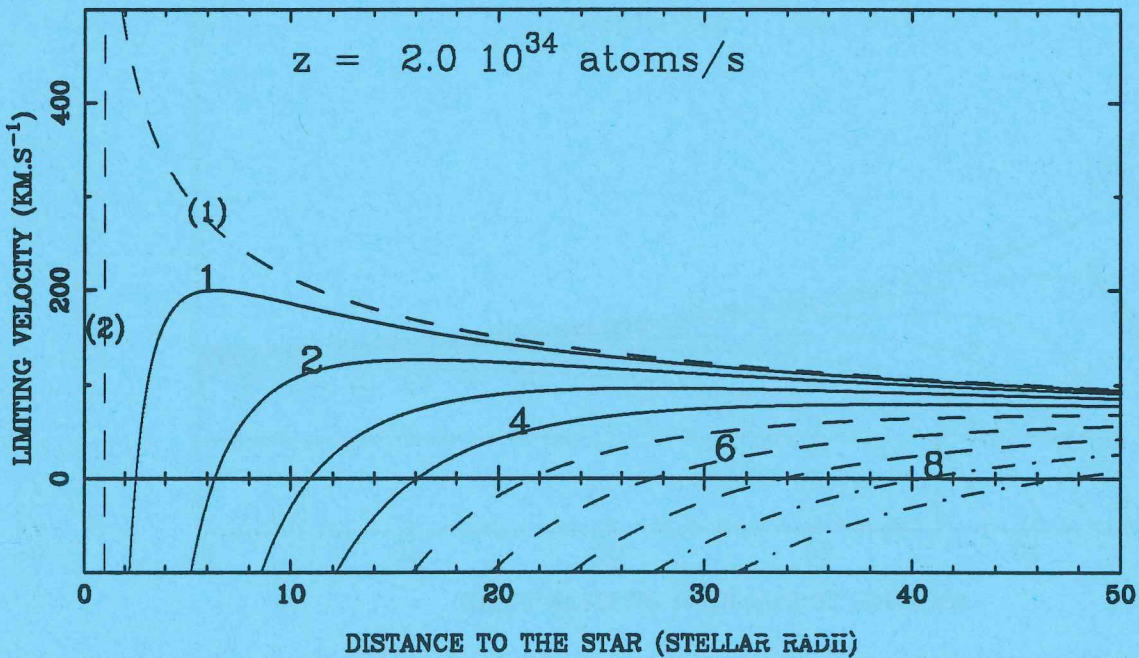


Fig. 8. Same as Fig. 7 but with a production rate  $z = 2 \cdot 10^{34}$  atoms. $s^{-1}$

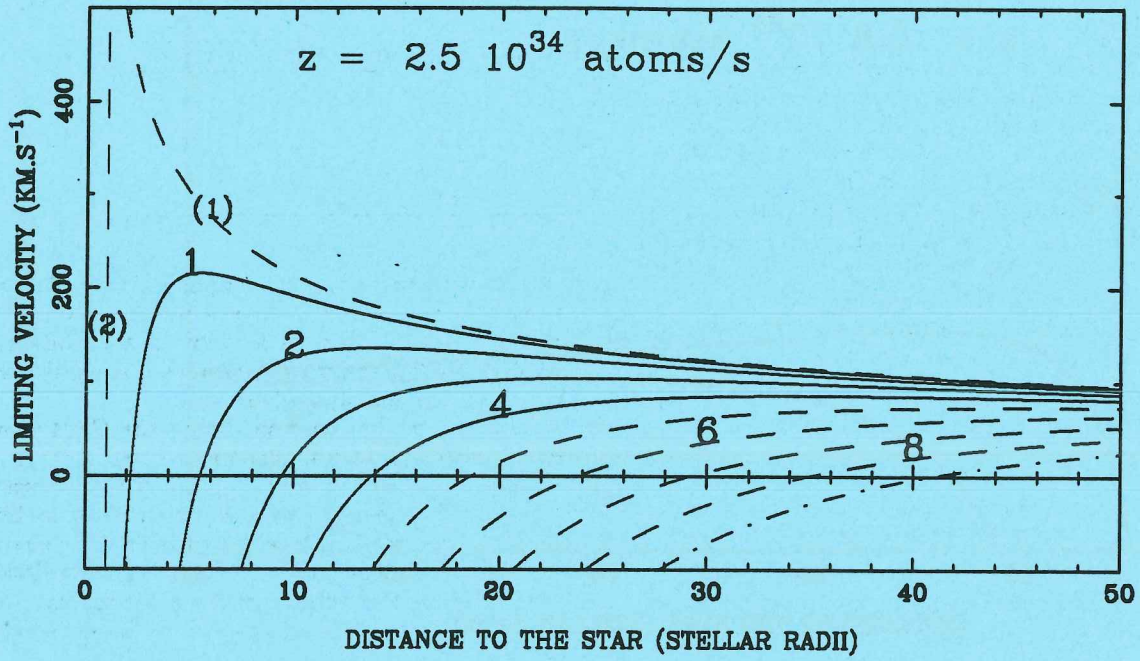


Fig. 9. Same as Fig. 7 but with a production rate  $z = 2.5 \cdot 10^{34} \text{ atoms.s}^{-1}$

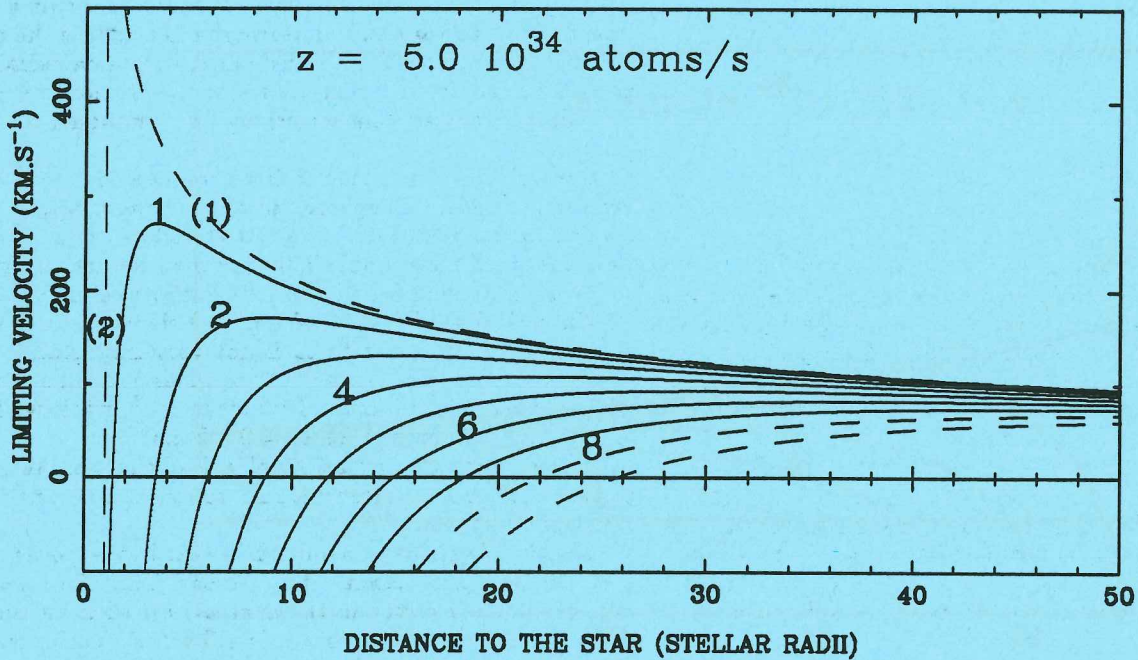


Fig. 10. Same as Fig. 7 but with a production rate  $z = 5 \cdot 10^{34} \text{ atoms.s}^{-1}$

stellar distances larger than 10 stellar radii, as in Sect. 4.

Taking Fig. 10 ( $z = 5 \cdot 10^{34}$  atoms.s<sup>-1</sup>) reveals that, if some values of  $r$  seem to be convenient at  $x \simeq 0.6$  stellar radius, the velocities for  $x \simeq 0.4$  stellar radius are usually high (100 km.s<sup>-1</sup>) and match the observed ones only over a very narrow range around  $\sim 10$  stellar radii which cannot in itself explain all observations. If we expect to find ions at  $x = 0.6$  stellar radius or more from the nucleus, other ions must be present at 0.4. Thus, an observation of convenient features at 0.6 stellar radius implies that other features corresponding to 0.4 should be observable at the same time, at a higher (and not acceptable) velocity. This value of  $z$  is therefore not convenient.

Taken into account all the relevant approximations of our model, one can stress that a suitable range for the production rate is about :

$$1 \cdot 10^{34} \leq z \leq 4 \cdot 10^{34} \text{ atoms.s}^{-1} \quad (23)$$

### 6.2. Comparison with cometary values

For comets Halley and Bradfield at 1 A.U. from the Sun, Festou and Feldman (1987), Feldman et al. (1987), and Festou (1988) gave values of about  $10^{29}$  to  $10^{30}$  water molecules.s<sup>-1</sup>, which is about  $10^5$  times lower than our predicted ones.

Nevertheless, the applications of 6.1. concern ions moving at more than 0.3 stellar radius from the nucleus when the comet is at 10 stellar radii from the star or more. The calculated production rate corresponds therefore to  $z(r')$  (see Sect. 5.).

If we assume that the comet is falling straight onto the star, the equation of its motion is :

$$r = \left( r_0^{3/2} - \frac{3}{2} \sqrt{2GMt} \right)^{2/3}, \quad (24)$$

and the distance  $r'$  :

$$r' = r \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{v_0(r)}{v_e} \frac{x}{r} \right)^{2/3} \quad (25)$$

For  $r = 20$  stellar radii and  $x = 0.4$  stellar radius we have  $r' = 62$  stellar radii. If we now assume the function  $z(r) \propto r^{-3.5}$  between  $r'$  and 1 A.U., we find a production rate of  $1.6 \cdot 10^{33}$  atoms.s<sup>-1</sup> at 1 A.U. This is still about 1000 times larger than the measured values for Halley and Bradfield. This remaining difference can be explained as follows :

First,  $\beta$  Pic is an A5 star and its total energy flux is 10 times higher than the solar one. Therefore, the production rate at 1 A.U. from  $\beta$  Pic must be roughly equal to the cometary production rate at the distance to the Sun where it's flux is 10 times higher than at 1 A.U., i.e. at 0.3 A.U.. Assuming now the  $r^{-3.5}$  power law for cometary production rates at these distances, it leads to a value 56 times larger than the measured ones at 1 A.U..

Second, the measured rates are for water molecules. This gives another factor 2. Moreover, hydrogen is not only found in water.

The remaining difference is then less than a factor 10. This could be explained by qualitative arguments :

Table 4. Sensitivity to the power law for  $z(r)$ .

Exponent	Maximum remaining factor
-2	400
-3	50
-3.5	10
-4	6
-5	0.8

The measurements are made for periodic comets, which have already been losing water for years or centuries. The infalling bodies on to  $\beta$  Pic are certainly not periodic comets but may be more like sungrazing comets. Production rates of new comets are usually higher.

Furthermore, we have assumed that the Ca II ions are moving in hydrogen atoms, but there can be some dust or heavier atoms as well, which might reduce more efficiently the Ca II velocity, and a lower value of hydrogen production rate would be needed to have the same results. Also, the infalling bodies on to  $\beta$  Pic might be a little bit larger than the studied comets of the solar system. A radius of an infalling body only three times larger would be enough...

In fact, one may conclude that, when taken into account the differences between  $\beta$  Pic and the Sun, the calculated production rates are very similar to cometary ones. Thus, the idea that the infalling bodies on to  $\beta$  Pic are comets seems to be reinforced.

### 6.3. Sensitivity to parameters

Apart from the value of the production rate, the only parameter able to vary and appearing in Eq. (22) is the outflow velocity  $v_e$ . We thus carried out the same calculations as in 6.1., but for different values of the outflow velocity of hydrogen to test the sensitivity of our model to this parameter.

Larger values of  $v_e$  lead to lower densities for the same production rate. Therefore, in these conditions, larger production rate are needed to give the same result. Thus, we can expect the suitable value for the production rate  $z$  to be an increasing function of the outflow velocity  $v_e$ .

Numerical applications of Eq. (22) show that the sensitivity of this function to  $v_e$  is not very important. For example, a value of 3 km.s<sup>-1</sup> for  $v_e$  gives a mean suitable value for  $z$  between 3 and  $4 \cdot 10^{34}$  atoms.s<sup>-1</sup>, while we find about  $1 \cdot 10^{34}$  atoms.s<sup>-1</sup> for  $v_e = 0.5$  km.s<sup>-1</sup>.

These acceptable variations of  $v_e$  lead therefore to variations of production rate which are too small to change the conclusions of 6.2..

Another hypothesis assumed in 6.2. is the power law  $r^{-3.5}$  for the production rate. We saw that the remaining unexplained factor in the comparison with measured cometary production rates was less than 10. Variations of this power law should change the value of this factor, and therefore the subsequent conclusions.

Table 4 shows the maximum values of this remaining factor for different power laws for the production rate. It can be noticed that all exponents between  $-3$  and  $-5$  are convenient, while for a value of  $-2$  (this would be the exact value if the vaporisation was strictly proportionnal to the

stellar flux), the result is less acceptable. However, even in that last case, the qualitative arguments developed in 6.2. may still explain the difference.

## 7. Remaining problems

Our calculations show that the differences between the observed infall velocities of ions can be explained by the combined effects of gravitation, radiation pressure and collisions. We have described the required conditions in which they may be observed, but not yet their formation. Some more dynamical simulations are needed. This will be completed in our forthcoming work. In particular, specific geometrical conditions such as those described in 6.1. must be more precisely studied.

Another problem is the presence of the Al III lines. We have already noticed that  $\beta$  Pic's flux is unable to produce sufficient ionisation of Al II. The formation of Al III is still not explained. The observation of Al III ions at low velocity ( $\sim 60 \text{ km.s}^{-1}$ , Paper VIII), and also the multicomponent structures sometimes present in these lines are still enigmatic. They might correspond to the signature of physically different regions, such as maybe neutral hydrogen regions and ionised ones.

Moreover, some uncertainties remain in our model of infalling comets on to  $\beta$  Pic. We have evaluated the number of the observed events. Their frequency seems to be about 100 per year or even more (possibly 200 events per year) according to observations of Al III features (Paper VIII). As mentioned in Sect. 4., observations in absorption when an infalling body is far away from the star are unlikely, due to a geometrical effect, and we claimed arbitrarily that only features occurring at less than  $\sim 30$  stellar radii are usually observable. This limit may depend on the frequency of the infalling comets and is very difficult to evaluate properly.

Finally, the very high frequency of observed events hides another problem in itself: Sungrazing comets are much less numerous. Thus, what could explain such a high frequency? The answer is probably in the nature of the  $\beta$  Pic's circumstellar disk.

## 8. Conclusion

We have carried out some rather approximate calculations of the motion of an ion in a cometary coma, when falling on to the star. In order to explain the differences between the infall velocities of different species, ions must be moving in neutral hydrogen. Within this assumption, the calculated limiting velocities can match the observed ones in the redshifted part of  $\beta$  Pic's spectra, only if the density of the surrounding gas is about  $10^{6.5} - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . This can be explained within rather strong conditions on the rate of gas ejection by the nucleus. The subsequent value of production rate at 1 A.U. can be compared to cometary ones observed in the solar system, if the differences between  $\beta$  Pic and the Sun are taken into account. The similarity of the production rates seems to reinforce our model of infalling comets on to  $\beta$  Pic.

However, a lot of questions remain. We have not yet explained why some ions effectively gather at the calculated velocities, nor described the way they do it. The

presence of Al III lines has not yet been explained, but is probably due to collisions in the surrounding gas of the coma. The inferred large number of infalling comets on to  $\beta$  Pic is surprising and worthy of further thought.

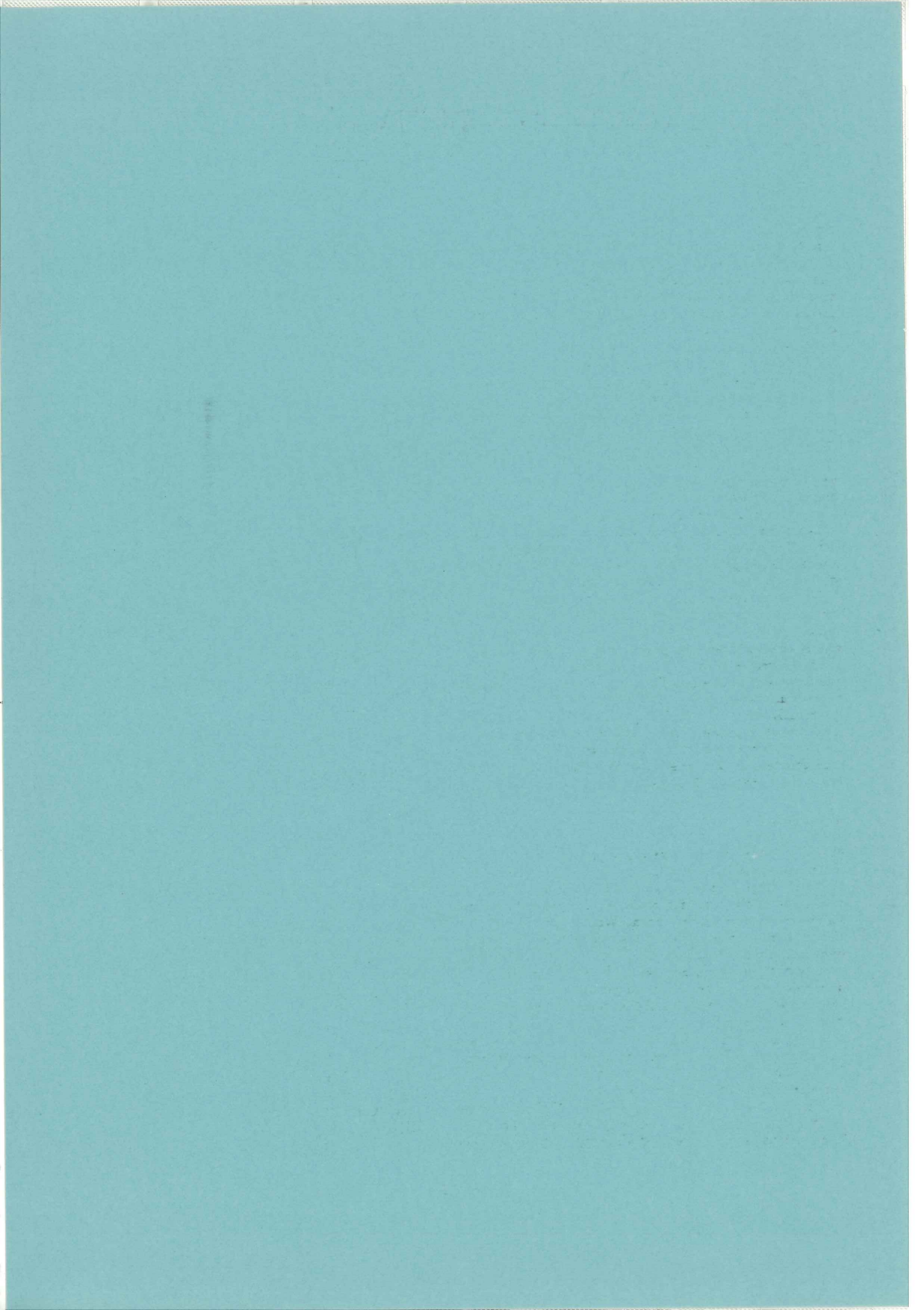
Further, more detailed modeling which addresses these items is the next step in the always exciting study of  $\beta$  Pic.

*Acknowledgements.* We warmly thank J.P. Buisson and M. Ciaia for their useful help by making statistics on a large set of data, and for the fruitful discussions we had with them.

We also wish to acknowledge M. Festou for his very kind help in cometary physics and G. Henri for his precious remarks on the treatment of collisions.

## References

- Aumann, H.H.: 1984, *Astrophys. J. Letters* **278**, L23  
 Feldman, P.D., Festou, M.C., A'Hearn, M.F., Arpigny, C., Butterworth, P.S., Cosmovici, C.B., Danks, A.C., Gilmozzi, R., Jackson, W.M., McFadden, L.A., Patriarchi, P., Schleicher, D.G., Tozzi, G.P., Wallis, M.K., Weaver, H.A., Woods, T.N.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 325  
 Code, A.D., Davis, J., Bless, R., Hanbury Brown, R.: 1976, *Astrophys. J.* **203**, 417  
 Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **185**, 267 (Paper V)  
 Festou, M.: 1988, private communication.  
 Festou, M., Feldman, P.D.: 1987, in *Exploring the universe with the IUE satellite*, Ed. Y.Kondo, D.Reidel publishing company, 101  
 Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **293**, L29 (Paper I)  
 Hobbs, L.M., Lagrange-Henri, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Welty, D.E.: 1988, *Astrophys. J. Letters* **334**, L41 (Paper VII)  
 Jamar, C., Macau-Hercot, D., Monfils, A., Thompson, G.I., Houziaux, L., Wilson, R.: 1976, *The ultraviolet bright star spectrophotometric catalogue*, E.S.A. SR-27  
 Kondo, Y., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **291**, L1  
 Lagrange, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **173**, 289 (Paper IV)  
 Lagrange-Henri, A.M., Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1989, *Astron. Astrophys. Letters*, in press (Paper VIII)  
 Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1988, *Astron. Astrophys.* **190**, 275 (Paper VI)  
 Lämmerzahl, P., Krankowsky, D., Hodges, R.R., Stubbenmann, U., Woweries, J., Herrwerth, I., Berthelie, J.J., Illiano, J.M., Eberhardt, P., Dolder, U., Schulte, W., Hoffman, J.H.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 169  
 Langevin, P.: 1905, *Ann. chim. phys.*, Series 8, **5**, 245  
 McDaniel, E.W.: 1964, in *Collision phenomena in ionized gases*, John Wiley & sons, inc.  
 Smith, B.A., Terrile, R.J.: 1984, *Science* **226**, 1421  
 Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E.: 1986, *Astron. Astrophys.* **167**, 325 (Paper II)



# Chapitre VI

## Synthèse

### Résumé

Nous résumons et discutons ici les principaux résultats obtenus sur  $\beta$  Pic . Nous soulignons en particulier les points sensibles de nos modèles et suggérons des développements qui permettront de les tester.

L'étude en spectroscopie haute résolution du gaz autour de  $\beta$  Pic a révélé une structure très complexe de la composante gazeuse. Un point essentiel est la présence dans ce disque de deux parties, une partie stable et une partie variable.

**La partie stable du disque :** Les observations ont montré que la partie stable est constituée de deux milieux physiquement différents; l'un riche en matériau réfractaire (Ca) et l'autre présentant un rapport Na/Ca sans doute plus proche de celui observé dans le MIS. Le modèle proposé par Vidal-Madjar et al (1986), stipule que la zone riche en Ca II est proche de l'étoile et pourrait être due à l'évaporation de petits grains au voisinage de l'étoile. Cette zone, représentant la limite de sublimation de ces petits grains, doit être près de l'étoile. (On peut cependant noter que ce modèle n'explique pas la vitesse de  $2 \text{ km.s}^{-1}$  par rapport à l'étoile observée pour la composante en Ca II).

Nos observations de la raie du Ca II triplet (Hobbs et al, 1988) et l'étude de l'équilibre statistique du Ca II dans un modèle à cinq niveaux nous ont permis de démontrer directement la proximité des ions Ca II à l'étoile : ceux-ci se trouvent à moins de 1 UA de  $\beta$  Pic . Ce résultat est en accord avec Kondo et Bruhweiler (1986) qui affirment que le Fe II métastable observé dans les spectres UV est proche de l'étoile (moins de 1 UA).

Nos observations UV du Fer ont en outre permis de montrer que le rapport Fe/Ca est compris entre celui que l'on trouve dans le MIS et celui que l'on obtiendrait en évaporant des grains. Ceci suggère bien que au moins une partie du gaz observé est produite par l'évaporation de grains, comme le prédit le modèle proposé par Vidal-Madjar et al.

Cependant, les modèles actuels dérivés des observations de la partie *externe* du disque de poussières autour de  $\beta$  Pic semblent tous conclure à l'existence d'une zone claire d'au moins 5 UA (i.e. vide de poussières ) autour de  $\beta$  Pic . Le modèle proposé par Vidal-Madjar et al paraît donc en contradiction avec ces modèles, mais il convient de souligner plusieurs points :

1. La taille de cette zone "claire" est très mal connue; elle diffère d'un auteur à l'autre, (entre 5 et 30 UA), son évaluation dépendant très sensiblement de paramètres non connus, comme la taille des grains, leur composition chimique, et la géométrie du disque.
2. la quantité de grains nécessaire pour produire la partie stable du gaz (qui représente une masse totale très faible) peut contribuer de façon très peu significative à l'émission totale du disque (excès IRAS) et donc intervenir très peu dans les modèles décrivant cette émission.

Un problème plus important est sûrement soulevé par les calculs très récents de Artymowicz (1988) qui montre que de petits grains de taille inférieure à  $10\mu$  et de différentes compositions chimiques ne peuvent pas être présents de façon stable autour de l'étoile, car ils sont soufflés par la pression de radiation.

Toutefois, cet auteur n'exclut pas la possibilité que de petits grains soient néanmoins présents près de l'étoile, s'ils sont continuellement apportés, par exemple par des collisions qui doivent nécessairement se produire entre les particules (quelle que soit leur taille), animées de vitesses relatives différentes (Wolstencroft and Walker (1989)), ou aussi par des gros corps, du genre cométaires, comme le suggère par ailleurs Weissman (1985).

De plus, Artymowicz (1989) ne prend pas en compte l'effet du gaz qui, très dense, peut s'opposer efficacement à l'expulsion des grains. La question reste donc ouverte et rien ne permet actuellement de trancher sur ce point.

Un point important serait donc de connaître la composition chimique des grains dans le disque autour de  $\beta$  Pic . Il existe par exemple des signatures spectrophotométriques des glaces, accessibles dans l'infra-rouge proche. De telles signatures pourraient donner de très fortes contraintes aux modèles actuels. Nous reviendrons sur les projets d'observations dans ce domaine dans le chapitre suivant.

**La partie variable :** La partie variable du gaz mise en évidence puis étudiée pendant 4 ans, est due à du gaz en chute vers l'étoile. Les ions observés en chute vers l'étoile sont Al III, et les éléments une fois ionisés. Les vitesses de chute observées en Al III avoisinent la vitesse de chute libre près de l'étoile. Lorsqu'une composante à grande vitesse est observée, elle varie sur de très petites échelles de temps. Malheureusement nos données sont jusqu'à maintenant insuffisantes pour nous permettre de suivre l'évolution complète d'un évènement (apparition et évolution complète des composantes variables). Ceci pourra sans doute être bientôt réalisé (voir chapitre suivant).

Les observations ont montré des différences sensibles de comportement des composantes variables des divers ions. En particulier, les composantes variables de Al III et de Ca II ne sont pas observées au même moment et aux mêmes vitesses. De plus, des composantes variables en Ca II sont moins fréquemment observées qu'en Al III.

Nous interprétons ces composantes variables comme étant dues à du gaz évaporé de gros corps solides, eux-mêmes en chute vers l'étoile. Une estimation de la taille des corps nécessaire pour rendre compte des quantités de gaz variable observé a donné une taille de l'ordre du km.

Si cette interprétation se révèle exacte, elle pourrait fournir la preuve de l'existence



de gros corps autour de  $\beta$  Pic .

Des calculs simples ont montré que les différences de vitesses observées entre Al III et Ca II pouvaient être alors expliquées, par l'effet combiné de la gravitation, de la pression de radiation et des collisions auxquels sont soumis les gaz une fois évaporés. Ce scénario pourrait aussi expliquer pourquoi les variations n'ont pas lieu au même moment en Al III et Ca II, ces ions n'étant sans doute pas formés au même moment.

Cependant, il reste encore à expliquer pourquoi l'on observe plus souvent des variations en Al III qu'en Ca II. Seul un modèle dynamique de l'évolution de chaque composante gazeuse pourrait permettre de répondre à cette question.

Beaucoup d'autres questions restent encore sans réponse. La fréquence des événements variables en Al III entraîne que dans ce scénario, beaucoup de gros corps tombent sur l'étoile. La comparaison avec le seul cas connu où sont présents des gros corps solides, à savoir le Système Solaire, suggère deux possibilités : les comètes ou les planétésimaux, objets de la taille du km qui auraient peuplé notre SS avant la formation des grosses planètes. Cependant, la fréquence des événements observés (au moins en Al III) permet de douter de cette hypothèse, si les comètes sont, comme dans notre SS, situées très loin de l'étoile (nuage de Oort).

Les planétésimaux peuvent fournir un réservoir assez important en nombre et assez proches de l'étoile pour qu'ils puissent plus facilement tomber sur l'étoile, après une collision ou simplement sous l'effet de la perturbation d'un gros corps. Seule une étude dynamique d'un disque de tels objets pourra permettre de confirmer ou infirmer la plausibilité d'une telle hypothèse.

Les modèles actuels sur la dynamiques de tels gros corps restant encore à développer, il convient d'être très réservé sur la question de la nature de ces gros corps. Cependant, il faut souligner que nos observations ne peuvent pas être actuellement expliquées par d'autres scénarios que celui de la chute de gros corps.

Une question importante soulevée par les observations est la présence d'Al III autour de  $\beta$  Pic et notamment dans les raies variables. Cet élément ne peut pas être formé par photoionisation. Une possibilité est qu'il soit formé par collisions dans l'atmosphère du corps en chute vers l'étoile. Quoi qu'il en soit, Al III est certainement un élément très important dans l'énigme que représente le disque autour de  $\beta$  Pic . Aucune explication n'est actuellement avancée pour expliquer la présence de cet ion.

PHILOSOPHY DEPARTMENT

PHILOSOPHY 101

LECTURE NOTES

LECTURE 1

THE PHENOMENON OF CONSCIOUSNESS

1. THE PROBLEM OF CONSCIOUSNESS

2. THE HARD PROBLEM OF CONSCIOUSNESS

3. THE EASY PROBLEM OF CONSCIOUSNESS

4. THE MEASUREMENT OF CONSCIOUSNESS

5. THE NEURAL CORRELATES OF CONSCIOUSNESS

6. THE EVOLUTION OF CONSCIOUSNESS

7. THE CONSCIOUSNESS OF OTHERS

8. THE CONSCIOUSNESS OF THE FUTURE

9. THE CONSCIOUSNESS OF THE PAST

10. THE CONSCIOUSNESS OF THE PRESENT

11. THE CONSCIOUSNESS OF THE SELF

12. THE CONSCIOUSNESS OF THE WORLD

13. THE CONSCIOUSNESS OF THE UNIVERSE

14. THE CONSCIOUSNESS OF GOD

15. THE CONSCIOUSNESS OF THE VOID

16. THE CONSCIOUSNESS OF THE INFINITE

17. THE CONSCIOUSNESS OF THE FINITE

18. THE CONSCIOUSNESS OF THE ETERNAL

19. THE CONSCIOUSNESS OF THE TEMPORAL

20. THE CONSCIOUSNESS OF THE IMMORTAL

21. THE CONSCIOUSNESS OF THE MORTAL

22. THE CONSCIOUSNESS OF THE DIVINE

23. THE CONSCIOUSNESS OF THE HUMAN

24. THE CONSCIOUSNESS OF THE ANIMAL

25. THE CONSCIOUSNESS OF THE PLANT

26. THE CONSCIOUSNESS OF THE MINERAL

27. THE CONSCIOUSNESS OF THE COSMOS

28. THE CONSCIOUSNESS OF THE UNIVERSE

29. THE CONSCIOUSNESS OF THE GODS

30. THE CONSCIOUSNESS OF THE DEMONS

31. THE CONSCIOUSNESS OF THE SPIRITS

32. THE CONSCIOUSNESS OF THE ANGELS

33. THE CONSCIOUSNESS OF THE DEVILS

## Chapitre VII

# Recherche d'autres étoiles du type $\beta$ Pic

### Résumé

Pour mieux comprendre le problème de la formation des systèmes planétaires, il est indispensable de poursuivre l'étude du disque autour de  $\beta$  Pic, mais aussi d'étudier d'autres systèmes du même type. La recherche "d'autres  $\beta$  Pic" en imagerie directe sur des étoiles IRAS à excès IR n'a jusqu'à présent, donné aucun résultat positif (Brahic, 1989), sans doute parce qu'une telle détection implique que les disques soient favorablement orientés par rapport à la ligne de visée (vus par la tranche).

Une autre approche possible (Hobbs, 1986) dans la recherche d'autres  $\beta$  Pic est de rechercher des étoiles présentant des analogies spectroscopiques avec  $\beta$  Pic en Ca II et Na I. De telles étoiles peuvent alors être observées en coronographie.

Ce chapitre décrit le début de la recherche spectroscopique d'autres  $\beta$  Pic. Sur un échantillon de 63 étoiles sélectionnées, 3 seulement des analogies avec  $\beta$  Pic en Ca II et Na I. L'une d'entre elles, HR10, est une candidate particulièrement intéressante, puisque l'on a pu détecter des variations dans la partie rouge de son spectre en Ca II.

L'analogie du point de vue de l'excès IR entre  $\beta$  Pic et HR6519 montrée par Waters et al (1988) n'est pas confirmée du point de vue de la spectroscopie, du moins pour les raies de Ca II et de Na I.

## VII.1 Principe de la recherche

Parmi les étoiles sélectionnées (voir paragraphe suivant), nous cherchons d'abord une analogie dans le spectre haute résolution de la raie K du calcium II. Une analogie est trouvée lorsque l'on observe, au fond de la raie stellaire une absorption fine et centrée. Lorsqu'une telle composante est détectée, il faut encore s'assurer que l'origine de l'absorption est bien circumstellaire et pas interstellaire. En effet, des absorptions d'origine interstellaire sont souvent observées en Ca II, même en direction d'étoiles proches (Lallement et al, (1986)); cependant, ces absorptions ne sont pas forcément centrées et de plus, elles sont relativement faibles ( $W \leq 10 \text{ m\AA}$ ) pour des étoiles proches (dans les 20 premiers parsecs). Par conséquent, si des composantes fortes sont détectées en direction d'étoiles proches et si ces absorptions sont centrées, alors elles ne sont probablement pas d'origine interstellaire. En revanche, si les absorptions détectées sont faibles, elles peuvent être d'origine interstellaire. On doit alors déterminer clairement leur origine. Une méthode possible, mais demandant beaucoup de temps de télescope, est de regarder en direction d'étoiles angulairement proches. Si une absorption semblable est détectée, alors l'origine interstellaire est confirmée.

Une autre méthode est de regarder les raies du sodium neutre à  $5890 \text{ \AA}$ . Le rapport Na I/Ca II est de l'ordre de 1 à 2 dans le Milieu Interstellaire "normal"; si le rapport mesuré est très différent de ces valeurs, alors on peut rejeter l'origine interstellaire pour ces composantes et conclure à une origine circumstellaire.

## VII.2 Les étoiles sélectionnées

Les étoiles sélectionnées sont toutes, comme  $\beta$  Pic, des étoiles de type A, (ou éventuellement B9 ou F0), de classe de luminosité III, IV ou V. Toutes sont plus brillantes que  $m_V = 6.5$  et présentent au moins une des caractéristiques de  $\beta$  Pic, c'est-à-dire soit un excès infrarouge, soit des caractéristiques d'étoiles à enveloppes.

### VII.2.1 Les étoiles à excès IR

Les étoiles à excès IR ont été sélectionnées dans des listes de différents auteurs :

- (1) "Circumstellar matter around nearby stars", Aumann, 1984 : Les 8 étoiles retenues par cet auteur sont les étoiles du Catalog of nearby stars (Gliese, 1969 et Woolley et al, 1970) proches ( $d \leq 25$  parsecs), pour lesquelles le flux à 12, 25, 60 et  $100 \mu$  a été mesuré, et qui présentent un excès IR défini par

$[12] - [60] \geq 1.0 \text{ mag}^1$ , et pour lesquelles cet excès est certainement dû à de la matière physiquement associée à l'étoile et ne peut pas par exemple être attribué à la présence de poussières dans le champ d'IRAS ou de galaxies non résolues par IRAS<sup>2</sup>. Ainsi Aumann rejette-t-il les étoiles situées près du plan de la galaxie ( $|b| \leq 10^\circ$ ). De plus, cet auteur ne garde que les étoiles pour lesquelles le flux IRAS est de très bonne qualité. Parmi les douze étoiles trouvées, la plupart (six) sont de type A. Aumann et al remarquent que ceci suggère qu'il existe un lien entre le type spectral et la présence de disques circumstellaires. Cependant, ils n'excluent pas la possibilité que ce résultat soit un biais observationnel. Par exemple, ils montrent que si des disques possédant des caractéristiques analogues, du point de vue de la température, de la taille du disque et des particules, à celles des disques autour des étoiles à excès étaient autour d'étoiles de type G, aucun excès ne serait détecté par IRAS.

(2) "Twelve additional Vega-like stars": Sadakane et Nishida, 1986 : Ces auteurs ont sélectionné les "Vega-like stars" parmi les étoiles du BSC présentant aussi un excès  $[12] - [60] \geq 1.0 \text{ mag}$ , de type IV ou V, cette fois-ci avec  $|b| \leq 10^\circ$ , mais avec des flux IRAS mesurés au moins à 25 et 60  $\mu$ , et de qualité moyenne. Parmi les douze étoiles supplémentaires trouvées, 9 sont de type AIII, IV ou V (ou B9).

(3) Coté, 1986 : communication privée.

## VII.2.2 Les étoiles à enveloppe

Ces étoiles sont pour la plupart, extraites du Catalog of Stellar Group, Jaschek et Egret (1983).

Si les étoiles à enveloppe de type B ont été abondamment étudiées, depuis longtemps, on trouve en revanche peu de littérature sur les étoiles à enveloppes de type A. Il ressort de l'étude de Sletteback (1975) puis Sletteback et Carpenter (1983) que si les étoiles B shell ou Be forment une classe d'objets bien définie, celles de type A forment une classe d'objets beaucoup moins homogène. Néanmoins, Abt et Moyd avaient montré en 1973 que les étoiles à enveloppe de type A sont en général des rotateurs rapides ( $v \sin(i) \geq 100 \text{ km.s}^{-1}$ ) comme d'ailleurs la plupart des étoiles A. Ces auteurs suggèraient en outre que ces étoiles à enveloppe viennent juste de traverser, ou sont

<sup>1</sup>[12] et [60] représentent le flux mesuré par IRAS à 12 et 60  $\mu$  respectivement

<sup>2</sup>Le champ d'IRAS est en effet grand : par exemple  $0.75' \times 4.2'$  pour 12 et 25  $\mu$  et  $1.5' \times 4.3'$  à 60  $\mu$

en train de traverser leur phase de contraction au cours de laquelle elles éjectent de la matière, et que leur enveloppe est probablement équatoriale plutôt que sphérique. Cependant, cette hypothèse est aujourd'hui largement controversée (Zorec, communication privée). Andersen et Nordström, ainsi que Dominy et Smith, ont étudié quelques étoiles shells de type A, à basse résolution. Il faut noter qu'aucune étude systématique à haute résolution n'a été entreprise jusqu'à maintenant.

Jaschek et al (1986) ont fait une "cross-identification" du *Point Source Catalog* d'IRAS et des étoiles Ae/A à enveloppes extraites du *Catalog of Stellar Group*. Parmi les 19 étoiles trouvées, ils définissent les IAE (*IRAS Anomalous Emitters*) par la condition

$$m_p(12\mu) \ll m_{IRAS}(12\mu)$$

où  $m_p$  désigne la magnitude prédite en fonction du type spectral<sup>3</sup> et  $m_{IRAS}$  désigne la magnitude IRAS mesurée. Huit étoiles (dont  $\beta$  Pic) sont ainsi trouvées, pour lesquelles l'excès IRAS est attribué à des sources IR de l'ordre de 50 à 400 K. Ces auteurs montrent aussi que la proportion d'étoiles IAE est plus forte parmi les étoiles Ae/A à enveloppe que parmi les étoiles normales, ce qui suggère qu'il existe un lien entre ces deux classes d'objets.

La table VI.1 donne la liste des étoiles sélectionnées ainsi que diverses caractéristiques utiles:  $v \sin(i)$ , magnitude, type spectral et distance (lorsqu'elle est connue).

### VII.2.3 Remarques

1. Il faut noter que la plupart des étoiles shells de type V étudiées ont un  $v \sin(i)$  élevé (quand il est mesuré); celui de  $\beta$  Pic l'est beaucoup moins. Le disque étant vu de façon tout à fait équatoriale, nous pouvons remarquer que pour une étoile dite shell,  $\beta$  Pic a une vitesse de rotation plutôt faible.
2. HR6519 : cette étoile, de type B9.5V est à la fois une étoile à excès IRAS et une étoile à enveloppe. Waters et al (1988) ont montré que l'excès IR est dû à de l'émission thermique de poussières dont la température est entre 130 et 1000 K. Ils montrent que du point de vue de l'excès IR, cette étoile est très différente des étoiles A à enveloppe, tout comme  $\beta$  Pic. Ces auteurs concluent leur étude en affirmant que cette étoile pourrait bien être une seconde  $\beta$  Pic.

---

<sup>3</sup> $(m_p(12\mu) = V - 2.353(B - V) - 0.271)$

Table VI.1: Liste des étoiles sélectionnées

Numéro HD	Numéro HR	Nom	Ref. shell	Ref. IRAS	Type spectral	$v \sin(i)$ ( $\text{km.s}^{-1}$ )	$m_V$	Distance (pc)
256	10		1,3,5		A6V	195	6.19	70*
4881	241			3	B9.5V	68	6.2	
9672	451	49 Cet		2,3	A3V		5.63	
13161	622	$\beta$ Tri		2,3,4	A5III	76	3.00	45
14055	664	$\gamma$ Tri		3,4	A1Vn	208	4.01	26
15004	704	71 Cet	1,5		A0III		6.33	
15253	716		1		A2pS		6.5	
21620	1056		1		A0Vn	230	6.6	
24863	1227		1		A4V		6.5	
31295	1570	$\pi$ 1 Ori		2	A0V	104	4.6	
32188	1615		1		A2III <sub>s</sub>		6.1	
33949	1705	$\kappa$ Lep		2	B9V	124	4.36	29
37507	1937			4	A2		5.87	
38090	1968	12 Lep	1,2,5		A4V	170	4.80	24
39014	2015	$\delta$ Dor		3,4	A7V	206	4.35	37
39060	2020	$\beta$ Pic	1,2	1,3,4	A5V	139	3.85	16
39182	2025		1		A2V		6.45	
41511	2148	17 Lep	1,2		A2eS	98	4.93	31
42111	2174		1,2		A3Vn	250	5.73	
77190	3589	67 CnC	1,3		A8V	166	6.1	
80951	3720			3,4	A1V	0	5.29	
81728	3744	29 Hya	1,5		A2V		6.54	
85905	3921		1,5		A2		6.24	
88195	3989	17 Sex	1,2,5		A1V	100	5.91	
91312	4132			2	A7IV	132	4.75	32
95418	4295	$\beta$ UMa		1	A1V	39	2.37	19
98058	4368	$\varphi$ Leo	1,2,3,4		A7IV	225	4.47	53
99022	4398		1,2,5		A4p		5.79	
102647	4534	$\beta$ Leo		1,3,4	A3V	121	2.14	12
103287	4554	$\gamma$ UMa	1		A0V	168	2.44	36
104174	4583			4	B9V	205	4.91	83
108283	4733	14 Com	1,2,4		F0p	227	4.95	71
112028	4893		1,2,4		A0III <sub>S</sub>	275	5.28	100
118232	5112	24 CVn	1,2,3,4		A5V	178	4.70	29
125162	5351	$\lambda$ Boo		3,2	A0p	110	4.18	22
127762	5435	$\gamma$ Boo		4	A7III	139	3.03	40
129988	5505	$\epsilon$ Boo		4	A2V	147	5.12	62
137422	5735	$\gamma$ UMi	1		A3II-III	171	3.05	333
138629	5774	$\nu$ 2 Boo	1,2,3		A5V	182	5.02	40*
139001	5793	$\alpha$ CrB		1,4	A0V	133	2.23	22
144668	6000		1,5		A0.3III		6.65	
148283	6123	25 Her	1,2,3,4		A5V	242	5.52	60*
149630	6168	$\sigma$ Her		2,3,4	B9V	270	4.20	100
152082	6253		1,5		A0III		6.02	
157728	6480	73 Her		3	F0IV	67	5.71	
158352	6507		1,2,3		A8V	184	5.44	50*
158643	6519	51 Oph			B9.5V		4.81	25
161868	6629	$\gamma$ Oph		3,4	A0V	205	3.75	26
163296	6723	68 Oph	1,2,4		A2V	252	4.45	48
168646	6864		1,5		A2		6.16	
172167	7001	$\alpha$ Lyr		1,3,4	A0V	15	0.03	8
181296	7329	$\eta$ Tel		4	A0V	323	5.05	50
183656	7415		1		A0eS	180	6.05	
192518	7731	21 Vul	2,3		A7IV	197	5.18	50*
195325	7836	1 Del	1		A1eS	320	6.08	
196519	7881	$\nu$ Pav			B9III		5.15	
199603	8024		1		F0IV		6.01	
212097	8522	32 Peg		2	B9III	81	4.81	43
216956	8728	$\alpha$ PsA		1,4	A3V	100	1.16	7
218396	8799			2	A5V	45	5.99	
219832	8865	$\psi$ Aqr	1,2		A0V	143	4.98	83
223884	9043		1		A3S		6.24	

Réf. IRAS: 1: Aumann et al (1986)- 2: Sadakane et Nishida (1986)- 3: Coté (1986)

Réf shells: 1: Jasheck et Egret (1982)- 2: Sletteback et Carpenter (1983)- 3: Abt et Moyd (1973)- 4: Dominy et Smith (1977)- 5: Andersen et Nordstrom (1977)

## VII.3 Les spectres de la raie K du Ca II

Parmi les 62 étoiles (31 shells, 28 IRAS) sélectionnées, 55 ont pu être observées dans la raie K du Ca II, à haute résolution. Les observations ont été conduites à l'ESO, avec le Coudé Echelle Spectrometer (CES) avec une résolution de 100000 ou de 60000, selon la configuration instrumentale, au CFH, au Spectro Coudé ( $R = 60000$ ) et à l'OHP avec ISIS ( $R = 30000$ ). Le rapport S/B des données varie beaucoup selon les instruments; il va environ de 30 à 100.

### VII.3.1 Détection CS négative

Sur les 55 étoiles observées, 25 ne montrent pas d'absorption nette en fond de raie stellaire. La table VII.3 donne la liste de ces étoiles. En fait, quelques unes, obtenues

Table VII.3: *Liste des étoiles pour lesquelles aucune absorption n'est détectée.*

Numéro HD	Numéro HR	Nom	Ref. shell	Ref. IRAS	Type spectral	$v \sin(i)$ ( $\text{km.s}^{-1}$ )	$m_V$	Distance (pc)
13161	622	$\beta$ Tri		2,3,4	A5III	76	3.00	45
14055	664	$\gamma$ Tri		3,4	A1Vn	208	4.01	26
31295	1570	$\pi$ 1 Ori		2	A0V	104	4.6	
37507	1937			4	A2		5.87	
39014	2015	$\delta$ Dor		3,4	A7V	206	4.35	37
77190	3589	67 CnC	1,3		A8V	166	6.1	
80951	3720			3,4	A1V	0	5.29	
95418	4295	$\beta$ UMa		1	A1V	39	2.37	19
102647	4534	$\beta$ Leo		1,3,4	A3V	121	2.14	12
103287	4554	$\gamma$ UMa	1		A0V	168	2.44	36
118232	5112	24 CVn	1,2,3,4		A5V	178	4.70	29
125162	5351	$\lambda$ Boo		3,2	A0p	110	4.18	22
127762	5435	$\gamma$ Boo		4	A7III	139	3.03	40
129988	5505	$\epsilon$ Boo		4	A2V	147	5.12	62
139001	5793	$\alpha$ CrB		1,4	A0V	133	2.23	22
149630	6168	$\sigma$ Her		2,3,4	B9V	270	4.20	100
157728	6480	73 Her		3	F0IV	67	5.71	
172167	7001	$\alpha$ Lyr		1,3,4	A0V	15	0.03	8
181296	7329	$\eta$ Tel		4	A0V	323	5.05	50
183656	7415		1		A0eS	180	6.05	
199603	8024		1		F0IV		6.01	
212097	8522	32 Peg		2	B9III	81	4.81	43
216956	8728	$\alpha$ PsA		1,4	A3V	100	1.16	7
218396	8799			2	A5V	45	5.99	
219832	8865	$\psi$ Aqr	1,2		A0V	143	4.98	83

avec un S/B particulièrement bon, montrent une absorption faible ( $w_\lambda \leq 10 \text{ m\AA}$ ), généralement non centrée, d'origine clairement IS. Une telle absorption n'aurait pas pu être détectée dans l'ensemble de nos spectres. Dans un souci de cohérence, nous les classons donc dans les étoiles à détection négative.



Parmi ces 25 étoiles, 19 sont des étoiles à excès IR; les 6 autres sont des étoiles à enveloppe (de type variant entre A0 et A8, de classe de luminosité IV ou V). La figure VII.1 montre un exemple de spectre d'une de ces étoiles IRAS, et un exemple de spectre d'une de ces étoiles à enveloppe.

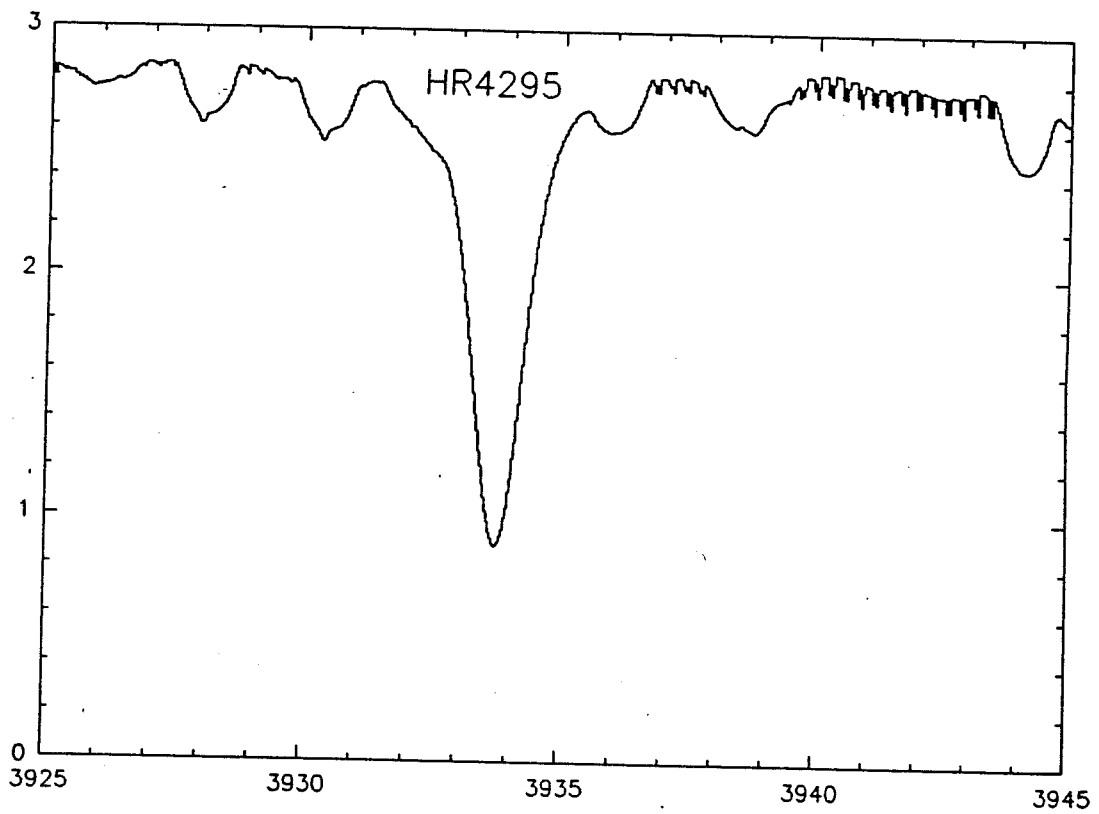
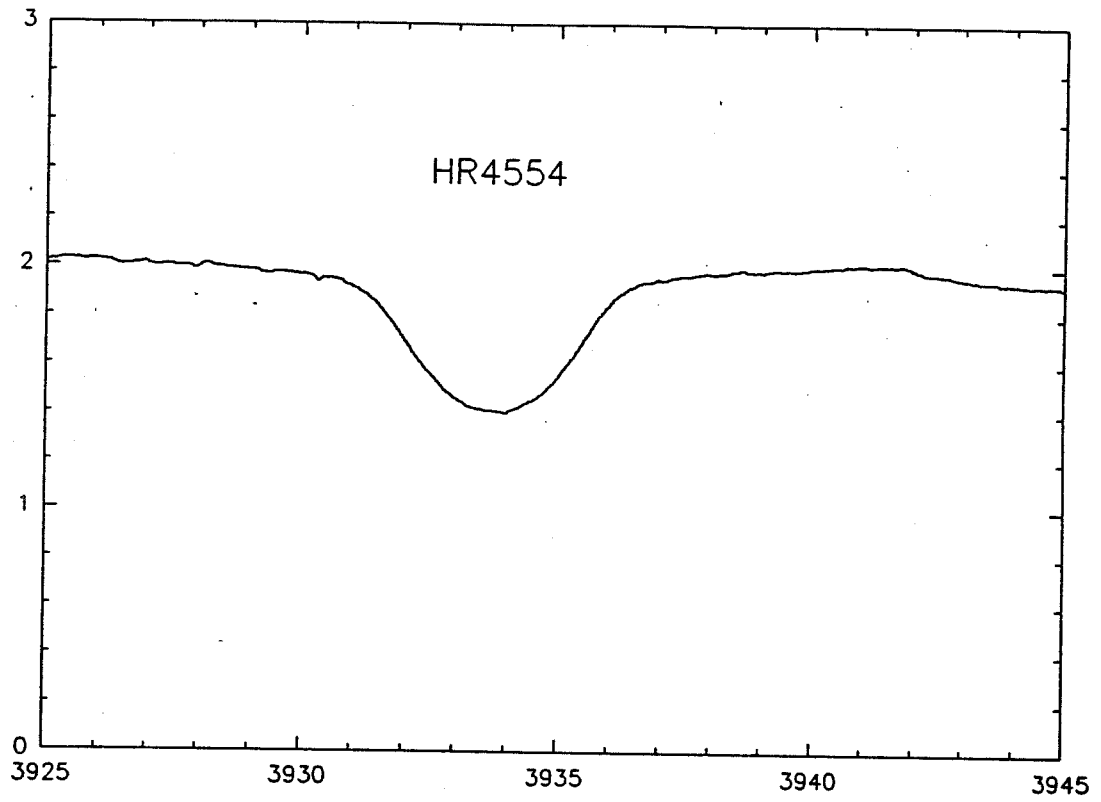


Figure VII.1: Exemples de détection négative dans une étoile à excès IRAS (figure du haut) et une à enveloppe (figure du bas).

### VII.3.2 Détection positive

23 étoiles présentent une absorption en fond de raie stellaire. Ces absorptions sont de deux types différents :

1. Une forte absorption, très profonde, d'origine CS, formant une continuité avec le spectre stellaire pourtant élargi par rotation, est détectée. La figure VII.2 montre par exemple le spectre de HR7731 (21 Vul, A7IV,  $v \sin(i) = 197 \text{ km.s}^{-1}$ ), que l'on peut par exemple comparer aux spectres de la figure VII.1. Le spectre de HR 7731 présente un fond beaucoup plus pointu, sans doute dû à l'absorption par du gaz dans une enveloppe proche de l'étoile et entraînée par sa rotation.

11 étoiles, toutes à enveloppe, de type spectraux divers (voir table VII.4), ont un spectre de ce type. Il est évidemment impossible de mesurer la largeur équivalente de ces composantes CS, puisque l'on ne peut pas définir leur limite.

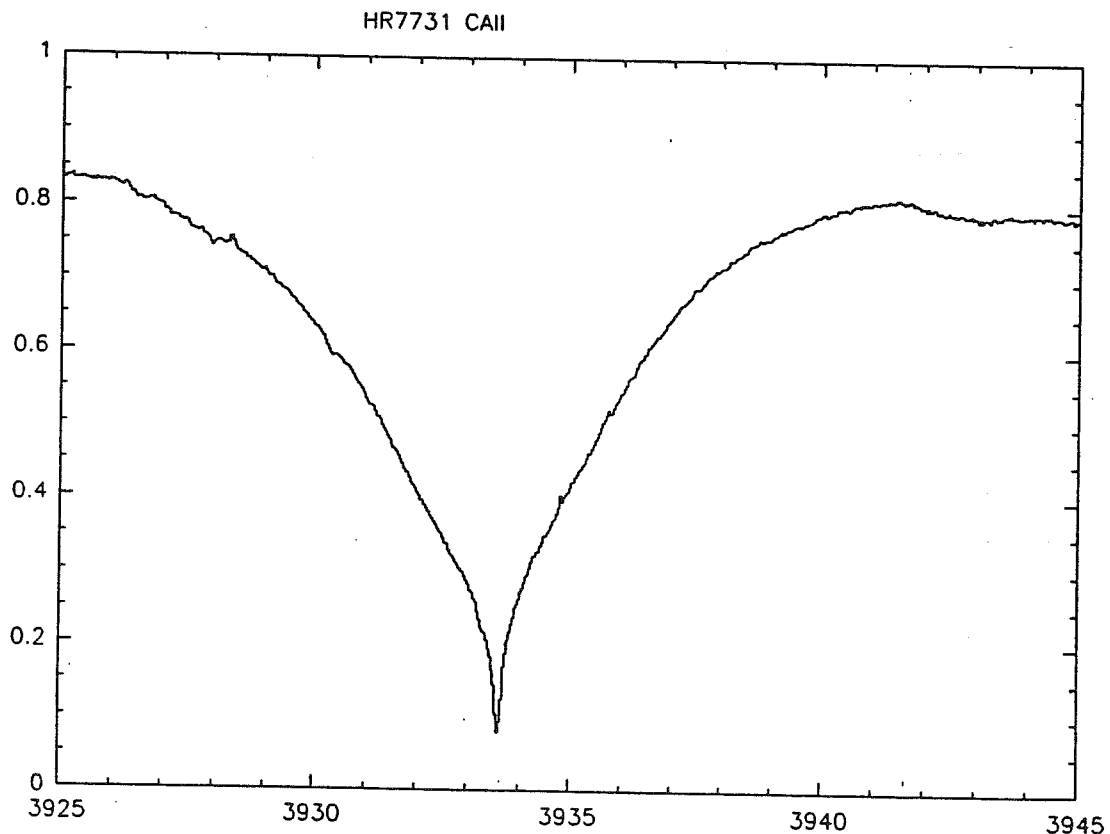


Figure VII.2: Exemple de spectre en Ca II d'étoile à enveloppe avec absorption CS très profonde, en continuité avec le spectre de l'étoile.

2. Une composante en absorption fine et centrée est détectée en fond de raie stellaire élargie par rotation. Ce genre de figure est observé pour 10 étoiles à enveloppe

Table VII.4: Liste des étoiles présentant une absorption CS très profonde.

Numéro HD	Numéro HR	Nom	Ref. shell	Ref. IRAS	Type spectral	$v \sin(i)$ (km.s <sup>-1</sup> )	m <sub>v</sub>	Distance (pc)
15004	704	71 Cet	1,5		A0III		6.3	
24863	1227		1		A4V		6.5	
38090	1968	12 Lep	1,2,5		A4V	170	4.80	24
98058	4368	$\varphi$ Leo	1,2,3,4		A7IV	225	4.47	53
99022	4398		1,2,5		A4p		5.79	
108283	4733	14 Com	1,2,4		F0p	227	4.95	71
112028	4893		1,2,4		A0IIIS	275	5.28	100
137422	5735	$\gamma$ UMi	1		A3II-III	171	3.05	333
168646	6864		1,5		A2		6.16	
192518	7731	21 Vul	2,3		A7IV	197	5.18	50*
195325	7836	1 Del	1		A1eS	320	6.08	

(toutes de classe de luminosité V) et deux étoiles à excès IRAS, ainsi que pour HR6519 et  $\beta$  Pic, qui sont toutes deux dans les deux groupes. La table VII.5 donne la liste de ces étoiles, ainsi que leurs caractéristiques. La figure VII.3 montre le spectre de ces étoiles.

Table VII.5: Liste des étoiles pour présentant une absorption en Ca II fine et centrée en fond de raie stellaire.

Numéro HD	Numéro HR	Nom	Ref. shell	Ref. IRAS	Type spectral	$v \sin(i)$ (km.s <sup>-1</sup> )	m <sub>v</sub>	Distance (pc)
256	10		1,3,5		A6V	195	6.19	70*
9672	451	49 Cet		2,3	A3V		5.63	
39060	2020	$\beta$ Pic	1,2	1,3,4	A5V	139	3.85	16
39182	2025		1		A2V		6.45	
42111	2174		1,2		A3Vn	250	5.73	
85905	3921		1,5		A2		6.24	
138629	5774	$\nu$ 2 Boo	1,2,3		A5V	182	5.02	40*
158352	6507		1,2,3		A8V	184	5.44	50*
158643	6519	51 Oph			B9.5V		4.81	25
161868	6629	$\gamma$ Oph		3,4	A0V	205	3.75	26
223884	9043		1		A3S		6.24	

Les étoiles IRAS pour lesquelles une absorption centrée est détectée sont, mise à part  $\beta$  Pic, HR451, HR6629 et HR 6519. La largeur équivalente des composantes en absorption étant faible, on ne peut pas rejeter la possibilité qu'elle soit d'origine IS. Dans le cas des étoiles à enveloppe, la largeur équivalente des raies varie entre 30 et 200 mÅ.

Parmi ces étoiles, quatre montrent un spectre plus complexe, puisque l'on observe deux ou plusieurs composantes en absorption. Il s'agit de :

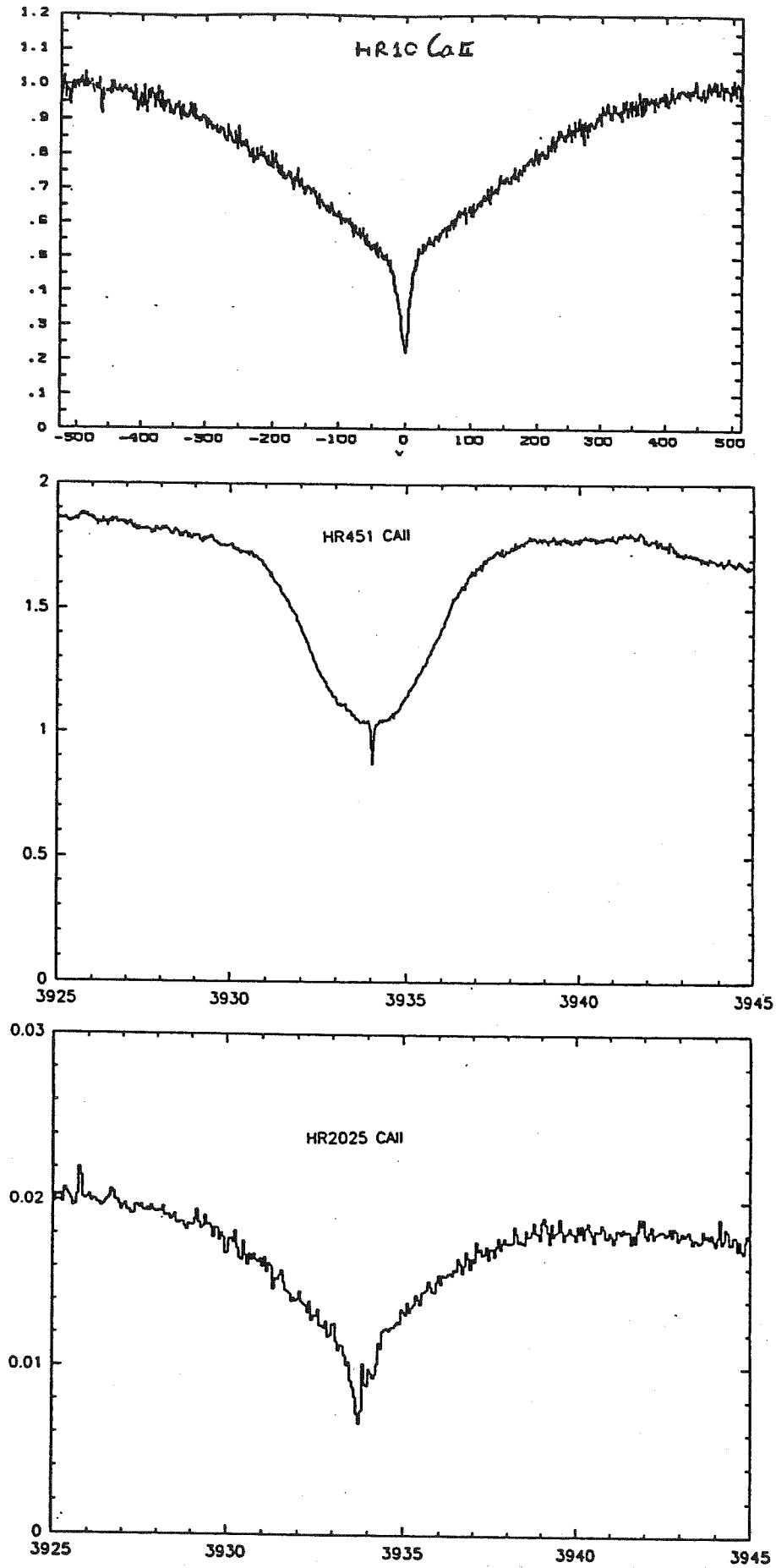


Figure VII.3: Spectres en Ca II des étoiles montrant une ou plusieurs composantes centrées en fond de raie stellaire élargie par rotation.

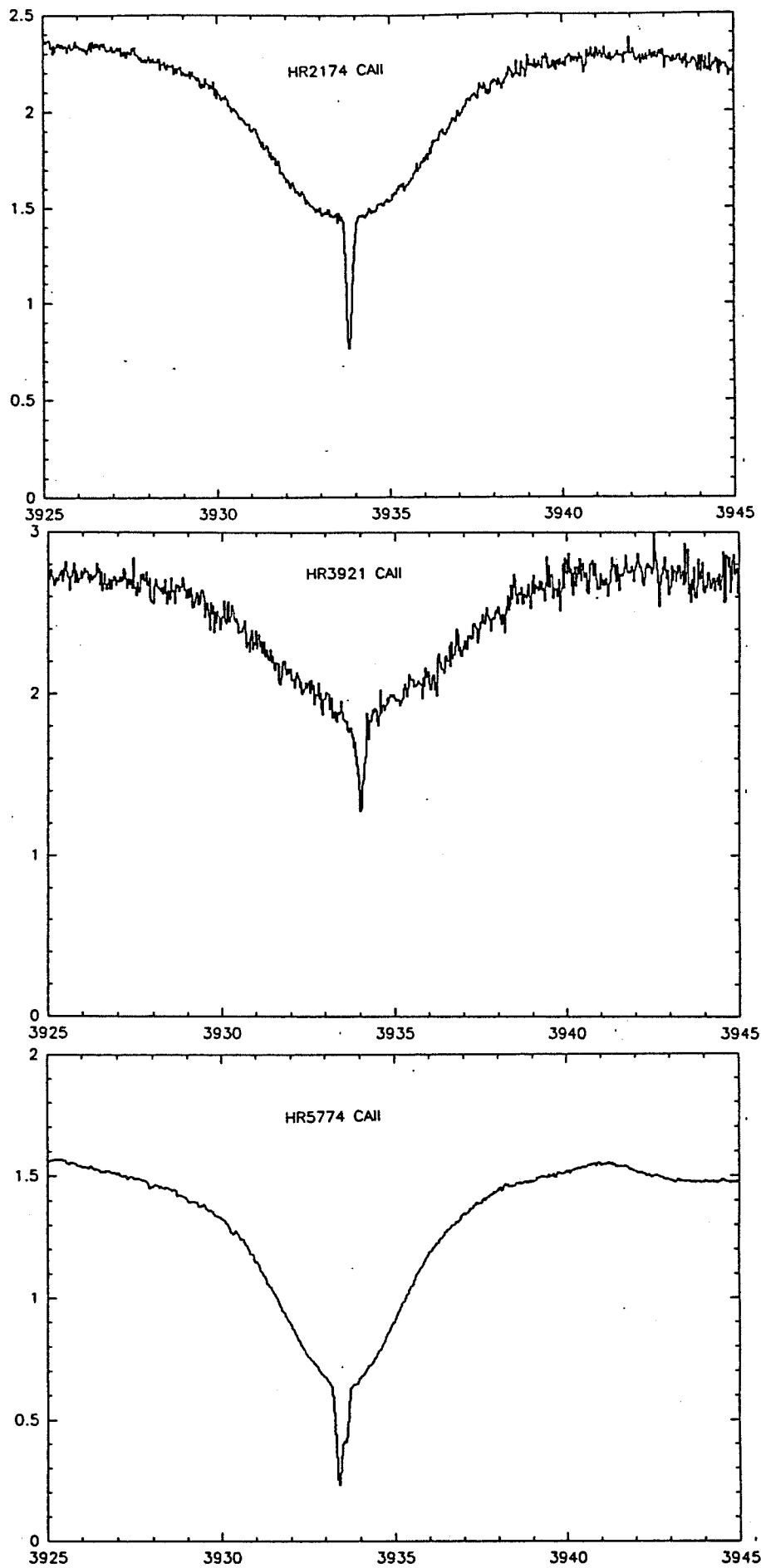


Figure VII.3: (suite) Spectres en Ca II des étoiles montrant une ou plusieurs composantes centrées en fond de raie stellaire élargie par rotation.

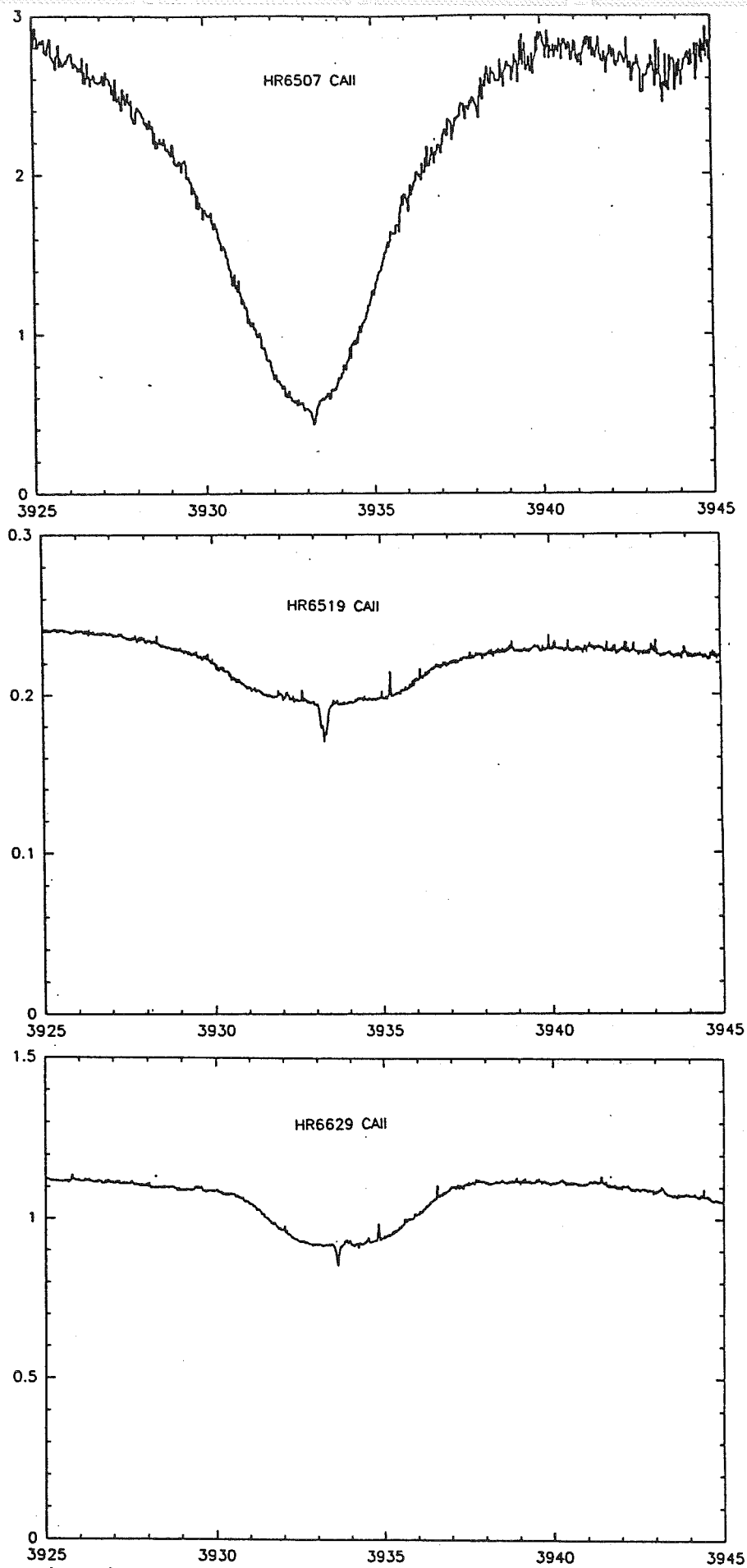


Figure VII.3: (suite) Spectres en Ca II des étoiles montrant une ou plusieurs composantes centrées en fond de raie stellaire élargie par rotation.

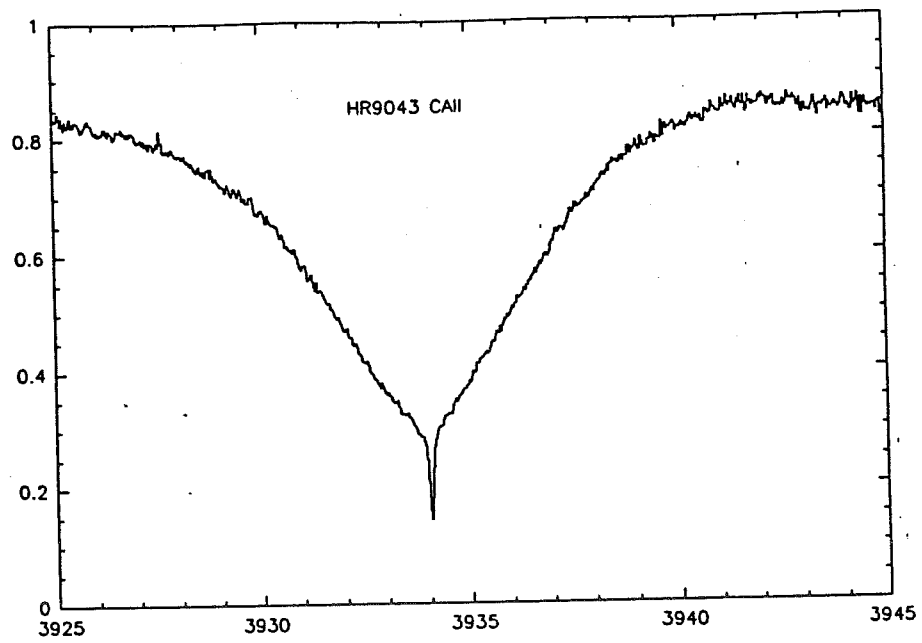


Figure VII.3: (suite) Spectres en Ca II des étoiles montrant une ou plusieurs composantes centrées en fond de raie stellaire élargie par rotation.



- HR10 et HR5774, qui montrent en plus une composante dans le rouge à 20 et 15 km.s<sup>-1</sup> respectivement par rapport à la composante centrale.
- HR2025, dont le spectre est beaucoup plus bruité, mais pour laquelle il semble qu'il y ait une composante supplémentaire dans le rouge à 25 km.s<sup>-1</sup> par rapport à la composante centrale.
- HR6519, qui montre plusieurs composantes en absorption (au moins trois), toutefois très proches en vitesse.

**Variabilité de la composante circumstellaire de HR10 :** Le cas de cette étoile est en fait encore plus complexe, dans la mesure où la composante dans le rouge de son spectre est présente sur un spectre pris en août 1985, mais pas dans un spectre pris en décembre 1988, ni dans un spectre pris par Hobbs en 1986 (Hobbs, 1986). La figure VII.4 montre le spectre de HR10 en août 1985 et en décembre 1988. La composante (unique)

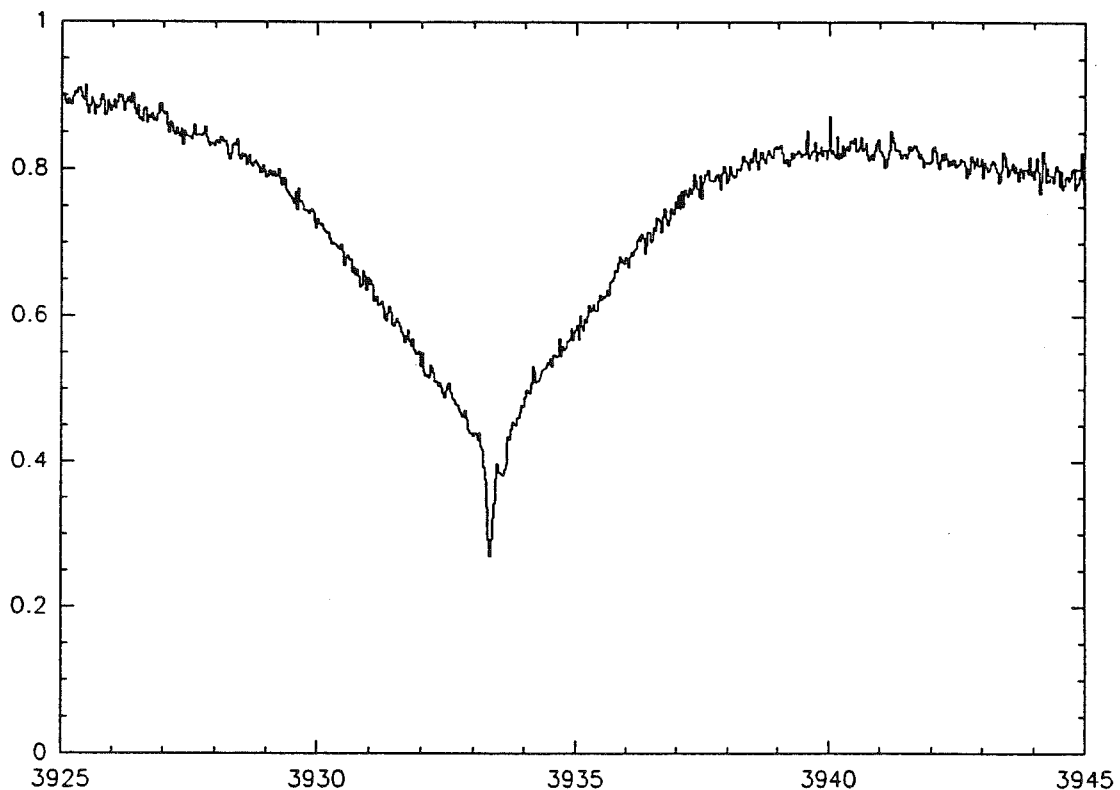


Figure VII.4: Raies variables dans le spectre de HR10. Ce spectre est à comparer à celui de la figure VII.3.

du spectre pris en décembre 1988 a une largeur totale de 20 km.s<sup>-1</sup> et une largeur équivalente de  $76 \pm 5$  mÅ. La largeur totale des deux composantes du spectre d'août

1985 est de  $40 \text{ km.s}^{-1}$  et la largeur équivalente est de  $90 \pm 3 \text{ m\AA}$ . La largeur équivalente de la composante rouge est d'environ  $10 \text{ m\AA}$ .

### VII.3.3 Les étoiles inclassables

Enfin, sept étoiles ont des spectres particuliers qui ne trouvent pas de place dans la classification précédente. Nous donnons leur liste dans la table VII.6, et ne les discuterons pas d'avantage car de toutes façon, leur spectre ne ressemble pas à celui de  $\beta$  Pic .

Table VII.6: *Liste des étoiles n'entrant dans aucune des catégories précédentes.*

Numéro HD	Numéro HR	Nom	Ref. shell	Ref. IRAS	Type spectral	$v \sin(i)$ (km.s <sup>-1</sup> )	$m_V$	Distance (pc)
33949	1705	$\kappa$ Lep		2	B9V	124	4.36	29
41511	2148	17 Lep	1,2		A2eS	98	4.93	31
81728	3744	29 Hya	1,5		A2V		6.54	
144668	6000		1,5		A0.3III		6.65	
148283	6123	25 Her	1,2,3,4		A5V	242	5.52	60*
152082	6253		1,5		A0III		6.02	
163296	6723	68 Oph	1,2,4		A2V	252	4.45	48

## VII.4 Discussion

### VII.4.1 Détection CS négative

Les étoiles IRAS ne montrant pas de raies fine et centrée ont des  $v \sin(i)$  très différents et éventuellement élevés (jusqu'à 200km.s<sup>-1</sup>). Pour les étoiles ayant un  $v \sin(i)$  élevé, cette absence de détection indique qu'il n'y a sans doute pas de gaz (du moins sous forme de Ca II) autour de l'étoile. En revanche, pour celles ayant un  $v \sin(i)$  faible, on ne peut pas conclure, puisque un disque sous forme équatoriale ne peut être détecté que s'il est vu par la tranche, ou presque.

La conclusion est la même pour les étoiles à enveloppe qui ne présentent pas de raie Ca II : Comme elles ont toutes des  $v \sin(i)$  importants, leur shell (si vraiment il y a en un) ne contient pas de Ca II. Ce peut être le cas si celui-ci est froid (Abt et Moyd, 1973).

### VII.4.2 Détection CS positive

Toutes les étoiles pour lesquelles une absorption forte, formant une continuité avec le spectre stellaire sont pour la plupart de classe de luminosité II ou IV, ce qui laisse supposer qu'il y a un lien entre ces deux caractéristiques. On peut d'ailleurs remarquer que toutes les étoiles de classe II ou IV sont de ce type (ou atypique), quelque soit leur  $v \sin(i)$ , ce qui suggère que leur enveloppe a une forme plutôt sphérique.

Nous n'irons pas plus loin dans l'étude de ces étoiles car leur spectre ne ressemble pas à celui de  $\beta$  Pic .

Les étoiles les plus intéressantes pour notre étude sont évidemment celles qui présentent une absorption centrée, analogue à celle de  $\beta$  Pic . Parmi celles-ci, les étoiles IRAS sont HR451, HR6629, ( $\gamma$  Oph) et HR6519 (51 Oph). La largeur équivalente des composantes détectées y est faible, ce qui laisse suspecter une origine IS à cette absorption. En particulier,  $\gamma$  Oph et 51 Oph sont dans une direction où le MIS est important (Lallement et al, 1986). Pour ces étoiles, il est donc indispensable de déterminer clairement l'origine de l'absorption.

De même, lorsque la composante en absorption des autres étoiles, de type shell, est faible, nous devons aussi nous assurer de l'origine de cette composante. Pour les autres, on peut raisonnablement penser que l'origine de la composante est bien CS.

L'étude doit maintenant se poursuivre par l'observation du spectre en Na I.

## VII.5 Les spectres en Na

Neuf des onze étoiles intéressantes ont pu être observées en Na I. La table VII.7 donne les largeurs équivalentes des composantes. La figure VII.5 montre ces raies.

Table VII.7: Largeurs équivalentes des composantes en Ca II et Na I.

Etoile	$W_\lambda$ Ca II (mÅ)	$W_\lambda$ Na I (mÅ)	Etoile	$W_\lambda$ Ca II (mÅ)	$W_\lambda$ Na I (mÅ)
HR10	83	$\leq 6$	HR5774	180	$\approx 120$
HR451	13	13	HR6507	28	18
HR2020	100	$\approx 6$	HR6519	20	18
HR2025	183	—	HR6629	6	$\approx 3$
HR2174	93	72	HR9043	56	$\leq 120$
HR3921	70	—			

Pour HR451, HR2174, HR6507, HR6629 et HR6519, les composantes en Ca II et en Na I ont des largeurs sensiblement égales. Nous concluons donc qu'elles sont sans doute d'origine IS. On peut remarquer que toutes ont des largeurs équivalentes plutôt faibles, ce qui est bien en accord avec ce que l'on sait sur le MIS proche, à l'exception de HR2174. Toutefois, cette étoile est sans doute plus lointaine que les autres.

HR10 et HR9043 ont des composantes en Na I très faibles par rapport aux composantes en Ca II; elles sont donc semblables à  $\beta$  Pic . HR5774 est plus complexe car elle présente deux composantes en Ca II et une seule en Na I. Il se peut qu'une des

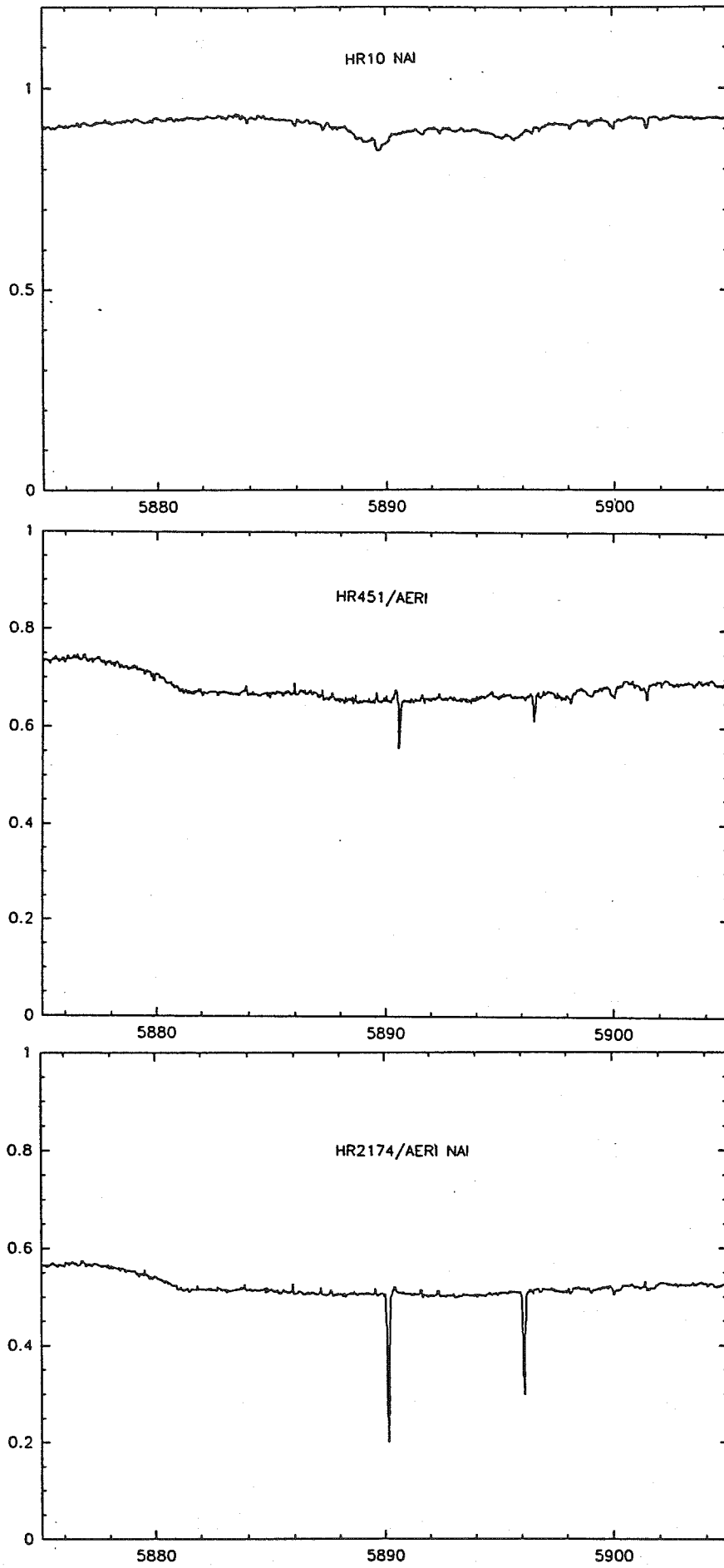


Figure VII.5: Spectres en Na I.

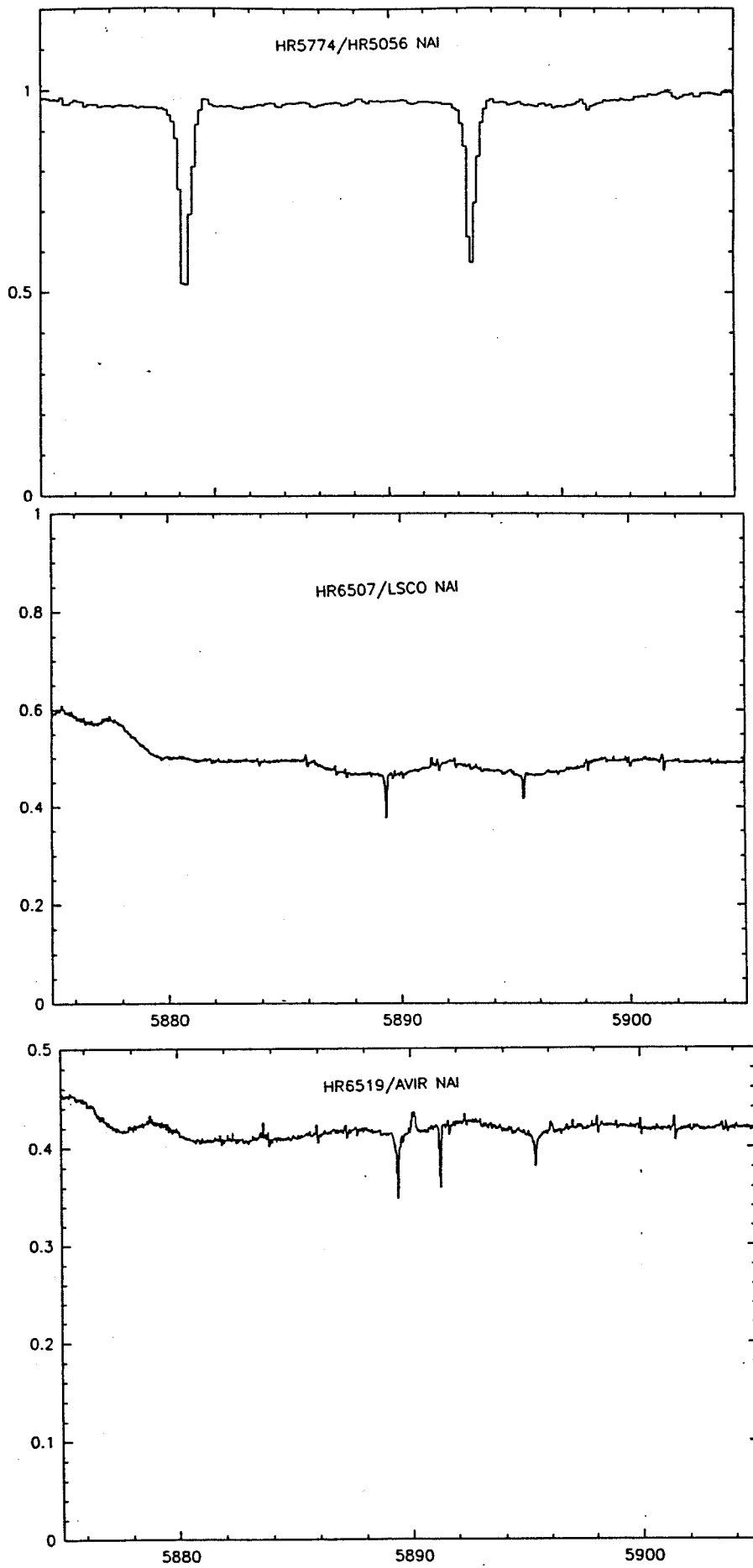


Figure VII.5: (suite) Spectres en Na I.

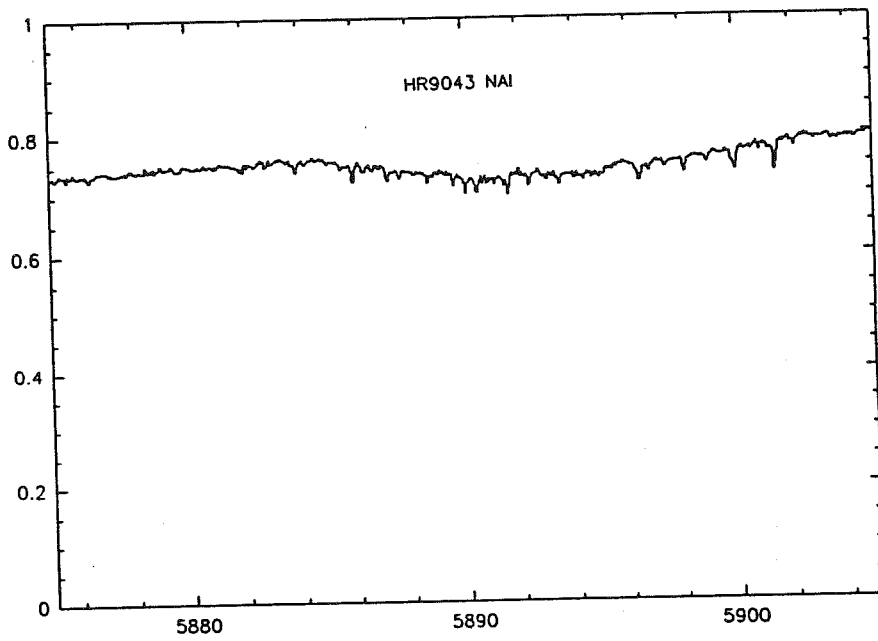
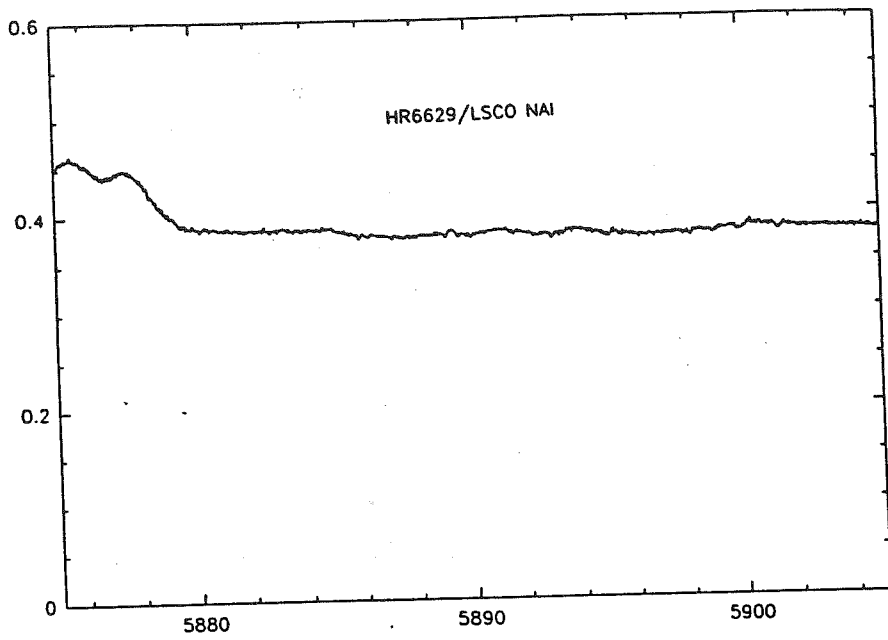


Figure VII.5: (suite) Spectres en Na I.

composantes soit d'origine IS et l'autre d'origine CS. En fait, l'observation de HR5834, étoile située angulairement près de HR5774, montre que la composante rouge dans le spectre de HR5774 est sans doute d'origine IS.

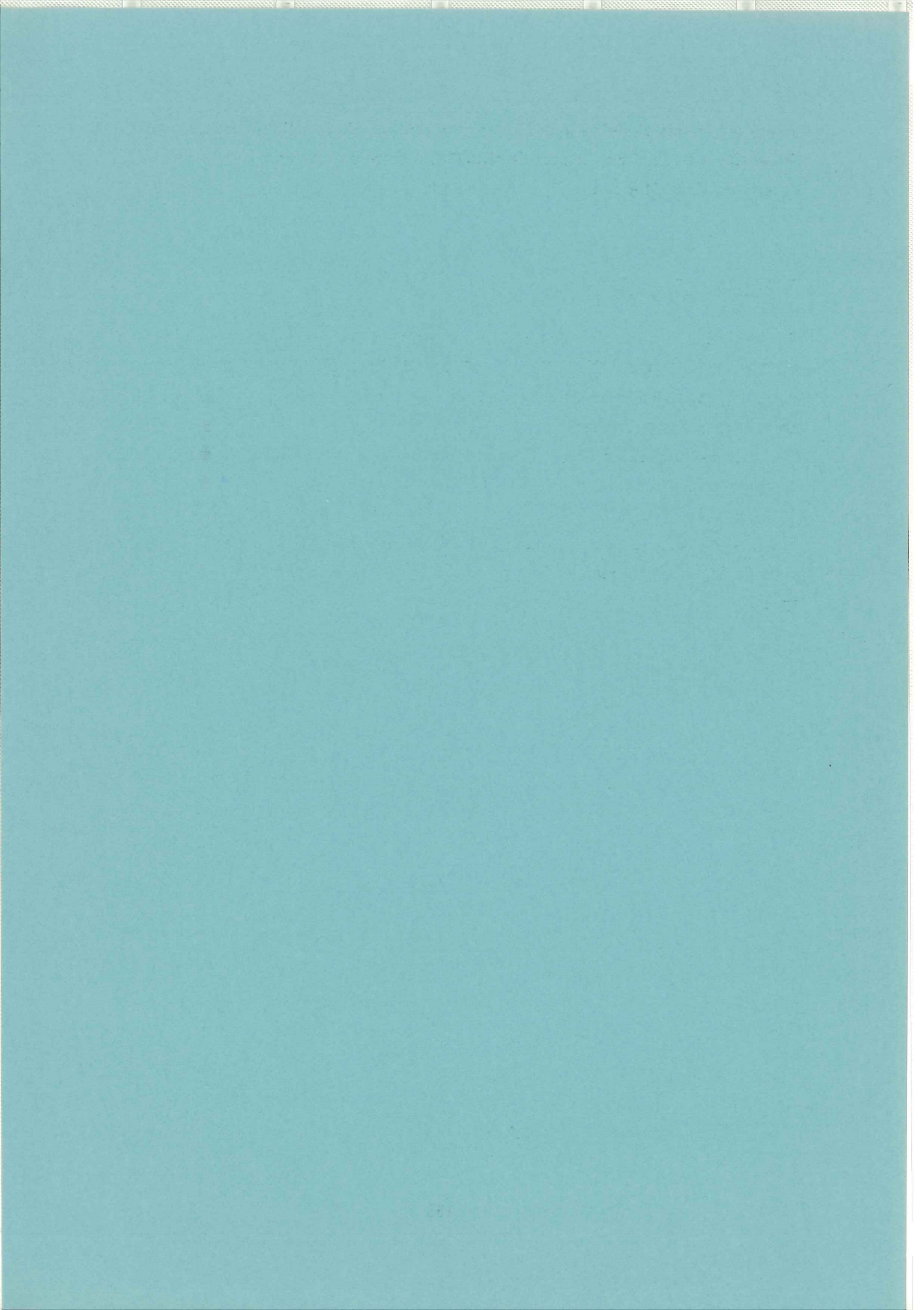
## VII.6 Conclusions

Sur les 51 étoiles observées, 3 montrent des analogies spectroscopiques dans les raies du Ca II et du Na I avec  $\beta$  Pic : HR10, HR5774 et HR9043. HR10 et HR9043 n'ont pas été observées par IRAS, sans doute parce qu'elles sont relativement peu brillantes. HR5774 ne montre pas d'excès IRAS.

HR10 est particulièrement intéressante car des variations tout à fait semblables à celles observées dans le cas de  $\beta$  Pic ont lieu dans son spectre.

L'analogie de HR6519 avec  $\beta$  Pic proposée par Waters et al (1988), sur la base des données IR n'est pas confirmée du point de vue spectroscopique en ce qui concerne les raies de Ca II et Na I, mais ceci peut être un effet de type spectral, cette étoile étant de type B9.5.





# Chapitre VIII

## Projets et développements futurs

### Résumé

Nous évoquons maintenant les domaines futurs d'étude de  $\beta$  Pic , tant du point de vue observationnel que du point de vue de la modélisation.

Il est désormais indispensable de connaître la fréquence des événements variables et de connaître leur évolution sur de petites échelles de temps. Ces informations nous permettront de donner de fortes contraintes à notre modèle d'évaporation des corps, notamment en ce qui concerne le nombre d'objets qui se vaporisent sur l'étoile pendant un temps donné, et aussi sur l'évolution d'un événement dans sa totalité (évolution à petite échelle de temps des vitesses du gaz évaporé et taille du nuage de gaz).

Nous présentons ici une instrumentation développée à l'Institut d'Astrophysique de Paris, qui permettra de répondre à ces questions. Il s'agit essentiellement d'un spectrographe à haute résolution ( $\Delta\lambda = 0.3 \text{ \AA}$ ) avec, comme détecteur, un Réticon intensifié lu en mode comptage de photons.

Comme nous l'avons vu, les données dans l'UV sont riches d'information; en particulier, la présence d'Al III, très variable, est sans doute un point clé dans le problème des variations. Cependant, la résolution d'IUE et aussi certaines caractéristiques des données IUE limitent notre connaissance de ces raies UV. Le spectrographe HRS du Télescope Spatial nous permettra de faire d'énormes progrès dans l'étude des raies UV. Nous présentons les projets d'observation avec cet instrument. Nous présentons également les projets d'observation du disque en émission avec la Faint-Object-Camera (FOC), instrument bien adapté à la recherche de faibles émissions.

Un problème peu abordé jusqu'ici, mais qui devrait certainement donner d'importants résultats est celui de la présence de molécules autour de  $\beta$  Pic . Nous développons ici les raisons qui justifient la recherche de molécules, et les projets observationnels dans

ce domaine.

La modélisation doit aussi se poursuivre; nous donnons ici les grandes lignes des développements futurs.

## VIII.1 Le projet instrumental $\beta$ Pic

Afin de tester le scénario d'évaporation de gros corps, de façon observationnelle, nous avons besoin d'informations sur la fréquence des évènements. Nous savons, grâce aux données IUE, qu'il n'y a certainement pas de périodicité dans ces variations, mais que leur fréquence d'apparition est relativement élevée (un tous les trois jours?). Il est maintenant nécessaire de connaître les variations sur de plus courtes échelles de temps. Les données actuelles visibles et UV montrent déjà que d'importantes variations ont lieu sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure. Nous avons donc besoin d'observer  $\beta$  Pic pendant de longues périodes (au moins un mois) en continu, avec une bonne résolution temporelle. L'observation continue pendant de longues périodes n'étant pas possible sur les grands télescopes de l'ESO, il est nécessaire d'utiliser des télescopes de taille plus modeste (classe 1 m). Ceux-ci étant en général utilisés pour la photométrie plutôt que pour la spectroscopie, nous avons dû concevoir et développer une instrumentation répondant à nos besoins, et plus généralement aux besoins des observateurs étudiant les problèmes de variabilité stellaire.

### VIII.1.1 Description des instruments utilisés pour l'observation

L'instrumentation développée utilise un spectrographe alimenté par une fibre optique monobrin adaptée au foyer du télescope. Le détecteur est un Réticon intensifié lu en mode comptage de photons. La figure VIII.1 donne un schéma de principe de cette instrumentation dont nous présentons maintenant les différentes parties.

**Le spectrographe :** Le spectrographe utilisé est un spectrographe HRS 1 fabriqué par Jobin-Yvon; c'est un spectrographe de type Czerny-Turner; ses dimensions relativement réduites le rendent facilement transportable donc utilisable dans des sites multiples. Son ouverture est de  $f/8$ .

Deux réseaux gravés par Jobin-Yvon, l'un de  $1200 \text{ traits.mm}^{-1}$ , blazé à  $2700 \text{ \AA}$ , l'autre, holographique de  $2400 \text{ traits.mm}^{-1}$ , fonctionnant entre 170 et 500 nm, avec une transmission d'environ 60% à 390 nm sont disponibles. Ils permettent d'obtenir, compte tenu de la taille de la fente d'entrée, fixée à  $50\mu$  (voir paragraphe suivant), une résolution de 0.3 ou de 0.6  $\text{\AA}$ .

Afin d'éviter des contraintes mécaniques trop fortes dues au poids des détecteurs, ceux-ci sont placés directement au dessus du spectrographe. Le faisceau issu du second miroir est pour cela renvoyé vers le dessus du spectro par l'intermédiaire d'un petit miroir de renvoi (diamètre 31 mm).

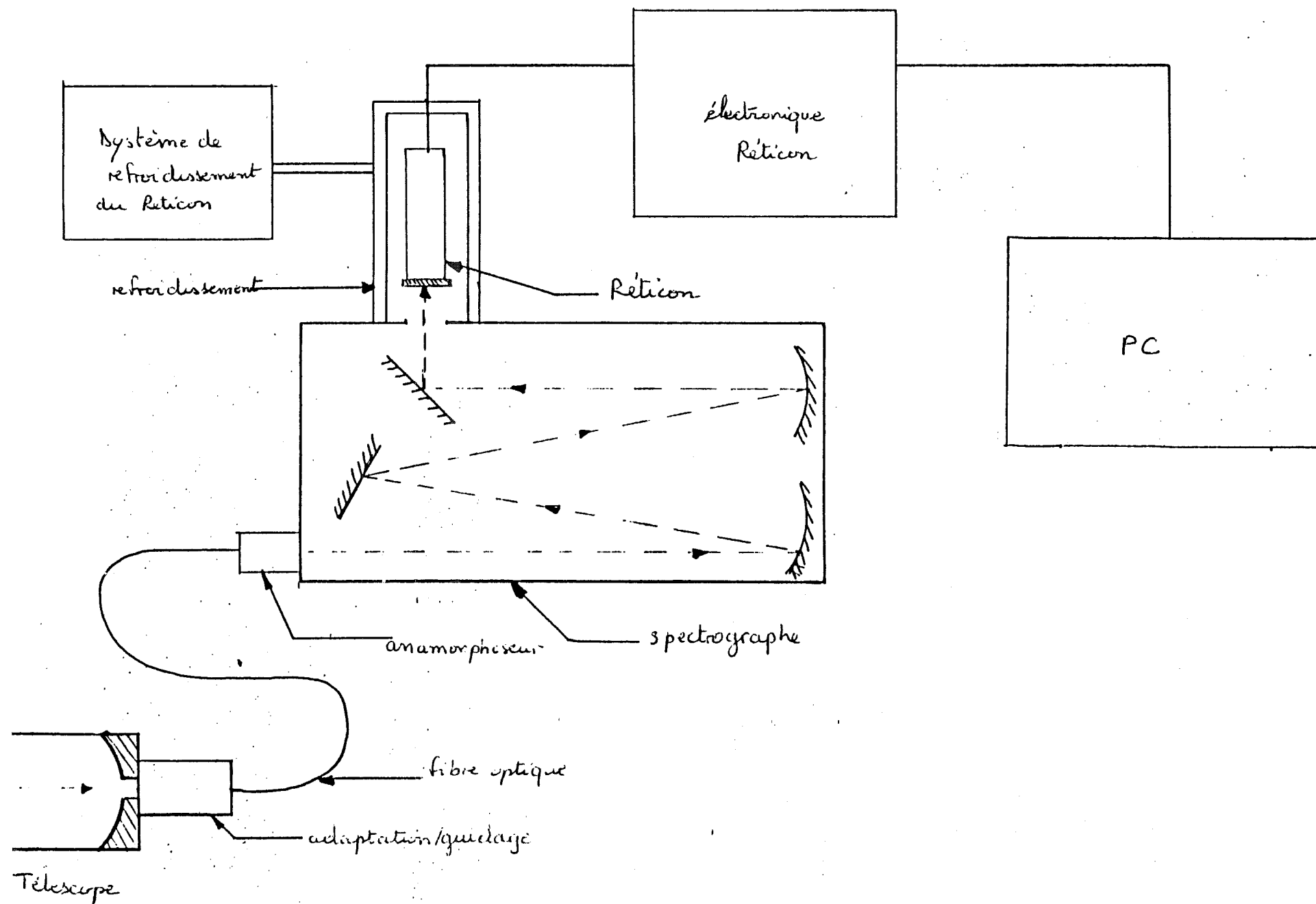


Figure VIII.1: Schéma de principe de l'instrumentation.

A l'intérieur du spectrographe, dans le faisceau issu de la fente d'entrée, se trouve une seconde fibre optique multibrins en verre, de dimensions  $1 \times 10 \text{ mm}^2$  ; elle permet, de contrôler les variations de flux total et sert en particulier à bien centrer l'étoile dans la fibre<sup>1</sup>.

**Les fibres optiques :** Le choix de l'utilisation d'une fibre optique pour alimenter le spectrographe a été guidé par la volonté de supprimer les contraintes mécaniques et les contraintes liées à l'alignement optique lorsque l'on utilise des miroirs; de plus l'adaptation relativement aisée au télescope contribue à rendre l'instrument beaucoup plus facilement adaptable à différents télescopes.

Deux fibres monobrin, de 5 et 10 mètres sont disponibles. Leur diamètre est de  $200/230 \mu$ . Leur transmission à  $3900 \text{ \AA}$  est dominée par la transmission des extrémités, environ 70% au total.

L'adaptation de la fibre au spectrographe se fait grâce à un anamorphoseur, constitué par plusieurs fibres de  $50/54 \mu$  disposées en faisceau cylindrique du côté de la fibre monobrin, représentant une surface circulaire de  $400 \mu$  de diamètre et alignées du côté du spectrographe pour constituer une fente de  $50 \mu$  de largeur et 2.5 mm de hauteur. Les fibres optiques ainsi alignées constituent la fente d'entrée (de largeur fixée) du spectrographe. L'avantage de l'anamorphoseur est de simplifier l'adaptation de la fibre issue du télescope au spectrographe. De plus, il réduit considérablement l'ouverture du faisceau à sa sortie par rapport à celle de la fibre optique monobrin.

L'anamorphoseur, constitué de fibres en silice, a cependant une transmission moyenne dans le bleu (environ 30%).

**Le Réticon :** Le principe du Réticon intensifié est résumé dans la figure VIII.2.

Le système d'intensification se compose de trois étages. Le premier étage est un "proxifier" constitué essentiellement d'une photocathode suivie d'un phosphore rapide, séparés seulement par quelques millimètres; le rendement de cet étage est celui de la photocathode (environ 20%). Les deux étages suivants sont constitués de deux intensificateurs de type Hamamatsu (S20R) à phosphores rapides, de gain individuel 15000, séparés par des galettes de micro-canaux. Pour un électron issu de la photocathode du proxifier, on récupère à la sortie de la photocathode du deuxième étage 5 électrons. Ce rapport 5 permettra de discriminer les impulsions venant du premier étage de celles venant du suivant, à condition qu'il soit conservé tout au long de la chaîne d'intensification. Le troisième étage sert à donner un peu plus de gain à l'ensemble, afin

<sup>1</sup>la première version d'utilisation de cette instrumentation ne comportant pas de caméra de visée

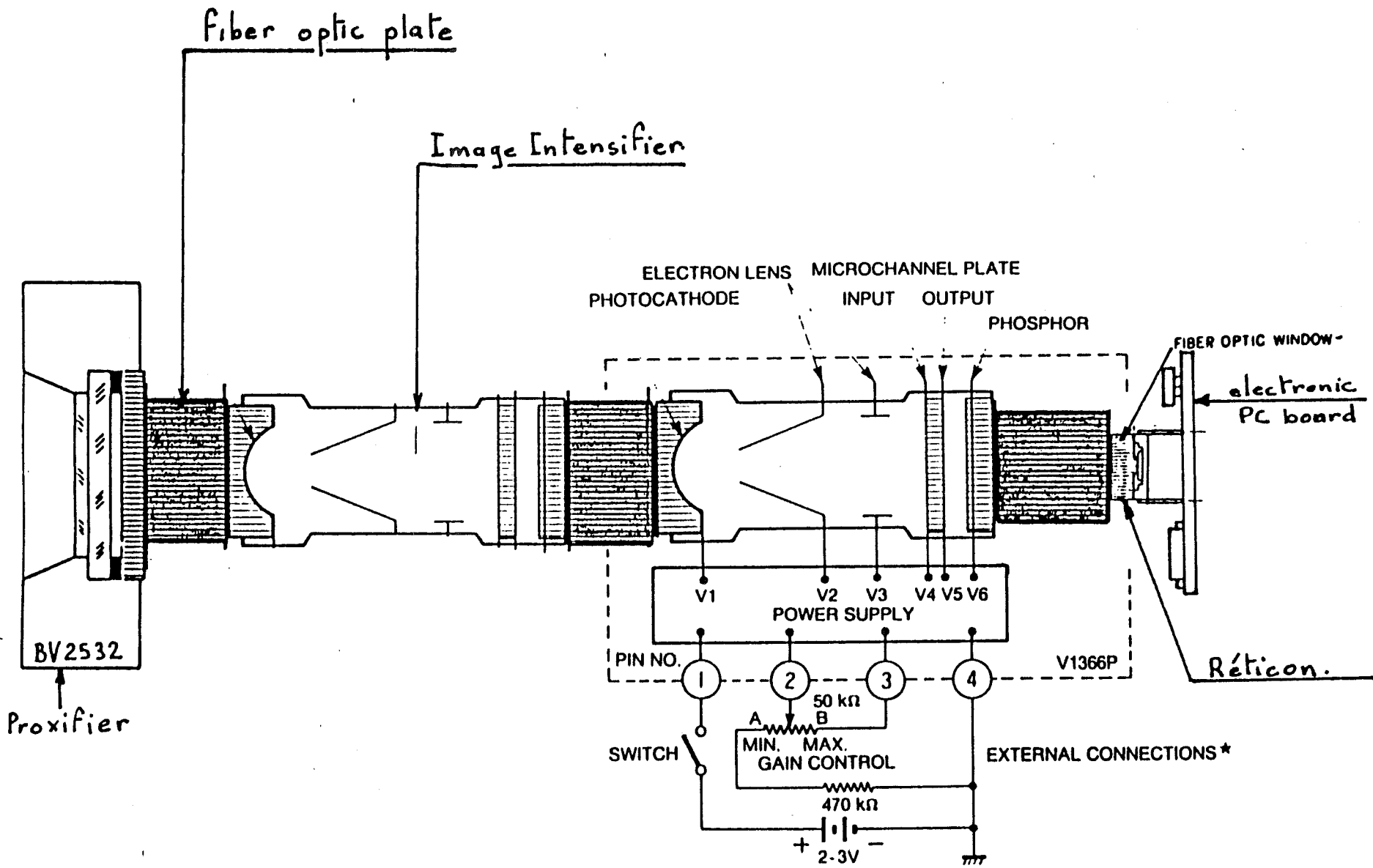


Figure VIII.2: Schéma de principe du Réticon intensifié.

que le Réticon reçoive un nombre de photons suffisant, pour avoir un bon S/B. Toutefois, on ne peut pas augmenter indéfiniment le gain global car il faut que la linéarité entre le nombre de photons issus du proxifier et celui arrivant sur le Réticon soit conservée. Le gain de l'ensemble est d'environ  $10^7$ .

Le réticon placé à la sortie des intensificateurs est une barrette de 128 pixels de dimensions individuelles  $25 \mu \times 2.5 \text{ mm}$ . L'ensemble de la barrette est lu tous les  $25 \mu\text{s}$ . Le signal lu est digitalisé puis filtré. Ne sont gardées que les impulsions venant du proxifier, et pas celles venant du deuxième étage, en prenant un seuil de discrimination approprié. La procédure de filtrage permet de déterminer le centre de l'impulsion reçue sur le Réticon (une impulsion s'étalant sur plusieurs pixels). Le recentrage actuel se fait au pixel près, il se fera par la suite au quart de pixel près, améliorant ainsi la résolution finale. L'adresse du pixel ayant reçu le photon incident est stockée dans une mémoire vive, qui se remplit en 1 seconde environ; elle est lue en permanence par l'ordinateur.

L'avantage du mode réticon est qu'il fonctionne en lecture rapide et qu'il est donc utilisable pour des sources brillantes, ce qui n'est pas le cas pour les réticon intensifiés fonctionnant actuellement. Autre intérêt : il autorise une grande dynamique dans les données.

**Adaptation de la fibre au télescope :** Dans la première version de cette "manip", aucune adaptation n'est utilisée pour réduire la focale; le faisceau entre donc dans la fibre à  $f/15$  dans le cas du télescope Bochum. Un réducteur focal est maintenant prévu pour passer à  $f/5$  environ.

Une partie du faisceau incident est déviée par un séparateur d'images (type Clavé) (transmission 85% à 390 nm) et sort latéralement sur un oculaire de guidage de type Vixen. Ceci permet de centrer l'étoile dans la fibre de façon grossière. Le centrage fin se fait grâce à la voie de contrôle (recherche du maximum de flux). Une fois l'objet centré convenablement dans la fibre, on règle la position du réticule de façon à mettre en coïncidence l'étoile et le centre de la croisée des réticules. Le suivi se fait alors à l'aide de l'oculaire de guidage.

**Calibrations :** La calibration en longueur d'onde des spectres se fait avec une lampe à cathode creuse au Calcium.

La calibration en spectre continu (flat field) se fait au moyen d'une lampe en lumière blanche au tungstène.



**Acquisition des données :** L'acquisition des données est faite sur un ordinateur portable Amstradt PC 512. Un tableau de 128 points est créé et sa  $i$ -ième valeur est incrémentée lorsque le 8255 envoie le numéro de pixel correspondant. L'affichage de l'état du tableau se fait à intervalles réguliers, variables selon le flux de l'objet étudié.

### VIII.1.2 Résultats préliminaires

Une première version de cette instrumentation a fonctionné en Janvier 1989 au Télescope Bochum (diamètre 60 cm; ouverture  $f/15$ ) à l'ESO. Le Réticon n'étant alors pas encore disponible, nous avons utilisé comme détecteur un photomultiplicateur, le spectrographe fonctionnant alors en mode scanner. Une telle utilisation du spectrographe (mode scanner) nécessite un excellent guidage, pour que l'étoile reste bien dans la fibre (toute variation de flux due au mouvement de l'étoile dans la fibre pouvant être interprétée comme une absorption ou une émission). Malheureusement, le télescope Bochum suivant très mal, cette condition n'était pas vérifiée. Cependant, grâce à la voie de contrôle, qui enregistrait les variations totales de flux, des mesures ont pu être faites (voir figure VIII.3), mais d'une qualité assez modeste. Les données sont de plus très bruitées, le temps de pose étant déterminé pas par l'utilisateur, mais par la vitesse de rotation du réseau. Ceci a conduit notamment à augmenter la largeur des fentes du spectro et donc à dégrader la résolution. Ces observations ont néanmoins permis de montrer la faisabilité de cette "manip." lorsque le spectrographe est utilisé en mode non scanner et lorsque l'on peut adapter le temps de pose à la source utilisée. Elle a permis aussi de prévoir des améliorations dans le système de visée, qui seront intégrées à la version définitive de l'instrument.

## VIII.2 Les observations avec le Télescope Spatial

Les raies variables dans l'UV doivent maintenant être observées à meilleure résolution et avec un meilleur rapport Signal/Bruit que ce que permet de faire IUE. De plus, nous avons vu qu'un point important serait de déterminer le rapport Al III/Al II; celui-ci pourra nous fournir de précieux renseignements sur les conditions physiques du gaz donnant les raies variables (la température, par exemple). Ceci peut être réalisé avec le spectrographe HRS (High Resolution Spectrograph) du Télescope Spatial. Celle-ci devrait nous permettre d'observer les raies UV avec une résolution semblable à celle des données du visible ( $R = 10^5$ ) et avec des rapports S/B de l'ordre de 100.

D'autre part, la meilleure sensibilité de l'instrument par rapport à celle d'IUE devrait

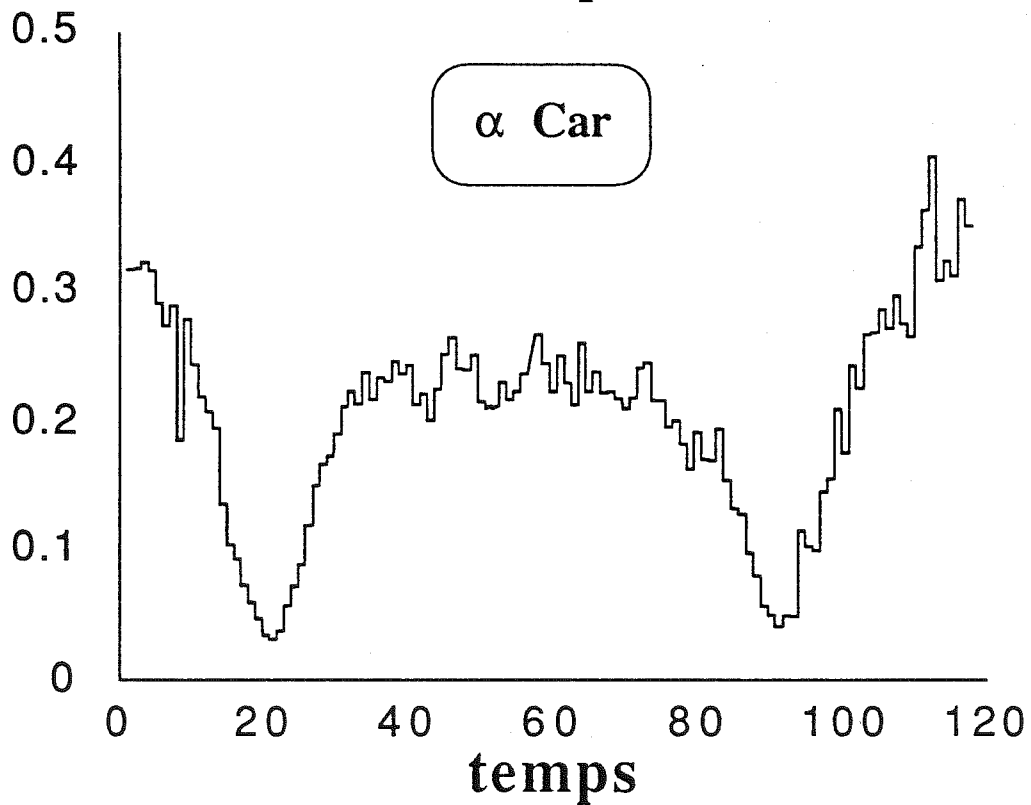
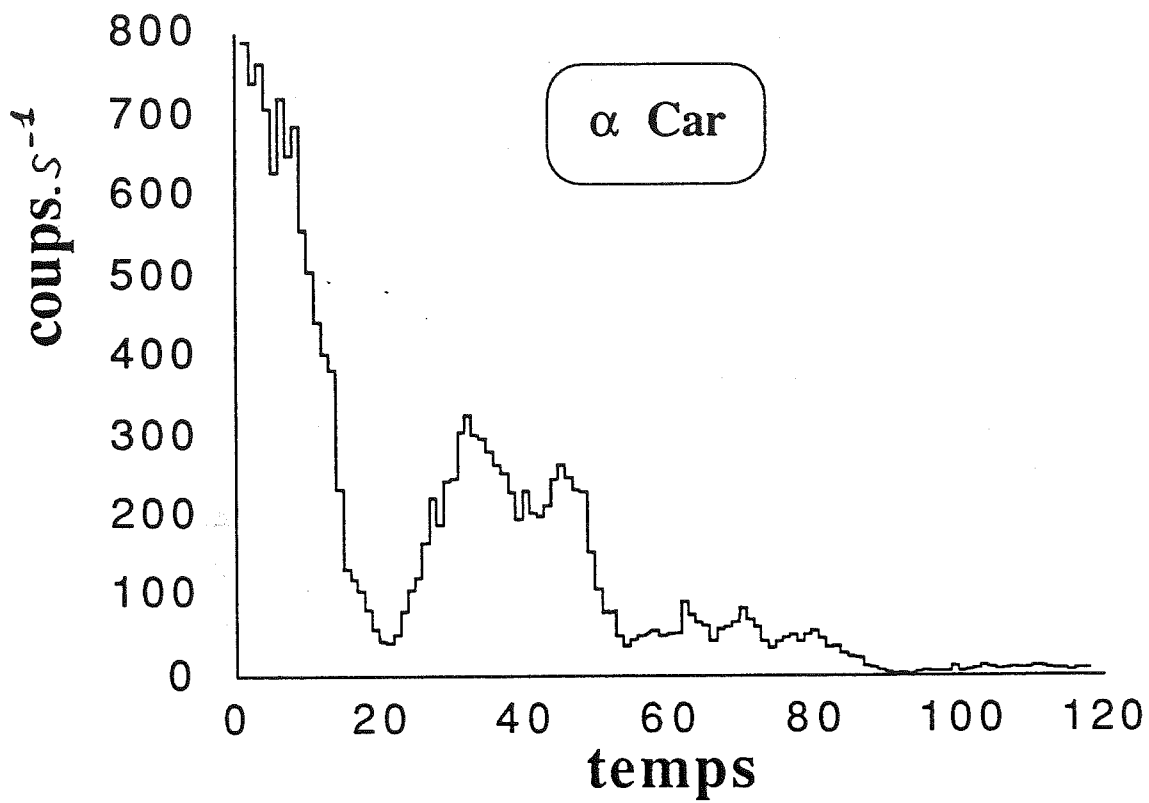


Figure VIII.3: spectre obtenu avec la version simplifiée de la "manip."  $\beta$  Pic au télescope Bochum. Le spectre du haut montre les données brutes, celui du bas les données corrigées grâce à la fibre de contrôle.

nous permettre d'avoir accès aux raies de C IV, C I, C I\*, Mg I qui nous renseigneront sur la densité et la température du milieu. Cependant, nous devons pour cela nous contenter d'une résolution un peu moins bonne, plusieurs réseaux, de sensibilités différentes avec la longueur d'onde étant disponibles avec HRS.

De plus, ces observations seront faites à plusieurs époques différentes pour tester les variations et simultanément avec les observations dans le visible.

Nous nous proposons aussi de détecter en émission la partie étendue du disque autour de  $\beta$  Pic, et aussi celui de Véga, dans les raies de Si II, Fe II, toujours avec HRS.

Nous envisageons enfin d'observer en émission la partie *proche* de l'étoile (0.5 UA) dans les raies fortes de l'UV, là où le flux de  $\beta$  Pic est faible (en dessous de 1600 Å). Les raies de Si III à 1300 Å et de C IV à 1500 Å devraient nous le permettre. Cependant, nous devons avoir un instrument qui présente le moins de lumière diffusée et la meilleure résolution angulaire possibles. Les spectrographes présentant généralement un fort taux de lumière diffusée, la *Faint Object Camera* (FOC) est l'instrument qu'il nous faut pour ce programme, surtout si on l'utilise en mode coronographique.

### VIII.3 Recherche de molécules autour de $\beta$ Pic

Jusqu'à maintenant, seule la partie atomique (neutre et ionisée) du gaz auour de  $\beta$  Pic a été étudiée. Cependant, les densités élevées, tant dans la partie stable ( $n \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ; Vidal-Madjar et al (1986)) et dans la partie variable que nous associons à la chute de corps ( $n \simeq 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ; Beust et al (1989)) permettent d'envisager la présence de molécules. Le problème des molécules est toutefois différent si l'on s'intéresse à la composante stable ou à la composante variable.

En ce qui concerne la composante stable, la proximité de l'étoile implique que seules les molécules les plus résistantes à la photodissociation peuvent avoir survécu et peuvent être détectées. Le flux de  $\beta$  Pic chutant au dessous de 1600 Å, la première molécule simple que l'on peut espérer détecter est CO, car c'est elle qui possède la plus grande énergie de photodissociation. Nous calculons maintenant sa durée de vie. La probabilité de photodissociation par seconde est donnée par

$$P = \frac{1}{h} \int u_{\lambda}(r) \sigma_{\lambda} \Phi d\lambda \quad (\text{Lang, 1978}), \quad (\text{VIII.1})$$

où  $u_{\lambda}(r)$ ,  $\sigma_{\lambda}$  et  $\Phi$  désignent respectivement la densité d'énergie ( en  $\text{erg.cm}^{-3}.\text{Å}^{-1}$ ), la section efficace d'absorption (en  $\text{cm}^2$ ) et l'efficacité de la photodissociation. La section efficace de photodissociation en fonction de la longueur d'onde est donnée par Letzelter et al (1988). L'expression VIII.1 peut s'écrire

Table VIII.1: *Section efficace de photodissociation de CO et flux.*

$\lambda$ (Å)	$\sigma\Delta\Phi$ (cm <sup>2</sup> .nm)	flux (erg.cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> .Å <sup>-1</sup> )
889.9700	37.5	0.09
896.7200	23.3	0.10
900.5900	12.2	0.10
905.0900	11.8	0.11
906.4000	7.62	0.11
909.5800	19.6	0.12
913.5000	24.9	0.12
915.8000	7.36	0.13
917.3000	21.1	0.13
922.8000	7.76	0.14
924.6000	3.90	0.15
925.8000	12.4	0.15
928.4000	5.10	0.16
930.0000	4.86	0.16
933.1000	30.9	0.17
935.7000	2.92	0.18
939.9000	16.7	0.20
941.1000	20.2	0.21
946.3000	6.04	0.24
948.4000	2.22	0.25
949.9000	17.6	0.26
956.1000	10.9	0.31
960.5000	0.21	0.35
964.4000	2.30	0.38
968.4000	6.36	0.43
968.9000	10.3	0.44
970.4000	17.3	0.45
972.7000	9.65	0.48
977.5000	1.54	0.55
982.7000	0.41	0.63
985.6000	13.2	0.68
989.3100	0.40	0.75
993.5000	0.00	0.83
996.1000	0.00	0.89
1002.530	7.06	1.04
1010.900	0.04	1.26
1017.870	0.04	1.48
1029.300	0.04	1.88
1039.750	0.00	2.32
1051.720	2.36	2.90
1063.090	1.66	3.55
1076.080	33.3	4.40

$$P = \frac{1}{hc} \sum (\sigma \Phi \Delta \lambda) \lambda F_{\lambda}(\tau)$$

la somme étant étendue à tous les pics de photodissociation de CO. La table VIII.1 donne le produit  $\sigma \Phi \Delta \lambda$  pour chaque raie de CO.

La photodissociation de CO se fait autour de 1000 Å; dans cette région, le flux de  $\beta$  Pic n'est pas mesuré. Pour calculer la durée de vie de CO, nous prenons donc les flux donnés par les modèles d'atmosphères de Kurucz (1979) avec  $T_{eff} = 8000$  K et  $\log(g) = 4.5$  (voir table VIII.1) à certaines longueurs d'onde et interpolés aux longueurs d'onde correspondant aux raies de CO (voir figure VIII.4). Tout calculs faits, on obtient

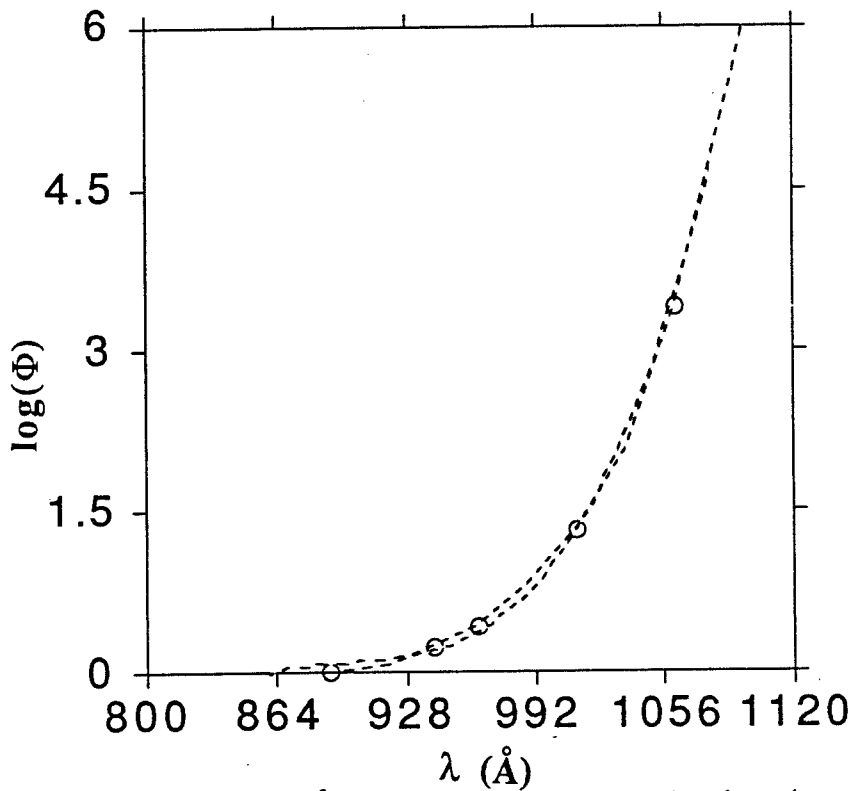


Figure VIII.4: Flux ( $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{Å}^{-1}$ ) à la surface de l'étoile, donnés par les modèles de Kurucz avec  $T_{eff} = 8000$  K et  $\log(g) = 4.5$ , interpolés entre 800 et 1120 Å.

$$P = \frac{1.26 \cdot 10^{-4}}{n^2}$$

où  $n$  est la distance exprimée en rayons stellaires. Pour  $R = 10R_{\odot}$ , on trouve alors que la durée de vie est de 9 jours environ, tandis qu'à 10 UA, elle est de l'ordre de 0.1 million d'années.

Cette durée de vie doit être comparée à l'âge de  $\beta$  Pic. Celui-ci est mal connu, mais nous avons vu qu'il était compris entre  $3 \cdot 10^6$  et  $10^9$  ans. On voit qu'elle est donc

largement plus faible que l'âge minimum de  $\beta$  Pic, ce qui signifie que d'après ce calcul, CO ne devrait pas être présent, si l'on suppose, comme c'est raisonnable, que CO n'est pas formé actuellement. En effet, CO ne pourrait être formé qu'à partir de CH, CH<sup>+</sup> et OH qui, étant donné leur faible potentiel de dissociation sont facilement détruites. Les molécules CO éventuellement présentes ne seraient donc que des résidus de la nébuleuse primitive.

Cependant, comme le montre la table VIII.1, la durée de vie de CO est essentiellement contrôlée par la transition à 1076 Å. Il suffirait que le flux de  $\beta$  Pic soit plus faible à cette longueur d'onde pour augmenter cette durée de vie. Les observations des nuages denses du MIS, en direction de  $\zeta$  Oph faites par Morton (1973) ( $N(\text{H}) \sim 10^{20} \text{cm}^{-2}$ ) montrent la présence d'une raie saturée de l'hydrogène peu après 1076 Å. La raie de CO du MIS, dans le cas du nuage de  $\zeta$  Oph, est dans le flanc de cette raie. Les densités de colonne du nuage de  $\zeta$  Oph et du disque de gaz autour de  $\beta$  Pic étant sensiblement les mêmes, on voit que l'absorption de l'hydrogène peut diminuer considérablement le flux reçu par les molécules CO. De plus, le nuage vers  $\zeta$  Oph est froid (100 K), tandis que le disque de  $\beta$  Pic est sans doute plus chaud, au moins dans les régions les plus internes. La raie d'absorption de l'hydrogène sera donc sans doute plus large, et celle du CO peut ainsi se trouver *au fond de la raie de l'hydrogène*. Dans ce cas, le flux reçu par les molécules CO à cette longueur d'onde devient nul et d'après les arguments développés précédemment, la durée de vie de CO est considérablement augmentée. On peut donc conclure que CO a de bonnes chances d'être présent autour de  $\beta$  Pic. Nous envisageons donc de le détecter à  $2.2\mu$  avec le FTS (Fourier Transform Spectrometer) à haute résolution de J.P. Maillard au CFH.

En ce qui concerne les molécules qui peuvent éventuellement être éjectées du corps se vaporisant, on peut faire un calcul analogue. Les espèces intéressantes sont essentiellement H<sub>2</sub>O, CO et CN (Festou, 1989). Le calcul fait pour CO montre que celui-ci a une durée de vie de l'ordre de 9 jours à  $10R_{\odot}$ . La détection de CO variable peut donc aussi être envisagée.

Un calcul semblable au précédent peut être fait pour les molécules d'eau. Les longueurs d'onde où la section efficace est grande se situent (voir figure VIII.5; Dyson et Williams (1980) et table VIII.2) entre 1200 et 1800 Å. La distribution du flux de  $\beta$  Pic (voir figure I.1) nous autorise à limiter toutefois le calcul aux longueurs d'onde supérieures à 1500 Å. Entre 1550 et 1850 Å, le flux de  $\beta$  Pic est connu (Ultraviolet Bright Star Spectrophotometric Catalog (1976); table VIII.2); nous utiliserons donc ces valeurs.

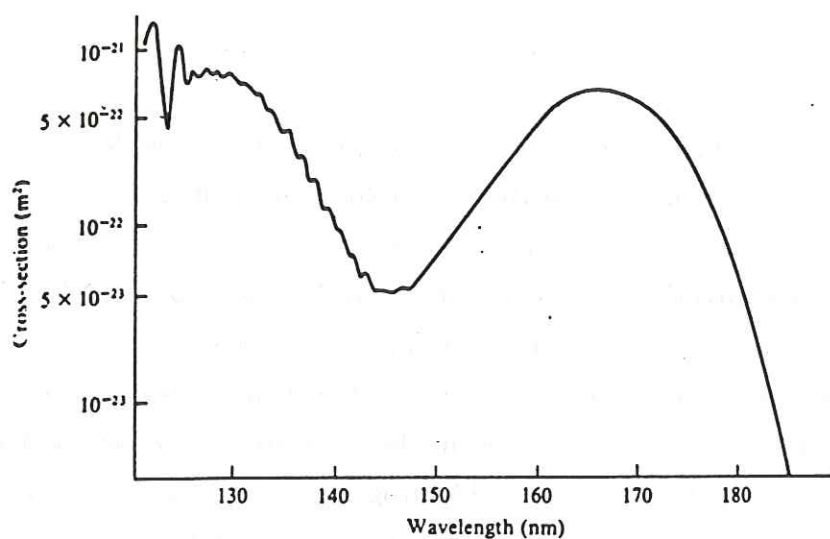


Figure VIII.5: Section efficace de photodissociation de  $\text{H}_2\text{O}$  en fonction de la longueur d'onde.

Table VIII.2: Section efficace de photodissociation de  $\text{H}_2\text{O}$  et flux.

$\lambda$ ( $\text{\AA}$ )	$\sigma\lambda$ ( $\text{m}^2$ )	$F_\lambda$ ( $\text{erg.cm}^2.\text{s}^{-1}.\text{\AA}^{-1}$ )
1200	$10^{-21.2}$	$3 \cdot 10^{-15}$
1250	$10^{-21.1}$	
1300	$10^{-21.2}$	$2 \cdot 10^{-14}$
1350	$10^{-21.5}$	
1400	$10^{-22}$	$1.2 \cdot 10^{-13}$
1450	$10^{-22.3}$	$2.5 \cdot 10^{-13}$
1500	$10^{-22.15}$	$8 \cdot 10^{-13}$
1550	$10^{-21.7}$	$1.6 \cdot 10^{-12}$
1600	$10^{-21.35}$	$5 \cdot 10^{-12}$
1650	$10^{-21.2}$	$1 \cdot 10^{-11}$
1700	$10^{-21.35}$	$2.9 \cdot 10^{-11}$
1750	$10^{-21.7}$	$4.6 \cdot 10^{-11}$
1800	$10^{-22.3}$	$7 \cdot 10^{-11}$
1850	$10^{-23.4}$	$6.5 \cdot 10^{-15}$

On a

$$u_{\lambda}(r) = \frac{F_{\lambda}(r)}{c} = \frac{1}{c} F_{\lambda}(\text{Terre}) \left(\frac{d}{r}\right)^2$$

où  $d$  est la distance Terre— $\beta$  Pic et  $F_{\lambda}(\text{Terre})$  le flux de  $\beta$  Pic au niveau de la Terre.

D'où

$$P = \frac{1}{hc} \frac{1}{n^2} \int F_{\lambda}(\text{Terre}) \left(\frac{d}{r}\right)^2 \sigma(\lambda) \lambda \Phi d\lambda$$

Dans le cas de l'eau,  $\Phi = 1$  (Lang, 1978). On a donc

$$P = 1.710^{25} \frac{1}{n^2} \int F_{\lambda}(\text{Terre}) \sigma(\lambda) \lambda d\lambda$$

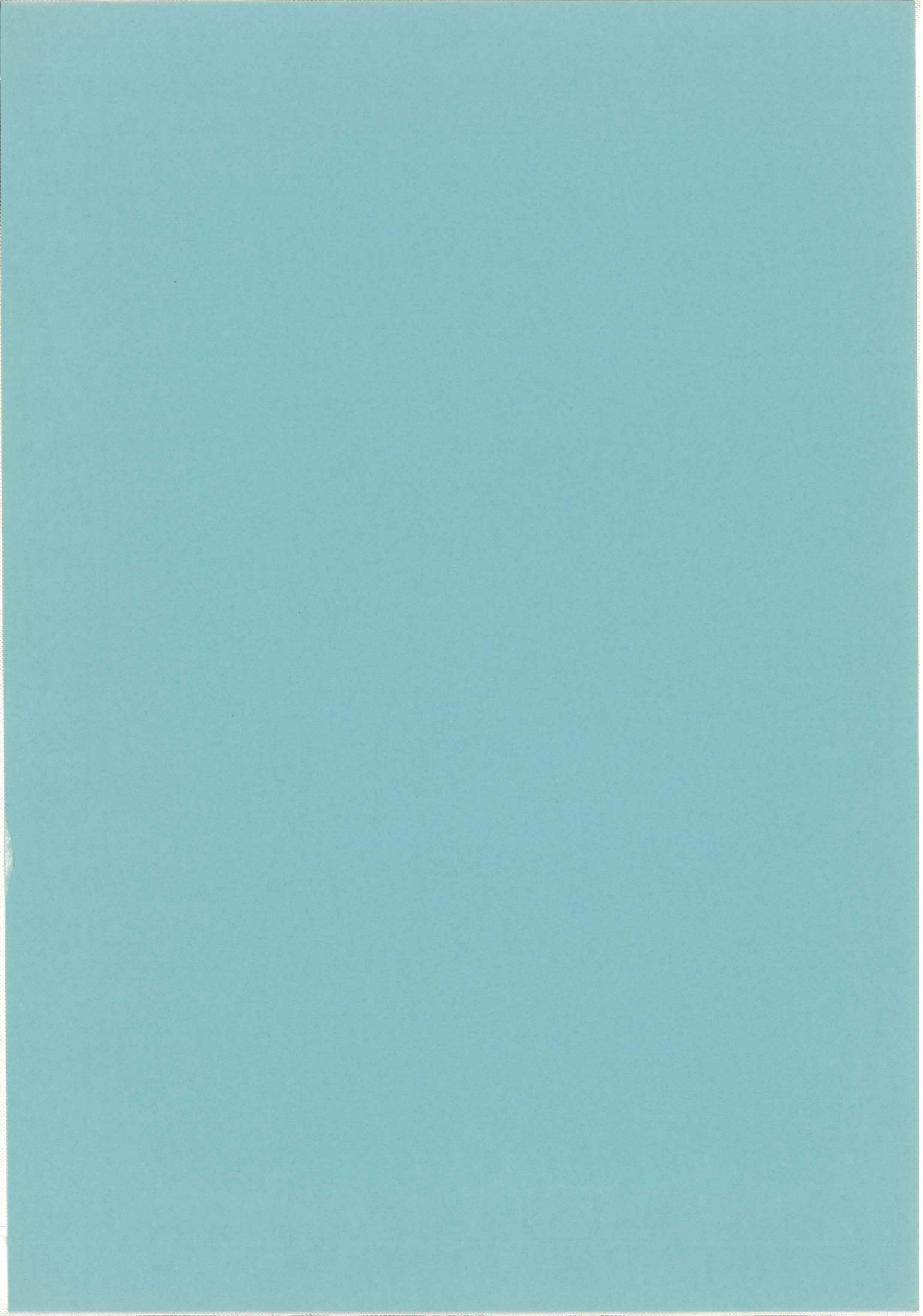
où  $F$  est exprimée en  $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ ,  $\sigma$  en  $\text{cm}^2$  et  $\lambda$  en  $\text{\AA}$ . Tous calculs faits, on obtient  $P = 0.5$  pour  $n = 10$ . La durée de vie de l'eau à 10 Rayons stellaires de l'étoile sera donc de 2 secondes. Si l'on suppose que la vitesse déjection des espèces dégazées est de l'ordre de  $1 \text{ km.s}^{-1}$  (*cf* chapitre V), on voit donc que la zone autour du noyau de l'objet où peuvent être présentes des molécules  $\text{H}_2\text{O}$  non encore dissociées ne peut pas avoir une taille excédant quelques kilomètres, ce qui est ridiculement petit en comparé à la taille de l'étoile et donc incapable de produire une signature détectable en absorption. Par conséquent, la détection de ce type de composantes de l'eau ne peut être envisagée.

Enfin, d'autres molécules plus complexes peuvent être intéressantes à chercher, comme les PAH, qui peuvent apporter des informations importantes sur l'origine du disque autour de  $\beta$  Pic. Le spectrophotomètre IRSPEC de l'ESO peut nous permettre de détecter ces molécules. D'autres part, des signatures moléculaires des glaces peuvent aussi être recherchées avec cet instrument (signatures des glaces de  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{NH}_3$  vers  $3 \mu$ ). Une détection positive de bandes de la glace pourrait donner des indications sur la composition chimique des grains dans le disque et donc de fortes contraintes sur leur émissivité, ce qui servira à mieux aborder le problème de la partie "solide" du disque dont nous avons vu qu'elle était très mal connue.

## VIII.4 Poursuite de la modélisation

Dans le scénario d'évaporation de gros corps, il serait intéressant de simuler la chute de gros corps et de suivre les ions dégazés en terme de vitesse et de position spatiale. Il sera alors possible de faire un spectre synthétique des raies d'absorption pour les différents atomes. Cette simulation commence et va sans doute donner des résultats très spectaculaires dans les mois à venir.





# Annexe A

## Les divers processus d'élargissement des raies

L'élargissement des raies peut être dû à plusieurs causes :

**L'élargissement naturel** : cet élargissement est dû à la durée de vie finie de l'atome dans son état excité. Soit un atome dans un état excité  $m$ ; cet état étant instable, l'atome aura tendance à se désexciter vers des états d'énergie inférieure; il va donc évoluer de telle sorte que

$$\frac{dN_m}{N_m} = -dt \sum A_{mn} \quad ,$$

où  $A_{mn}$  désigne l'inverse de la durée de vie de l'atome dans son niveau  $m$  par rapport à la transition  $m \rightarrow n$ . Il évolue donc avec une constante de temps égale à  $(\sum A_{mn})^{-1}$ . Le principe d'incertitude d'Heisenberg entraîne alors que l'énergie du niveau  $m$  est définie à  $h/\sum A_{mn}$  près, d'où un élargissement de la raie spectrale.

Une méthode pour évaluer la forme générale de cet élargissement est la suivante: on peut considérer l'atome comme un dipole oscillant; il rayonne donc un champ électromagnétique. La puissance rayonnée par ce dipole est égale à  $\frac{2e^2\ddot{r}^2}{3c^3}$ . L'interaction entre l'atome et le champ induit une force d'amortissement  $F$  de la forme  $\gamma\dot{r}$  où  $\gamma$ , le terme d'amortissement, vaut  $\frac{2e^2\omega_0^2}{3m^2c^3}$ , où  $\omega = 2\pi\nu_{mn}$ . Le dipole oscillant obéit donc à l'équation :

$$\ddot{r} = -\omega_0^2 r - \gamma\dot{r}$$

dont la solution sera du type  $\exp(-\gamma\frac{t}{2}) \exp(-\frac{i}{\omega_0}t)$ . Le champ électromagnétique est donc du type

$$E(t) = E_0 \exp^{-\gamma\frac{t}{2}} \exp^{\frac{-i}{\omega_0}t} \quad ,$$

dont la transformée de Fourier vaut

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{E_0}{i(\omega - \omega_0) - (\gamma/2)}$$

L'intensité de la radiation est donc proportionnelle à  $((\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2)^{-1}$  dont le profil est une lorentzienne centrée en  $\omega_0$ .

dont la transformée de Fourier vaut

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{E_0}{i(\omega - \omega_0) - (\gamma/2)}$$

L'intensité de la radiation est donc proportionnelle à  $((\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2)^{-1}$  dont le profil est une lorentzienne centrée en  $\nu_0$ .

**L'élargissement Doppler :** cet élargissement est dû à la distribution des vitesses des atomes absorbants; une vitesse radiale  $v$  induisant un décalage en longueur d'onde donné par la formule Doppler :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}, \quad (c \text{ vitesse de la lumière}).$$

Dans le cas où la distribution des vitesses est maxwellienne, on a

$$dN \propto e^{-\frac{1}{2} \frac{Mv^2}{kT}} dv$$

où  $dN$  désigne le nombre d'atomes de vitesse comprise entre  $v$  et  $v + dv$ ,  $M$  la masse de l'atome et  $T$  la température cinétique. Par conséquent, l'intensité du rayonnement après la traversée des atomes considérés sera du type  $e^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\delta^2}}$  avec

$$\delta^2 = \frac{\nu_0^2}{c^2} \frac{kT}{M}$$

Le profil de raie résultant est une gaussienne.

Si le milieu est de plus turbulent,  $\delta^2$  vaut alors

$$\delta^2 = \frac{\nu_0^2}{c^2} \left( \frac{kT}{M} + \frac{V^2}{2} \right)$$

où  $V$  est la vitesse turbulente.

La figure A.1 montre la comparaison des 2 profils (gaussien et lorentzien) normalisés : l'élargissement Doppler domine dans le centre de la raie tandis que l'élargissement naturel domine sur les ailes de la raie (Dyson et Williams, 1980).

**L'élargissement collisionnel :** le profil résultant de l'élargissement collisionnel est plus complexe à établir et dépend de la nature des processus collisionnels (voir Lang, 1978). Toutefois, ce type d'élargissement n'intervient que dans des milieux particulièrement denses. Nous ne le décrivons donc pas d'avantage.

**Profil de Voigt :** le profil de raie résultant est donné par Voigt (1973) (cas où l'élargissement collisionnel n'intervient pas):

$$\phi(\nu) = 2 \frac{\ln(2)^{1/2}}{\pi^{1/2} \Delta \nu_D} H(a, b)$$

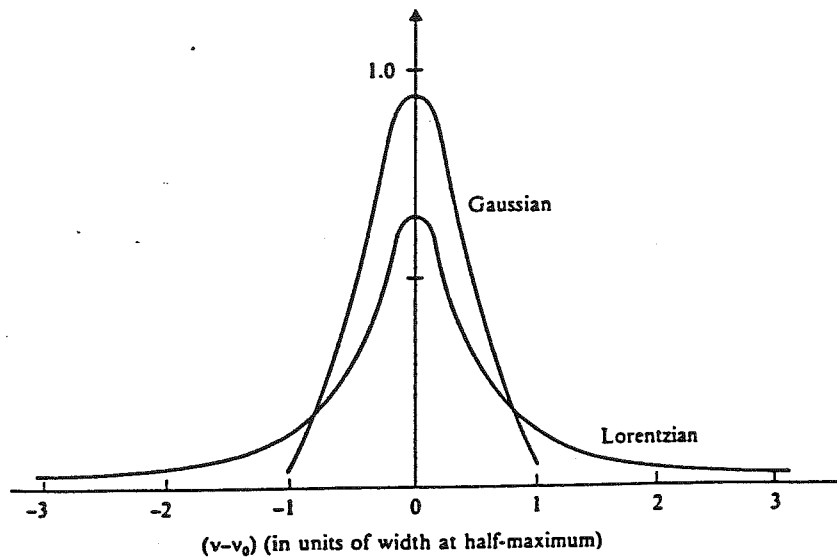


Figure A.1: Comparaison des profils lorentzien et gaussien.

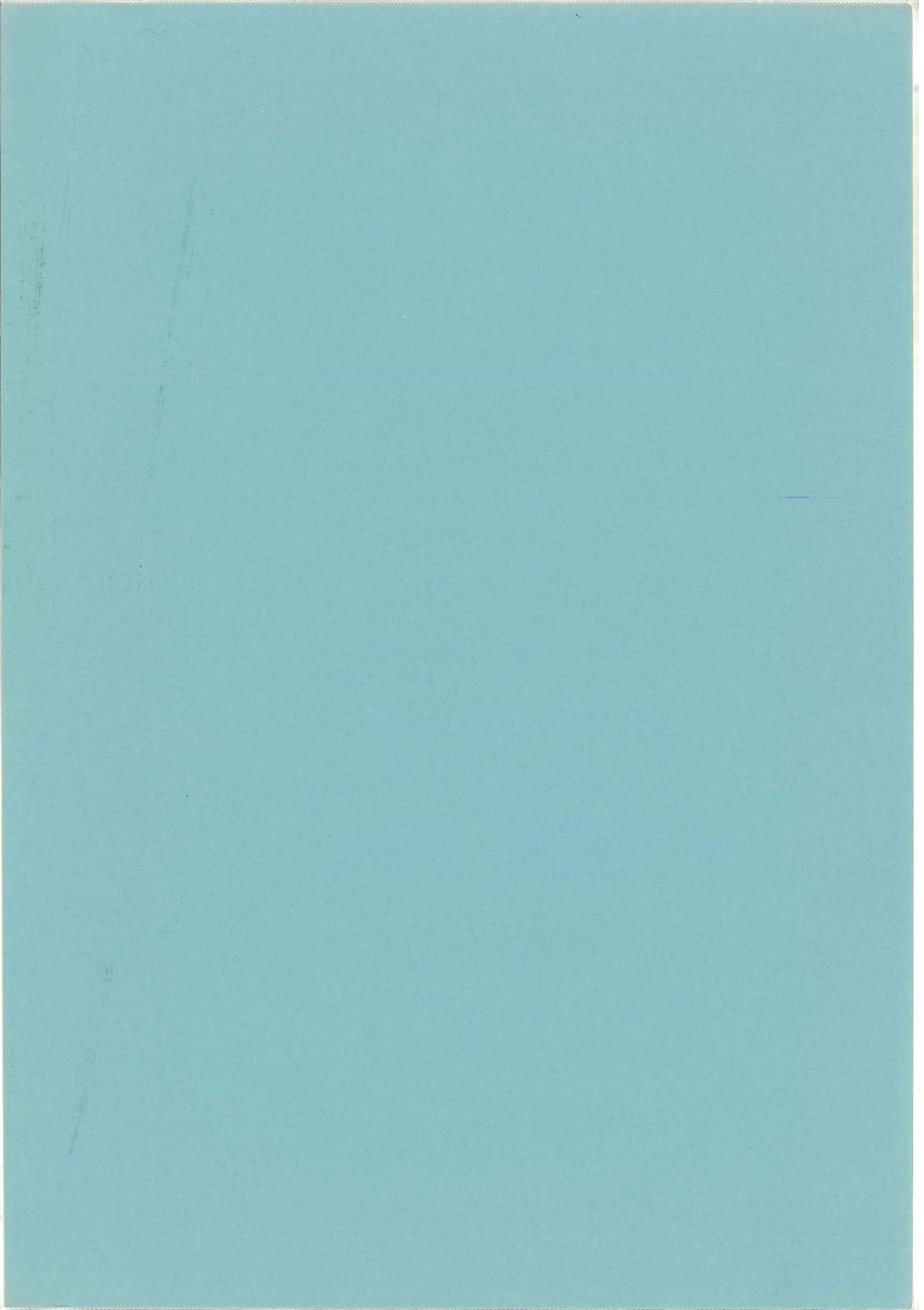
avec:

$$a = \ln(2)^{1/2} \frac{\Delta\nu_L}{2\Delta\nu_D}$$

$$b = 2\ln(2) \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}$$

où  $\Delta\nu_L$  et  $\Delta\nu_D$  désignent respectivement la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne et de la gaussienne et  $H(a,b)$ , fonction de Harris:

$$H(a, b) = \frac{a}{\pi} \int \frac{e^{-y^2}}{(b-y)^2 + a^2} dy$$



# Bibliographie

- Abt, H.A., et Moyd, K.I.: 1973, *Astrophys. J.* **182**, 809
- Allen, C.W.: *Astrophysical Quantities*, 1973, Athlone press, 3<sup>eme</sup> édition
- Ambartsumyan, V.A.: *Theoretical Astrophysics*, 1958, Pergamon press
- Anders, E., Ebihara, M.: 1982, *Geochim. Cosmochim. Acta* **46**, 2363
- Andersen, J., Nordström, B.: 1977, *Astron. Astrophys. Suppl.* **29**, 309
- Artymowicz, P., Burrows, C., Paresce, F.: 1989, *Astrophys. J.* **337**, 494
- Artymowicz, P., Space Telescope Science Institute, reprint n° 312
- Aumann, H.H., Gillett, F.C., Beichman, C.A., de Jong, T., Houck, J.R., Low, F.J., Neugebauer, G., Walker, R.G., Wesselius, P.R.: 1984, *Astrophys. J. Letters* **278**, L23
- Bashkin, S., Stoner, J.O., *Atomic energy levels and Grottrian diagrams*, 1981, N.H.P.C.
- Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1989, *Astron. Astrophys.*, sous presse
- Bhatt, H.C.: 1985, *Astron. Astrophys.* **146**, 363
- Boggess, A., et al.: 1978, *Nature* **275**, 372
- Brahic, A.: 1989, communication privée.
- Cardelli, J., Böhm Vitense, E.: 1982, *Astrophys. J.* **262**, 213
- Jamar, C., Macau-Hercot, D., Monfils, A., Thompson, G.I., Houziaux, L., Wilson, R.: 1976, *The ultraviolet bright star spectrophotometric catalogue*, E.S.A. SR-27
- Coté, J.: 1987, *Astron. Astrophys.* **181**, 77
- Coté, J.: 1896, communication privée.
- Diner, D.J., Appleby, J.F.: 1986, *Nature* **322**, 436
- Dominy, J.F., Smith, M.A.: 1977, *Astrophys. J.* **217**, 494
- Dyson, J.E., Williams, D.A.: *The physics of the Interstellar Medium*, 1980, Manchester University Press
- Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **185**, 267
- Ferlet, R., Dennefeld, M.: 1984, *Astron. Astrophys.* **138**, 303
- Festou, M.: 1989, communication privée.

- Festou, M., Feldman, P.D.: 1987, dans *Exploring the universe with the IUE satellite*, Ed. Y.Kondo, D.Reidel publishing company, 101
- Gillett, F.C.: 1986, dans *Light on Dark Matter*, Ap. Space Sci. Lib., 124, ed. F. P. Israel (Dordrecht: D.Reidel), p. 61
- Gliese, W.: 1969, *Catalog of nearby stars*, Pub. Astr. Rechen-Institut Heidelberg, n° 22
- Gray, D.F., *The observations of stellar photospheres*, 1976, Wiley-Interscience Publications
- Goldreich, P., Ward, W.R.: 1973, *Astrophys. J.* **183**, 1051
- Harris et al.: 1984, *Future of UV Astronomy based on 6 years of IUE research*, Mead, J.M. et al.(Eds), NASA CP2349, 516
- Harper, D.A., Loewenstein, R.F., Davidson, J.A.: 1984, *Astrophys. J.* **285**, 808
- Hobbs, L.M.: 1986, *Astrophys. J.* **308**, 854
- Hobbs, L.M, Lagrange-Henri, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Welty, D.E.: 1988, *Astrophys. J. Letters* **334**, L41
- Hobbs, L.M, Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **293**, L29
- Hoffleit, D.: 1985, *The Bright Star catalogue* (5<sup>ème</sup> édition), Yale University Press
- Iben : *Symposium on the origin of the Solar System*, Nice, 1972
- Jaschek, C., Egret, D.: *Catalogue of stellar groups*, Publication spéciale du CDS, 1982, n° 4
- Jaschek, M., Jaschek, C., Egret, D.: 1985, *Astron. Astrophys.* **158**, 325
- Kondo, Y., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **291**, L1
- Kurucz, R.L.: 1979, *Astrophys. J. Suppl.* **40**, 1
- Lagrange, A.M, Ferlet, R., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **173**, 289
- Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1988, *Astron. Astrophys.* **190**, 275
- Lagrange-Henri, A.M., Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1989, *Astron. Astrophys. Letters*, sous presse
- Lallement, R., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1986, *Astron. Astrophys.* **168**, 225
- Lämmerzahl, P., Krankowsky, D., Hodges, R.R., Stubbemann, U., Woweries, J., Herwerth, I., Berthelier, J.J., Illiano, J.M., Eberhardt, P., Dolder, U., Schulte, W., Hoffman, J.H.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 169
- Lamy, P.L.: 1974a, *Astron. Astrophys.* **33**, 191
- Lamy, P.L.: 1974b, *Astron. Astrophys.* **35**, 197
- Lang, K.R.: *Astrophysical formulæ*, 1978, Springer Verlag
- Langevin, P.: 1905, *Ann. chim. phys.*, Series 8, **5**, 245

- Letzelter, C., Eidelsberg, M., Rostas, F., Breton, J., Thieblemont, B.: 1987, *Chemical Physics* **114**, 273
- Michels, D.J., Sheeley, N.R., Howard, R.A., Koomen, M.J.: 1982, *Science* **215**, 1097
- Morton, D.C.: 1975, *Astrophys. J.* **197**, 85
- Morton, D.C., Smith, W.H.: 1973, *Astrophys. J. Suppl.* **26**, 333
- Paresce, F., Burrows, Ch.: 1987, *Astrophys. J. Letters* **319**, L23
- Ross, J.E., Aller, L.H.: 1976, *Science* **191**, 1223
- Sadakane, K., Mishida, M.: 1986, *P.A.S.P.* **98**, 685
- Safronov, V.S.: *Symposium on the origin of the Solar System*, Nice, 1972
- Seaton, M.J.: 1963, *Planet Space Science* **12**, 55
- Sletteback, A., 1975: *Astrophys. J.* **197**, 137
- Sletteback, A., Carpenter, K.G.: 1983, *Astrophys. J. Suppl.* **53**, 869
- Smith, B.A., Terrile, R.J.: 1984, *Science* **226**, 1421
- Spitzer, L.Jr.: *Physical processes in the Interstellar Medium*, 1978, New York, Wiley Interscience
- Van Regemorter, H.: 1962, *Astrophys. J.* **136**, 906
- Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E.: 1986, *Astron. Astrophys.* **167**, 325
- Viotti, R.: 1976, *Astrophys. J.* **204**, 293
- Waters, L.B.F.M., Coté, J, Geballe, T.R.: 1988, *Astron. Astrophys.* **203**, 348
- Weissman, P.: 1985, *Space Science Review* **41**, 299
- Welty, D.E., York, D.G, Hobbs, L.M.: 1986, *P.A.A.S.P.* **98**, 857
- Wiese, W.L., Smith, M.W., Miles, B.M.: 1969, *Atomic Transition Probabilities*, Vol.2., NDRDS-NBS22
- Woolley, R., Epps, E.A., Penston, M.J., Pocock, S.B.: 1970, *Royal Obs. Ann.*, n° 5
- Wolstencroft, R.D., Walker, M.J.: 1988, *Phil. Trans. Royal. Soc.*, London, sous presse
- York, D.G., Jura, M.: 1982, *Astrophys. J.* **254**, 88
- Zorec, J.: 1989, communication privée.





