



HAL
open science

Dynamique interne du disque protoplanétaire autour de l'étoile beta Pictoris

Hervé Beust

► **To cite this version:**

Hervé Beust. Dynamique interne du disque protoplanétaire autour de l'étoile beta Pictoris. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1991. Français. NNT : . tel-00725138

HAL Id: tel-00725138

<https://theses.hal.science/tel-00725138>

Submitted on 24 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.

THÈSE

présentée

à l'UNIVERSITE de PARIS 7

pour obtenir

le grade de Docteur de l'Université Paris 7

spécialité : Astrophysique et techniques spatiales

par

Hervé Beust

Dynamique interne du disque protoplanétaire autour de l'étoile β Pictoris

Soutenue le 6 mars 1991, devant la commission d'examen composée de :

M.	A. Brahic	Président
MM.	J.L. Bertaux B. Sicardy	Rapporteurs
Mme.	A.C. Levasseur-Regourd	Examineurs
MM.	R. Ferlet J. Heyvaerts A. Omont A. Vidal-Madjar	

THÈSE

présentée

à l'UNIVERSITE de PARIS 7

pour obtenir

le grade de Docteur de l'Université Paris 7

spécialité : Astrophysique et techniques spatiales

par

Hervé Beust

Dynamique interne du disque protoplanétaire autour de l'étoile β Pictoris

Soutenue le 6 mars 1991, devant la commission d'examen composée de :

M.	A. Brahic	Président
MM.	J.L. Bertaux B. Sicardy	Rapporteurs
Mme.	A.C. Levasseur-Regourd	Examineurs
MM.	R. Ferlet J. Heyvaerts A. Omont A. Vidal-Madjar	

Table des Matières

Remerciements	5
Introduction	9
1 L'étoile β Pictoris	11
1.1 Mise en évidence du disque	11
1.2 La partie gazeuse du disque	13
2 Les données observationnelles	17
2.1 Observations dans le visible	17
2.2 Observations dans l'Ultra-Violet	19
2.3 Les observations récentes	21
2.3.1 Situation en 1989	21
2.3.2 Les observations de la fin 1989	22
2.3.3 Le projet instrumental β Pic	24
2.4 Articles	25
3 Modélisation des variations spectrales dans β Pic	37
3.1 Les modèles à écarter	37
3.2 Le modèle proposé	38
3.3 Modélisation du scénario	39
3.3.1 Les forces auxquelles sont soumis les ions	39
3.3.2 Calcul du mouvement des ions	41
3.3.3 Résultats numériques	42
3.4 Article	46
4 Simulation numérique de corps solides tombant vers β Pic	57
4.1 Les bases du modèle	57
4.1.1 Généralités	57
4.1.2 L'orbite de l'objet	57

4.1.3	Le comportement de la poussière	58
4.1.4	Les ions métalliques et leur mouvement	60
4.1.5	Suppositions d'ordre géométrique	61
4.2	Le choix des paramètres	61
4.2.1	Le taux de production de gaz	61
4.2.2	La taille des grains	62
4.2.3	La composition de la poussière	62
4.2.4	Le taux de production de poussières	62
4.2.5	La vitesse d'expansion de l'enveloppe	62
4.3	Simulation pour les ions Ca II	63
4.3.1	Premier essai	63
4.4	La simulation décisive	65
4.4.1	la recherche de la bonne orbite	65
4.4.2	Variation en fonction des paramètres orbitaux	67
4.5	Simulations pour les ions Al III et Mg II	69
4.6	Conclusions et remarques complémentaires	70
4.7	Interprétation	74
4.8	Les observations de la fin 1989	77
4.9	Conséquences des dernières observations	80
4.10	Article	80
5	Perturbations planétaires dans le disque de β Pic	97
5.1	La nécessité d'un modèle plus global	97
5.2	Le problème fondamental	97
5.3	Formulation générale	99
5.3.1	Les éléments orbitaux de la nouvelle orbite	99
5.3.2	Le calcul complet de l'événement	103
5.3.3	Détermination des paramètres fondamentaux	105
5.4	La simulation et ses résultats	108
5.4.1	Les détails de la simulation	108
5.4.2	Les résultats	110
5.5	Forces et faiblesses du modèle	117
5.6	Article	119
6	Conclusions et perspectives	133
6.1	Les problèmes à résoudre	133
6.1.1	Le problème de l'Aluminium III	133
6.1.2	L'évolution du disque de β Pic	135

6.2	La recherche d'autres β Pic	136
6.3	Poursuite de l'étude de β Pic	139
6.4	Article	140
	Bibliographie	145

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier André Brahic d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse. Je remercie également Bruno Sicardy et Jean-Loup Bertaux d'avoir accepté d'en être rapporteurs, malgré la charge que cela impose. Je leur suis particulièrement reconnaissant pour toutes les remarques et suggestions dont ils m'ont fait part à cette occasion. Merci également à tous les autres membres du jury qui ont eu la gentillesse d'en faire partie.

Je remercie également la D.R.E.T. et l'École Polytechnique qui, par leur soutien financier pendant 4 années, c'est à dire depuis ma sortie de l'École, m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je tiens à remercier ensemble Jean Audouze et Alain Omont. Le premier m'a accueilli chaleureusement dans son laboratoire à l'issue du DEA et a toujours manifesté un intérêt très vif pour mon travail à l'IAP. Quant à Alain Omont, il m'a suivi avec le même intérêt depuis son accession à la direction de l'IAP, et je tiens à l'associer à cette thèse au même titre que Jean Audouze.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers Alfred Vidal-Madjar, dont l'aide précieuse et constante au cours de ces trois ans ne saurait être résumée en ces quelques lignes. Je rends hommage à son dévouement envers ses étudiants, et par là-même à toutes ses qualités humaines et scientifiques. Il m'a offert la possibilité de travailler sur un sujet passionnant et riche. C'est peu de dire combien j'apprécie de travailler avec lui. J'aimerais seulement lui avoir apporté autant que j'ai reçu de sa part.

Merci également à Roger Ferlet, qui a toujours fidèlement secondé Alfred Vidal-Madjar et qui a manifesté la même sollicitude à mon égard. Qu'il soit aussi remercié pour m'avoir accepté pendant deux ans dans mon bureau.

Je tiens à exprimer un merci tout particulier à Anne-Marie Lagrange-Henri, qui guida avec bienveillance mes premiers pas dans la recherche et dans β Pic et qui accepta de ce fait de m'y voir associé au même titre qu'elle.

Mes remerciements s'adressent également en priorité à tous les techniciens qui ont participé au projet de "manip β Pic", et plus particulièrement à Jean-Paul Zimmermann et René Vitry, qui m'ont maintes fois prouvé leur dévouement, tant lors de la mission d'observation de décembre 1989 au Chili que durant tout le reste de l'année à Paris.

C'est avec joie que je tiens à remercier de tout cœur Jean Mouette pour avoir accepté de réaliser le film d'animation qui accompagne cette thèse. Le travail qu'il a accompli et l'énergie qu'il y a investie sont pour moi les gages d'une profonde reconnaissance et d'une amitié durable.

Merci aussi à Lotfi Ben Jaffel et Rosine Lallement, qui sans travailler directement sur β Pic, font partie de l'équipe. Ils ont toujours su m'écouter et me conseiller chaque fois que c'était nécessaire.

Merci à Philippe Lamy, Michel Festou et Jack Lissauer, avec qui j'ai eu de fructueuses discussions, et qui m'ont grandement aidé dans les modélisations. Je souhaite que la collaboration avec eux se poursuive et se développe.

Je n'oublierai pas les stagiaires de l'École Polytechnique, en particulier Christine et François Bouchet qui, le temps d'un stage de quelques mois, se sont investis dans β Pic et ont par leur travail contribué à faire progresser le sujet.

Un grand merci à Pascale, mon épouse depuis le 7 juillet 1990, qui m'a aidé et soutenu pendant la préparation de cette thèse, et qui a toujours su m'écouter et me comprendre. Qu'elle trouve ici le témoignage de tout l'amour que j'ai pour elle.

Je remercie également mes parents, qui furent les témoins attentifs et attentionnés de mes succès et de mes peines tout au long de la route qui m'a conduit à cette thèse. J'aimerais à cette occasion rendre hommage à la thèse de Doctorat en Médecine de mon père, soutenue le 12 juin 1963, et qui traitait des bilans des campagnes de vaccination par le B.C.G. en Algérie entre 1949 et 1962. Il avait alors obtenu un prix de thèse. Puisse mon travail s'inspirer du sien.

J'adresse enfin un vif merci à mes beaux-parents, M. et Mme Pierre Sieulle, qui furent les premiers à relire la thèse quand elle se tapait et à y traquer les fautes de frappe avec le plus grand dévouement.

À Pascale,

Elle est le rayon de Soleil qui manquait à mon univers de comètes et de planètes.

À mes Parents,

Introduction

Les étoiles sont des objets plutôt bien connus. La théorie de l'évolution stellaire est aujourd'hui arrivée à un haut degré de développement, même si quelques incertitudes subsistent. C'est ainsi que l'on peut sans le moindre doute prévoir l'évolution future d'une étoile standard comme notre Soleil. Cette connaissance est due à l'abondance de données concernant les étoiles de toutes sortes et de toutes masses. En effet, il suffit de lever la tête lors d'une nuit claire pour voir beaucoup d'étoiles. L'étude des caractéristiques des étoiles est une chose relativement aisée, dans la mesure où nous disposons de leur rayonnement direct qu'il suffit d'analyser. Tout ceci fait que nous connaissons bien aujourd'hui le monde des étoiles.

On ne peut pas en dire autant en ce qui concerne les planètes et les systèmes planétaires. Car en ce domaine, nous n'avons d'informations que sur notre propre système solaire, ce qui ne manque certainement pas de biaiser nos conclusions. Qui plus est, la dernière décennie, avec ses diverses missions d'exploration planétaire, dont Voyager fut la plus spectaculaire, nous a montré que nous connaissions bien mal les planètes et leurs satellites. En règle générale, là où la plupart des spécialistes s'attendaient à trouver des objets qui se ressemblent tous, la diversité était au rendez-vous. Il n'y a pas deux satellites ni planètes dans tout le système solaire qui soient identiques, un peu comme si la nature montrait à chaque instant qu'elle a plus d'imagination que les hommes.

Que dire alors des éventuels systèmes planétaires présents autour d'autres étoiles que notre Soleil ? Il n'y en a certainement pas deux identiques. En ce domaine, les seules conclusions que l'on puisse tirer sont de source théorique, émanant de théories de la formation des systèmes planétaires dont l'objet principal est d'expliquer la formation de notre propre Système Solaire. . . La nécessité de données observationnelles en provenance d'autres systèmes se fait plus sentir que jamais. Le problème est que l'acquisition de ces données reste particulièrement ardue, car vues de la Terre, des planètes extra-solaires sont des objets très peu lumineux angulairement très proche de leur étoile parente, qui elle est un objet autrement plus brillant !

Aujourd'hui, on est sans doute sur le point de lever un coin du voile. Les techniques d'observations progressent, les instruments s'améliorent, et la présence de matière som-

bre, voire de planètes autour de certaines étoiles est maintenant sérieusement suspectée. Si l'on se réfère à tout ce que nous avons appris sur le système solaire grâce à la mission Voyager, il y a fort à croire que les années qui viennent vont voir décupler nos connaissances sur les systèmes planétaires.

L'objet du travail présenté ici est l'étude d'une étoile particulière nommée β Pictoris qui est aujourd'hui en quelque sorte la pionnière dans le domaine de la recherche de systèmes extra-solaires, la meilleure candidate. On a commencé à s'y intéresser en 1984, et si cette thèse représente un travail effectué entre 1988 et 1991, elle s'inscrit dans la continuité d'une étude commencée à l'Institut d'Astrophysique de Paris dès 1984. Mais soyons certains que ce n'est encore qu'un début...

Chapitre 1

L'étoile β Pictoris

1.1 Mise en évidence du disque

β Pictoris est une étoile visible depuis l'hémisphère sud. Comme son nom l'indique, elle est située dans la petite constellation de l'Atelier du Peintre (Pictor). C'est une étoile visible à l'oeil nu ($m_V = 3.85$), située non loin de Canopus (α Car). Ses caractéristiques principales sont rassemblées dans la table 1.1 [22]. De tout cela, il faut essentiellement

Table 1.1: Paramètres stellaires de β Pic.

Numéro de catalogue HD	39090
Numéro de catalogue HR	2020
α (2000.0)	$5^{\text{h}}47^{\text{min}}17^{\text{s}}$
δ (2000.0)	$-51^{\circ}04'$
Type spectral :	A5V
m_V	3.85, $E(B-V)=0$
l_{II}	$258^{\circ}37'$
b_{II}	$-30^{\circ}61'$
Distance	16.4 parsecs
v_{rad}	20 km s^{-1}
$v \sin(i)$	139 km s^{-1}
Masse	$\sim 2 M_{\odot}$
Rayon	$\sim 1.7 R_{\odot}$

retenir que c'est une étoile de la séquence principale, un peu plus chaude que le Soleil (température de surface ~ 8000 K), qu'elle est proche et que c'est un rotateur rapide.

A priori, β Pic était une étoile parfaitement banale. Elle l'était même tellement qu'elle fut choisie en même temps que quelques autres pour un test de routine du satellite d'observation infrarouge IRAS en 1983. Parmi les étoiles observées, certaines, dont β Pic, mais aussi α Lyræ, α Piscis Austrini, ϵ Eridani pour ne citer que les principales,

révélèrent un flux infrarouge nettement supérieur à ce que l'on pouvait attendre d'une distribution de corps noir à la température des étoiles considérées [4]. Cet excès fut alors interprété comme la rediffusion de la lumière de ces étoiles par des grains de poussière présents autour d'elles.

Cette matière solide restait invisible, et la controverse quant à la nature des grains en question était entière, d'autant plus que la présence de quantités importantes de poussières autour d'étoiles de la séquence principale avait de quoi surprendre.

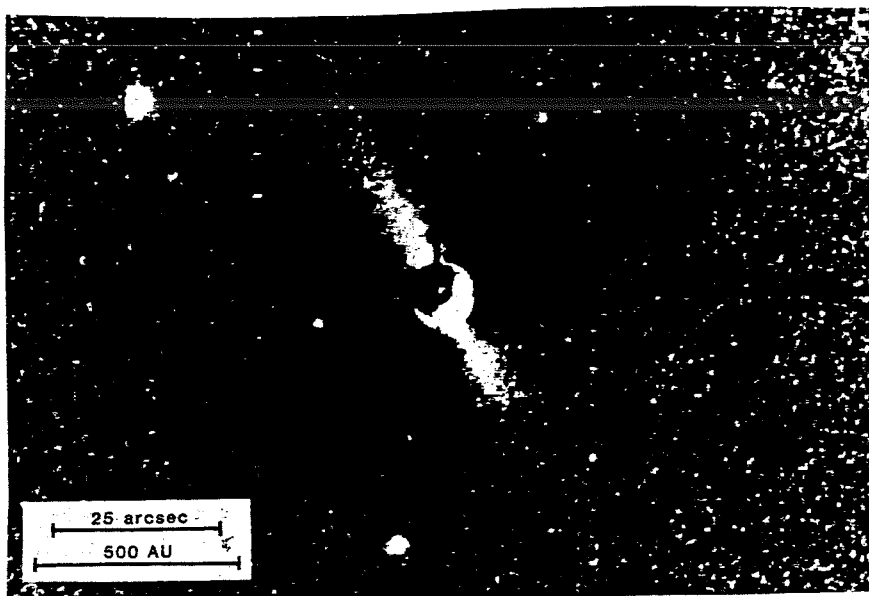


Figure 1.1: Image du disque autour de β Pic par Smith et Terrile.

Peu de temps après, en 1984, deux américains (B. Smith et R. Terrile) ont réussi à visualiser la poussière autour de β Pic. Ils réalisèrent au télescope de 2.5m du Las Campanas Observatory (au Chili) une image à $0.89\mu\text{m}$ de l'environnement de l'étoile (figure 1.1). L'étoile elle-même était masquée par un coronographe fin, ce qui en définitive empêchait de voir quoi que ce soit à moins de 100 Unités Astronomiques (U.A.) de l'étoile. Néanmoins, ils détectèrent clairement la signature en émission d'un grand disque de poussières autour de l'étoile. Ce disque apparaissait fort grand (plus de 400 U.A. de rayon). De plus, il se révélait être vu quasiment par la tranche depuis la Terre, l'angle entre la ligne de visée et le plan du disque n'excédant pas 5° .

L'image fit alors le tour du monde. Smith et Terrile [46] affirmèrent alors que même si d'éventuelles planètes n'étaient pas déjà formées dedans, la présence de ce disque de poussières autour de β Pic était en soi une source d'accrétion, et donc de planètes. On était donc en droit de parler d'un système protoplanétaire.

Depuis cette date, β Pic et son disque ont été l'objet de constantes études. Smith et Terrile, quant à eux, ont repris d'autres images [47], et en ont conclu que le disque

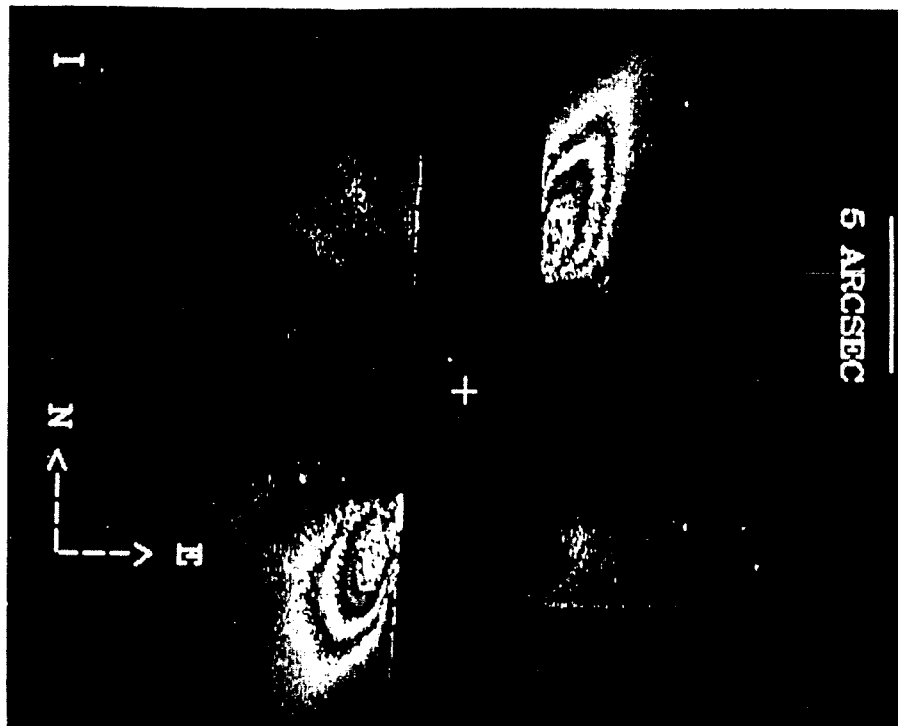


Figure 1.2: Image du disque autour de β Pic par Paresce et Burrows (1987).

présentait une certaine asymétrie, un côté étant plus étendu que l'autre. Ils ont également réévalué la taille du disque, montrant qu'il s'étendait désormais jusqu'à 500 voire 100 U.A. de l'étoile. Ils ont en outre montré que l'inclinaison du plan du disque par rapport à la ligne de visée ne dépassait pas 2° . Entre temps, de nouvelles images ont été obtenues, en particulier par Paresce et Burrows en 1987 [40]. Leur image (figure 1.2) confirma les affirmations de Smith et Terrile. Leur étude s'est ensuite poursuivie sur le plan théorique [3,2]. Ils ont obtenu des données sur l'épaisseur du disque, la taille des poussières, etc... Ils en ont conclu que des planètes peuvent avoir déjà eu le temps de se former dans le disque [2]. Quoi qu'il en soit, toutes ces études fondées sur des observations coronographiques ne donnent aucun renseignement direct concernant la partie interne du disque, à savoir les 100 premières Unités Astronomiques. Seules des extrapolations des modèles concernant la partie externe du disque ont pu être obtenues.

Or s'il y a des planètes, c'est dans la zone interne qu'elles doivent se trouver. Il n'y a donc guère d'espoir de les détecter directement.

1.2 La partie gazeuse du disque

L'image de Smith et Terrile avait révélé un disque vu par la tranche. Cette coïncidence rendait la situation très favorable à une étude du disque par spectroscopie en absorption.

Plus précisément, c'est l'éventuelle partie *gazeuse* du disque que l'on pouvait observer de la sorte, alors que les images ne permettent que la détection de la partie *poussières*. Cette étude à été menée dès la fin 1984 par l'équipe d'A. Vidal-Madjar de l'Institut d'Astrophysique de Paris et constitua le premier élément de ce qui allait mener au travail présenté dans cette thèse (qui par ailleurs ne constitue pas une fin en soi de ladite étude !).

À vrai dire, les observations de fin 1984 ne constituaient pas les premières du genre concernant β Pic. Dès 1975, Sletteback [44], à la suite d'observations spectroscopiques, avait classé β Pic parmi les "étoiles à enveloppe" (*shell stars* en anglais). Sous ce vocable sont regroupées des étoiles à forte rotation supposées posséder un anneau de gaz équatorial se traduisant en termes de spectroscopie entre autres par des raies circumstellaires au fond des raies métalliques stellaires, elles-mêmes élargies par la rotation de l'étoile. À la suite de nouvelles observations en 1983, c'est à dire toujours avant la détection du disque, Sletteback et Carpenter [45] avaient réobservé β Pic, et en avaient conclu que son spectre présentait quelques anomalies par rapport à celui d'autres "étoiles à enveloppe" supposées normales, notamment par la présence de fortes raies de Ca II.

Ce sont ces mêmes raies (La raie Ca II K à 3933 Å) qui furent l'objet des observations de la fin 1984, menées au CAT (Coudé Auxiliary Telescope), télescope de 1.4m couplé avec le CES (Coudé Echelle Spectrometer), à l'Observatoire de l'ESO, à la Silla, au Chili. Ces observations ont permis la détection d'une importante composante circum-

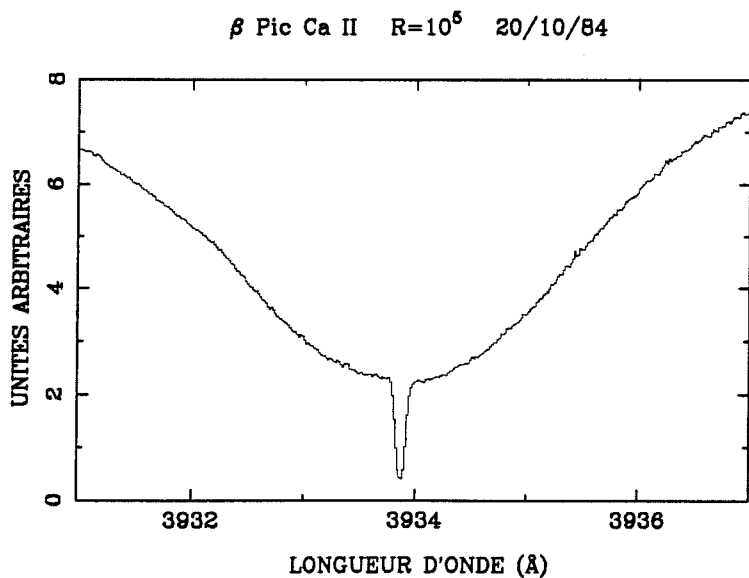


Figure 1.3: Le fond de la raie K du Ca II dans le spectre de β Pic observé le 10 octobre 1984. La raie stellaire est très élargie par rotation. Une composante circumstellaire est présente

stellaire en absorption, au fond de la raie stellaire qui est très élargie par la rotation rapide de l'étoile [20]. Le spectre est représenté figure 1.3. Des observations du doublet

du Na I à 5893 et 5896 Å ont également révélé des composantes circumstellaires dans ces raies.

La largeur équivalente de la composante détectée dans la raie K du Ca II est de l'ordre de 100 mÅ, ce qui est plus de 10 fois supérieur aux plus fortes raies d'origine interstellaire provenant du milieu proche où est située β Pic [34]. L'origine circumstellaire de cette composante ne pouvait donc être discutée. L'observation d'étoiles angulairement proche de β Pic a permis d'estimer à quelques % au maximum la contamination interstellaire de cette raie. On était bien en présence de la partie gazeuse du disque de β Pic.

A partir de ces observations, un premier modèle du disque gazeux autour de β Pic fut élaboré [20,49], avec comme principaux résultats :

1. Obtention d'un intervalle pour la densité de colonne de l'hydrogène dans le disque :
 $10^{18} \text{cm}^{-2} < n(H) < 4 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-2}$
2. Estimation de la masse totale de la composante gazeuse : inférieure à 1% de la masse de notre système planétaire.
3. Mise en évidence, dans les raies d'absorption, de *deux régions* physiquement différentes dans le disque, et ayant des vitesses très légèrement différentes par rapport à l'étoile :
 - Une région externe, froide, contenant tout le Sodium neutre et 10% du Calcium ionisé.
 - Une région interne, beaucoup plus chaude, sans grains, rassemblant à sa périphérie la quasi-totalité du Calcium ionisé, sur une fine couche de quelques centièmes d'U.A.
4. Estimation de la loi de distribution (en densité) du gaz dans le disque : si la loi est en r^{-n} , alors $0 < n < 1$.

Chapitre 2

Les données observationnelles

2.1 Observations dans le visible

Les observations du spectre visible de β Pic ont toujours eu lieu depuis 1984 à l'observatoire de l'ESO, à La Silla, au Chili. Elles ont presque toujours porté sur les raies K et H du Ca II à 3933 et 3968 Å (pour plus de détails concernant le traitement des données, on pourra consulter Lagrange, 1989 [28]).

Les premières données ont révélé la présence de la composante circumstellaire (également observée dans la raie H) montrée figure 1.3, et son étude a permis le développement d'un premier modèle du disque de β Pic.

Par la suite, d'autres observations de la même raie, étalées dans le temps, et destinées à compléter la première, ont été menées dans les mêmes conditions. La composante observée la première fois était toujours au rendez-vous, mais rapidement, certains phénomènes aussi troublants qu'inattendus sont apparus. En effet, le fond de la raie s'est révélé variable d'une observation à l'autre (figure 2.1). A côté de la composante centrale due au disque et toujours observée, apparaissait de manière sporadique sur le bord rouge de la première (c'est à dire du côté des grandes longueurs d'onde) une absorption supplémentaire, moins importante et parfois clairement résolue sous la forme d'une deuxième composante (figure 2.1).

Le comportement de cette absorption supplémentaire est apparu très vite variable avec le temps [17]. Non seulement son apparition était sporadique, mais sa forme même changeait d'une observation à l'autre, quand elle était présente. Qui plus est, on a pu observer que ces phénomènes pouvaient apparaître du jour au lendemain, et même changer de forme dans la même nuit [17].

Quoi qu'il en soit, les observations qui ont été menées tout au long de 1985 et 1986, et au cours desquelles on a pu y identifier assez fréquemment ces variations, ont permis d'en dégager les caractéristiques principales : Outre la rapidité de variation et l'absence

β Pic Ca II R=10⁵ 11/01/86

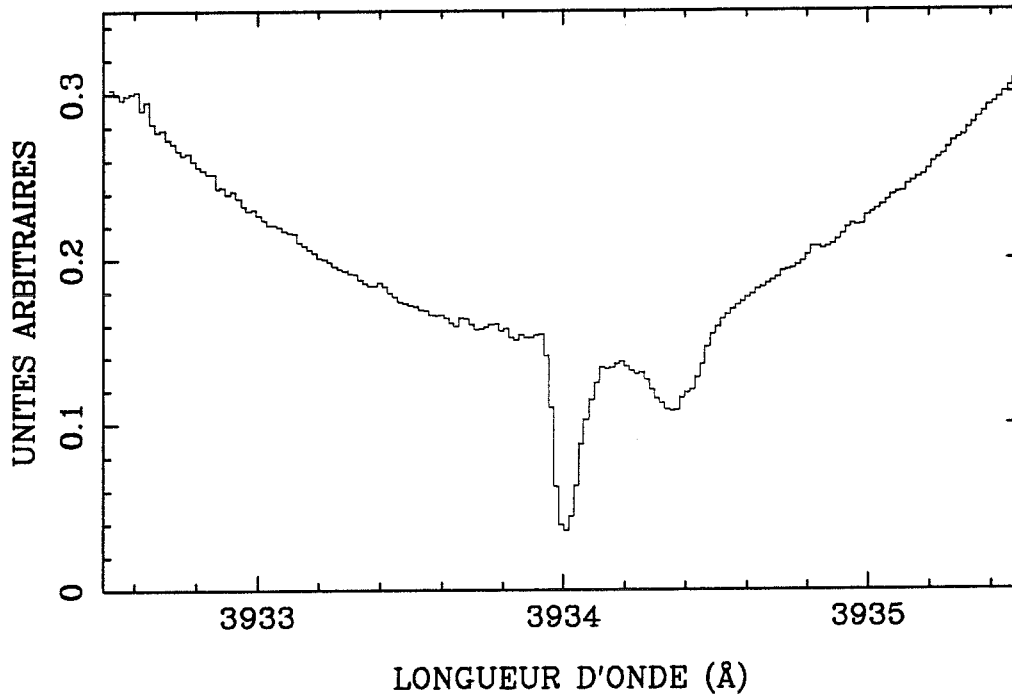


Figure 2.1: La raie K du Ca II dans le spectre de β Pic le 11 janvier 1986. Outre la composante centrale toujours observée, une absorption supplémentaire décalée vers le rouge est clairement détectée. Le décalage Doppler de cette composante additionnelle par rapport à la première est de l'ordre de 40 km s^{-1}

totale de périodicité temporelle, il est rapidement apparu que le siège de la variation était toujours sur le bord rouge de la raie centrale. Jamais le bord bleu n'avait manifesté la moindre variation. Par ailleurs, le décalage Doppler des phénomènes observés par rapport à la composante centrale (et donc par rapport à l'étoile) restait faible, la vitesse correspondante ne dépassant jamais $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$.

Ces variations ont été également détectées dans la raie H du Ca II à 3968 \AA , ce qui ne laissait plus aucun doute quant à la réalité de la détection.

Par ailleurs, et ce dans le but de confirmer ou d'infirmer le modèle initial du disque [49] prévoyant que tout le Ca II était localisé autour de 0.5 U.A. de l'étoile, des observations du triplet infrarouge du Ca II à 8542 , 8498 et 8662 \AA ont été menées dans les mêmes conditions [21]. Issues d'un niveau métastable du Ca II, la détection ou non d'une composante circumstellaire dans ces raies devait permettre de préciser la population de ces niveaux métastables dans le Ca II circumstellaire. Cette détection fut positive, et l'étude de cette composante circumstellaire a abouti à une évaluation de la température du Ca II, et à une très forte contrainte quant à sa localisation [21,28]: Tout le Ca II circumstellaire doit être à moins de 1 U.A. de l'étoile, ce qui renforçait le

modèle.

2.2 Observations dans l'Ultra-Violet

Parallèlement à ces observations dans le visible, l'équipe de l'IAP a commencé à observer le spectre Ultra-Violet de β Pic au moyen du satellite IUE (International Ultraviolet Explorer). Les éléments d'ordre technique relatifs à ces données sont décrits dans Lagrange, 1989 [28]. Il faut simplement noter que la qualité des spectres IUE est nettement moindre que celle des spectres visibles obtenus au CAT (rapport *signal/bruit* de l'ordre de 20 contre 100, résolution de 10 000 contre 100 000). De plus, le spectre UV dans le domaine étudié (1500–3000 Å) est peuplé de nombreuses raies métalliques qui ont souvent tendance à se chevaucher, ce qui rend plus ardue leur identification, et a fortiori la mesure de largeurs équivalentes.

Auparavant, les américains Kondo et Bruhweiler [27] avaient effectué une première observation du spectre UV de β Pic et y avaient noté la présence de raies de Fe II métastable. Pour l'équipe de l'IAP, l'idée de départ était de déterminer la composition chimique du gaz circumstellaire, c'est à dire l'abondance de divers éléments métalliques. Cette étude a conduit entre autres à une mesure de l'abondance du Fe II [28] :

$$N(\text{Fe II}) \simeq 2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2} \quad (2.1)$$

Cependant, en marge de ces mesures, la forme de certaines raies est rapidement apparue bizarre. La comparaison de raies d'éléments ionisés (Fe II, Al III et surtout Mg II) avec celles d' α Pic, une étoile voisine de type comparable, a vite montré que ces raies étaient asymétriques, et présentaient fréquemment une absorption supplémentaire décalée vers les grandes longueurs d'onde, et qui se traduisait par un "étirement" de la raie vers le rouge [29].

Par la suite, ces raies ont été réobservées, et on s'est vite aperçu que ces raies asymétriques variaient dans le temps, mais uniquement sur leur bord rouge. Au bout du compte, il apparaissait dans ces raies métalliques des phénomènes comparables à ce qui était observé dans les raies visibles de Ca II. Mais ici, la mauvaise résolution d'IUE et la complexité du spectre UV empêchaient toute identification claire des composantes variables, comme sur la figure 2.1.

C'est pour pallier cette lacune que nous nous sommes efforcés dès 1987 d'améliorer la lisibilité des données. Le but recherché était d'isoler la partie variable des raies. C'est pourquoi un spectre de référence où l'asymétrie des raies était la plus faible fut choisi, et tous les autres furent divisés par celui-ci [32]. Le résultat fut spectaculaire (figure 2.2). Toutes les raies non variables disparaissaient, et ne subsistaient que les raies variables, avec cette fois une indication très claire de leur étendue spectrale.

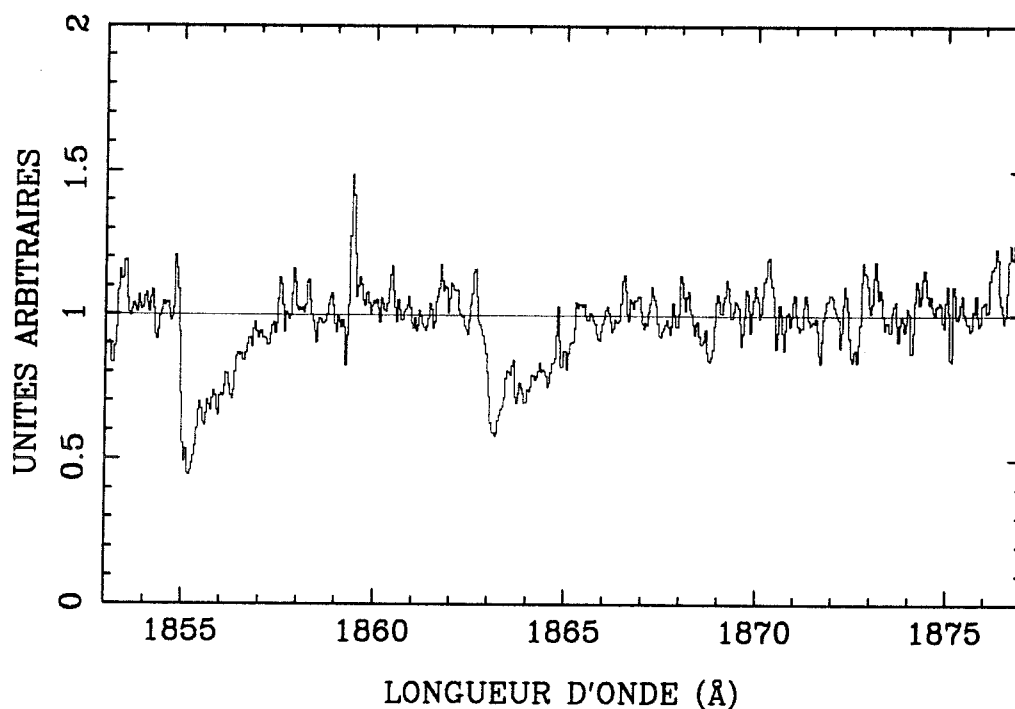


Figure 2.2: Le doublet de Al III à 1854 et 1862 Å observé dans le spectre de β Pic, après division par un spectre de référence. La variation apparaît clairement sur le bord rouge des raies. Le décalage spectral s'étend sur plusieurs centaines de km s^{-1} .

Ce fut alors une surprise de constater que l'étendue observée vers le rouge de la composante variable de ces raies était nettement supérieure à ce qui était détecté dans les raies visibles de Ca II. Une fois traduit en vitesse, ce décalage s'avérait être toujours supérieur à 100 km s^{-1} . Dans les raies de Mg II et Al III, il atteint même parfois 300 ou 400 km s^{-1} .

Une étude plus poussée des phénomènes variables dans le doublet d'Al III [30] a également montré que les raies UV varient en général plus vite que les raies visibles, sur une échelle de temps de l'ordre de l'heure. La figure 2.3 montre deux spectres pris à une heure d'intervalle, et l'on y voit clairement dans le second une composante non présente dans le premier.

Il est également apparu que la structure de la partie variable des raies n'était pas simple, et que l'on détectait souvent plusieurs composantes à différentes vitesses (figure 2.3).

De plus, dans la mesure où nous disposions d'un doublet de Al III, il était possible de comparer l'ampleur des variations dans chacune des deux raies. Théoriquement, pour des raies non saturées, le rapport des largeurs équivalentes des raies d'absorption doit être égal au rapport des forces d'oscillateur des mêmes raies, qui sont des quantités connues. Force a été de constater que ce rapport était plutôt de l'ordre de 1, ce qui vaut

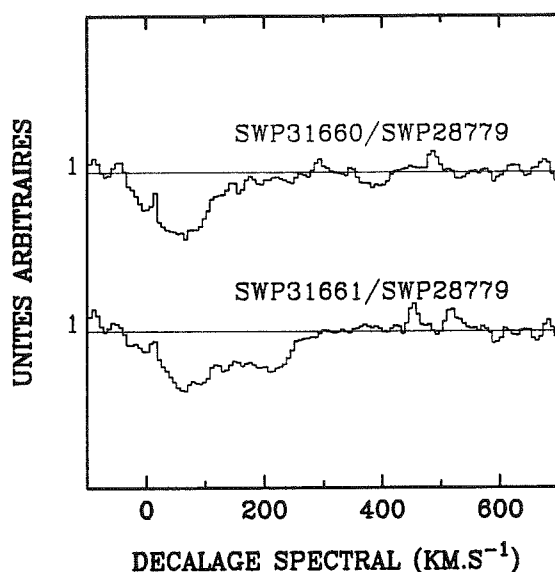


Figure 2.3: Deux spectres de la raie à 1854 Å de Al III dans le spectre de β Pic, pris à une heure d'intervalle. On y constate l'apparition d'une composante additionnelle à grande vitesse en moins d'une heure.

pour des raies saturées [30]. Or, nos composantes variables n'atteignent pas, loin s'en faut, le zéro de flux. La seule alternative à cette situation apparemment contradictoire est que la taille de la zone contenant les ions qui produisent la partie variable est inférieure à la surface de l'étoile, ce qui permet de générer des raies saturées n'atteignant pas le flux 0.

2.3 Les observations récentes

2.3.1 Situation en 1989

Pour résumer, on peut dire que les phénomènes variables observés depuis 1985 tant dans les raies UV que dans les raies visibles de Ca II sont comparables. Les différences portent sur l'échelle de temps de variation et les vitesses de décalage, plus importantes dans les raies UV.

À partir de là, des modèles (amplement décrits dans les chapitres suivants) ont été développés afin d'interpréter ces données. Pendant ce temps, les observations furent poursuivies, dans le but d'améliorer la statistique sur les variations. Au bout d'un certain temps, il apparut que la fréquence d'apparition de phénomènes variables variait avec le temps. Les données visibles montrant des variations (figure 2.1) dataient toutes de 1985 et 1986, voire 1987. Mais après 1987, plus aucune variation n'avait été détectée dans les raies de Ca II, malgré des observations répétées. Telle était en tout cas la situation en 1989 [6]. Bien évidemment, le caractère sporadique de l'apparition de ces phénomènes empêchait de tirer une conclusion certaine, mais l'évolution en quelques

années semblait indiscutable. En ce qui concerne les raies Ultra-Violettes, les observations montrant des variations s'étaient échelonnées entre 1985 et 1987 (surtout 1986 et 1987) [30]. Là encore, après 1987, plus rien ne semblait être détecté.

2.3.2 Les observations de la fin 1989

Cette période d'“accalmie” cessa assez brutalement en octobre 1989. De nouvelles observations au CAT montrèrent de nouveau des variations dans les raies de Ca II [7]. La

β Pic Ca II K $R=10^5$ 20/10/89

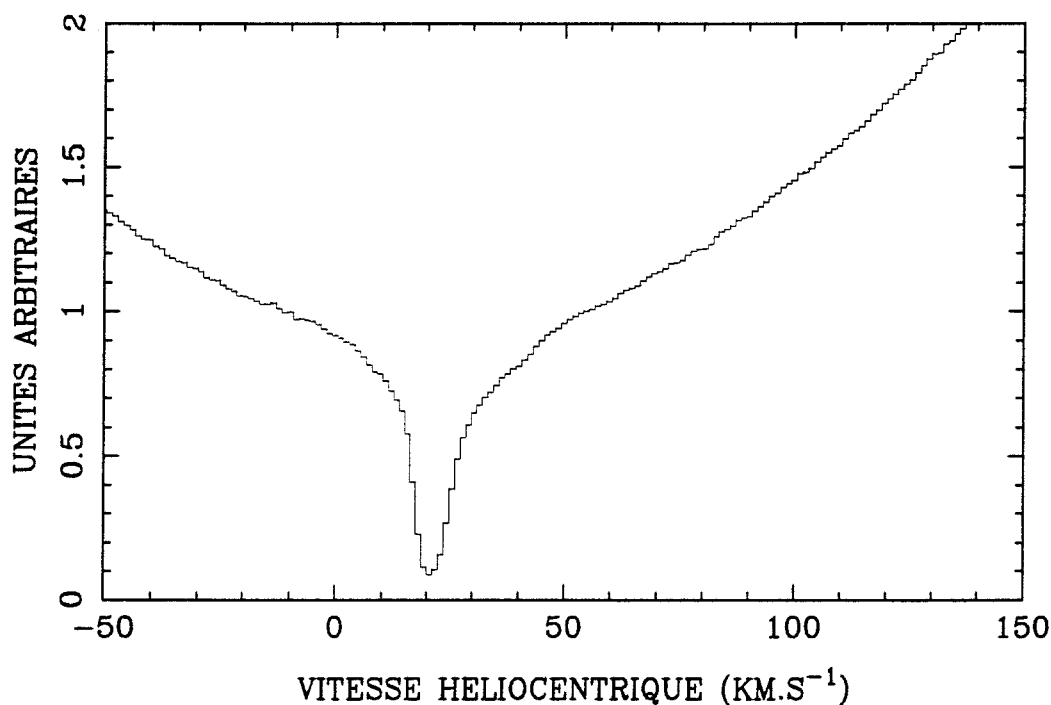


Figure 2.4: Le fond de la raie K du Ca II dans le spectre de β Pic le 20 octobre 1989. On constate un élargissement de la composante centrale sur ses deux ailes. Ceci peut être interprété comme la superposition d'une composante additionnelle sur l'absorption centrale stable (les 20 km s^{-1} de décalage correspondent à la vitesse héliocentrique de β Pic)

figure 2.4 représente un spectre pris le 20 octobre 1989. Les variations détectées dans les spectres datant de la même époque sont semblables. On y remarque que la composante centrale, ordinairement stable, est évasée sur ses ailes. La largeur équivalente totale de cette composante est de 166 mÅ , ce qui est nettement supérieur aux 100 mÅ de l'absorption ordinaire. On peut clairement interpréter cette composante comme la superposition de la composante centrale stable et d'une composante additionnelle comme celle de la figure 2.1, mais cette fois sans décalage spectral notable. Il est à noter ici

que pour la première fois, une variation sur le côté bleu de la raie, c'est à dire vers le courtes longueurs d'onde, a été détectée.

β Pic Ca II K $R=10^5$

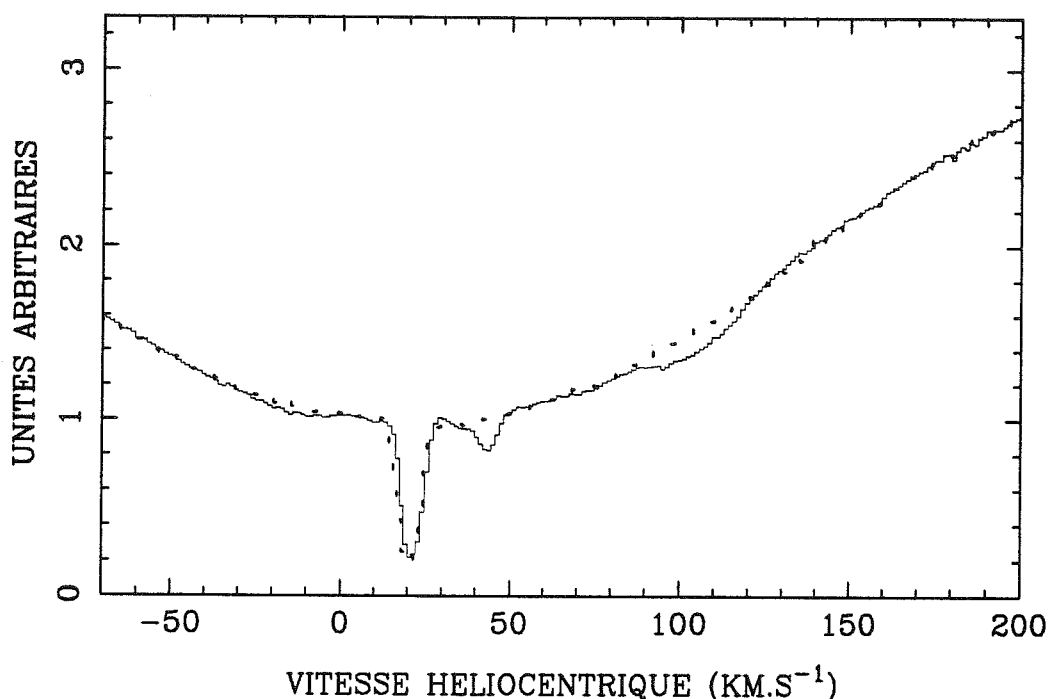


Figure 2.5: Superposition du spectre de la raie K du Ca II du 10 octobre 1984, déjà montré figure 1.3 (trait pointillé) et d'un spectre pris le 1^{er} décembre 1989. la superposition fait clairement apparaître deux composantes supplémentaires

En décembre 1989, c'est à dire deux mois plus tard, de nouvelles observations ont été effectuées [7]. De nouvelles variations furent détectées, avec cette fois un aspect comparable à celui de la figure 2.1, c'est à dire un décalage spectral de l'ordre de 20–30 km s^{-1} . Ces composantes variables semblaient parfois durer quelques jours. Il est également apparu sur certains spectres (figure 2.5) une absorption supplémentaire beaucoup plus diffuse, moins profonde, plus étalée spectralement, mais surtout beaucoup plus décalée vers le rouge, la vitesse correspondante se situant autour de 80 km s^{-1} par rapport à la composante centrale, c'est à dire nettement au-delà de tout ce qui avait été détecté auparavant dans les raies visibles de Ca II. La comparaison avec le spectre "sans événement" du 10 octobre 1984 (figure 1.3) fait ressortir cette composante diffuse, qui par ailleurs a aussi été observée quasi-simultanément dans la raie voisine H du Ca II, renforçant ainsi la réalité de la détection.

Depuis, les observations au CAT se sont succédées, et nous avons pu constater que l'activité était toujours importante durant toute l'année 1990 dans les raies visibles de β Pic. De nombreux événements comparables à ceux de la figure 2.1 ont été détectés.

2.3.3 Le projet instrumental β Pic

Dans le but de suivre les variations des raies du Ca II dans β Pic pendant une longue période de temps, un projet instrumental a été développé à l'IAP. Le problème de base était qu'il est quasiment impossible d'obtenir une longue période d'observation continue au CAT (\sim un mois), tant la pression sur ce télescope est grande. C'est pourquoi nous avons résolu de mettre au point à l'IAP une instrumentation destinée à être montée sur un télescope plus petit, et donc moins demandé. Cette instrumentation se compose essentiellement d'un spectrographe Jobin-Yvon (De plus amples détails sont disponibles dans [28]) relié au télescope par une fibre optique. A la sortie du spectrographe, on trouve un détecteur qui est une barrette Reticon intensifiée, refroidie à -40°C , lue en comptage de photons. L'information est ensuite traitée par un micro-ordinateur et le spectre apparaît à l'écran.

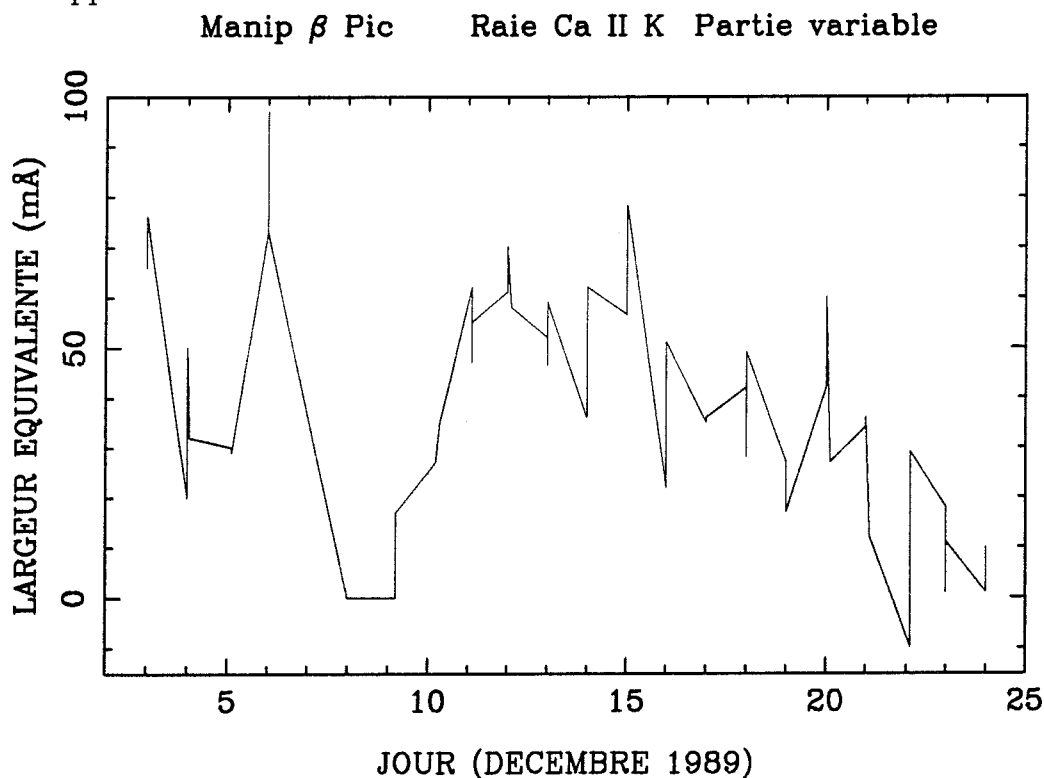


Figure 2.6: Suivi de la largeur équivalente des phénomènes variables dans la raie K du Ca II en décembre 1989 par la "manip" β Pic. Malgré une imprécision de l'ordre de $25 \text{ m}\text{\AA}$, une évolution à long terme est détectée

Cette instrumentation a fonctionné pendant un mois en décembre 1989 au télescope de 1 m de l'observatoire de l'ESO. Les spectres obtenus n'ont évidemment pas la qualité de ceux du CAT/CES, loin s'en faut. L'absorption circumstellaire y est pourtant clairement visible, et sa forme a montré des variations d'un jour à l'autre. Toutefois, il était illusoire dans ces spectres de séparer directement partie constante et partie variable

comme sur la figure 2.1. C'est pourquoi nous avons employé pour le traitement la même méthode de traitement que pour les données UV, c'est à dire la division par un spectre de référence. La largeur équivalente de la partie variable mesurée dans ces spectres est portée en fonction du jour du mois sur la figure 2.6. Il apparaît clairement que les données sont bruitées. Toutefois, une évolution au cours du mois est très nettement sensible, ce qui montre qu'il y a dans la variation des phénomènes globaux évoluant sur une échelle de temps de l'ordre du mois ou du demi-mois.

L'instrumentation β Pic est actuellement en cours d'amélioration à l'IAP. Un nouveau Reticon 512 pixels a été monté, ce qui va permettre le suivi simultané des deux raies H et K du Ca II, et donc une identification plus aisée des phénomènes variables. Par ailleurs, le bruit de lecture a été diminué. Un programme au télescope de 1 m de l'observatoire de l'ESO est prévu pour mars 1991.

2.4 Articles

On trouvera ci-après deux articles publiés dans *Astronomy and Astrophysics*.

Le premier est une étude détaillée des caractéristiques des raies UV de Al III de 1986–1987, et le second date de 1991. Il présente les dernières observations au CAT et leur modélisation.

Letter to the Editor

The circumstellar gas around β Pictoris

VIII. Evidence for a clumpy structure of the infalling gas

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

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

Received January 26, accepted February 14, 1989

Summary. In a recent paper we studied in detail the variable and redshifted circumstellar lines of ionised elements in the UV spectrum of β Pictoris. We further investigate the Al III doublet, using both archival and recent IUE spectra of β 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 km s^{-1}) Al III ions are either less frequent than lower infall velocity (100 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: β Pic

1. Introduction

The circumstellar (CS) disk of dust around β 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 0.89μ ; 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

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 \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 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 β 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 doubled set of spectra.

2. The observations

2.1. Data reduction

The log of the high resolution ($\sim 0.2 \text{ \AA}$) SWP spectra of β 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.

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.

Table 1. log of SWP spectra of β Pic.

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

SWP 28779 has been taken as a reference spectrum because 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 ≈ 60 km.s⁻¹) single component is detected (4 epochs out of 12) with strength and velocity variable from one date to the other, but always less than ≈ 100 km s⁻¹. No significant changes on short time scale are noticeable. See for instance, SWP30143/SWP28779 in Fig. 1.

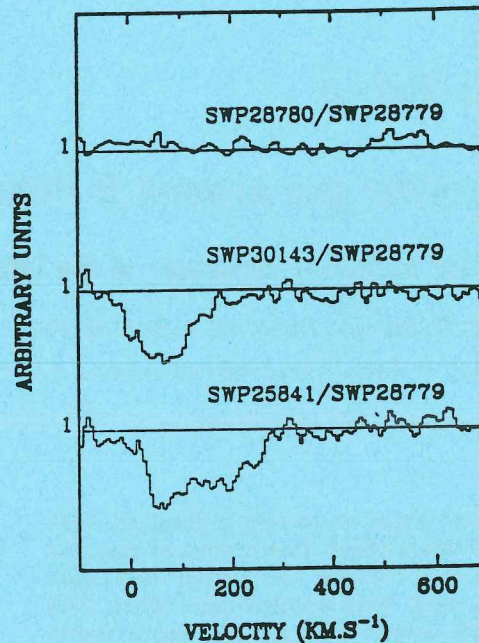


Fig. 1. Absorption profiles of the 1854 Å Al III line. The spectra shown here have been divided by a reference one (SWP28779). Three types of features are presented (from top to bottom): type 1: no variable feature is detected (SWP28780/SWP28779); type 2: a single component variable feature is detected (SWP30143/SWP28779); type 3: a double components variable feature is detected (SWP25841/SWP28779)

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⁻¹ (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). It has to be outlined that large velocity components are never observed alone (i.e. without any component at ~ 100 km.s⁻¹).

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

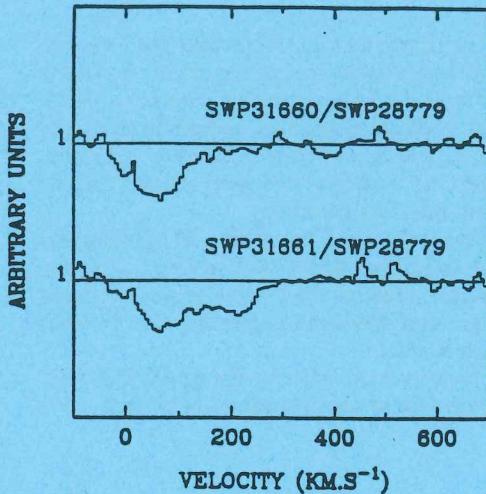


Fig. 2. Two particular spectra of the 1854 Å Al III line. They reveal the apparition of a double component variable feature on a very short time scale: SWP31661 was taken one hour after SWP31660

epoch (SWP 25841/28779 and SWP25842/28779), it is as deep as the 1854 Å one whereas the first components are 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 shorter. 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 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

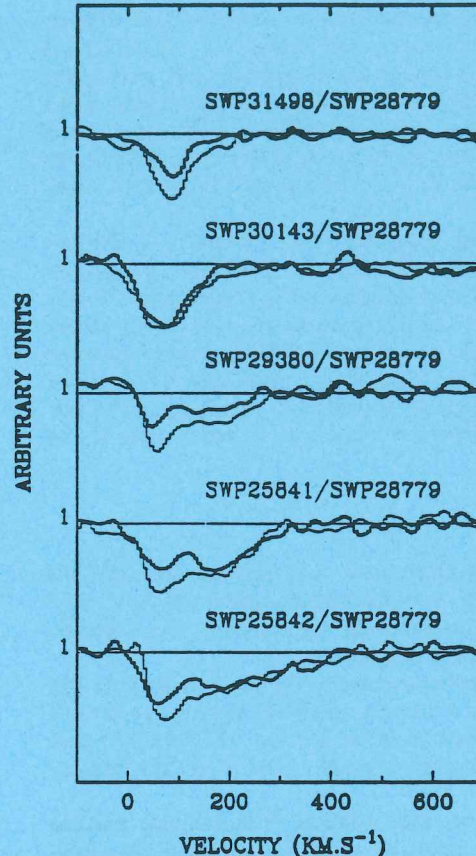


Fig. 3. Comparison of the profiles of the Al III doublet for type 2 and type 3 features at different epochs (see text), after division by SWP28779. The thicker and thinner lines correspond respectively to the 1862 Å (the weaker one) and 1854 Å (the stronger one) lines. For each spectrum, we superimpose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

contamination from the adjacent orders of the Echelle Spectrum. However, we know that this level does not 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 km.s^{-1} . Although the width of the lines showing the apparent saturation in Fig. 3 are significantly larger (60 km.s^{-1}), they could be reproduced by several blended components, narrower than 30 km.s^{-1} , but spread in velocity space by less or about 30 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 explanation 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^{-1} 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, the interpretation of some observations, such as the simultaneous presence of two separate Al III components at different velocities, is not straightforward. Modulations are now under way to explain them.

4. Conclusion

In this letter, we confirm the time variability of the CS Al III lines in β 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 $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$) is relatively common, and that more redshifted components, with velocity up to 400 km s^{-1} 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

The β Pictoris circumstellar disk

XI. New Ca II absorption features reproduced numerically ^{*}

H. Beust¹, A. Vidal-Madjar¹, A.M. Lagrange-Henri^{1,2}, and R. Ferlet¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis, boulevard Arago, F-75014 Paris, France

² ESO, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-8046 Garching bei München, Federal Republic of Germany

Received June 6, accepted August 6, 1990

Abstract. In a recent paper, we described numerical simulations involving the evaporation of kilometer size bodies falling towards β Pic, which reproduced the temporal variations previously detected in the Ca II spectrum of the star. We present here two new spectra, which contain heretofore unobserved absorption features, of the Ca II K line towards β Pic. We show that these new features can be easily reproduced by the model previously developed with small changes only affecting few parameters. The results reinforce the model proposed in our previous papers, and place some constraints on a recently suggested possible planetary or proto-planetary like object present in the disk.

Key words: stars: β Pic – stars: circumstellar matter – comets

1. Introduction

Among the few stars for which an infrared excess had been discovered by the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) (Aumann et al. 1984), the southern A5-type star β Pictoris is up to now the only one for which an extended dust disk, seen nearly edge-on, has been imaged (Smith & Terrile 1984). The favourable orientation of the disk has enabled the detection of the absorption signature of its gaseous counterpart, both in visible lines of Ca II and Na I (Hobbs et al. 1985, Paper I; Vidal-Madjar et al. 1986, Paper II; Ferlet et al. 1987, Paper V; Hobbs et al. 1988, Paper VII), and in some metallic lines of the UV spectrum, like Fe II, Mg II, and more surprisingly Al III (Kondo & Bruhweiler 1985; Lagrange et al. 1986, Paper IV; Lagrange-Henri et al. 1987, Paper VI; Lagrange-Henri et al. 1989, Paper VIII).

Since the first observations of the 3933 Å Ca II K line the presence of a narrow, central, ~ 80 mÅ wide circumstellar absorption (Papers I and II) is detected, but repeated subsequent observations have shown that, in addition to that stable component, time-variable absorption features, sometimes clearly resolved as a second redshifted component, also appear in the red wing of the line (Paper V), with a redshift reaching $\simeq 40$ km s⁻¹. Similar redshifted variations have also been detected in UV lines,

with a variation time-scale of about one hour or even less, as in the visual, but with a redshift sometimes reaching 300 or 400 km s⁻¹ (Papers VI, VIII).

To explain these observational data, a model has been proposed in which the sporadic redshifted events are the result of gas vaporisation in the vicinity of the star from kilometer size bodies falling on to the star (Papers V–VIII).

To check and refine this scenario, a theoretical study of such a situation has been carried out (Beust et al. 1989, Paper IX), and has highlighted the decisive role of radiation pressure and collisions in the dynamics of evaporated ions from solid bodies. A major output of this study was that radiation pressure acts differently on metallic species, for example Ca II being much more efficiently affected than other ions.

More recently, numerical simulations of such infalling evaporating bodies (Beust et al. 1990, Paper X), based on Paper IX's calculations, have been able to reproduce the observational data, thus supporting the validity of the proposed scenario. In this work, bodies were assumed to move on parabolic orbits with close perihelia (≥ 10 stellar radii), and evaporate when grazing the star. Constraints on these orbits have been obtained from the simulation. In order to produce absorption features with redshift velocities corresponding to the observations, a specific direction of the axis of the parabolic orbit is required. Constraints on the perihelion are much weaker. These results have enabled us to propose a refined model, in which the infall of numerous cometary-like bodies towards β Pic could be due to the presence of a planetary or protoplanetary body in the disk. Such a body could perturb a lot of small passing objects and throw some of them towards the star.

We present in Sect. 2 new observations of the Ca II K line in β Pic's spectrum which present unusual absorption features never observed up to now. In Sect. 3, we confront the model of Paper X with these new results and show that, after a slight modification of the geometrical characteristics of the orbit of the infalling body, the variable features are fairly well reproduced and explained by the model. In Sect. 4, we discuss the consequences of these observations on the model, and present our conclusions.

2. The data

Numerous new observations of β Pic's Ca II K line at 3933 Å have been performed since Sept. 1989 at the European Southern

Send offprint requests to: H. Beust

^{*} Partly based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

Observatory (ESO), La Silla, Chile, using the Coudé Echelle Spectrometer (CES) fed by the 1.4m telescope (CAT), and equipped either with a cooled Reticon detector, or with a CCD. They will be presented in another paper. Our purpose here is to highlight two peculiar spectra showing rather unusual absorption features.

The first one (Fig. 1) has been taken on Oct. 20, 1989. The central stable and sharp circumstellar absorption discovered in Paper I is still present, but its two edges are clearly broadened. The total equivalent width of the absorption is 166 mÅ compared with the 80–100 mÅ measured in Paper I. One of the most surprising facts of that observation is the first detection of spectral variation in the blue wing of the line. We have been now observing β Pic for several years, and up to now, any significant spectral variation had always occurred in the red wing.

The second spectrum has been taken on Dec. 1, 1989, and is displayed in Fig. 2. An additional absorption feature at about a 20 km s⁻¹ redshift with respect to the central one is clearly detected, and presents an equivalent width of 23 mÅ. The same component is also detected in many spectra taken around the same date (not shown in this paper). This event is very similar to those observed in 1985–1986 (see Paper V), although it had not been observed for a long time. But the most surprising fact in this spectrum is the presence of a weaker and broader feature on the red wing of the line at ≈ 100 km s⁻¹ heliocentric velocity. The same feature is also detected in a quasi-simultaneous observation of the Ca II H line at 3968 Å. To demonstrate the reality of the detection, we have also superimposed this spectrum with the original quiet one, observed in 1984 as presented in Paper II (Fig. 3). This broad and shallow feature appears clearly at about 100 km s⁻¹. The equivalent width of this flat absorption is estimated to 28 mÅ. Nothing comparable had ever been observed in previous spectra of β Pic.

3. Interpretation

Our model of infalling evaporating bodies towards the star (Papers V–X) had been developed on previous observations of temporal variations in β Pic's spectral lines, and the simulations described in Paper X have been able to reproduce these observational data. The problem here is to check whether the new data presented in Sect. 2 can be explained through the model or not.

One of the most important parameters of Paper X's model was the angle Φ between the line of sight and the axis of the infalling body's nearly parabolic orbit. This angle is responsible for the projected velocity of the observed spectroscopic events, and we have shown in Paper X that, in order to obtain events with a redshift of about 40 km s⁻¹ redshift in Ca II, we must have $\Phi \approx -150^\circ$. Changing Φ should therefore lead to events centered around a different velocity. Indeed, the spectra of Oct. 20, 1989 can be easily regarded as the superposition on the central sharp component of an additional broader component, thus centered around a redshift ≈ 0 . One could therefore hope to reproduce them by changing slightly Φ . The result of such an empiric approach is presented in Fig. 4. As expected, when taking $\Phi = -170^\circ$ (instead of -150° in Paper X) the shape of the synthetic spectrum when the infalling body crosses the line of sight is very close to the observational data of Fig. 1. It must be pointed out that only the parameter Φ has been changed from Paper X's Ca II simulation.

The data of Dec. 1, 1989, are more complex. On the one hand, the additional component centered at ≈ 20 – 30 km s⁻¹ redshift

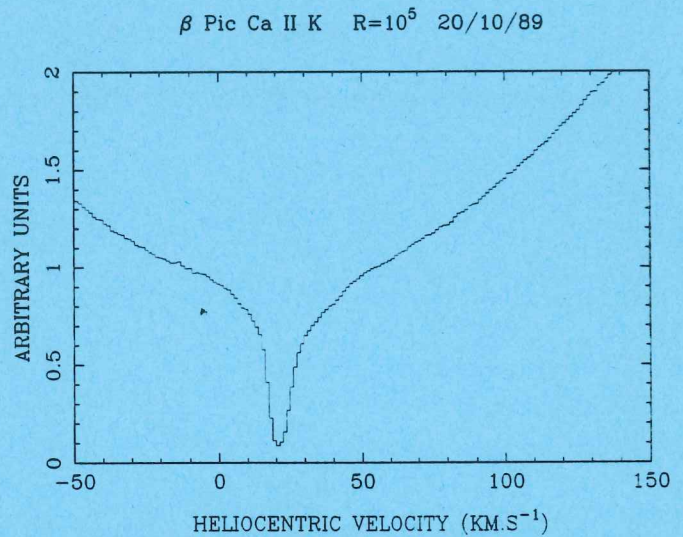


Fig. 1. The bottom of the Ca II K line towards β Pic as observed on Oct. 20, 1989. The CES was equipped with a CCD as a detector

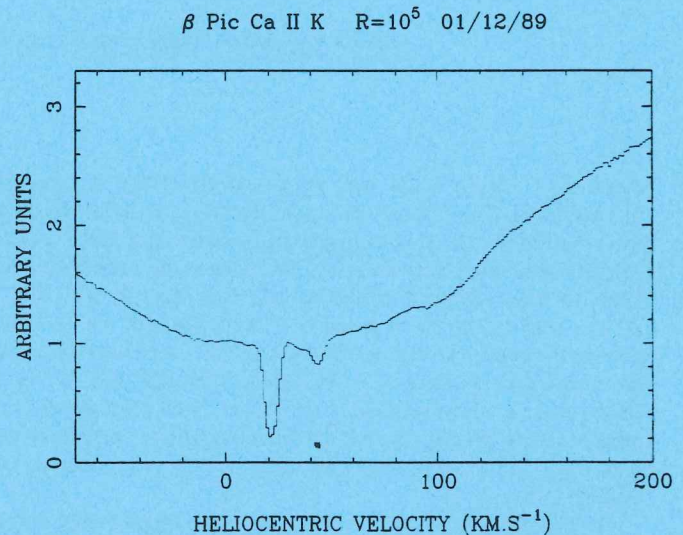


Fig. 2. The bottom of the Ca II K line, towards β Pic on Dec. 1, 1989. The CES was the equipped with a cooled Reticon. Many absorption features are detected

with respect to the central stable one can be easily reproduced by our simulation as shown in Paper X, with similar parameters. On the other hand, the broad and flat component detected at ≈ 100 km s⁻¹ is more puzzling. Changing Φ to a suitable value for obtaining a component centered around that redshift is possible, but the shape of this component would be the same as in the previous simulations, i.e. relatively narrow and deep, with a velocity spread of ~ 15 km s⁻¹. Absorption features as in the observation of Dec. 1 are not to be expected that way.

However, the model can still explain the observations. In Paper X, it was pointed out that infalling bodies passing through the line of sight at less than ≈ 10 stellar radii should not produce detectable absorption events in Ca II lines. The main reason for that is the high value of radiation pressure on Ca II at these stellar distances, which prevents the Ca II cloud around the nucleus from reaching a large enough projected size on the stellar surface to produce detectable components. A simulation with a perihelion

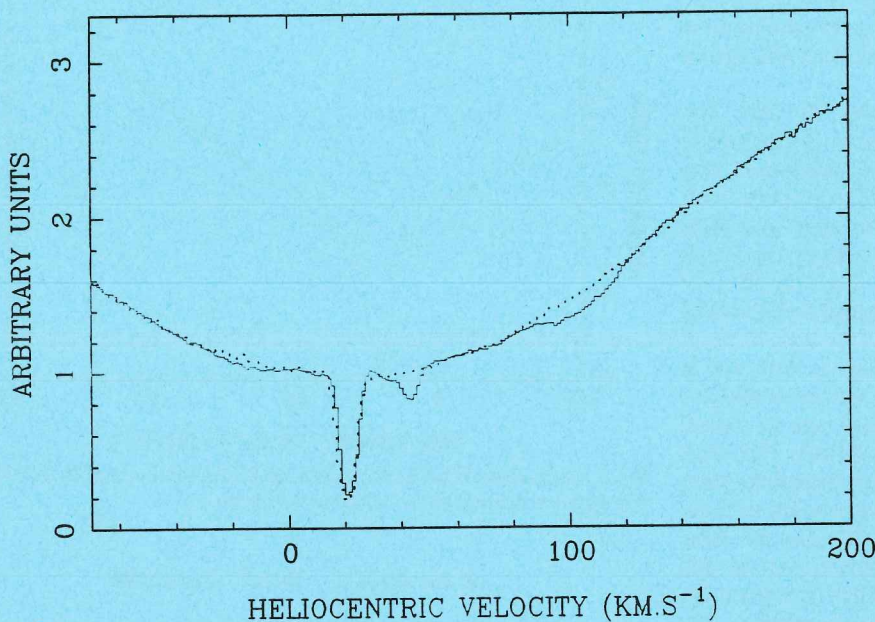
β Pic Ca II K $R=10^5$ 

Fig. 3. Superposition of the spectra of Oct. 10, 1984 (dotted line), and Dec. 1, 1989 (solid line) towards β Pic. The variable components appear clearly

equal to 7 stellar radii was displayed in Paper X (Fig. 11). Nevertheless, this assumption could be only partially true, since the production rate of an evaporating body is expected to increase towards smaller stellar distances. Increasing the production rate leads to more efficient collisions between metallic ions and H atoms, and therefore to a larger cloud. The cut off in stellar distance between the region where large events can be detected and the one where nothing is to be expected should then not be so sharp, and our flat component could fairly well correspond to an infalling body passing through the line of sight near that transition region, i.e. at few stellar radii. Indeed, three facts can lead to that interpretation:

1. The depth of the observed component, slightly smaller than "traditional" ones, could therefore correspond to a Ca II cloud with a rather smaller projected size on the stellar surface.

2. The velocity reached by the component is clearly larger than any other one ever observed in Ca II lines. In Paper X, we showed that changing only the perihelion has a small effect on the redshift velocity of the Ca II absorption component. This is valid for a perihelion range where usual Ca II features are to be expected, i.e. $10 R_* \leq q \leq 30 R_*$, and it is due to the rather small relative variation of the free fall velocity in that range. But the variations of that velocity towards smaller distances are more drastic. So, without changing Φ , a body passing through the line of sight closer to the star, where the free fall velocity is larger, could produce features with higher redshifts.

3. Closer to the star, radiation pressure on Ca II ions is larger, and acts more efficiently. This could be responsible of a higher velocity dispersion for the ions, leading to broader components, as observed in our spectrum.

To check this hypothesis, a simulation with a perihelion $q = 5 R_*$, with dust and gas production rates 4 times larger than Paper X's values, but with all other parameters unchanged. The result is presented in Fig. 5. The synthetic spectrum is here again very close to the observed one.

4. Conclusions

The new absorption features observed between Oct. and Dec. 1989 are fairly well explained by our model. From Paper X's Ca II simulations, only very few geometrical parameters have to be changed to reproduce the new observations. The model of infalling evaporating bodies is therefore reinforced.

However, the mere presence of these component has some consequences on the model itself. First, the spectra of Dec. 1989 can help us understanding the time-scale problem of Ca II features. In Paper X, we had already remarked that the time scale of each Ca II event was, according to the simulation, a few hours (typically 4 h), although the observed Ca II components seemed to last for a longer time [about half a day or more (Paper V)]. The component at a 20 km s^{-1} redshift present in Fig. 2 has been clearly detected quite continuously for a few days around that date. Indeed, the presence of two additional components at the same time (Fig. 2) well identified as two distinct events with different orbits, and present at the same time reinforces Paper X's idea suggesting that a long lasting event could be due to several small bodies passing through the line of sight.

Second, the fact that these two distinct events, detected simultaneously, are explained by orbits with the same Φ (or almost) strengthens Paper X's conclusion that events occurring at the same time have similar inclinations. This reinforces also the hypothesis subsequent to that conclusion, also presented in Paper X, involving a perturbing planetary-like body responsible for the whole situation.

Indeed, the change in the velocity of the components detected between Oct. and Dec. 1989, which has been explained as a change in the direction of the axis of the orbits, might indicate a significant change ($\sim 20^\circ$ as shown in Sect. 3) in the orbital position of the suggested body within these two months, and in consequence then an orbital period of few years. However, our data are not yet numerous enough to allow any conclusion. Both

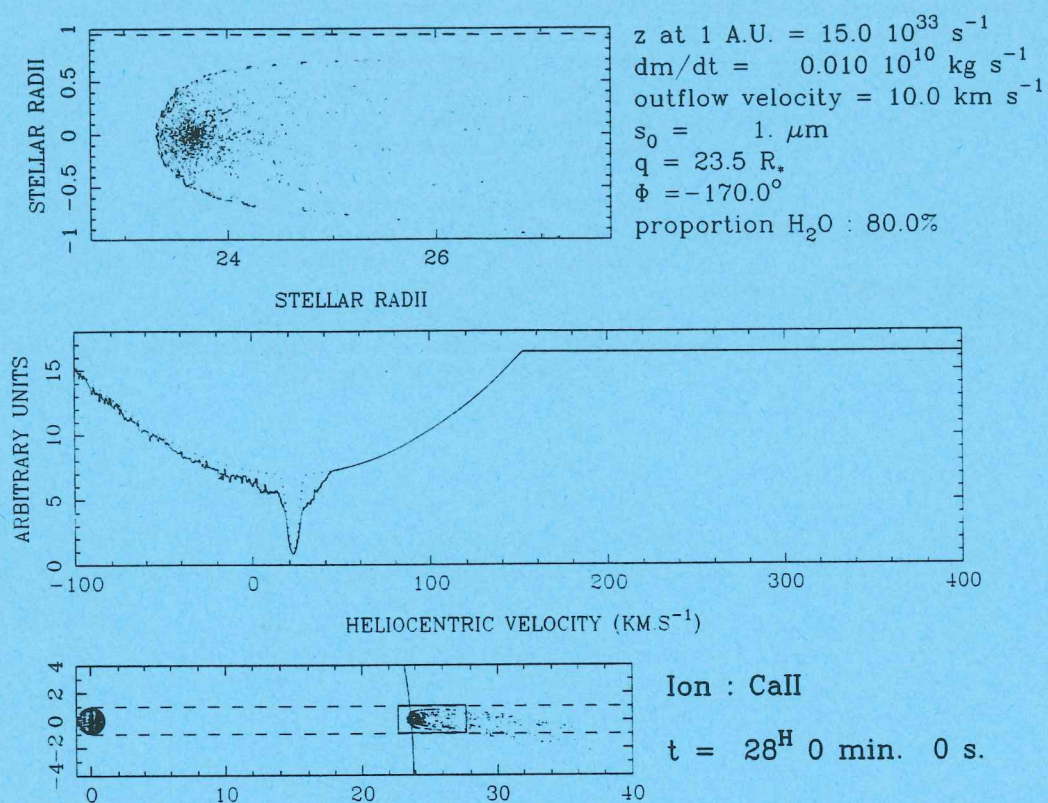


Fig. 4. The same simulation as described in Paper X. but with $\phi = -170^\circ$ to be compared to Fig. 1

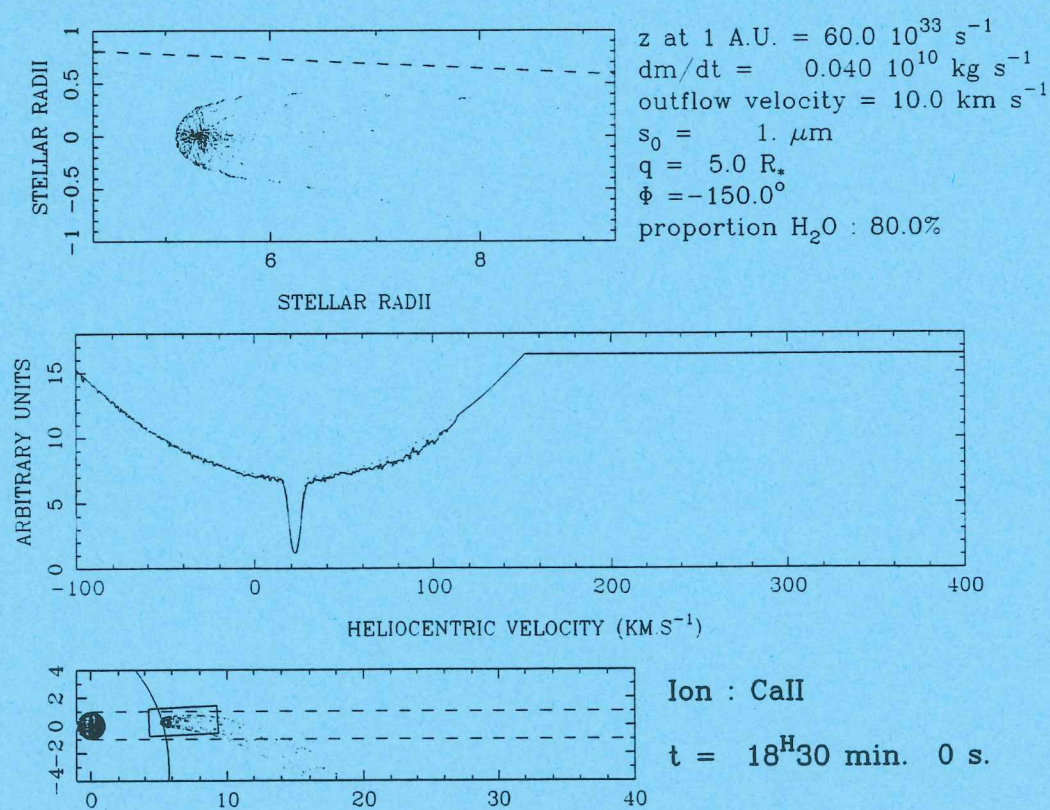


Fig. 5. Same as Fig. 4 but with $\phi = -150^\circ$ and $q = 5 R_*$. One can compare the result to Fig. 2

observations and statistical calculations have to be continued. These are now under way and will be presented in a forthcoming paper.

References

- Aumann H.H., 1984, ApJ 278, L23
Beust H., Lagrange-Henri A.M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1989, A & A 223, 304 (Paper IX)
Beust H., Lagrange-Henri A.M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1990, A & A (in press) (Paper X)
Ferlet R., Hobbs L.M., Vidal-Madjar A., 1987, A & A 185, 267 (Paper V)
Hobbs L.M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., Albert C.E., Gry C., 1985, ApJ 293, L29 (Paper I)
Hobbs L.M., Lagrange-Henri A.M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., Welty D.E., 1988, ApJ 334, L41 (Paper VII)
Kondo Y., Bruhweiler F.C., 1985, ApJ 291, L1
Lagrange A.M., Ferlet R., Vidal-Madjar A., 1987, A & A 173, 289 (Paper IV)
Lagrange-Henri A.M., Beust H., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1989, A & A 215, L5 (Paper VIII)
Lagrange-Henri A.M., Vidal-Madjar A., Ferlet R., 1988, A & A 190, 275 (Paper VI)
Smith B.A., Terrile R.J., 1984, Sci. 226, 1421
Vidal-Madjar A., Hobbs L.M., Ferlet R., Gry C., Albert C.E., 1986, A & A 167, 325 (Paper II)

Chapitre 3

Modélisation des variations spectrales dans β Pic

3.1 Les modèles à écarter

Les phénomènes variables et sporadiques décrits au chapitre précédent ont tôt fait de nous intriguer et dès lors, tout le travail théorique que nous avons mené a eu pour but de les expliquer.

Les variations observées font état de mouvement de gaz. Concrètement, nous voyons du gaz s'éloigner de nous, donc se rapprocher de l'étoile. Il était donc logique de chercher tout d'abord une explication du côté des interprétations classiques de mouvements de gaz dans les atmosphères stellaires. Il est apparu qu'aucune d'entre elles ne convenait :

Un phénomène d'origine purement stellaire : Une activité stellaire pourrait expliquer de telles variations, mais dans ce cas, toutes les raies photosphériques devraient être affectées. Or n'ont jusqu'alors manifesté de variation que des raies correspondant à des transitions entre des niveaux faiblement excités, ce qui est incompatible avec une telle explication.

Le modèle d'étoile à enveloppe : β Pic avait déjà été cataloguée comme étoile à enveloppe (voir chapitre 1). L'anneau de gaz équatorial de ces étoiles est susceptible d'avoir des phases d'expansion ou de contraction [45]. On pourrait donc imaginer que les décalages vers le rouge observés correspondent à une phase de contraction de l'enveloppe, bien que ce genre de phénomène ait surtout été observé dans le cas d'étoiles de type Be. Quoi qu'il en soit, on devrait tôt ou tard observer une phase d'expansion de cet anneau, et donc des décalages vers le bleu, ce qui n'est pas le cas. Enfin, l'ordre de grandeur des vitesses observées (quelques centaines de kms^{-1}) n'a rien de commun avec celui des vitesses de pulsation classiques de

ces anneaux (quelques km s^{-1}).

Evaporation de grains spiralant vers l'étoile : Cet argument, développé dans [49] vaut pour la partie circumstellaire stable de l'absorption, mais n'est pas en mesure d'expliquer le caractère sporadique et soudain des variations, pas plus que la grandeur des vitesses de chute.

3.2 Le modèle proposé

Devant cet état de fait, nous avons imaginé un autre scénario afin d'expliquer ces phénomènes.

En fait, deux points particuliers permettent d'obtenir des contraintes sur l'explication à proposer :

- Les vitesses de chute observées, surtout dans les raies UV, montrent à l'évidence que le siège de la variation ne peut être que *très près* de l'étoile. Il n'y a qu'à quelques rayons stellaires de la surface que la vitesse de chute libre ($\sqrt{2GM_*/R}$) est aussi élevée. Cette constatation est renforcée par la petitesse de l'échelle de temps des variations.
- Le caractère sporadique des événements montre à l'évidence qu'il ne peut s'agir d'un phénomène d'évolution continue, comme l'évaporation de grains spiralant vers l'étoile. C'est bien par bouffées que le gaz se précipite vers l'étoile.

Le disque protoplanétaire autour de β Pic est supposé être dans un état plus jeune que le système solaire. Il est couramment admis [50] que les petits objets de la taille des météorites ou des comètes (les planétésimaux) étaient très nombreux dans ses premiers âges. Il est donc licite d'imaginer que de tels objets soient présents en grand nombre dans le disque de β Pic. Dès lors, il est tout à fait envisageable que quelques-uns de ces objets soient amenés, pour une raison encore inconnue, à tomber vers l'étoile. De tels objets, arrivant au voisinage direct de l'étoile, devraient être capables de se sublimer au moins partiellement et les éléments métalliques évaporés, qui pour un temps suivraient leur corps parent dans leur chute pourraient alors produire les variations spectrales. Voilà en quelques mots le scénario que nous avons proposé dès 1987 [32].

Ce modèle a l'avantage d'expliquer le caractère sporadique des phénomènes, ainsi que leur variation sur de très courtes échelles de temps.

Il s'accorde également très bien avec la constatation faite au chapitre précédent [30] comme quoi les raies d'Al III semblent saturées sans atteindre le zéro en flux, ce qui ne peut s'expliquer que si la taille du nuage absorbant est inférieure à la surface projetée

du disque de l'étoile. Le nuage évaporé d'un corps solide ne peut évidemment avoir qu'une taille limitée, ce qui s'inscrit bien dans ce cadre.

Une évaluation d'après les raies observées de la quantité d'Aluminium évaporée a permis, en normalisant cette quantité aux abondances solaires et météoritiques, d'estimer la masse des objets parents [32,28]. Il en est ressorti

$$M > 10^{10}\text{kg}, \quad (3.1)$$

ce qui correspond à un objet de la taille du kilomètre, ce calcul étant valable si l'on suppose que l'objet s'est *entièrement* vaporisé.

3.3 Modélisation du scénario

Une fois l'idée lancée, une approche plus quantitative s'imposait. Le scénario proposé soulevait plusieurs questions auxquelles il fallait répondre :

1. Avant tout, la différence de comportement entre les raies des divers éléments (UV et visibles), principalement concernant les vitesses terminales de chute, n'apparaît pas de prime abord comme une conséquence naturelle du modèle.
2. Si la taille du nuage absorbant est supposée plus petite que celle de l'étoile, il reste que ce nuage doit être d'une taille suffisamment importante pour donner des signatures notables en absorption. Cette contrainte mérite d'être examinée.
3. Les variations à long terme observées sur les cinq dernières années rentrent difficilement dans le simple cadre du modèle.
4. Si vraiment des objets solides sont amenés à tomber vers l'étoile, on est en droit de se demander pour quelle raison, c'est à dire par quel mécanisme.

C'est essentiellement dans le but de répondre à la première de ces questions que nous avons développé une analyse statique du comportement d'ions métalliques évaporés d'un corps parent¹ [5].

3.3.1 Les forces auxquelles sont soumis les ions

Les ions échappés de leur corps parent sont soumis à des actions diverses. Nous négligerons ici l'effet d'un éventuel vent stellaire, dans la mesure où les vents des étoiles de type A sont généralement faibles. Dans ces conditions, les ions sont essentiellement soumis à la gravité, la pression de radiation, et aux collisions avec le milieu ambiant.

¹A l'époque (1988), c'est cette question qui se posait principalement. Les autres, notamment la troisième, ne se sont posées que plus tard

La gravitation : Elle est implicitement prise en compte par le fait que nos calculs sont effectués dans un référentiel lié à l'objet en chute vers l'étoile. Sans autre action, les ions se borneraient à l'accompagner.

La pression de radiation : En absorbant un photon provenant de l'étoile, l'ion subit une interaction mécanique. Ceci se traduit par une force exercée sur l'ion dont l'expression est

$$F = \sum_{\text{toutes transitions}} \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \Phi \quad . \quad (3.2)$$

Φ est le flux stellaire à la longueur d'onde correspondante (en $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$), f est la force d'oscillateur de la raie, et m_e désigne la masse de l'électron.

Les collisions : Les collisions ont lieu avec le milieu ambiant, supposé lui-même échappé du corps parent. Ce corps est supposé avoir une composition de type cométaire, et donc ce milieu se composera principalement de volatiles, et de manière prépondérante de l'hydrogène atomique issu de la dissociation de molécules d'eau. Cet hydrogène peut être supposé neutre, dans la mesure où le flux de l'étoile dans le continu de Lyman (912 Å) est bien trop faible pour produire une ionisation substantielle de l'hydrogène. Enfin, comme toutes les transitions issues du fondamental dans l'atome d'hydrogène sont situées à des longueurs d'onde plus courtes que 1215 Å (Lyman α), et que le flux de l'étoile à ces longueurs d'onde est encore très faible, la pression de radiation à laquelle est soumise l'hydrogène peut être négligée. Celui-ci accompagnera tout simplement l'objet dont il est issu, en s'étendant radialement autour.

Les ions métalliques rencontrent donc essentiellement des atomes d'hydrogène à vitesse ~ 0 . Les collisions doivent être décrites en termes d'interaction ion-dipôle induit. Lorsque l'ion passe au voisinage d'un atome, il induit un dipôle avec lequel il interagit. Le potentiel correspondant est [37]

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\alpha q^2}{2r^4} \quad , \quad (3.3)$$

où q est la charge de l'ion; $\alpha = 6.7 \cdot 10^{-31} \text{m}^3$ est la polarisabilité de l'hydrogène [1]; r est la distance entre l'ion et l'atome.

Le calcul des trajectoires dans ce potentiel [36,37] montre que si le paramètre d'impact b est plus grand qu'une valeur critique b_0 , il n'y a qu'une simple déviation, alors que pour $b < b_0$, une collision intervient réellement. L'expression de b_0 est

$$b_0 = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4q^2\alpha}{m_H v^2} \right)^{1/4} \quad , \quad (3.4)$$

où m_H est la masse réduite du couple ion-atome qui peut être assimilée à celle de l'atome d'hydrogène. v est la vitesse relative initiale.

La section efficace de collision est donc simplement πb_0^2 . Si on considère maintenant que la perte moyenne de quantité de mouvement d'un ion par collision est $m_H \vec{v}$, le résultat des interactions est une force opposée à la vitesse qui a pour expression

$$\vec{f} = -m_H \pi b_0^2 n v \vec{v} = -k \vec{v} \quad (3.5)$$

avec

$$k = n\pi \sqrt{\frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0}} \quad , \quad (3.6)$$

où n est la densité du gaz ambiant.

3.3.2 Calcul du mouvement des ions

Il est à noter que le rapport *pression de radiation/gravité* ne dépend pas de la distance à l'étoile (tous deux sont en r^{-2}); c'est une constante qui ne dépend que du type d'ion considéré. Soit ρ ce rapport. Dans un repère lié à l'objet parent, la pression de radiation se traduit donc par une accélération $\gamma = -\rho GM_*/r^2$. L'équation du mouvement de l'ion est

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{\gamma} - \frac{k}{m} \vec{v} \quad , \quad (3.7)$$

où k est la quantité définie par l'équation (3.6). Considérant k et γ comme des constantes, l'intégration de cette équation donne

$$\vec{v}(t) = \frac{m\vec{\gamma}}{k} + \left(\vec{v}_0 - \frac{m\vec{\gamma}}{k} \right) e^{-k/mt} \quad . \quad (3.8)$$

L'ion atteint donc, en un temps caractéristique τ , une vitesse limite de dérive par rapport au milieu ambiant \vec{v}_{lim} . Ces deux paramètres valent respectivement

$$\vec{v}_{\text{lim}} = \frac{m\vec{\gamma}}{k} = \frac{m}{n\pi} \left(\frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^{-1/2} \vec{\gamma} \quad , \quad (3.9)$$

$$\tau = \frac{m}{k} = \frac{m}{n\pi} \left(\frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^{-1/2} \quad . \quad (3.10)$$

Si l'on suppose pour simplifier que l'objet se dirige droit vers l'étoile, tout en étant devant la ligne de visée, on obtient la valeur de la vitesse des ions par rapport à l'observateur en retranchant la vitesse obtenue de la vitesse de chute libre $v_0(r) = \sqrt{2GM_*/r}$:

$$v_{\text{lim}}(r) = v_0(r) \left[1 - v_0(r) \frac{\rho m}{2\pi r n} \left(\frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^{-1/2} \right] \quad (3.11)$$

Table 3.1: Calcul de la pression de radiation sur Ca II, Al III et Mg II. Le flux visible de β Pic a été calculé sur la base d'une interpolation entre les valeurs correspondantes de α CMa (A1V) et α Aql (A7V), que l'on trouvera dans [13]. Les flux UV ont été tirés de [23]

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

3.3.3 Résultats numériques

Le premier paramètre à calculer dans l'équation (3.11) est le rapport ϱ . Celui-ci doit être calculé en tenant compte de toutes les transitions possibles de l'ion considéré. En pratique, on ne prendra en compte que les transitions pour lesquelles le produit *flux* \times *force d'oscillateur* est important. Cela concerne donc les raies suivantes :

- Pour Ca II, les transitions H et K à 3933 et 3968 Å.
- Pour Al III, le doublet à 1854 et 1862 Å.
- Pour Mg II, le doublet à 2803 et 2975 Å.

La table 3.1 montre le calcul de la force de radiation pour ces trois ions. On y constate à l'évidence que la force est toujours supérieure à la gravité, ce qui revient à dire que les ions sont repoussés par l'étoile.

Par ailleurs, la différence entre Ca II et les autres ions est flagrante. Ca II est bien plus repoussé que les autres. Ceci est essentiellement dû à la différence entre les flux visibles et UV de β Pic. Avant toute application ultérieure, ce résultat préfigure un comportement différent entre Ca II et les autres ions [5].

Le résultat du calcul de la vitesse limite déduite de l'équation (3.11) est montré sur les figures 3.1, 3.2 et 3.3. On peut y remarquer que dans les mêmes conditions, la vitesse atteinte par les ions Ca II peut être sensiblement différente de celle des autres.

À l'époque où nous menions ces calculs (1988), nous en avons conclu que ceci constituait une explication des différences de vitesses de chute observées entre Ca II et les autres ions [5]. Effectivement, il est possible de trouver des conditions dans lesquelles les vitesses obtenues correspondent à ce qui a été observé. Malheureusement,

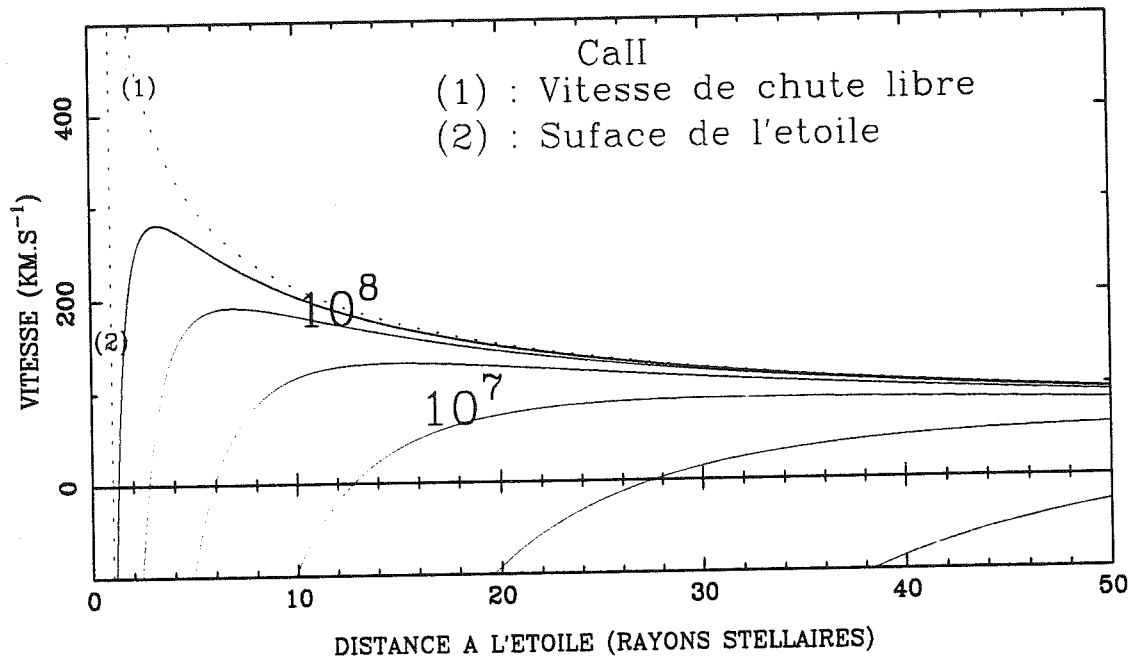


Figure 3.1: Vitesse limite d'ions Ca II en fonction de la distance à l'étoile pour différentes valeurs de la densité ($n = 10^{8.5}; 10^8; 10^{7.5}; \dots \text{cm}^{-3}$). Les courbes en trait interrompu correspondent respectivement à la vitesse de chute libre (1) et à la surface de l'étoile (2)

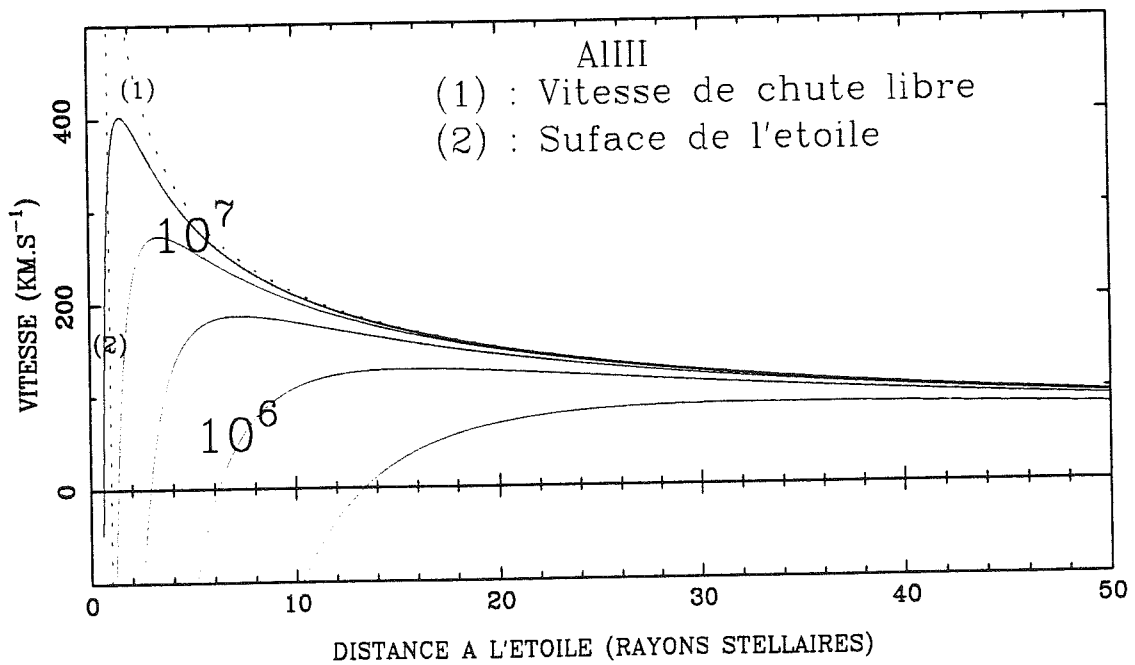


Figure 3.2: Même chose que figure 3.1, mais pour des ions Al III, et $n = 10^{7.5}; 10^7; 10^{6.5}; \dots \text{cm}^{-3}$

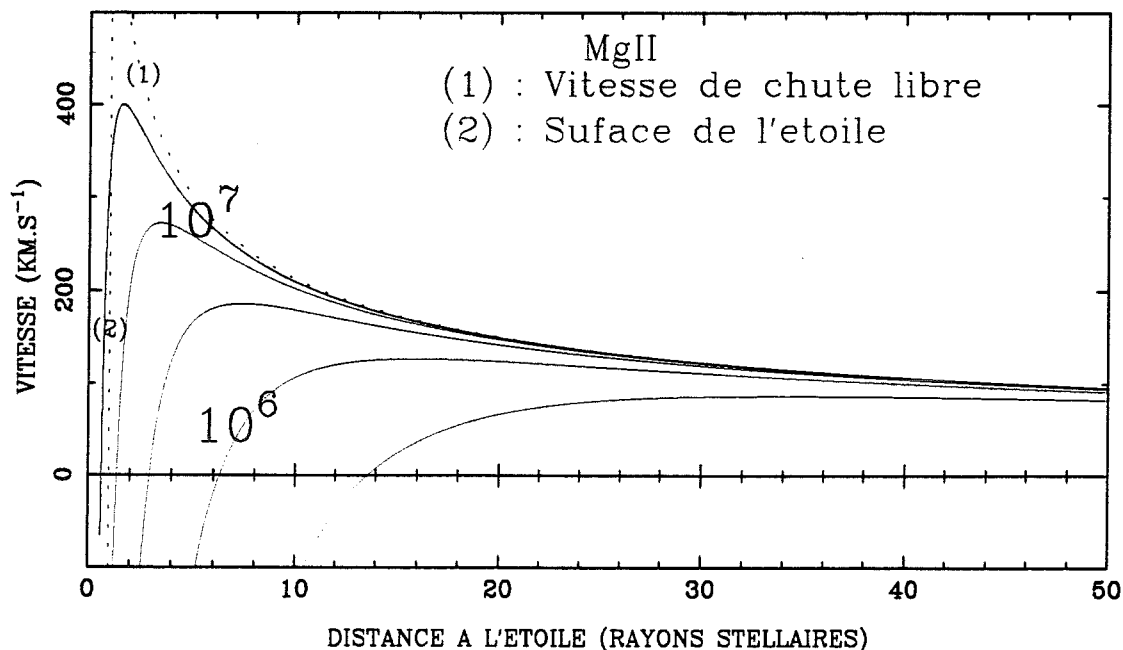


Figure 3.3: Môme chose que figure 3.1, mais pour des ions Mg II, et $n = 10^{7.5}; 10^7; 10^{6.5}; \dots \text{cm}^{-3}$

ceci ne suffit pas à affirmer que des composantes en absorption à ces vitesses se forment effectivement. Le problème est que nous avons considéré la densité constante. Or la densité ne peut que décroître en s'éloignant du noyau de l'objet en chute. Il n'y a donc pas de vitesse limite d'un ion lorsque l'objet est à une distance donnée de l'étoile, mais autant de vitesses limites que de distances possibles à l'objet, ce que la simulation numérique [6] (voir chapitre suivant) confirmera. L'hydrogène est supposé s'étendre radialement autour de l'objet parent (voir plus haut). La densité à une distance x de l'objet dépendra du taux d'évaporation z de l'objet. Plus précisément, comme ce taux varie au fur et à mesure que l'objet se rapproche de l'étoile², elle dépend de $z(r')$, si l'on désigne par r' la distance à l'étoile où était l'objet lorsque l'hydrogène qui se trouve à la distance x a été dégazé. Si l'on désigne par v_e la vitesse d'expansion de l'enveloppe, dans une couche d'épaisseur dx , le nombre d'atomes d'hydrogène est

$$dN = z(r') \frac{dx}{v_e} \quad . \quad (3.12)$$

La densité est donc

$$n = \frac{z(r')}{4\pi x^2 v_e} \quad . \quad (3.13)$$

²Dans la comète Halley, une taux de dégazage $\propto r^{-3.5}$ a été mesuré

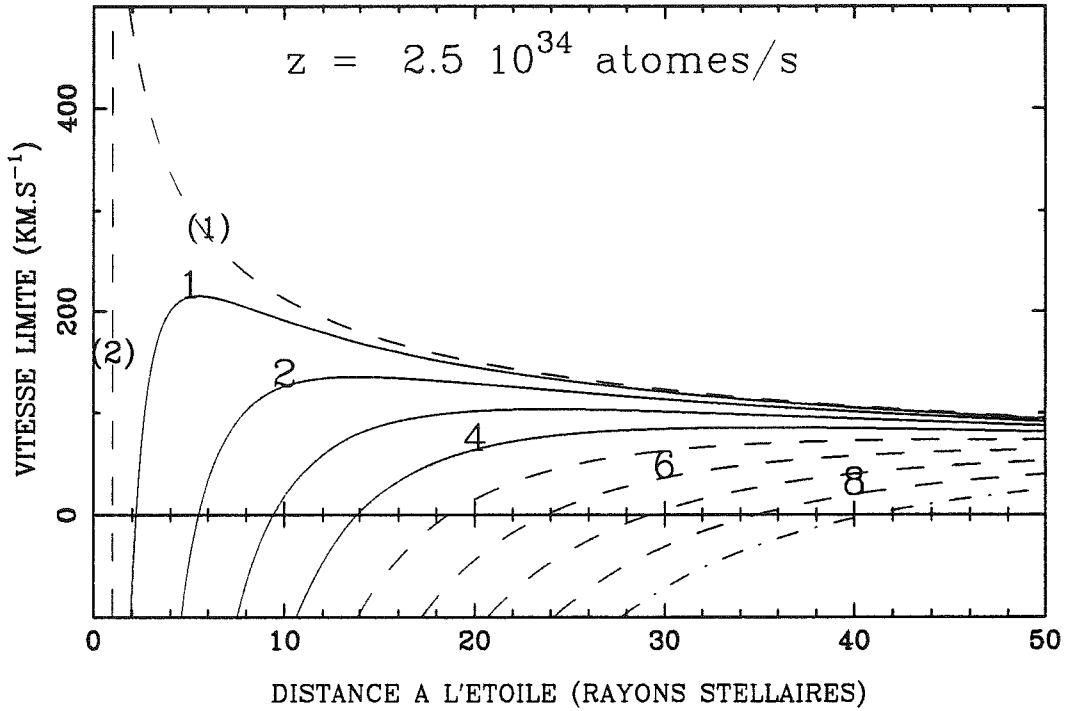


Figure 3.4: Vitesse limite d'ions Ca II en fonction de la distance de l'objet parent à l'étoile, pour diverses valeurs de la distance des ions à ce même objet. La courbe marquée "1" correspond à $x = 0.1R_*$, celle marquée "2" correspond à $x = 0.2R_*$, et ainsi de suite. Le taux de production a été fixé à $2.5 \cdot 10^{34}$ atomess $^{-1}$. Les courbes marquées (1) et (2) ont la même signification que sur la figure 3.1

Si l'on reporte ceci dans l'équation (3.11), on obtient l'expression suivante :

$$v_{\text{lim}}(r, x) = v_0(r) \left[1 - 2v_0(r) \frac{x^2 v_e \rho m}{r z (r')} \left(\frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^{-1/2} \right] \quad (3.14)$$

Cette expression montre à l'évidence que le vitesse de dérive des ions dépend de leur distance au corps solide qui les a relâchés. La figure 3.4 illustre cette dépendance.

De cette étude statique du problème, plusieurs points se dégagent :

1. Le calcul de la pression de radiation et de la vitesse limite des ions correspondants montre que Ca II a nécessairement un comportement différent des autres ions, même si la formation de composantes variables à des vitesses différentes comme celles détectées dans les observations n'est pas encore expliquée.
2. Le calcul, à partir de la formule (3.14), de la vitesse limite des ions en fonction de la distance au corps parent montre que, si l'on veut que le comportement de Ca II soit réellement différent de celui des autres ions, et ce à une distance au

corps parent de l'ordre d'une fraction de rayon stellaire³, le taux de production de l'objet ne doit pas être trop élevé, sinon, les collisions sont trop importantes, et le rôle séparateur de la pression de radiation n'a plus cours. Ceci impose la contrainte suivante :

$$z \lesssim 10^{36} \text{ atomes s}^{-1} \quad (3.15)$$

3. Par ailleurs, si l'on veut observer des composantes en absorption, il convient que la taille de nuage d'ions soit suffisamment importante pour masquer une fraction notable du disque stellaire. Ceci impose donc que les vitesses limites (la contrainte porte surtout sur Ca II) à des distances à l'objet de l'ordre typiquement du demi-rayon stellaire ne soient pas trop négatives, afin que les ions ne soient pas repoussés trop violemment vers l'arrière, ce qui limiterait la taille du nuage. Ceci impose donc une valeur inférieure pour le taux de production. On peut estimer que

$$z \gtrsim 10^{34} \text{ atomes s}^{-1} \quad (3.16)$$

4. Ces valeurs du taux de production sont environ 10^5 fois supérieures à ce qui a été mesuré dans la comète Halley [18,16]. Ceci peut s'expliquer au moins partiellement, premièrement par le fait que β Pic est une étoile de type plus chaud que le Soleil, et que son flux énergétique est 10 fois supérieur au flux solaire. Par ailleurs, les taux mesurés dans Halley valent pour une distance de l'ordre de 1 U.A. du Soleil, alors que les taux estimés précédemment concernent des objets lorsqu'ils sont à quelques dizaines de rayons stellaires de l'étoile tout au plus. Enfin, les objets qui tombent sur β Pic (ou passent très près de l'étoile) ne sont certainement pas des comètes périodiques qui ont déjà dégazé pendant des années ou des siècles. On peut donc s'attendre à ce que leur taux de dégazage soit plus important que celui d'objets plus évolués comme des comètes périodiques. Ainsi, il apparaît que de tels taux de production sont tout à fait envisageables au voisinage de β Pic, si on les compare à des taux cométaires mesurés dans le système solaire [5].
5. Les calculs qui ont été menés ont supposé (pour le calcul de la pression de radiation) un milieu transparent. S'il y a une certaine opacité, la pression de radiation est moindre, et le nuage d'ions autour de l'objet risque d'être plus grand que prévu.

3.4 Article

On trouvera ici la copie d'un article publié dans *Astronomy and Astrophysics* en 1989 qui fait état du modèle développé dans ce chapitre.

³On considère des distances à l'étoile de l'ordre de $10R_*$.

The β Pictoris circumstellar disk

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

H. Beust, 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 February 6, accepted March 28, 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 β 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 β Pictoris.

Key words: stars: β Pic – stars: circumstellar matter – comets

1. Introduction

The particular interest for the star β 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 favourable condition for the study in absorption of its gaseous counterpart. This had been completed 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

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.

Table 1. Stellar parameters of β Pictoris

Name	β Pictoris
HD number	39060
HR number	2020
Alpha (2000.0)	5 ^h 47 ^m 17 ^s
Delta (2000.0)	–51°4'
l II	258°37'
b II	–30°61'
Distance (pc)	18
V_{rad} (km s ^{–1})	20
$v \sin(i)$ (km s ^{–1})	139
m_V	3.85
Spectral type	A5 V
Mass	–2 M_{\odot}
Radius	~1.7 R_{\odot}

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–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 and 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, 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

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

Ions	Range of terminal velocity (km s ⁻¹)
Mg II	380–460
Al III	330–380
Ca II	40– 50

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 β Pic have been collected since 1984 at ESO (European Southern Observatory) and described in previous articles (Papers I, II, and 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 ~ 50 spectra varies between 0 and about 50 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 km s^{-1} .

UV data of β 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 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 AU. Therefore, in order to 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:

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

where Φ is the stellar flux in $\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$, 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 β Pic flux has been calculated from an interpolation between the corresponding values of α CMa (A1 V) and α 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.

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 β Pic (spectral type A5 V) at the Lyman continuum (912 \AA) 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

Table 3. Calculated radiation pressures on Ca II, Al III, and Mg II. Note that the ratio q 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 AU from the star $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$	Reduction factor (top of the circumstellar line)	Radiation pressure (10^{-27} N)	q	Total q
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

charged ion and the dipole. The corresponding interaction potential is (McDaniel, 1964):

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

where q is the ionic charge; $\alpha = 6.7 \cdot 10^{-31} \text{ m}^3$ 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 πb_0^2 . Assuming the average loss of impulsion in one collision is $m_H v$, the mean effect of collisions can be translated as a force opposed to velocity:

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

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 β Pic is enigmatic because the flux of an A5 V star at 690 Å (the continuum of Al III) 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 18 eV (i.e. the ionisation potential of Al II), they may be efficient for ionising hydrogen, whose ionisation potential is only 13.6 eV. 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:

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

where χ 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:

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

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

$$f = \frac{\overline{d(mv)}}{dt} = -2\pi n m_H \frac{C^2}{v^2} \ln \left(\frac{\lambda_D^2 v^4}{C^2} + 1 \right), \quad (10)$$

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:

$$\frac{dv}{dt} = \gamma - \frac{k}{m} v, \quad (11)$$

where k is the constant defined by Eq. (6).

Assuming γ and k are constant, we obtain:

$$v(t) = \frac{m\gamma}{k} + \left(v_0 - \frac{m\gamma}{k} \right) e^{-k/m t}. \quad (12)$$

Thus, there is a limiting velocity v_{lim} of the ion relative to the surrounding gas, which is reached in the characteristic time τ . These two parameters are:

$$v_{\text{lim}} = \frac{m\gamma}{k} = \frac{m}{n\pi} \left(\frac{4m_{\text{H}}\alpha q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{-1/2} \gamma. \quad (13)$$

$$\tau = \frac{m}{k} = \frac{m}{n\pi} \left(\frac{4m_{\text{H}}\alpha q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{-1/2}. \quad (14)$$

This is only valid if τ is small enough (typically less than 1 h, as it is discussed in Sect. 6) to allow γ and n to be considered as constant during this time.

The limiting velocity is a radial velocity, because γ 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):

$$v_{\text{lim}}(r) = v_0(r) + \frac{m\gamma}{k}. \quad (15)$$

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 q the ratio *radiation pressure/gravity* (i.e. $\gamma = -qGM/r^2$), we obtain:

$$v_{\text{lim}}(r) = v_0(r) \left[1 - v_0(r) \frac{qm}{2\pi rn} \left(\frac{4m_{\text{H}}\alpha q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{-1/2} \right]. \quad (16)$$

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:

$$\frac{dv}{dt} = \gamma - f(v). \quad (17)$$

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 γ , two cases are possible. Case 1 corresponds to high values of γ ; 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 γ . 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 AU 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

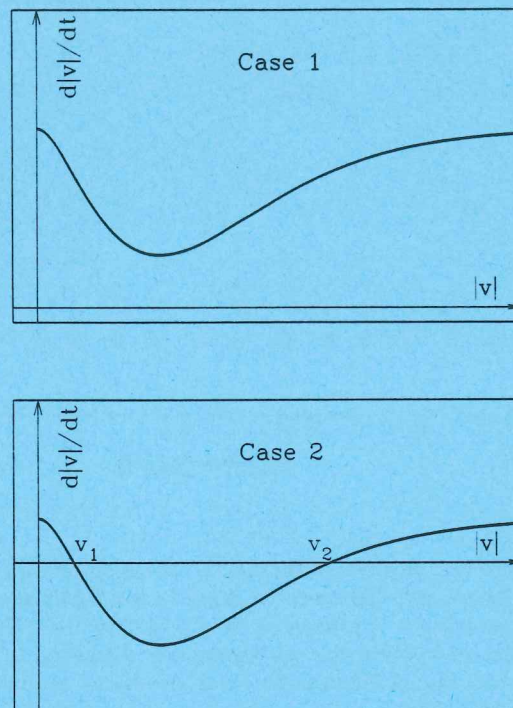


Fig. 1. The two possible aspects of $d|v|/dt$ as a function of $|v|$ in the case of a motion in an ionised hydrogen gas, depending on the value of the radiation pressure

require very particular geometrical conditions. Therefore, the observational data correspond probably to the last part of the body'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 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:

$$v_{\perp} < 10^{-3} \text{ m s}^{-1} \text{ and } 5 \text{ km s}^{-1} \lesssim v_2 \lesssim 100 \text{ km s}^{-1}. \quad (18)$$

Similar orders of magnitudes are obtained for Al III or Mg II, except that v_2 is about 300 or 400 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. 3–5. This limiting

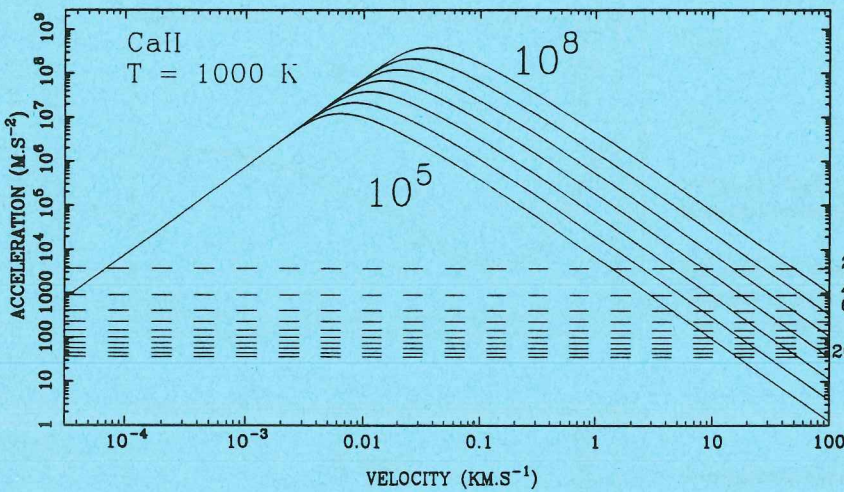


Fig. 2. Plots of absolute value of the deceleration due to Coulomb scattering for Ca II ions compared to acceleration due to radiation pressure, for different values of density between 10^8 (upper curve) and 10^5 cm^{-3} (lower curve). Horizontal dashed lines correspond to values of the acceleration 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

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 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 and 5) and very close to the free fall velocity, which varies from 100 to 200 km s^{-1} in the considered regions. This corresponds quite well to the observed velocities. However, they sometimes reach 300 or even 400 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 ~ 10 stellar radii then, according to Fig. 3, we should expect to observe blueshifted features (for densities between $10^{6.5}$ and 10^7 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 ~ 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 (particularly for large values of density). Thus, according to these curves, we should expect the terminal velocity of Ca II to be higher

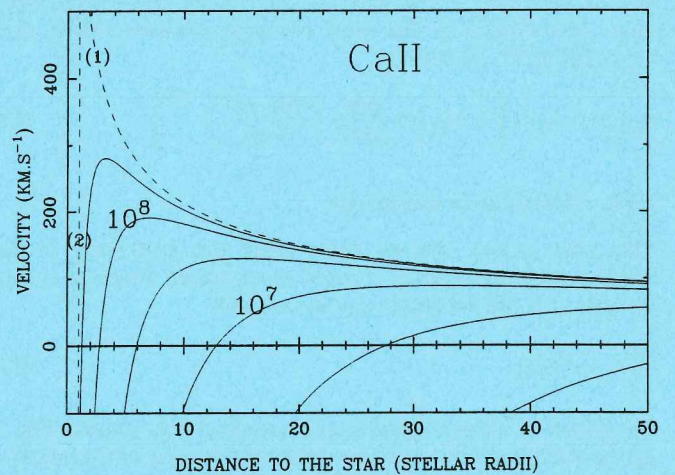


Fig. 3. Each solid curve represents the calculated limiting velocities of the Ca II ions moving in a neutral hydrogen gas of density $n = 10^{8.5}; 10^8; 10^{7.5}; \dots \text{ cm}^{-3}$. The numbered dashed curves correspond respectively to the free fall velocity (1) and to the stellar surface location (2)

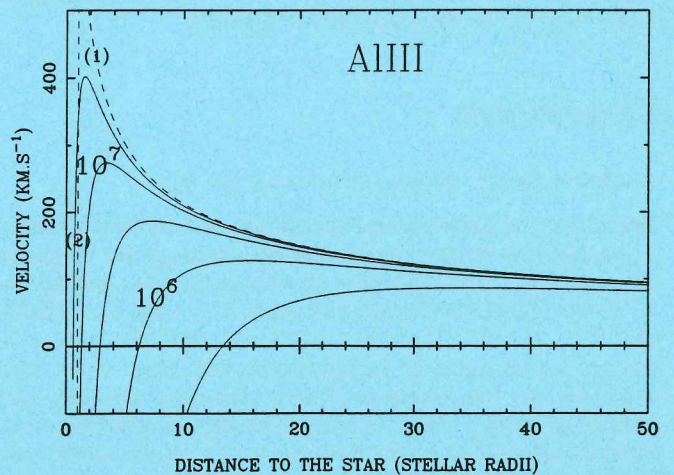


Fig. 4. Same as Fig. 3 but for Al III ions and with $n = 10^{7.5}; 10^7; 10^{6.5}; \dots \text{ cm}^{-3}$

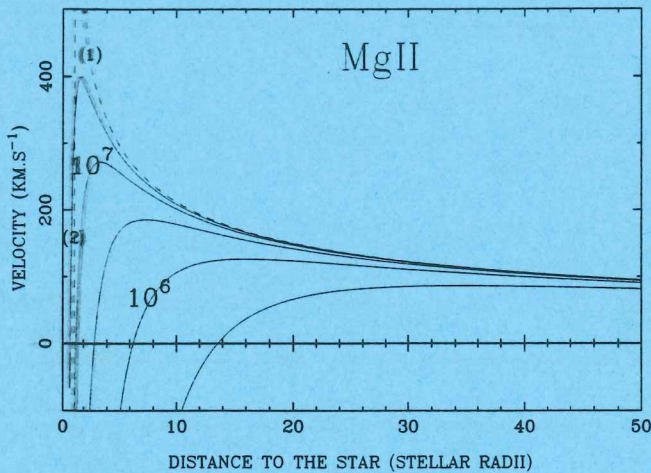


Fig. 5. Same as Fig. 3 but for Mg II ions and with $n = 10^{7.5}; 10^7; 10^{6.5}; \dots \text{cm}^{-3}$

than 50 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 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 (not 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:

- 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 AU 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 $\sim 0.4 \text{ AU}$), 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 ($\sim 0.4 \text{ AU}$) 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:

$$v_{\text{lim}}(r, x) = v_0(r) \left[1 - 2v_0(r) \frac{x^2 v_e q m}{r z(r')} \left(\frac{4m_H \alpha q^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^{-1/2} \right]. \quad (22)$$

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.

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 ~ 0.3 stellar radius from the

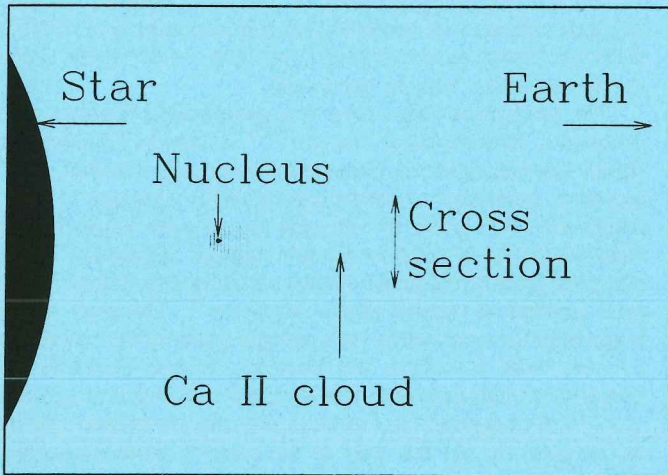


Fig. 6. Geometry of the Ca II cloud around the nucleus when close to the star

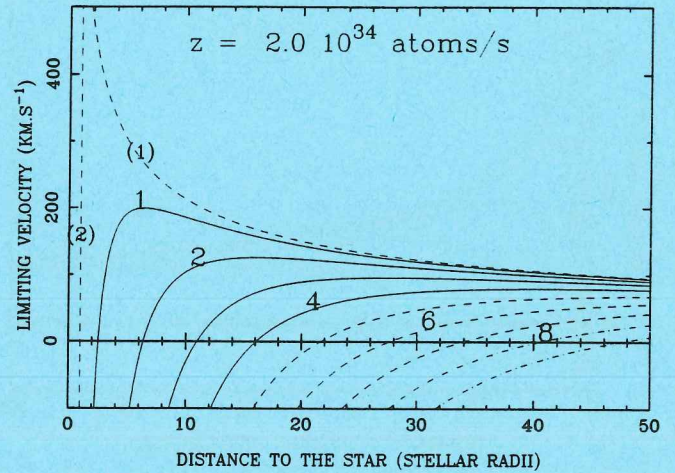


Fig. 8. Same as Fig. 7 but with a production rate $z = 2.0 \cdot 10^{34} \text{ atoms s}^{-1}$

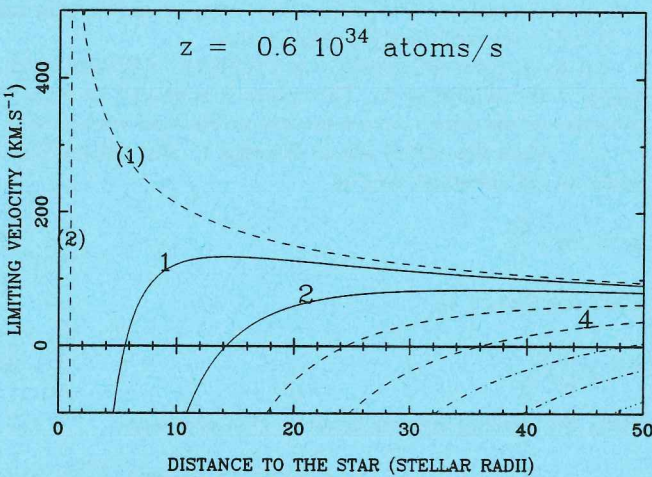


Fig. 7. Plots of limiting velocities of Ca II ions moving in a x^{-2} neutral hydrogen coma which density is controlled by the production rate $z = 0.6 \cdot 10^{34} \text{ atoms s}^{-1}$. Each curve represents the limiting velocity reached by the ions in a characteristic time τ at different distances 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 $\tau < 1 \text{ h}$, dashed lines for $1 \text{ h} < \tau < 3 \text{ h}$, dot-dashed lines for $3 \text{ h} < \tau < 7 \text{ h}$, and dotted lines for $\tau > 7 \text{ h}$. The additional dashed curves correspond respectively to the free fall velocity (1) and to the stellar surface location (2)

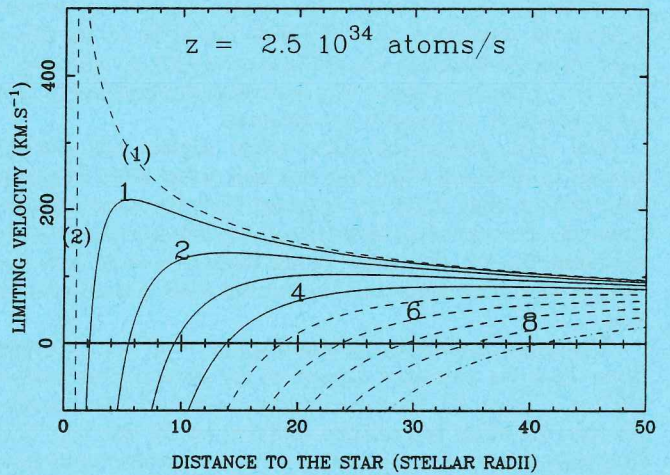


Fig. 9. Same as Fig. 7 but with a production rate $z = 2.5 \cdot 10^{34} \text{ atoms s}^{-1}$

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 τ calculated from Eq. (14). We recall that our model in Sect. 3. is not valid if τ 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 km s^{-1} relative to the infalling gas reaches $x \approx 0.5$ 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 $\tau > 1 \text{ h}$.

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 km s^{-1} .

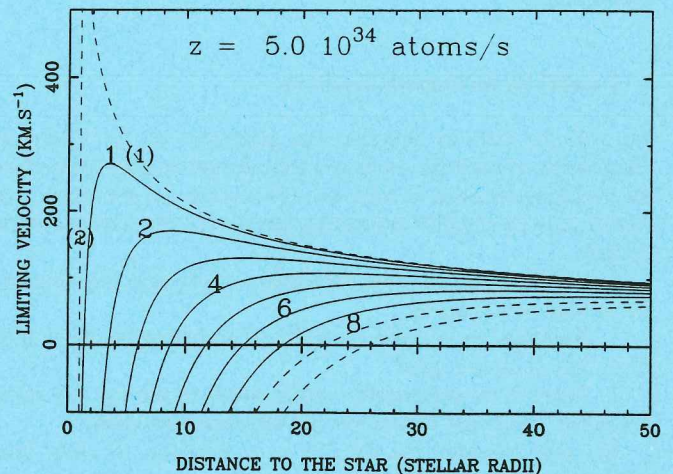


Fig. 10. Same as Fig. 7 but with a production rate $z = 5 \cdot 10^{34} \text{ atoms s}^{-1}$

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 z . 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 $z = 2.5 \cdot 10^{34}$ atoms s^{-1} give acceptable results (Fig. 8 and 9) for $x \approx 0.3$ 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 $z = 2 \cdot 10^{34}$ 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 stellar distances larger than 10 stellar radii, as in Sect. 4.

Taking Fig. 10 ($z = 5 \cdot 10^{34}$ atoms s^{-1}) reveals that, if some values of r seem to be convenient at $x \approx 0.6$ stellar radius, the velocities for $x \approx 0.4$ stellar radius are usually high (100 km s^{-1}) and match the observed ones only over a very narrow range around ~ 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 AU 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^{-1} , which is about 10^5 times lower than our predicted ones.

Nevertheless, the application 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 AU, we find a production rate of $1.6 \cdot 10^{33}$ atoms s^{-1} at 1 AU. This is still about 1000 times larger than the measured values for Halley and Bradfield. This remaining difference can be explained as follows:

First, β Pic is an A5 star and its total energy flux is 10 times higher than the solar one. Therefore, the production rate at 1 AU from β Pic must be roughly equal to the cometary production rate at the distance to the Sun where its flux is 10 times higher than at 1 AU, i.e. at 0.3 AU. 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 AU.

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:

The measurements are made for periodic comets, which have already been losing water for years or centuries. The infalling bodies on to β 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 β 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 β Pic and the Sun, the calculated production rates are very similar to cometary ones. Thus, the idea that the infalling bodies on to β 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^{-1} for v_e gives a mean suitable value for z between 3 and 4 10^{34} atoms s^{-1} , while we find about 1 10^{34} atoms s^{-1} for $v_e = 0.5$ km s^{-1} .

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

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

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 β 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 β 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 ~ 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 β 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 β 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 AU can be compared to cometary ones observed in the solar system, if the differences between β Pic and the Sun are taken into account. The similarity of the production rates seems to reinforce our model of infalling comets on to β 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 β 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 β 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**, L 23
- 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., 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, Reidel, Dordrecht, p. 101
- Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **293**, L 29 (Paper I)
- Hobbs, L.M., Lagrange-Henri, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Welty, D.E.: 1988, *Astrophys. J. Letters* **334**, L 41 (Paper VII)
- Jamar, C., Macau-Hercot, D., Monfils, A., Thompson, G.I., Houziaux, L., Wilson, R.: 1976, *The ultraviolet bright star spectrophotometric catalogue*, ESA SR-27
- Kondo, Y., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **291**, L 1
- 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* **215**, L 5 (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., Stubbemann, U., Woweries, J., Herrweth, I., Berthelier, 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*, Wiley, New York
- 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 4

Simulation numérique de corps solides tombant vers β Pic

4.1 Les bases du modèle

Le modèle statique développé au chapitre précédent fait ressortir la nécessité d'une étude plus dynamique du phénomène de vaporisation d'un objet solide au voisinage de l'étoile. Il faut en effet expliquer la formation des composantes comme celles observées figure 2.1 et modéliser correctement le comportement de toutes les espèces métalliques. C'est pour répondre à ces questions que, sur la base du modèle du chapitre précédent, nous avons entrepris de développer une simulation numérique globale de la situation.

4.1.1 Généralités

La simulation suppose la présence d'un corps solide se dirigeant vers l'étoile sur une orbite à préciser, produisant de la poussière à un certain taux. Cette poussière est supposée produire les ions métalliques. Ces ions sont suivis numériquement un à un, avec un pas de temps $\Delta t = 30s$. L'absorption due à ces ions est alors calculée ainsi que le spectre synthétique.

4.1.2 L'orbite de l'objet

Les orbites sont supposées paraboliques, dans la mesure où les objets proviennent de l'extérieur du disque, d'autant plus que l'on ne s'intéresse qu'à la partie de leurs orbites où ils sont très proches de l'étoile ($r \leq 30R_*$). La simulation est par ailleurs bi-dimensionnelle, ce qui signifie en vérité que la ligne de visée est incluse dans le plan de l'orbite, ce qui est une condition nécessaire à l'observation de tout événement en absorption. Les orbites sont également supposées parcourues dans le sens direct (il n'y

a là qu'une simple convention). Dans ces conditions, deux paramètres, choisis au début de la simulation, suffisent à déterminer l'orbite de l'objet :

1. Le perihélie (ou periastre) (q).
2. L'angle entre la ligne de visée et l'axe de l'orbite (Φ).

4.1.3 Le comportement de la poussière

Le noyau de l'objet est supposé produire de la poussière, cette même poussière se vaporisant ensuite. Même si les observations in-situ de la comète de Halley [26] ont montré qu'il n'en était rien, nous avons pris par simplicité une production de poussière isotrope à partir du noyau. Dans la mesure où le niveau d'approximation de la simulation est grand, et surtout où les phénomènes qui nous intéressent concernent plutôt la partie extérieure du nuage métallique que les abords directs de l'objet, cette supposition n'a que peu d'influence sur le résultat du calcul.

Concernant la production même de la poussière, trois paramètres, choisis au début de la simulation, la caractérisent :

1. Le taux de production en masse de l'objet (\dot{M}), supposé constant.
2. La vitesse d'éjection des particules (v_e). Des mesures in-situ de la comète de Halley [33] ont révélé une vitesse de l'ordre de 1 km s^{-1} . C'est donc cette valeur que nous avons adoptée.
3. La taille des particules, c'est à dire leur rayon s_0 .

Par la suite, ces particules se trouvent vaporisées et produisent les ions métalliques. Pour décrire cette sublimation, nous utiliserons un modèle décrit par P.Lamy [35]. Dans le vide, le taux maximum d'évaporation d'un grain est :

$$Z = \frac{p}{\sqrt{2\pi\mu kT}} \quad , \quad (4.1)$$

où

- p est la pression de la vapeur.
- k est la constante de Boltzmann.
- T est la température.
- μ est la masse moléculaire moyenne ou la masse atomique (kg).

Ce taux théorique, qui est une limite supérieure, est toujours en pratique multiplié par un facteur $\alpha < 1$. Nous avons adopté $\alpha = 0.7$ [35]. Dans ces conditions, on peut écrire la décroissance du rayon du grain :

$$\left| \frac{ds}{dt} \right| = \frac{\mu Z}{\delta} = \frac{\alpha p}{\delta} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi kT}} \quad (4.2)$$

où δ est sa densité. On en déduit le temps de vie du grain :

$$t = \frac{s_0}{|ds/dt|} = \frac{s_0 \delta}{\alpha p} \sqrt{\frac{2\pi kT}{\mu}} \quad (4.3)$$

Le calcul de ce temps de vie nécessite de connaître certains paramètres comme p, T , et δ . Nous avons estimé une densité standard, $\delta = 2 \text{ g cm}^{-3}$. Quant à la température, nous avons simplement pris

$$T(r) = T_{\text{eff}} \sqrt{\frac{r_*}{r}} \quad (L = 4\pi r^2 \sigma T^4 = \text{const}) \quad (4.4)$$

à une distance r de l'étoile.

L'évaluation de la pression de vapeur p est plus délicate. En nous inspirant toujours de P.Lamy [35], nous avons adopté une loi déterminée empiriquement par Centolanzi et Chapman en 1966 [12], valable pour le verre de tectite entre 1700 et 3000°K :

$$\log p(\text{Tor}) = 10.915 - \frac{24928.3}{T} \quad (4.5)$$

Il est par ailleurs bien évident que le temps de vie des grains peut être allongé par un effet d'opacité. Au voisinage de l'objet, l'opacité peut être importante. Il est très difficile d'évaluer cette opacité, car celle-ci est due au grains dont le taux d'évaporation est lui-même grandement affecté par l'opacité. Il est toutefois possible d'en déterminer une valeur supérieure, en supposant tout simplement que les grains ne se subliment pas. A une distance x du noyau, le nombre de particules par unité de volume est :

$$n = \frac{\dot{M}}{\frac{4}{3}\pi s_0^3 \delta} \times \frac{1}{4\pi x^2 v_e} = \frac{3\dot{M}}{16\pi^2 s_0^3 \delta x^2 v_e} \quad (4.6)$$

Le long de l'axe z (Voir figure 4.1), l'épaisseur optique se calcule donc ainsi :

$$d\tau = n\pi s_0^2 dz = \frac{3\dot{M}}{16\pi s_0 \delta x^2 v_e} dz \quad (4.7)$$

où la section efficace des grains est πs_0^2 . Il vient ensuite :

$$d\tau = -\frac{3\dot{M}}{16\pi s_0 \delta v_e} \frac{d\theta}{y} z \quad (4.8)$$

expression dont l'intégration donne

$$\tau = \frac{3\dot{M}}{16\pi s_0 \delta v_e} \frac{\pi - \theta}{y} = \frac{3\dot{M}}{16\pi s_0 \delta v_e} \frac{1}{x} \frac{\pi - \theta}{\sin \theta} \quad (4.9)$$

Cette valeur supérieure a son importance, car elle détermine la taille de la zone opaque autour du noyau.

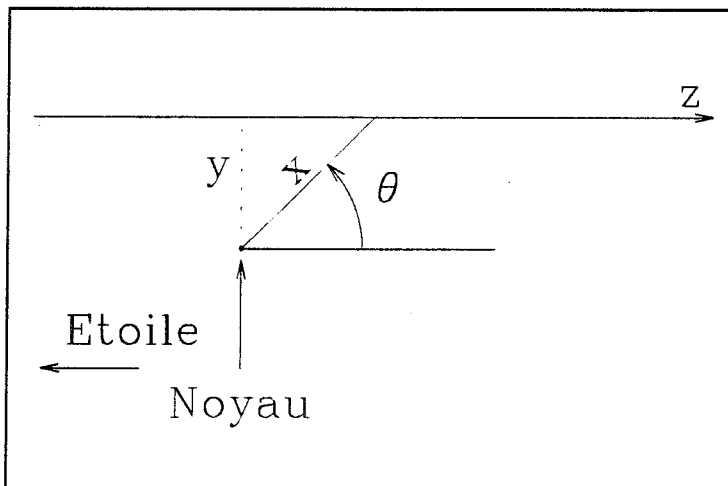


Figure 4.1: Les paramètres géométriques simples du calcul de l'opacité

4.1.4 Les ions métalliques et leur mouvement

Dans la simulation numérique, on ne traite pas individuellement les grains de poussière. On traite un type d'ion choisi au départ. On se contente d'injecter dans le programme tous les 1000 s un nombre fixe de nouveaux ions (40), supposés en représenter chacun un grand nombre qui dépend bien entendu de \dot{M} .

Pour savoir où faire apparaître ces ions, on calcule la courbe $\tau = 1$ d'après l'équation (4.9). On calcule ensuite le temps de vie des grains à l'aide de l'équation (4.3). Ceci détermine une autre courbe au-delà de laquelle on ne doit plus trouver de poussière. On fait ensuite apparaître les ions de manière aléatoire entre ces deux courbes.

Le mouvement des ions métalliques est ensuite calculé pas à pas dans un repère lié à leur corps parent. Ils sont soumis aux forces décrites dans le chapitre précédent (gravitation, collisions, pression de radiation).

Concernant le calcul de la pression de radiation, celui-ci est pondéré au niveau de chaque ion par un effet d'opacité dû aux autres ions éventuellement situés devant lui et se déplaçant à la même vitesse. Cet effet est calculé à chaque instant¹.

Pour les collisions, nous avons supposé que le milieu ambiant était fait d'eau photodissociée ($2\text{H}+\text{O}$) à 80%, et de CO à 20%, ce qui pondère d'autant la constante k calculée dans l'équation (3.6). La densité du milieu est calculée en fonction du taux de production de gaz de l'objet. Sur les conseils de M. Festou, nous avons adopté la loi simple suivante :

¹Pour ce faire, nous avons classé les ions dans des listes chaînées représentant chacune des ions situés les uns devant les autres, et dans la même plage de vitesse

- $z = 0$ pour $r > 3$ U.A.
- $z \propto r^{-3.5}$ pour $3 \text{ U.A.} > r > 1.5 \text{ U.A.}$
- $z \propto r^{-2}$ pour $1.5 \text{ U.A.} > r > 0.3 \text{ U.A.}$
- $z = cst$ pour $0.3 \text{ U.A.} > r$.

Enfin, les collisions avec les grains de poussières, là où il est censé s'en trouver (c'est à dire près du noyau), ont été prises en compte. Chaque fois qu'un ion rencontre un grain (en moyenne), on considère qu'il est dévié aléatoirement.

Par ailleurs, tous les effets annexes comme les effets de marée, ou forces de Coriolis, etc..., dont le principal effet est de courber la queue d'ions métalliques, sont calculés à chaque instant.

4.1.5 Suppositions d'ordre géométrique

Dans la mesure où la simulation est bi-dimensionnelle, certaines hypothèses concernant la géométrie de la queue ionique, prélude au calcul de son effet d'absorption dans le spectre, sont nécessaires. Les effets de courbure de la queue peuvent considérablement compliquer cette géométrie. De manière simpliste, nous distinguerons deux cas :

- À moins de 1 rayon stellaire (R_*) de l'axe étoile-noyau, on suppose que la queue a une symétrie axiale autour de cet axe.
- Si l'on trouve un ion en dehors de cette zone, il est supposé faire partie d'une portion incurvée de la queue. Il nous a été alors nécessaire de faire une hypothèse quant à l'extension verticale de la queue à cet endroit. Par continuité avec l'autre partie de la queue, on assimile cette extension à l'extension maximale de la partie axisymétrique en dehors de l'axe.

4.2 Le choix des paramètres

4.2.1 Le taux de production de gaz

La loi de puissance par morceaux décrite plus haut pour $z(r)$ est déterminée par une seule valeur. Dans la simulation, c'est la valeur de ce taux à 1 U.A. de l'étoile qui est choisie au départ. Guidés par les résultats décrits au chapitre précédent, nous avons pris des valeurs de l'ordre de 10^{33} et 10^{34} atomes s^{-1} .

4.2.2 La taille des grains

Les grains cométaires ont ordinairement une taille de l'ordre du micron ou un peu plus ($\simeq 1\text{--}100\mu\text{m}$, valeurs mesurées dans la comète de Halley [38]). Nous avons adopté $s_0 = 1\mu\text{m}$ comme rayon des grains.

4.2.3 La composition de la poussière

Le nombre d'ions Ca II, Al III, etc... dépend de la composition chimique des grains. Nous avons pris les fractions en masse suivantes [24] : 0.01 pour Ca, 0.01 pour Al, et 0.1 pour Mg.

4.2.4 Le taux de production de poussières

Cette constante est plus difficile à estimer. On peut en donner une valeur supérieure. Si l'on prend les valeurs que nous avons admises concernant la densité des poussières et leur rayon, on peut alors calculer (équation (4.9)) la taille de la zone où $\tau \geq 1$. Cette région ne doit pas être trop importante en projection sur la surface de l'étoile, car sinon, elle occasionnerait une baisse sensible du flux *global* de l'étoile en passant devant la ligne de visée. Or nous n'avons jusqu'alors jamais remarqué de variation notable de magnitude de β Pic, même sporadique. On peut donc affirmer que cette zone reste petite. Tous calculs faits, cela nous conduit à la contrainte suivante :

$$\dot{M}(\text{poussières}) \lesssim 10^{10} \text{kg s}^{-1} \quad . \quad (4.10)$$

Par ailleurs, la valeur de $\dot{M}(\text{poussières})$ ne peut pas être indépendante du taux de production de gaz. Il est à prévoir, par analogie avec ce taux de production, que \dot{M} soit largement plus grand que ce qui a été mesuré dans Halley ($1.5 \cdot 10^3 \text{kg s}^{-1}$ [15]). D'après Keller [25], le rapport, en masse, entre production de gaz et de poussières dans les comètes est de l'ordre de 1. Etant donné ce que nous avons adopté comme taux de production de gaz, on peut donc conclure que

$$10^7 \text{kg s}^{-1} \lesssim \dot{M}(\text{poussières}) \lesssim 5 \cdot 10^8 \text{kg s}^{-1} \quad , \quad (4.11)$$

ce qui est compatible avec la contrainte précédente.

4.2.5 La vitesse d'expansion de l'enveloppe

La vitesse d'éjection des poussières a été fixée à 1km s^{-1} . Cette valeur peut convenir pour les molécules d'eau et de CO issues du corps parent. Mais l'hydrogène qui constitue

la majeure partie de l'enveloppe gazeuse² est obtenu par photodissociation des molécules d'eau. La vitesse résultante des atomes, après photodissociation, est différente. Concernant des atomes H, des vitesses d'expansion de l'ordre de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ont été mesurées dans la comète Bennett [9]. C'est donc cette dernière valeur, qui détermine la densité du milieu gazeux collisionnel, que nous avons retenue.

4.3 Simulation pour les ions Ca II

4.3.1 Premier essai

Une fois déterminés tous les paramètres du modèle, il reste à fixer l'orbite (c'est à dire q et Φ). L'aspect des composantes obtenues dépend en grande partie de ces paramètres. La principale contrainte est en fait d'obtenir des composantes à faible vitesse en absorption dans les raies de Ca II. Dans la logique de ce qui a été développé au chapitre précédent, nous avons commencé par tester des objets qui tombent vers l'étoile à peu près le long de la ligne de visée ($q = 0.1R_*$ et $\Phi = -7.5^\circ$) [6]. La figure 4.2 montre le résultat de cette simulation, pour des ions Ca II. On aperçoit bien autour du noyau un nuage d'ions Ca II d'une taille suffisamment importante pour créer des absorptions notables. Qualitativement, on peut décrire ce qui se passe. Lorsque les ions Ca II apparaissent, dans une région proche du noyau, la densité d'hydrogène est importante, et les collisions les empêchent totalement d'être repoussés par la pression de radiation. Les ions commencent donc à s'étendre radialement. Puis, au fur et à mesure qu'ils s'éloignent du noyau, la densité d'hydrogène diminue, et la pression de radiation commence à agir. Le résultat est la formation d'un front parabolique en avant du noyau. La taille de ce front est directement fonction de la densité d'hydrogène, donc du taux de production de volatiles de l'objet, et de l'importance de la pression de radiation. Dans la mesure où cette pression de radiation est moins importante sur Al III et Mg II, on pouvait s'attendre à ce que les nuages correspondants soient, dans les mêmes conditions, plus étendus que celui d'ions Ca II, ce qui fut vérifié par la suite (voir plus loin), et qui a d'importantes conséquences sur le comportement des raies de tous ces éléments.

La taille du front détermine entièrement la profondeur des composantes obtenues. Leur vitesse dépend plus de la géométrie de l'orbite. Sur la figure 4.2, on peut remarquer une importante composante additionnelle en absorption autour de 170 km s^{-1} . Il nous a été facile de vérifier que cette composante était due à l'absorption de la partie avant du front d'ions Ca II. Comme nous l'avons remarqué, ce front est constitué d'ions qui n'ont pas encore été repoussés par la pression de radiation, et qui donc en majorité accompagnent leur corps parent. Il était donc normal dans ces conditions que

²car il n'est que très peu soumis à la pression de radiation

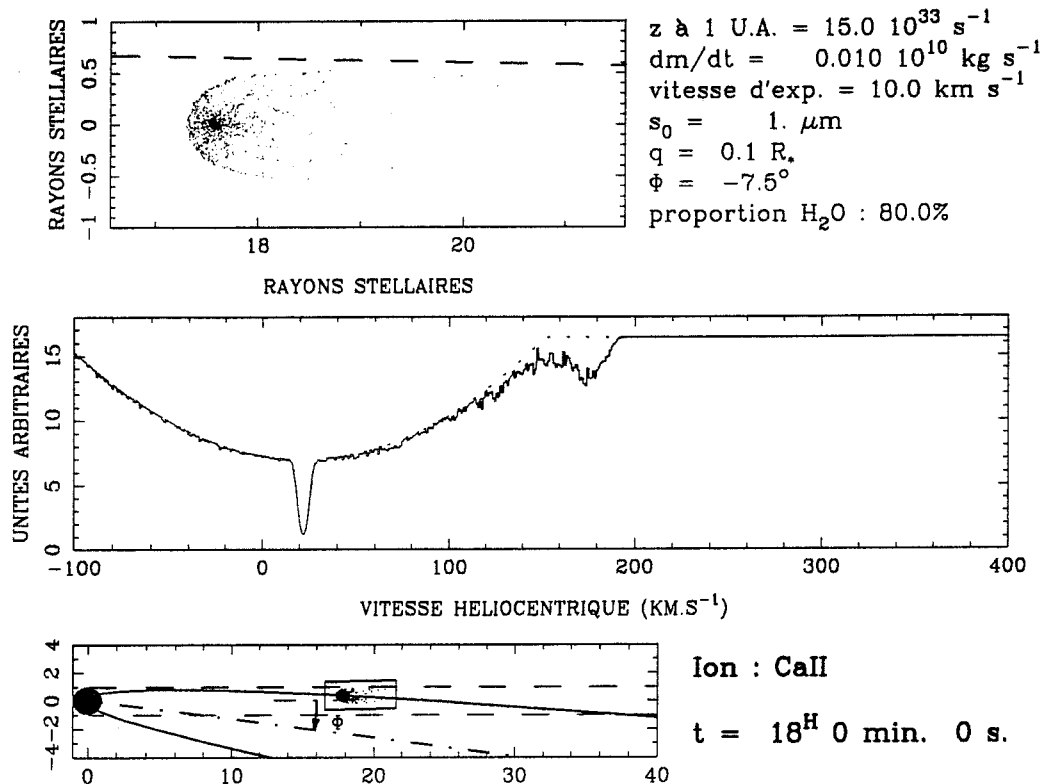


Figure 4.2: Résultat de la simulation pour une orbite très proche de la simple chute libre vers l'étoile le long de la ligne de visée. Le premier cadre montre une vue bi-dimensionnelle de l'environnement du noyau. Chaque point représente un ion Ca II. Sur le deuxième graphique, on trouve le spectre résultant. La raie Ca II stellaire élargie par rotation et l'absorption circumstellaire centrale sont des données constantes de la simulation. Toute absorption supplémentaire est le résultat du calcul. On peut apercevoir ici une composante additionnelle vers 170 km s^{-1} . Le troisième cadre montre une vue plus globale de la situation, avec l'orbite, l'étoile, et la ligne de visée. Le cadre autour du noyau représente les limites du premier dessin

la composante qui apparaisse dans le spectre (figure 4.2) se situe en vitesse à la vitesse de chute de l'objet. L'inconvénient est que cette vitesse de chute est bien plus grande que ce qui a été observé (figure 2.1). La situation décrite par la figure 4.2 ne convient donc pas.

Pour obtenir une vitesse plus faible, de l'ordre de 40 km s^{-1} par rapport à la composante centrale comme sur la figure 2.1, on pourrait placer l'objet plus loin de l'étoile, là où la vitesse de chute libre ($\sqrt{2GM_*/R}$) est plus faible. Mais pour obtenir la vitesse souhaitée, il est facile de voir que la distance correspondante est de l'ordre de l'unité astronomique³. Cette situation est irréaliste pour au moins deux raisons :

³Par comparaison, 1 U.A. \simeq 130 rayons stellaires

- Pour qu'un objet dégage des éléments métalliques, il doit se situer très près de l'étoile.
- À une telle distance, il est plus difficile statistiquement pour l'objet de passer exactement devant la ligne de visée. Il se pose alors un problème relatif à la fréquence des événements observés.

4.4 La simulation décisive

Dans ces conditions, le seul moyen d'obtenir les 40 km s^{-1} recherchés était de changer l'orbite elle-même, c'est à dire de faire passer devant la ligne de visée des objets qui ne tombent pas tout droit vers l'étoile. Il faut d'ailleurs remarquer que c'est une hypothèse beaucoup plus réaliste.

4.4.1 la recherche de la bonne orbite

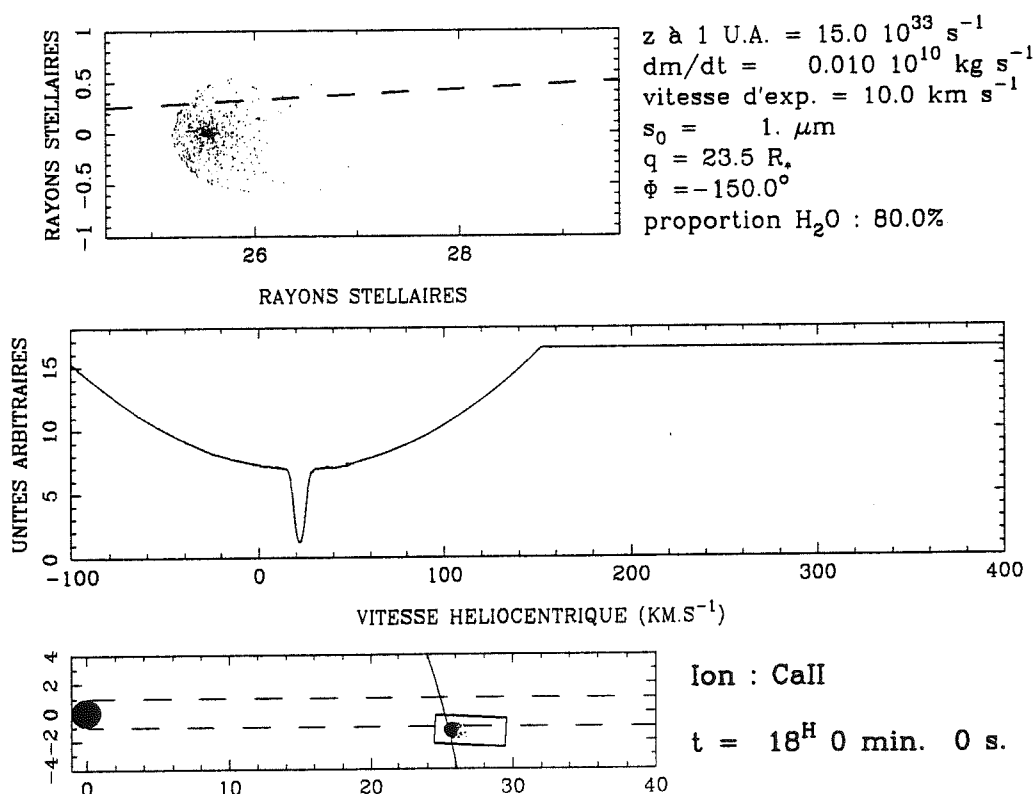


Figure 4.3: Une simulation comparable à la figure 4.2, mais avec une autre orbite. Le nuage Ca II commence à intercepter la ligne de visée. Rien n'est encore visible dans le spectre

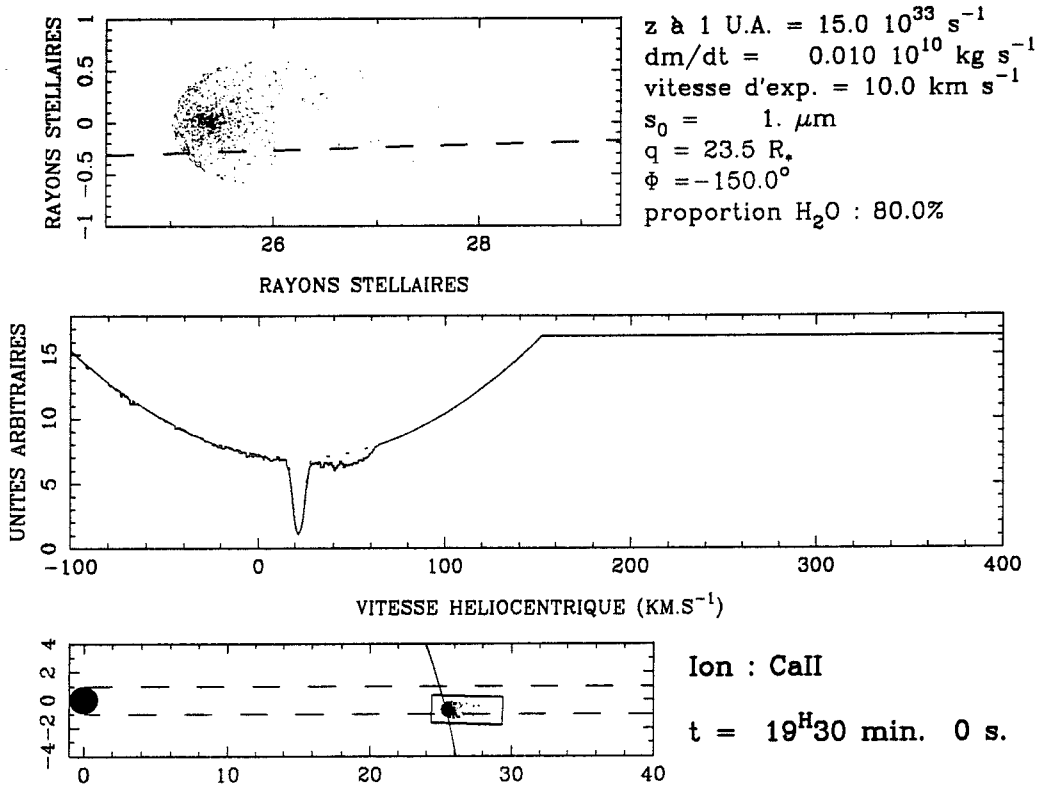


Figure 4.4: La même chose que sur la figure 4.3, mais $1^{\text{H}}30$ min plus tard. Une absorption apparaît

Le premier paramètre à modifier était l'inclinaison Φ . Il fallait empêcher les objets de tomber vers l'étoile le long de la ligne de visée. Les simulations qui ont suivi ont révélé que la vitesse des composantes était extrêmement sensible aux variations de Φ . Cette recherche empirique a montré que la zone acceptable pour Φ est assez étroite, c'est à dire :

$$\Phi \simeq -150^\circ \pm 10 \quad . \quad (4.12)$$

Concernant le périhélie de l'orbite, la contrainte est moins forte.

Les figures 4.3 à 4.7 montrent le déroulement d'une simulation pendant 6 heures, lorsque l'objet coupe la ligne de visée. Les paramètres orbitaux sont $\Phi = -150^\circ$ et $q = 23.5 R_*$. On y voit dans ce laps de temps l'apparition et la disparition d'une composante en absorption qui est comparable à celle de la figure 2.1, tant par le décalage spectral que par l'aspect de la composante. Il faut toutefois noter que le délai d'apparition et de disparition de la composante (~ 5 heures) est petit comparé à ce que semblait durer les composantes observées (une demi-journée au minimum).

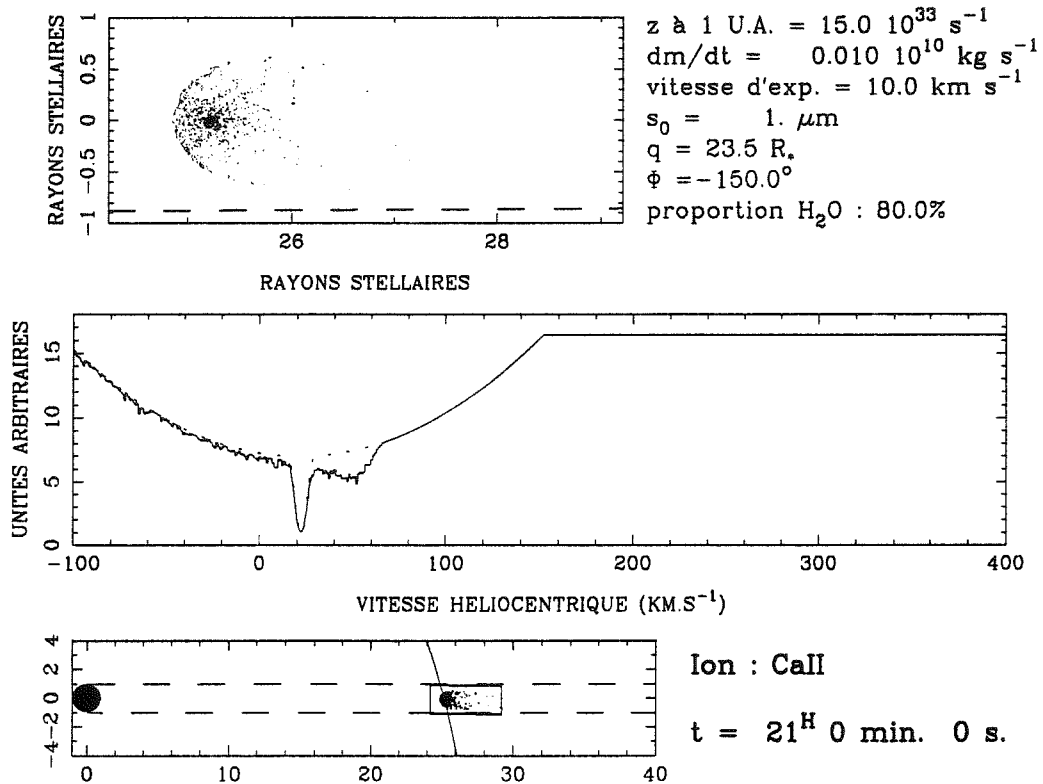


Figure 4.5: La même chose que sur la figure 4.4, mais encore $1^{\text{H}}30$ min plus tard. On note clairement la présence d'une absorption supplémentaire

4.4.2 Variation en fonction des paramètres orbitaux

Si l'on touche aux paramètres orbitaux, l'aspect des composantes change. Une variation de Φ entraîne une variation de la vitesse de décalage du phénomène. Il est remarquable que la zone acceptable pour Φ soit si étroite. Si l'on rapproche Φ de 0, la vitesse augmente, si l'on rapproche Φ de -180° , elle diminue.

La dépendance en fonction du périhélie est moins sensible. Elle joue surtout quand on se rapproche de l'étoile. La figure 4.8 montre une simulation pour $q = 18 R_*$, et toujours pour $\Phi = -150^\circ$. La composante détectée est très comparable à celle de la figure 4.5. En fait, on peut affirmer que tant que l'objet passe devant la ligne de visée à plus de $\sim 10-15 R_*$ de l'étoile, sans toucher à Φ , la situation ne change pas. Par contre, si l'on se rapproche trop de l'étoile, on n'observe plus rien. L'objet a beau passer devant la ligne de visée, rien ne transparait dans le spectre. Pour comprendre ceci, il suffit de comparer les figures 4.5 et 4.9, cette dernière illustrant notre propos. On peut y constater que le nuage d'ions Ca II est beaucoup plus petit que dans la figure 4.5. Ceci suffit à rendre sa taille petite par rapport à la surface projetée de l'étoile, et dans ces conditions, on ne peut plus rien observer de notable en absorption.

Cette différence s'explique par le fait que, la variation de la pression de radiation

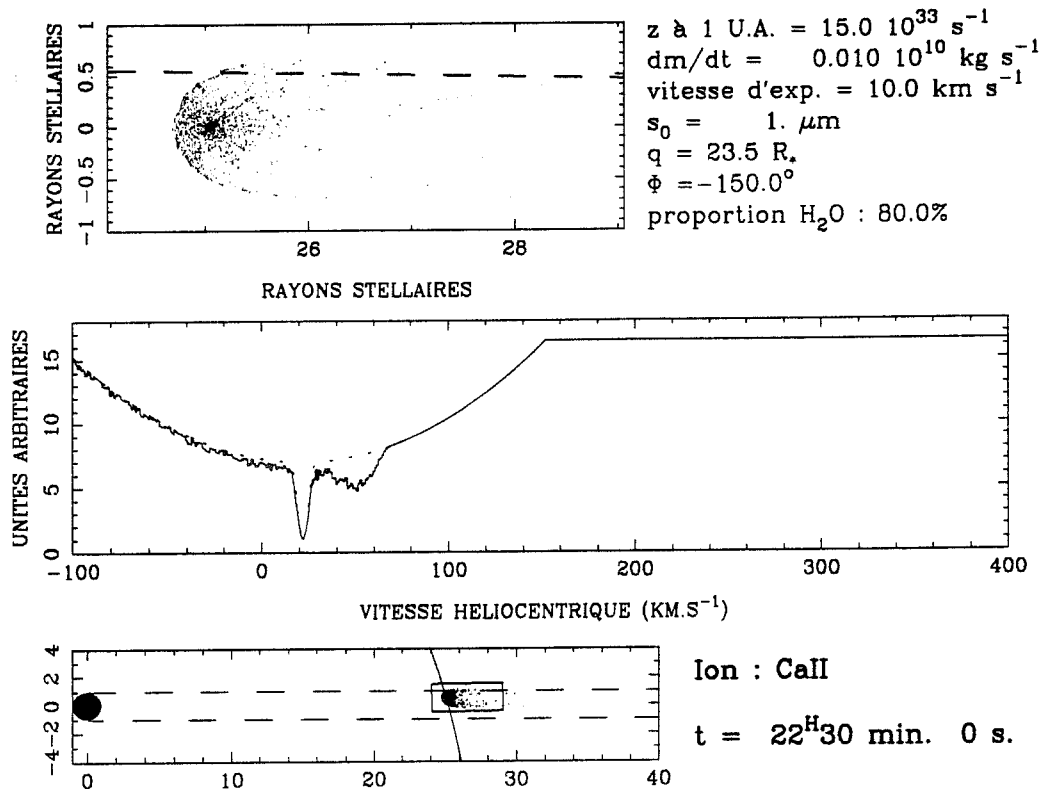


Figure 4.6: Toujours la même simulation que sur la figure 4.5 mais encore une fois $1^{\text{H}}30 \text{ min}$ plus tard. La composante variable est toujours présente

étant en r^{-2} , celle-ci se met à croître plus vite près de l'étoile. Comme les collisions ne sont pas soumises à une telle augmentation lorsqu'on se rapproche de l'étoile, le résultat est une augmentation du rôle de la pression de radiation, et donc la formation d'un nuage plus petit.

On peut donc conclure de cette étude que les variations du type de celles de la figure 2.1 sont fidèlement reproduites par la simulation. Deux points se détachent alors :

- Toutes les observations datant de l'époque de la figure 2.1 et qui montraient des variations font état de composantes à des vitesses du même ordre [17]. Une fois retraduit dans le langage de la simulation, compte tenu de la forte contrainte obtenue sur Φ , cela signifie que tout se passe comme si tous les événements survenant vers la même période correspondaient tous à des orbites ayant à peu près le même axe.
- Aucune variation n'est à attendre dans les raies de Ca II de la part d'un objet passant à moins de 10 rayons stellaires de l'étoile lorsqu'il coupe la ligne de visée.

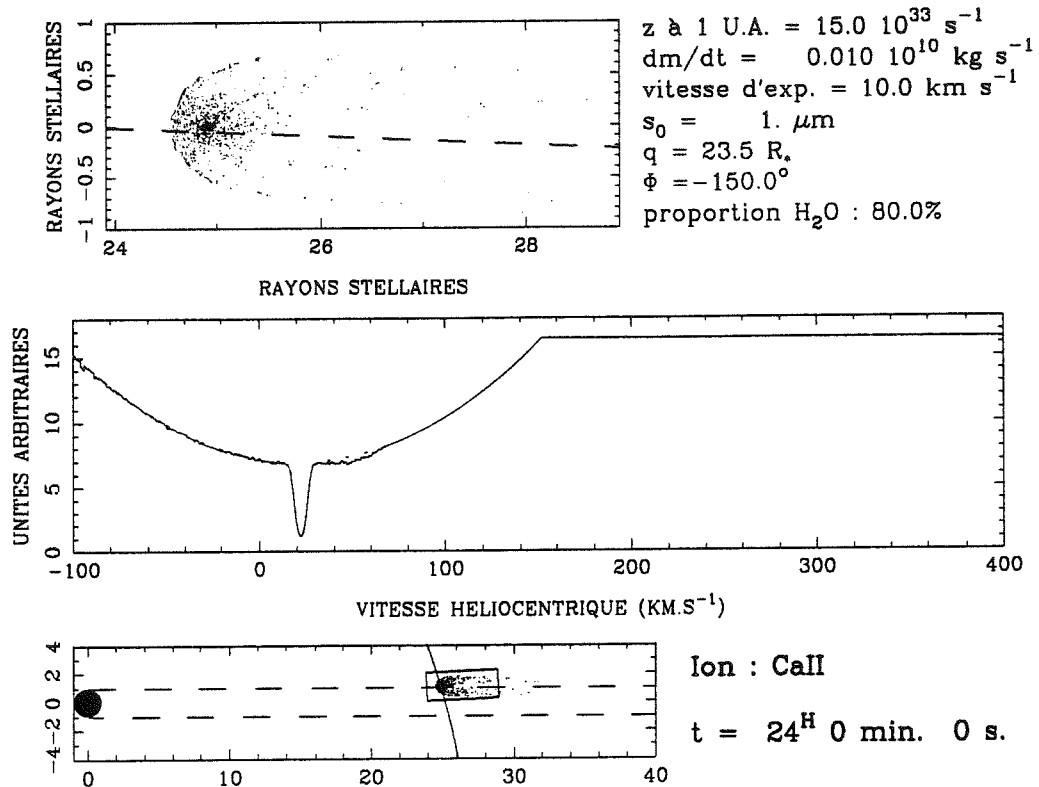


Figure 4.7: Môme situation que sur la figure 4.6, après un nouveau délai de $1^{\text{H}}30 \text{ min.}$ L'événement est terminé

4.5 Simulations pour les ions Al III et Mg II

Le modèle se devait d'être aussi testé sur des ions Al III et Mg II, afin d'expliquer les différences de comportement avec Ca II.

Concernant ces ions, on peut s'attendre à ce que la contrainte sur la distance à l'étoile disparaisse. En effet, c'est la pression de radiation qui empêchait d'observer quoi que ce soit dans les raies de Ca II à moins de $10 R_*$ de l'étoile. Sur Al III et Mg II, la pression de radiation est dix à vingt fois plus faible (table 3.1). Par ailleurs, les composantes détectées dans ces raies font état de vitesses de chute allant jusqu'à 400 km s^{-1} . De telles vitesses ne peuvent se concevoir qu'à des distances très faibles de la surface de l'étoile, de l'ordre du rayon stellaire.

Tout ceci nous poussait donc à tester pour ces ions des orbites passant plus près de l'étoile. Ces simulations ont par ailleurs révélé que la contrainte sur l'inclinaison de l'orbite est ici nettement moins forte. Ceci est en partie due à la plus grande plage de vitesses observées dans la partie variable de ces raies.

Les figures 4.10 à 4.12 décrivent une telle simulation, pour des ions Mg II. On y constate effectivement que le nuage métallique est grand, alors que dans de telles conditions, le nuage résultant en Ca II serait minuscule. On y constate l'apparition

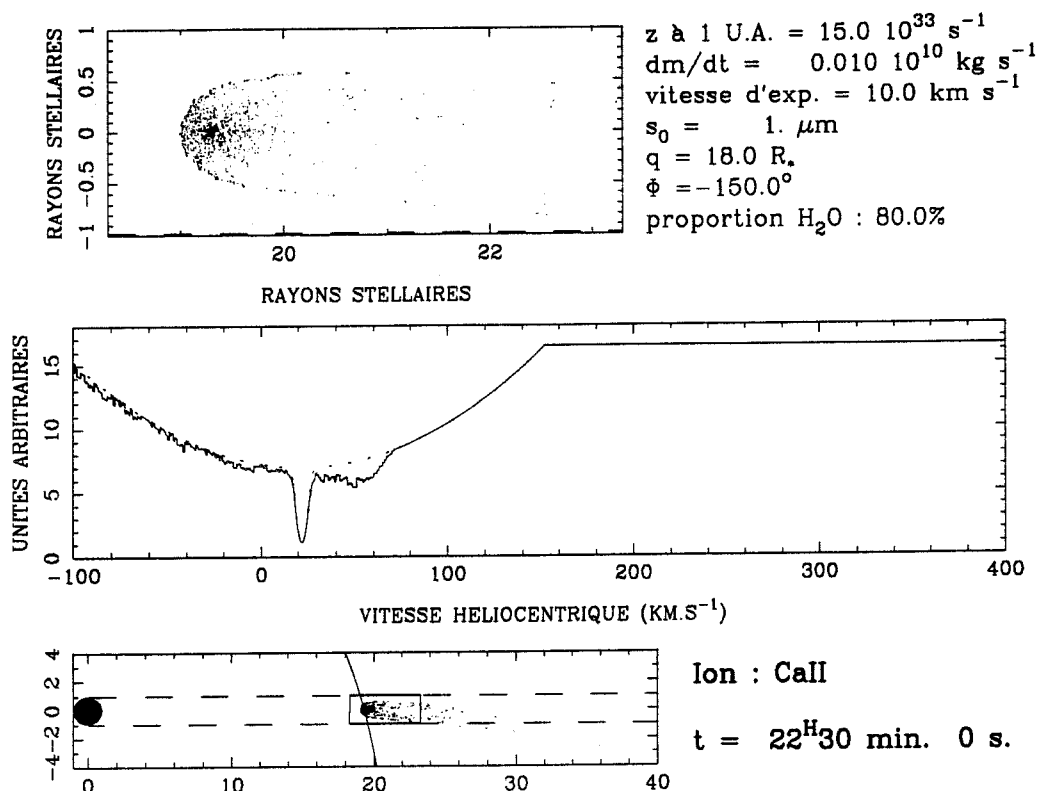


Figure 4.8: Simulation comparable à celle décrite sur la figure 4.5, mais ici $q = 18 R_*$. La composante détectée est semblable

d'importantes composantes en absorption, nettement plus étalées en vitesse que les composantes des raies de Ca II, avec des vitesses terminales plus élevés (sans changer Φ). Il est aussi manifeste que l'échelle de temps de variation des composantes obtenues est plus faible que celle des raies correspondantes de Ca II. Tous ces points corroborent bien les faits observationnels mentionnés au chapitre 2.

Enfin, les figures 4.13 et 4.14 montrent une simulation avec un périhélie encore plus proche. On y remarque une absorption variable en un quart d'heure, et qui atteint des vitesses terminales de l'ordre de celles observées.

4.6 Conclusions et remarques complémentaires

Tout ce qui a été décrit jusqu'ici dans ce chapitre [6] montre que les simulations arrivent à reproduire de manière particulièrement fidèle les données observationnelles [29,17,32] concernant les variations spectrales dans β Pic. Ceci vaut évidemment pour les données dont nous disposons à l'époque de ces simulations (début 1989).

Il est à noter que nous expliquons ici les différences de comportement entre les raies de Ca II d'une part et celles d'Al III et Mg II d'autre part. Cette différence est liée

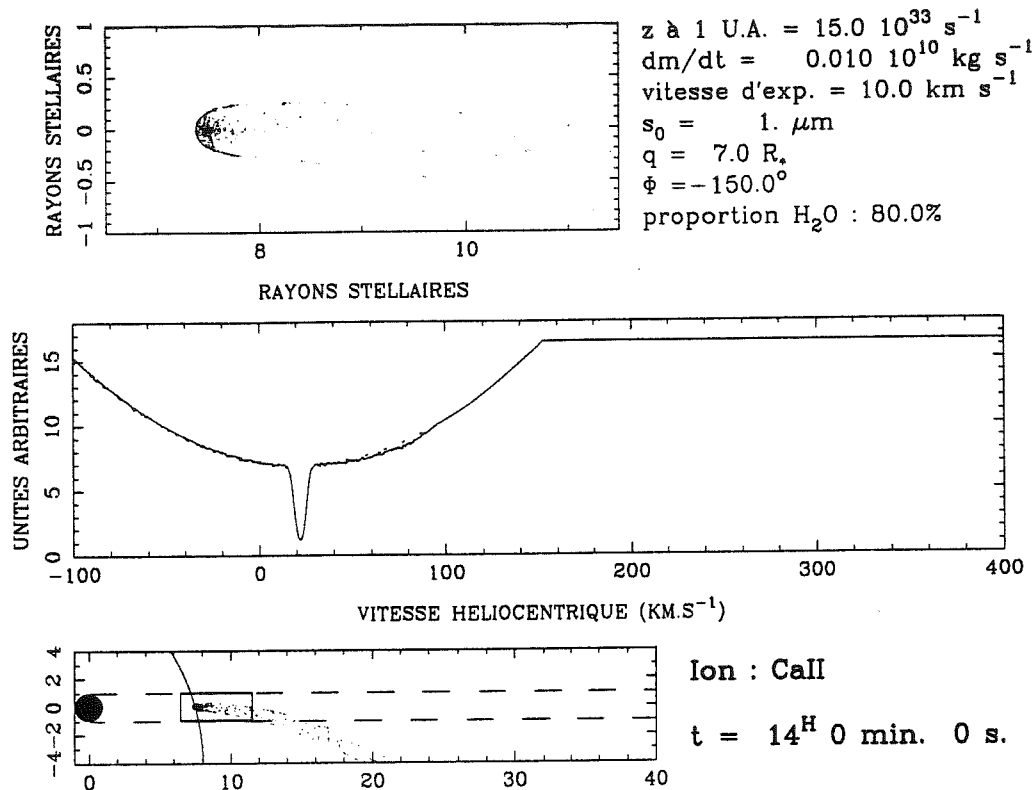


Figure 4.9: Une simulation avec $q = 7 R_*$. Le nuage est plus petit. Plus rien n'est visible dans le spectre

à la pression de radiation, comme nous l'avons suggéré au chapitre 3. C'est l'action combinée de la pression de radiation et des collisions qui détermine la taille du nuage de l'ion considéré. Le résultat est que tout objet passant devant la ligne de visée très près de l'étoile ne produit rien dans les raies de Ca II, mais occasionne l'apparition de composantes très décalées vers le rouge dans les raies UV.

Ceci n'exclut pas pour autant la présence de raies à petite vitesse dans les raies UV. Un objet passant suffisamment loin, comme celui de la figure 4.5, qui produit une composante peu étalée à faible vitesse dans les raies de Ca II, est tout aussi susceptible de produire les mêmes phénomènes dans les raies UV d'Al III et Mg II. Le problème est que de telles variations sont difficilement identifiables dans ces raies, à cause de leur faible étendue spectrale. La moins bonne qualité des données du satellite IUE, combinée à la complexité du spectre UV en général, fait que de telles composantes, mêmes si elles sont présentes, passent inaperçues. De plus, il faut constater (figure 2.2), que si l'étendue maximale en vitesse de la variation dans les raies UV atteint plusieurs centaines de km s^{-1} , celle-ci commence à 0 km s^{-1} . Il y a donc bien de la variation à petite vitesse dans les raies UV. Simplement, il ne faut pas espérer y résoudre une composante comparable à celle de la figure 2.1.

Nous avons également pu vérifier que toutes les composantes variables obtenues

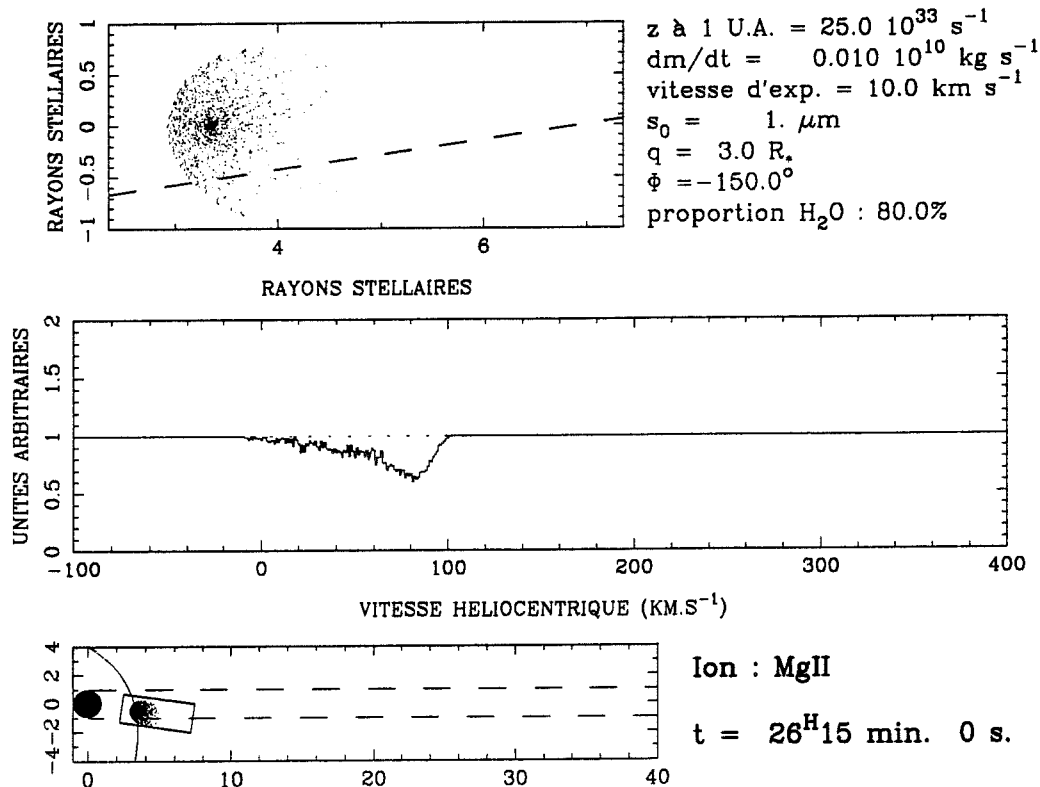


Figure 4.10: Une simulation comme celle de la figure 4.2, mais pour des ions Mg II. Le spectre synthétique a été divisé par le spectre sans événement, afin d'obtenir des spectres directement comparables aux données (figure 2.2). On peut voir ici une très large absorption autour de $\simeq 80 \text{ km s}^{-1}$

dans les simulations étaient saturées. Il a suffi pour cela de doubler artificiellement le taux de production de poussières de la comète, et de constater que la profondeur des composantes ne s'en trouvait que très peu affectée. Ceci corrobore encore une fois les observations (voir chapitre 2).

Les spectres d'Al III montrent généralement que les composantes à faibles vitesses dans ces raies sont plus profondes que celles qui atteignent de très fortes vitesses (figure 2.3) [30]. En comparant la profondeur des composantes entre les figures 4.11 et 4.14, on voit que ce rapport est respecté dans la simulation.

La comparaison avec ces mêmes données fait également ressortir un caractère particulier des variations dans les raies UV : La figure 2.3 montre clairement un spectre avec deux composantes en même temps, clairement découplées, et à des vitesses différentes. Rien de semblable n'a été obtenu dans les simulations. En fait, pour obtenir un spectre comparable à celui de la figure 2.3, il faudrait en quelque sorte superposer les figures 4.11 et 4.13, un peu comme si deux objets solides différents se trouvaient à ce moment simultanément devant la ligne de visée. Cette explication est tout à fait plausible. L'origine de ces deux objets peut toutefois être sujette à controverse. Soit il s'agit de deux objets

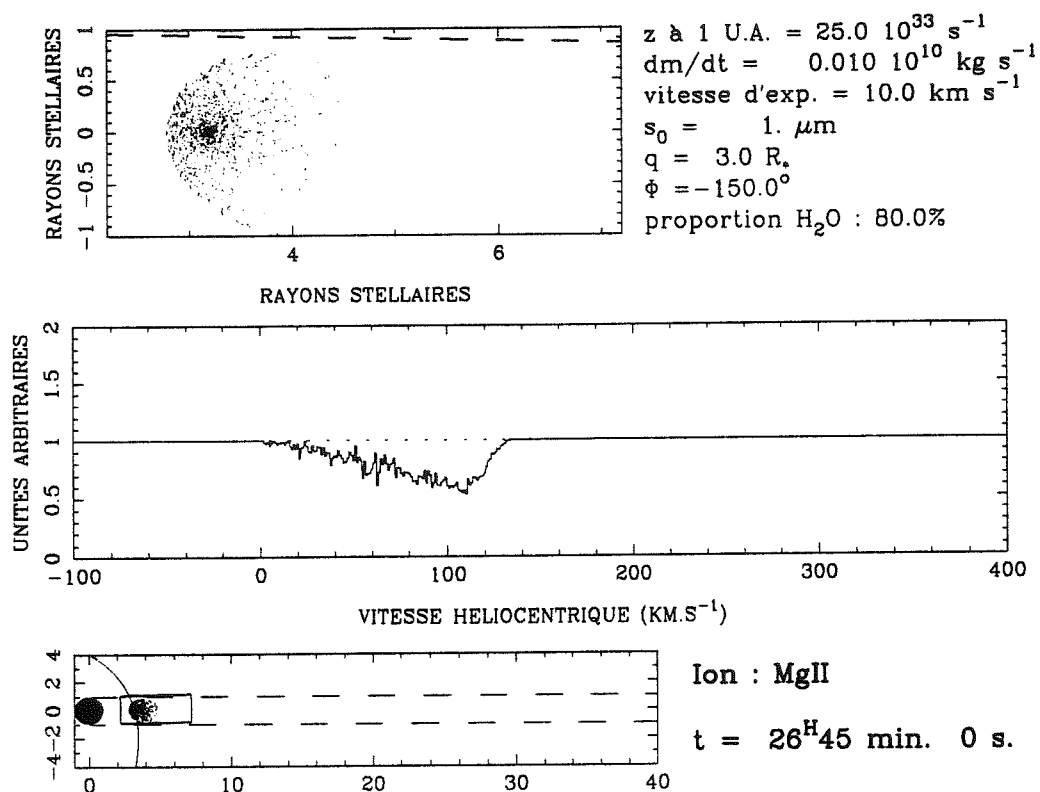


Figure 4.11: Même chose que sur la figure 4.10, mais 30 min plus tard. Le nuage est maintenant bien devant la ligne de visée et l'absorption résultante est plus profonde. Par ailleurs, sa vitesse a augmenté

initialement différents, soit tous deux sont issus de la rupture d'un seul et même objet parent. Aux distances considérées, qui sont de l'ordre de la limite de Roche, un objet incident, qui par ailleurs est soumis aux actions mécaniques dues à la sublimation, est susceptible de subir d'importantes forces de marée tout à fait capables de le casser en plusieurs morceaux. Ces morceaux, une fois séparés, voyageraient de concert sur des orbites voisines. Mais comme à ces distances (il suffit de comparer les deux simulations en Mg II décrites plus haut), deux orbites très voisines peuvent générer des composantes à des vitesses sensiblement différentes, il est tout à fait plausible dans ces conditions d'obtenir des spectres comme celui de la figure 2.3, dont l'échelle de temps de variation correspond tout à fait à celui obtenu dans les simulations. Quoiqu'il en soit, il est difficile au niveau de notre étude de faire la part des choses entre objets qui se sont cassés ou objets initialement différents passant au même moment devant la ligne de visée ! Le résultat dans le spectre est le même. Notons toutefois que la rupture et même la destruction complète de comètes au voisinage du Soleil ont déjà été observées⁴.

Concernant les variations dans le visible, qui correspondent donc à des objets passant

⁴comète West [14], et aussi une comète observée par le satellite Solwind en 1979 qui s'est abîmée dans le Soleil [39]

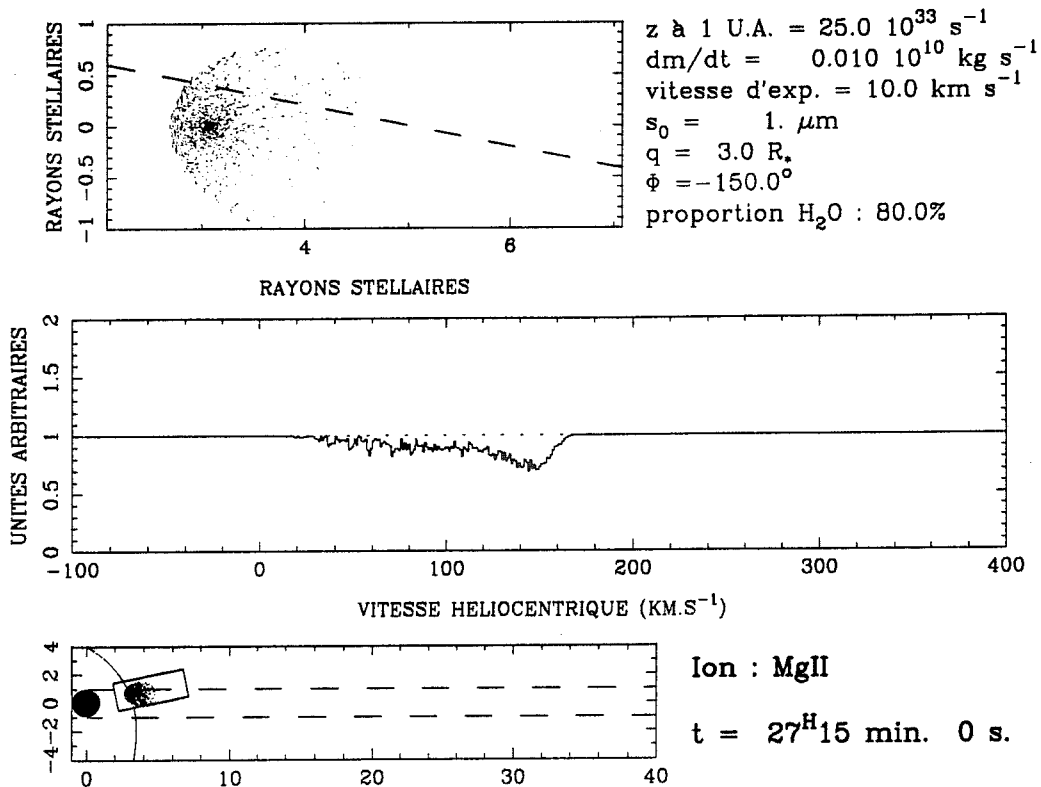


Figure 4.12: Toujours la simulation décrite sur la figure 4.11, mais 30 min plus tard. La composante est moins profonde, mais sa vitesse a encore augmenté

plus loin, il n'y a pas de variation sensible en vitesse entre deux orbites proches. Nous n'observerons donc pas ce genre de phénomène dans ces raies. Par contre, deux objets passant devant la ligne de visée à ces distances, qui peuvent être sensiblement différentes (On peut aller de 15 à 40 rayons stellaires), pourvu qu'ils aient la même inclinaison (Φ), occasionnent des absorptions extrêmement semblables. Il n'est pas du tout exclu que sur une telle plage, plusieurs objets soient amenés de temps en temps à passer simultanément devant la ligne de visée. Si ces objets ne passent pas, comme c'est probable, rigoureusement au même moment, s'ils se suivent, ils peuvent occasionner ensemble une absorption susceptible de durer bien plus longtemps que ce qui a été obtenu dans les simulations pour un seul objet (figures 4.3–4.7), ce qui expliquerait la durée "anormalement" longue de certaines composantes observées dans les raies de Ca II.

4.7 Interprétation

De cette étude numérique du phénomène, la conclusion qui ressort est que le modèle reproduit bien les composantes variables. Mais parallèlement à cette constatation, il se

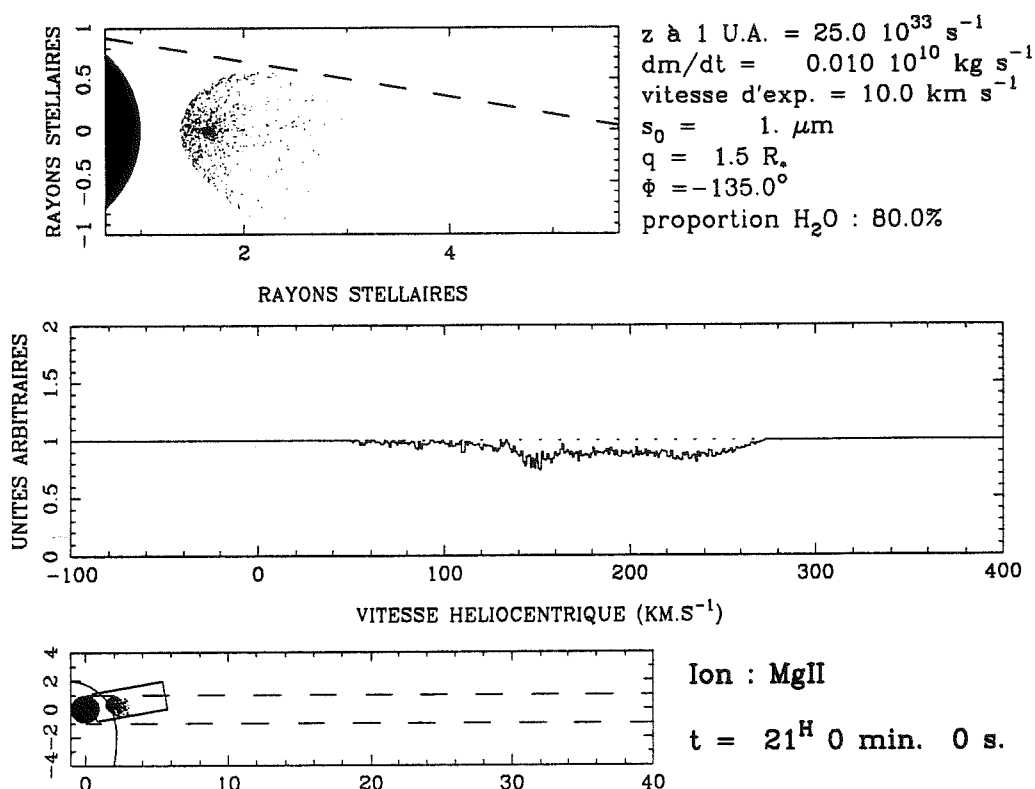


Figure 4.13: Une autre simulation Mg II, avec cette fois-ci un périhélie encore plus faible que sur la figure 4.11. Les vitesses sont bien plus grandes

dégage principalement un point, à savoir que les raies se comportent comme si tous les objets incidents qui génèrent ces variations voyageaient, à une période donnée, sur des orbites à inclinaison voisine. Ils semblent tous venir d'une seule et même direction dans le disque.

Nous pouvons par là-même faire une hypothèse sur l'origine de ces objets, hypothèse que nous avons formulée des 1989 [6].

Il est communément admis que lorsque le système solaire était plus jeune, le nombre de petits objets de type cométaire (les planétésimaux) y était beaucoup plus élevé, et ce même dans la région des planètes. Il est également suggéré que la taille du disque était plus grande qu'actuellement [11]. β Pic est une étoile plus jeune que le Soleil, même si on ne connaît pas bien son âge. Tous ces arguments plaident pour dire que le système de β Pic est un disque plus jeune que notre système solaire. Il n'y a donc pas de quoi être surpris d'y trouver de nombreux petits objets de type cométaire. Mais la vraie question reste de savoir si des planètes s'y sont déjà formées ou non. Des arguments totalement indépendants [2,3], fondés sur une évaluation de l'épaisseur du disque, ont conduit F. Paresce et P. Artymowicz du STScI⁵ à affirmer qu'il pourrait bien y en avoir :

⁵Space Telescope Science Institute, Baltimore, USA

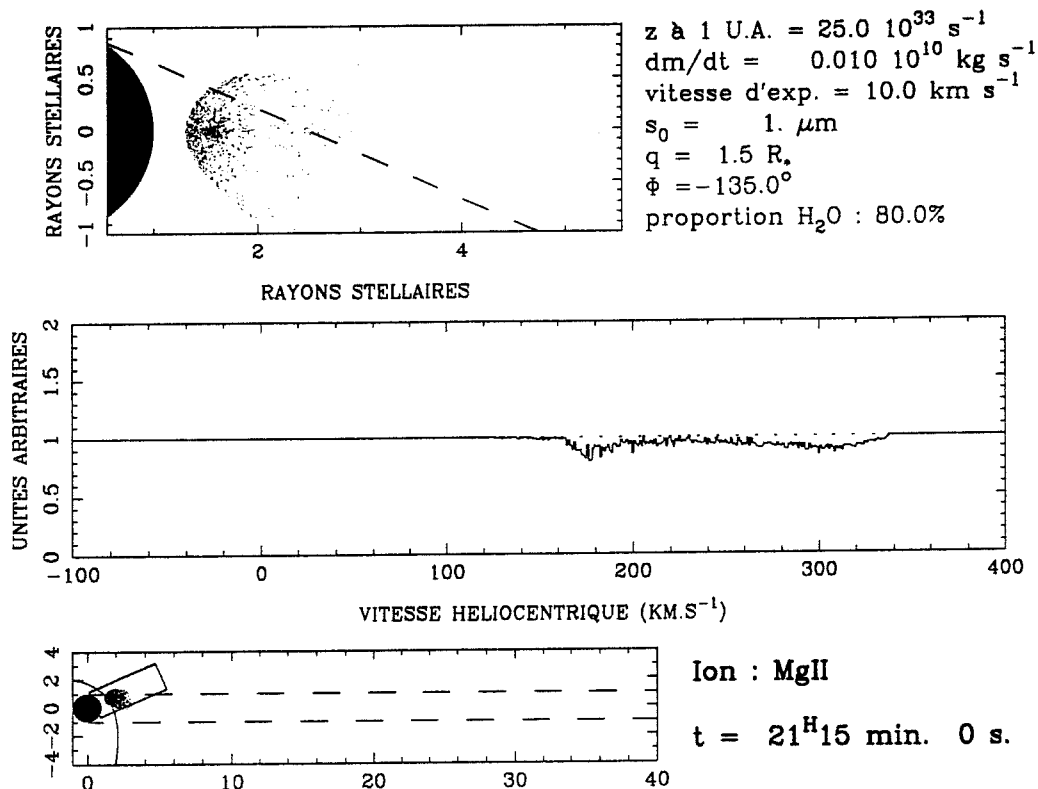


Figure 4.14: La même simulation que sur la figure 4.13, mais seulement 15 minutes plus tard. La vitesse des composantes variables atteint ici plusieurs centaines de km s^{-1}

Si le disque n'était composé que de petits objets, il serait très fin, comme les anneaux de Saturne. S'il possède une épaisseur, c'est qu'une certaine dispersion de vitesse subsiste parmi les petits corps et les poussières. Cette dispersion de vitesse ne peut qu'être entretenue, car la friction interne du disque tend à la diminuer [10]. Pour assumer ce rôle, l'action perturbatrice de planètes cachées dans le disque est une explication très plausible.

Supposons donc qu'il y ait quelque part dans la partie interne du disque une planète, achevée ou non. Il passe au voisinage de cette planète de nombreux petits objets, qui se retrouvent perturbés par cette rencontre. Certains d'entre eux peuvent être amenés, après perturbation, à suivre des orbites à très faible périhélie, et devenir par la suite des objets observés en absorption via leur sublimation. Dans ces conditions, vus au niveau du voisinage immédiat de l'étoile, ces objets vont voyager sur des orbites quasi-paraboliques, dont l'axe ne peut être rien d'autre que la ligne planète-étoile ou à peu près. On se retrouve donc tout à fait dans le cadre des contraintes qui se sont dégagées de la simulation. Il est donc licite d'envisager ce scénario.

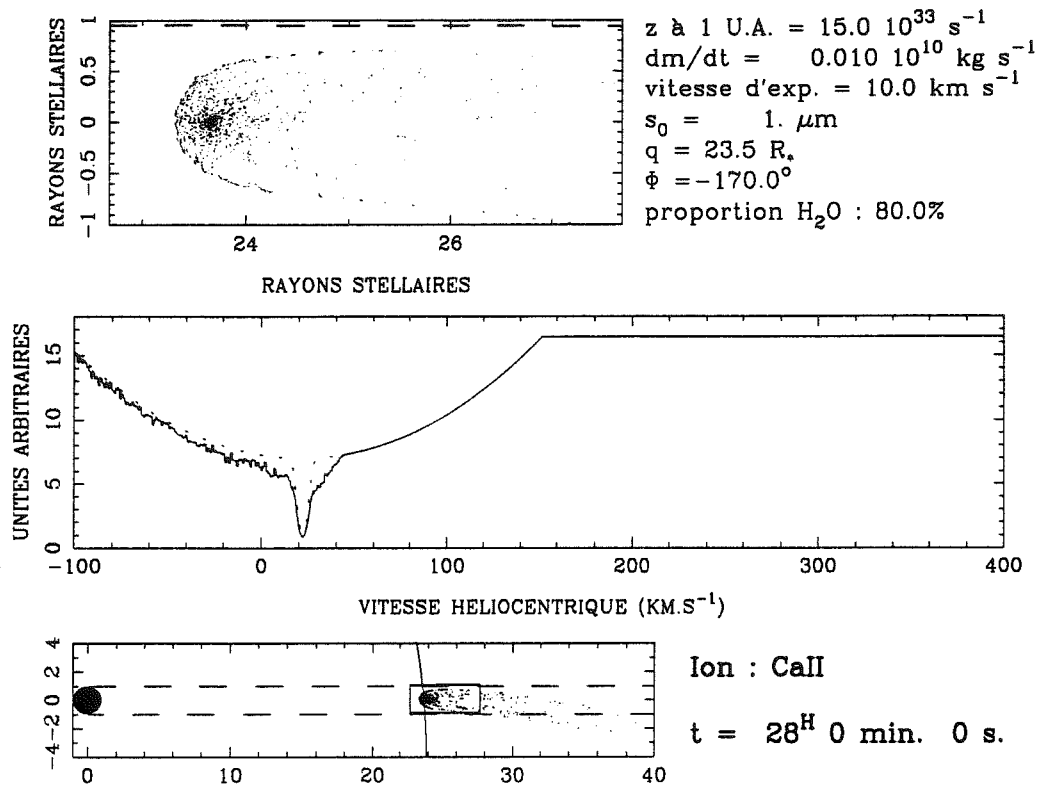


Figure 4.15: Simulation identique à celle de la figure 4.5, mais avec $\Phi = -170^\circ$. On reproduit la figure 2.4

4.8 Les observations de la fin 1989

Les choses en étaient là lorsque les nouvelles observations d'octobre et décembre 1989, décrites au chapitre 2, furent menées. Il s'agissait de confronter le modèle décrit dans ce chapitre, qui avait été développé auparavant, à ces nouvelles données, qui rappelons-le, présentaient des caractères inhabituels.

Les données d'octobre 1989 (figure 2.4) rentrent de manière très naturelle dans le cadre de notre modèle. Comme nous l'avons remarqué au chapitre 2, on peut interpréter ce spectre comme la superposition de la composante centrale et d'une absorption supplémentaire du type de celle de la figure 2.1, mais cette fois sans décalage. D'après ce que nous avons dit du modèle, il suffit alors d'ajuster l'angle Φ pour obtenir le décalage souhaité. La figure 4.15 montre une simulation avec $\Phi = -170^\circ$. On y reproduit le spectre de la figure 2.4, et ce en ne changeant que Φ par rapport à la simulation décrite figure 4.5.

Les données de décembre 1989 sont plus complexes (figure 2.5). La composante que l'on peut y voir vers $\simeq 20\text{--}30 \text{ km s}^{-1}$ de décalage vers le rouge par rapport à l'absorption centrale ne pose quant à elle aucun problème d'interprétation, dans la mesure où elle est extrêmement semblable à celle de la figure 2.1. La simulation de la figure 4.5 la

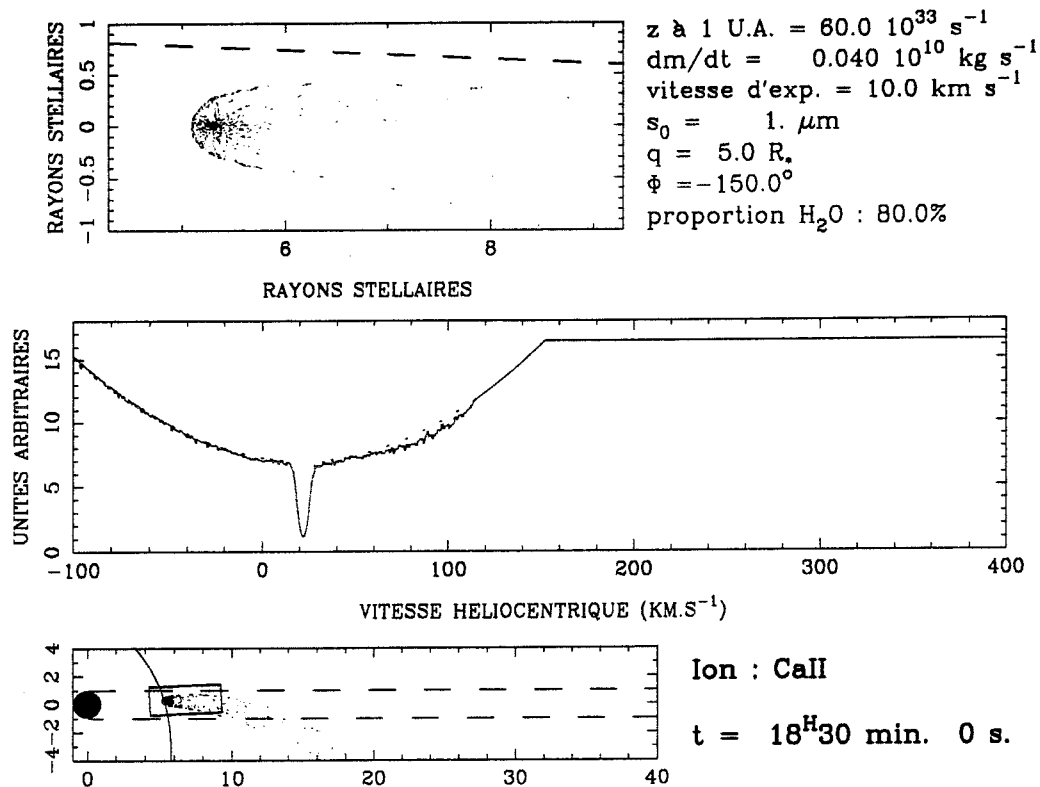


Figure 4.16: Simulation identique à celle de la figure 4.5, mais avec $q = 5 R_*$, et en augmentant les taux de dégazage. On obtient une composante comparable à celle de la figure 2.5

reproduit.

Beaucoup plus embarrassante est l'absorption diffuse et étendue vers 100 km s^{-1} de la figure 2.5. Il n'y a pas par rapport aux données de la figure 2.1 qu'un simple décalage d'une composante, comme nous avons pu l'affirmer en ce qui concerne les données d'octobre 1989 (figure 2.4). La composante observée ici est d'une toute autre nature.

Cependant, ces données complètement inhabituelles, et en tout cas jamais observées auparavant, rentrent toujours dans le cadre de notre modèle [7]. Nous avons plus haut fait longuement état du fait que pour le passage d'un objet devant la ligne de visée à moins d'une dizaine de rayons stellaires, aucun événement dans les raies de Ca II n'était à attendre, la pression de radiation à ces faibles distances empêchant le nuage d'ions Ca II d'atteindre une dimension suffisante par rapport à la taille de l'étoile. La figure 4.9 illustre ce propos. Ce jugement mérite toutefois d'être légèrement révisé. D'une part, la coupure à $10 R_*$ rayons stellaires n'est certainement pas aussi nette que cela, et il doit exister une zone de transition. Il est également probable que l'on peut s'attendre à observer des variations dans les raies de Ca II dans des régions plus proches de l'étoile qu'on ne pourrait le croire a priori. Cela vient du fait que les taux de dégazage et

de production de poussières se remettent à croître au voisinage immédiat de l'étoile. Rappelons que dans notre modèle, nous avons admis que le taux $z(r)$ restait constant en dessous de 0.3 U.A., la raison principale à cela étant le rôle quelque peu régulateur de l'opacité du nuage déjà dégazé dans ces régions. Au voisinage de l'étoile, la température croissant énormément, il est clair que le dégazage se remettra à croître. Si l'on augmente le taux de production, on augmente la densité d'hydrogène et par là-même le rôle des collisions. On génère donc dans ces conditions un nuage plus grand qu'initialement prévu. La composante plate présente sur la figure 2.5 peut tout à fait correspondre à un objet qui passe devant la ligne de visée dans cette zone intermédiaire.

Il y a en fait trois raisons à cela :

1. La profondeur de la composante observée est nettement moindre que celle de toute autre absorption détectée dans les raies de Ca II et s'interprète comme l'absorption due à un nuage plus petit.
2. La décalage en vitesse atteint par cette composante est clairement plus grand que tout ce qui a jusqu'alors été observé en Ca II. Là encore, c'est l'indication d'un phénomène dont le siège est plus proche de l'étoile. En effet, la vitesse de chute libre ($\sqrt{2GM_*/R}$) se met à croître plus vite au voisinage immédiat de l'étoile. Si entre 10–15 et 30 rayons stellaires, sa variation est suffisamment faible pour faire en sorte que les absorptions générées par des objets passant à ces distances, avec la même inclinaison, soient semblables, ce n'est plus le cas à moins de 10 R_* . Il est donc tout à fait logique qu'un objet passant à une faible distance de l'étoile, tout en gardant la même inclinaison, produise un événement à plus haute vitesse.
3. Lorsque l'objet est plus proche de l'étoile, la pression de radiation sur les ions est plus grande. Les ions métalliques sont donc soumis à des actions mécaniques plus importantes, ce qui a pour effet d'accroître la dispersion de vitesse du milieu. Ajouté à l'agitation thermique, évidemment plus forte lorsqu'on est plus proche de l'étoile, tout ceci ne peut que contribuer à l'apparition de composantes plus étalées spectralement, comme celle de la figure 2.5.

Nous avons donc simulé le passage d'un objet ayant un périhélie de 5 R_* , et la même inclinaison que dans la simulation de la figure 4.5, c'est à dire -150° . Par rapport à cette même simulation, nous avons également multiplié les taux de production par 4. Le résultat (figure 4.16) montre la formation d'une composante comparable à celle de la figure 2.5 qui nous intéresse [7].

4.9 Conséquences des dernières observations

Il est remarquable que ces données apparemment fort différentes des premières aient été reproduites par le même modèle, qui plus est après des modifications extrêmement mineures qui rentrent dans le cadre du modèle lui-même. Ceci renforce de manière évidente sa validité.

De plus, les données de décembre 1989 montrent bien deux composantes que l'on attribue à des objets situés sur des orbites certes différentes, mais ayant la même inclinaison Φ par rapport à la ligne de visée, ce qui accrédite l'hypothèse selon laquelle tous les objets qui tombent à une même période ont des orbites avec des inclinaisons similaires.

Les mêmes données montrent par ailleurs que l'on peut avoir au même moment *deux* objets différents devant la ligne de visée, les deux composantes observées dans la figure 2.5 ne pouvant provenir du même objet. Nous avons donc là une confirmation directe de ce que nous avons supposé. On peut également remarquer que durant les observations de décembre 1989, des composantes ont été clairement vues durer plusieurs jours dans les raies de Ca II. Ceci ne s'explique que par la présence continue de plusieurs objets devant la ligne de visée.

Enfin, ces données constituent des contraintes très fortes au modèle de planète perturbatrice dans le disque. Le changement en deux mois de 20 km s^{-1} des composantes "normales" entre octobre et décembre 1989 s'explique par un changement de 20° de l'axe des orbites. Dans le cadre de notre modèle, on peut évidemment relier cela à une rotation de la planète sur son orbite. Ceci placerait l'hypothétique planète à quelques unités astronomiques de l'étoile.

Le problème, et il est de taille, est qu'on a à ce stade de l'étude aucune explication concernant l'énorme variation en l'espace de quelques années, voire quelques mois dans la fréquence des événements. Tout modèle global se doit d'expliquer ces phénomènes.

4.10 Article

On trouvera ici un article, publié dans *Astronomy and Astrophysics* en 1990, qui décrit les simulations présentées dans ce chapitre. On pourra également consulter l'article XI reproduit à la fin du chapitre 2, qui fait état des simulations concernant les plus récentes observations.

The β Pictoris circumstellar disk

X. Numerical simulations of infalling evaporating bodies*

H. Beust¹, A.M. Lagrange-Henri^{1,2}, A. Vidal-Madjar¹, and R. Ferlet¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis, boulevard Arago, F-75014 Paris, France

² European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-8046 Garching bei München, Federal Republic of Germany

Received November 23, 1989; accepted February 13, 1990

Abstract. The temporal variations in some metallic absorption lines of β Pic's spectrum had been already interpreted as the result of the infall of small evaporating cometary-like bodies onto the star. To check this scenario, a model of such an evaporation has been developed, and subsequent numerical simulations have been carried out. This theoretical work has highlighted that the suggested scenario reproduces fairly well the observations, even the drastic difference between the behaviour of Ca II lines on the one hand, and Al III and Mg II ones on the other hand, which is mainly due to radiation pressure acting differently on these ions. Assumptions on the evaporation's characteristics and especially on the orbits followed by the infalling bodies have been deduced from the simulation. These geometrical results lead us to think that the infalling objects may come into the star's vicinity from a precise direction. These rather frequent infalls could be then interpreted as the result of the perturbing action of an eventual planetary or proto-planetary body present in the disk on a large amount of small passing-by bodies. Such an hypothesis has to be more precisely studied, but we have here a first global (but simple) possible view of the inner part of β Pic's protoplanetary system.

Key words: stars: β Pic – stars: circumstellar matter – comets

1. Introduction

Since the discovery of an infrared excess by the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) (Aumann et al., 1984), and the first image by Smith and Terrile (1984) of an extended dust disk, seen nearly edge-on, around it, the interest for the southern star β Pictoris (see parameters in Beust et al., 1989, Paper IX) has been growing steadily. The gaseous counterpart of this dust disk has been studied for few years 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; Hobbs et al., 1988, Paper VII) and in the UV (Kondo and Bruhweiler, 1985; Lagrange et al., 1986,

Paper IV; Lagrange-Henri et al., 1987, Paper VI; Lagrange-Henri et al., 1989, Paper VIII).

Ca II observations revealed, apart from a central, stable, ~ 80 mÅ wide circumstellar absorption line, additional variable features in absorption, always redshifted (infall velocity varying between 0 and ~ 50 km s⁻¹), and able to vary on a time scale of few hours (Paper V). Moreover, observations of the infrared triplet line at 8542 Å have shown that all the Ca II features are formed at less than 1 AU from the star (Paper VII).

Repeated observations in the UV with the IUE satellite have pointed out the similar behaviour of some metallic lines, such as Mg II, Fe II and, more surprisingly, Al III. All these lines show temporal variations on time scales of few hours or even less, always in the red wing of the line, but with terminal velocities sometimes reaching 300 or even 400 km s⁻¹ (Papers IV and VI). A recent more extensive study of the Al III doublet at 1862 Å and 1854 Å has shown that these lines present multicomponent structures at different velocities, sometimes saturated (Paper VIII).

All these sporadic events have been related to the infall towards the star of small cometary-like bodies, able to evaporate gas when close enough to the star and therefore to produce the observed variable features (Paper VI). This scenario has been reinforced by subsequent observations of the Al III doublet (Paper VIII), and by theoretical considerations about the motion of metallic ions in the coma of a cometary-like infalling body (Paper IX), which provides a first explanation for the differences between the behaviour (i.e. the terminal velocities) of Al III and Mg II lines on the one hand, and Ca II ones on the other hand. The main difference is due to radiation pressure which is much more important on Ca II ions than on others.

The purpose of this paper is to continue the modeling of Paper IX. Two-dimensional numerical simulations of the infall of an evaporating solid body, approaching the star at less than ~ 30 stellar radii have been carried out to check Paper IX's hypothesis, and refine the model. Once given the orbit and the evaporation characteristics of the body, the absorption of its gaseous cloud is computed and reproduced in a synthetic spectrum which must be compared to the observed ones. In Sect. 2, we describe in detail the model itself, with all its assumptions and explaining its goal and its limitations. In Sect. 3, we make a brief review of the range in which we justify the choices of the parameters for the simulation, and Sect. 4 presents computational results for Ca II and the conclusions which modify a bit Paper IX's ones. The corresponding results for Mg II and Al III are presented in Sect. 5

Send offprint requests to: H. Beust

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

and compared to the observations. The conclusions are given in Sect. 6, while the remaining questions and the new research fields concerning β Pic are presented in Sect. 7.

2. The model

2.1. General features

The first hypothesis of the simulation is the presence of an infalling body, producing dust at a given rate. This dust is supposed to be totally evaporated when close enough to the star, and to produce the expected metallic ions. These are followed individually, their motion's equation being numerically integrated with a time step $\Delta t = 30$ s. Finally, the absorption effect of these ions is calculated, and presented on a synthetic spectrum.

2.2. The infalling bodies

The infalling bodies, treated as points, are assumed to come from the circumstellar disk itself, i.e. quite far from the star, and thus we can easily take their orbits as parabolic ones, when they move at few stellar radii.

Since the simulation is two-dimensional, orbits are determined by only two parameters:

1. The perihelion (q).
2. The angle between the axis of the orbit and the line of sight (Φ).

These two parameters are chosen at the beginning of the simulation.

2.3. The dust

The dust production is assumed isotropic from the nucleus of the body. This might be different, as far as we can judge from the Giotto images of the nucleus of comet Halley (Keller et al., 1987). However, at the present level of approximation, it can be safely taken as isotropic.

Three general parameters characterize the dust production:

1. The mass loss rate (for dust) of the infalling body, which is taken constant for simplicity.
2. The ejection velocity of dust particles, assumed equal to 1 km s^{-1} . The choice of this value has already been discussed in Paper IX. It is estimated from in situ measurements of comet Halley (Lämmerzahl et al., 1987).
3. The size of the dust particles, all supposed spherical and equal in size for simplicity, i.e. their initial radius s_0 .

Once these parameters have been chosen, one must describe the way the dust particles are sublimated, and produce the metallic ions. Following a model described by Lamy (1974), the maximum rate of evaporation for a grain exposed to vacuum per unit of surface is:

$$Z = \frac{p}{\sqrt{2\pi\mu kT}}, \quad (1)$$

where

- p is the vapor pressure,
- k is Boltzmann's constant,
- T is the temperature,
- μ is the mean molecular or atomic mass (in kg).

This theoretical rate is an upper limit and has to be multiplied by a factor $\alpha < 1$. We adopt $\alpha = 0.7$ (Lamy, 1974). We can define the

decrease of the radius of the grain:

$$\left| \frac{ds}{dt} \right| = \frac{\mu Z}{\delta} = \frac{zp}{\delta \sqrt{2\pi kT}}, \quad (2)$$

where δ is the density of the material. The lifetime of the grain can be then written:

$$r = \frac{s_0}{|ds/dt|} = \frac{s_0 \delta}{zp} \sqrt{\frac{2\pi kT}{\mu}}. \quad (3)$$

We then evaluate the vapor pressure p , which is a function of the temperature. Following always Lamy (1974, 1989), we adopted the value determined experimentally by Centolanzi and Chapman (1966), between 1700 and 3000° K. for tektite glass (other materials have similar laws):

$$\log p (\text{Tor}) = 10.915 - \frac{24928.3}{T} \quad (4)$$

At a distance r from the star, the temperature is simply:

$$T(r) = T_{\text{eff}} \sqrt{\frac{r_*}{r}} \quad (L = 4\pi r^2 \sigma T^4 = \text{const.}) \quad (5)$$

This is true only if the medium is optically thin. Due to opacity, the lifetime of grains can be larger. Evaluating the opacity is not easy, since it depends on the location, the number, and the size of the grains, this last parameter being itself a complicate function of opacity. However, we can derive an upper limit to this opacity, by carrying out the calculation assuming that the grains are not sublimated.

Let us thus consider that the nucleus releases spherical dust particles of radius s_0 , and outflow velocity v_e , at a mass rate \dot{M} . The density (cm^{-3}) of dust particles at a distance x from the nucleus is therefore:

$$n = \frac{\dot{M}}{\frac{4}{3}\pi s_0^3 \delta} \frac{1}{4\pi x^2 v_e} = \frac{3\dot{M}}{16\pi^2 s_0^3 \delta x^2 v_e}. \quad (6)$$

The optical depth τ along the z -axis (see Fig. 1) can be calculated by

$$d\tau = n\pi s_0^2 dz = \frac{3\dot{M}}{16\pi s_0 \delta x^2 v_e} dz, \quad (7)$$

the cross-section of the grains being taken equal to πs_0^2 . After some

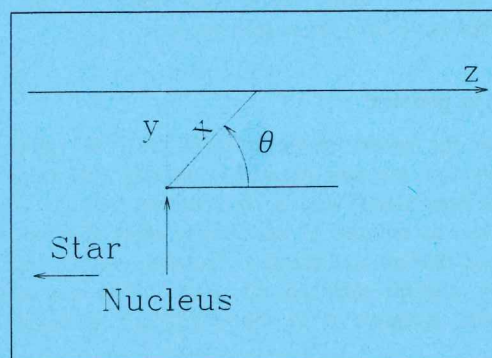


Fig. 1. Parameters used to calculate opacity

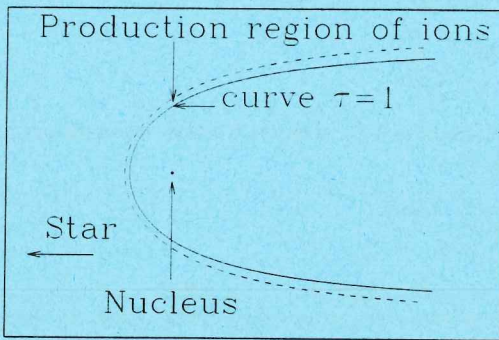


Fig. 2. Geometry of the region where the metallic ions are supposed to appear

algebra, we obtain:

$$d\tau = -\frac{3\dot{M}}{16\pi s_0 \delta v_e} \frac{d\theta}{y} z, \quad (8)$$

which can be integrated as

$$\tau = \frac{3\dot{M}}{16\pi s_0 \delta v_e} \frac{\pi - \theta}{y} = \frac{3\dot{M}}{16\pi s_0 \delta v_e} \frac{1}{x} \frac{\pi - \theta}{\sin \theta}. \quad (9)$$

This value is an upper limit, which gives an idea of the importance of opacity, and thus the transversal size of the region of metallic ions production.

In the numerical simulation, a fixed number (40) of new metallic ions are injected every 1000 s. Each of these ions is naturally intended to represent many other ones (the ratio depends on \dot{M}). The curve $\tau=1$ and the lifetime of grains are calculated. Since dust particles are supposed to begin to evaporate as soon as $\tau \leq 1$, metallic ions are able to appear randomly between two curves which shapes are represented in Fig. 2.

2.4. The motion of metallic ions

Once the metallic ions have been injected, their motion is numerically integrated. The following interactions are applied to the ions.

2.4.1. Gravitation

It is implicitly considered since the frame in which the motion is calculated is bound to the infalling body. However, when very close to the star (≤ 5 stellar radii), tidal effects can become important. They have been taken into account.

2.4.2. Radiation pressure

It depends on the nature of the metallic ion. The values of the ratio *radiation pressure/gravitation* already calculated in Paper IX have been used (Table 1). Nevertheless, for a given ion, this pressure can be reduced by the opacity effect of other ions moving between that ion and the star. Therefore, we calculate at each time step, and for each ion, the optical depth due to the other ions, and integrate it in the calculation of radiation pressure.

The computation of this "self-opacity" effect of the metallic ion cloud is one of the most computer time consuming. However,

Table 1. Values of the ratio *radiation pressure/gravitation* for different ions (Paper IX)

Element	Ratio
Ca II	77.2
Al III	7.76
Mg II	4.45

we have checked that it is necessary (see also Fig. 4). The problem has been solved using a grid (in spatial and velocity dimensions) of chained lists of ions, each list representing ions moving at the same velocity ($\pm 1 \text{ km s}^{-1}$) and on the same part of the line of sight ($\pm 0.01 R_*$). These values represent the discretization steps of the simulation.

2.4.3. Collisions

The collision effects between metallic ions and neutral hydrogen atoms have been described in Paper IX. The same model has been applied, apart from the fact that we have now considered the surrounding gas as being made of dissociated water ($2\text{H} + \text{O}$, 80%), and CO (20%), values suggested by Festou (1988). This slightly changes the expression of the decelerating force calculated in Paper IX:

$$f = -kv \quad (10)$$

with

$$k = n\pi \sqrt{\frac{4\mu\alpha q^2}{4\pi\epsilon_0}} \quad (11)$$

where

- q is the ionic charge,
- α is the polarizability of the considered atom or molecule,
- μ is the reduced mass.

The shape of the law of gas production as a function of stellar distance $z(r)$ has already been discussed in Paper IX. Following Festou (private communication, 1988), it has been taken as:

$$\begin{aligned} -z=0 & \text{ for } r > 3 \text{ AU}, \\ -z \propto r^{-3.5} & \text{ for } 3 \text{ AU} > r > 1.5 \text{ AU}, \\ -z \propto r^{-2} & \text{ for } 1.5 \text{ AU} > r > 0.3 \text{ AU}, \\ -z = \text{const.} & \text{ for } 0.3 \text{ AU} > r. \end{aligned}$$

Therefore, the whole law is determined by one value of $z(r)$, at 1 AU from the star. This is a parameter of the simulation.

Collisions between ions and dust particles have also been taken into account. The mean free path $l = 1/n\pi s^2$ of an ion relative to grains of radius s is usually long, but may become relatively small (i.e. ≤ 0.1 stellar radius) close enough to the nucleus. In the simulation, the free path of this ion is simply cumulated at each time step and compared to the theoretical mean free path. When a collision is supposed to occur, the ion is reflected randomly with the same velocity, assuming that the dust particles are not perturbed by the collisions. This is justified, since their mass is usually likely much larger than the ion's.

2.4.4. Coriolis force and other effect

The main result of these effects, due to our choice of reference frame, is a curvature of the tail of metallic ions. However, these forces remain small when compared to radiation pressure, which is large, especially for Ca II. Only very close to the star (≤ 5 stellar radii), do they become important.

2.5. Geometrical assumptions

To spare computing time, the whole simulation is two-dimensional. This naturally leads to a few hypothesis on the geometry of the phenomenon.

The line of sight is supposed to be in the plane of the orbit. This is not a very restricting hypothesis, since β Pic's disk is seen nearly edge-on. The infalling bodies come probably from the disk, and therefore have orbits included in its plane. Moreover, the part of these orbits of interest here is only the last one, i.e. when the body is close to the star (≤ 30 stellar radii). At these stellar distances, a small angular difference between the line of sight and the orbit's plane has only a small effect.

The geometry of the metallic ion tail has to be specified. One could simply assume an axisymmetrical geometry around the axis nucleus-star. However, when very close to the star, curvature effects of the ion tail change drastically this simple geometry. Then, two cases have been considered for this computation:

— An ion is found at less than one stellar radius from this axis nucleus-star. An axisymmetrical geometry is then assumed, and the ion is supposed to represent a ring perpendicular to this axis.

— An ion is found at more than one stellar radius from this axis. It is then supposed to be part of the curved tail, and an hypothesis about the vertical extent of this tail has to be introduced. For continuity with the axisymmetric part of the tail, a constant value z_{\max} equal to the maximum radial extent (i.e. from the axis) of this last part is retained. Therefore, the ion is supposed to represent ions at the same place, but with a z -coordinate between $-z_{\max}$ and z_{\max} , and therefore able to absorb more flux, due to a larger projected size on the stellar surface.

3. The choice of the parameters

3.1. The gas production rate

The results presented in Paper IX have already shown that the required values of gas production rate are usually higher than measured ones in the solar system. We here again choose similar values. Values between $\approx 10^{33}$ and $\approx 10^{34}$ atoms s^{-1} for $z(r)$ at 1 AU from the star have been checked. We recall here that these high values are partly explained by the more energetic and intensive flux of β Pic with respect to the Sun, and by the fact that the infalling bodies are probably non-periodic (Paper IX).

3.2. The size of the dust grains

As already mentioned in Sect. 2, the released dust grains are all supposed to be the same size, which is a parameter of the model. Cometary grains have usually size of the order of few μm , [$\approx 1 - 100 \mu m$, from in situ measurements of comet Halley (McDonnell et al., 1987)]. In a first step, we take $s_0 = 1 \mu m$ for the radius of the grains.

3.3. The dust production rate

The dust production rate \dot{M} is supposed to be constant. This parameter has two effects in the simulation. First, the calculation of opacity due to grains depends highly on \dot{M} (see Eq. 9), and second, the number of metallic ions depends naturally on \dot{M} , via the chemical composition of grains. Deduced from Jeßberger et al. (1987), we chose the following approximate mass fraction: 0.01 for Ca, 0.1 for Mg, and 0.01 for Al. In the model of the previous section, once adopted a density $\delta = 2 \text{ g cm}^{-3}$ and the value $s_0 = 1 \mu m$, one can calculate the size of the region where $\tau \geq 1$. If this region was large enough when compared to the stellar cross-section, its absorption effect should affect not only the spectroscopic lines but also the whole stellar continuum, and so the magnitude of the star should decrease temporarily at least by $10^0 \alpha$. Such variations in the magnitude of the star have never been observed. It can then be stressed that the optically thick region is small relative to the star. We can then put the following constraint:

$$\dot{M}(\text{dust}) \leq 10^{10} \text{ kg s}^{-1}. \quad (12)$$

On the other hand, the value we choose for $\dot{M}(\text{dust})$ has to be related to the gas production rate. The in situ measured rate in comet Halley ($1.5 \cdot 10^3 \text{ kg s}^{-1}$, Edenhofer et al., 1987) should be much smaller than our expected one. Indeed, as pointed out by Keller (1989), the dust to gas ratio in mass in comets has been increased from previous models, and this ratio is now regarded as quite close to 1. Assuming this is the case and the values $10^{33} - 10^{34} \text{ s}^{-1}$ for the gas production rate are correct, one can deduce the following range for the dust production rate:

$$10^7 \text{ kg s}^{-1} \leq \dot{M}(\text{dust}) \leq 5 \cdot 10^8 \text{ kg s}^{-1}, \quad (13)$$

which is compatible with our previous constraint.

3.4. The outflow velocity

As already pointed out in Paper IX, the ejection velocity of material from the nucleus is typically 1 km s^{-1} . This value can be taken as an outflow velocity for dust and molecules like H_2O and CO. However, the water molecules are rapidly photodissociated by the stellar flux, and the resulting velocity of H (and O) atoms can be different. Outflow velocities for H had been measured for comet Bennett by Blamont et al. (1973) showing that they are of the order of $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$. We can therefore expect the outflow velocity of H atoms produced by photodissociation to be of the same order, a value clearly larger than the ejection velocity from the nucleus.

3.5. The orbits of infalling bodies

This last aspect of the initial parameters of the simulation is more controversial. All we can say is that the infalling bodies frequently have very close approaches to the star (less than few stellar radii). This is why we have assumed their orbits as parabolic. But the choice of the two remaining parameters (Sect. 2.2) cannot be guessed arbitrarily. Therefore we checked different kind of orbits. The only condition is that the orbit has to intercept the line of sight to allow the production of absorption features.

Moreover, it could be suggested that the observations correspond to bodies passing through the line of sight before having

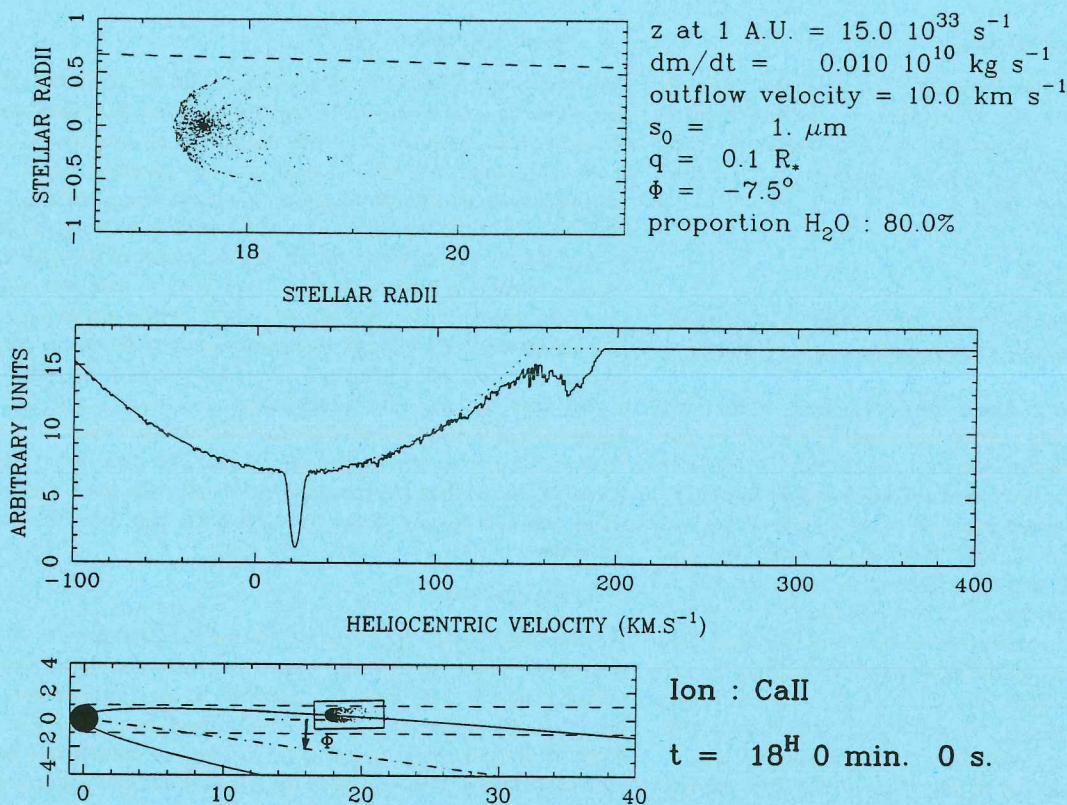


Fig. 3. Plots of the simulation after 18 hours, for an orbit very close to a simple infall. The first plot shows a two-dimensional view of the Ca II cloud around the nucleus. Each single dot is one numerically followed ion. The second plot is the synthetic spectrum. The rotationally broadened stellar line and the sharp central circumstellar absorption are constant data. The latter one is centered at 22 km s^{-1} heliocentric velocity (Paper II). The third plot sketches the general situation, with the orbit, the star, and the line of sight (the two dashed lines). The box around the nucleus and the Ca II cloud represents the limits of the first plot. All orbits are followed in the direct sense (this is an arbitrary choice). All this description is valid for all other similar plots. One can note here an additional absorption component, but around a too high infall velocity ($\approx 180 \text{ km s}^{-1}$)

reached their perihelion, rather than after. Indeed, a body moving at a given stellar distance after its perihelion has been evaporating for a longer time than another one moving at the same distance, but before its perihelion. The first body may then already be completely destroyed before reaching (for the second time) the considered stellar distance, while it could not be the case for the second one. Subsequently, only the second one would provide observable features.

In Paper IX, bodies were assumed to fall to the star on the line of sight. That was naturally an oversimplification of the problem. As we will see, the present results slightly modify the conclusions of Paper IX.

4. Results for Ca II ions

4.1. Application of Paper IX's model

The main problem concerning Ca II ions is to obtain absorption components at infall velocities between 0 and 40 km s^{-1} , i.e. at a much lower velocity than the free fall velocity at the considered stellar distances (e.g. 123 km s^{-1} at $30R_*$). As widely developed in Paper IX, the combined effects of radiation pressure and collisions allow a Ca II ion to reach a limiting velocity which can easily be compared with the required one, for a given set of initial values of the model corresponding to those described in Sect. 3.

However, as shown in Paper IX, these "static" considerations are not able to explain the formation of deep absorption components at a precise velocity, since the limiting velocity calculated in the model is a function of the density of the surrounding material the ion is moving in, which depends highly on the distance to the nucleus.

We thus first carried out the simulation with orbits very close to a simple infall onto the star along the line of sight (e.g. $q=0.1 R_*$ and $\Phi = -7.5^\circ$) (see Fig. 3). With $s_0 = 1 \mu\text{m}$, the lifetime of a grain is very short (e.g. 24 min. at $25 R_*$), which implies that the metallic ions appear roughly on the surface $\tau=1$, which is rather close to the nucleus. The high density of hydrogen in the inner coma prevents them for being immediately blown away by radiation pressure, so they begin to expand radially around the nucleus. When sufficiently far away, the decreasing hydrogen density is not important enough to overcome radiation pressure, and the Ca II ions begin to move into the "antistar" direction, with respect to the nucleus. The result is the formation of a parabolic-like front of metallic ions around the nucleus.

In the synthetic spectrum, an additional deep component shows up around a velocity close to the free fall one. This component should be surely detectable in a real spectrum, but the infall velocity does not match the observations. However, at a given time, we have chosen a set of ions and compared their velocities with the limiting velocities deduced from the model (see

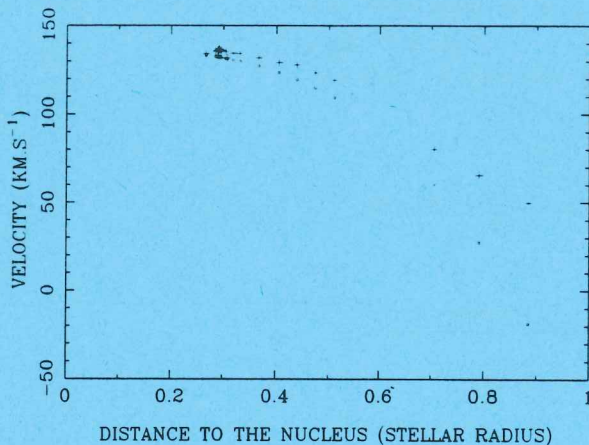


Fig. 4. Comparison between velocities at a given time of the present simulation (crosses) and those derived in the same situation from Paper IX's model (circles) for a small set of ions, at different distances to the nucleus. The correlation is quite good. The remaining difference towards larger distances is due to self-opacity effects and to collisions with dust grains

Fig. 4). The correlation is quite good, and suggests that Paper IX's model is still valid. Nevertheless, the only significant component is at the free fall velocity, and is due to the accumulation of ions stopped by radiation pressure in front of the nucleus. It is then obvious that, with respect to Paper IX's model, something is missing to explain the formation of the components. Even by modifying parameters such as dust production, gas production, etc. . . ., the net result is only changes in the depth of the absorption component, which sometimes disappears. But, in any case, no significant component has been found at a velocity different from the free fall one.

4.2. The decisive simulation

The only way out was to modify the orbits themselves. Since components were only appearing at the free fall velocity, it was then necessary to modify the free fall velocity itself, or more precisely its projection on the line of sight. More precisely, the observed bodies might not fall exactly on to the star along the line of sight, but intercept it, at a given inclination and velocity, which projection would give us the expected 40 km s^{-1} . This, in fact, is a more realistic hypothesis! We then tried to find sets of orbital parameters (q, Φ) able to reproduce the Ca II observations.

4.2.1. Finding the suitable orbit

We first had to modify the value of the inclination Φ , to prevent the infalling body from moving along the line of sight. Then, the perihelion had to be increased to allow the orbit to cross the line of sight not too close to the star. This empiric search has led to a quite narrow range in Φ for the suitable orbits:

$$\Phi \simeq -150^\circ \pm 10, \quad (14)$$

while the acceptable range for the perihelion was less sharp. As an example, Figs. 5–9 show the simulation for $\Phi = -150^\circ$ and $q = 23.5 R_*$. At $t = 18^{\text{h}}$ (Fig. 5), the Ca II cloud begins to cross the line of sight. No additional feature is detected in the synthetic

spectrum. At $t = 19^{\text{h}30^{\text{m}}}$, a weak component begins to appear (Fig. 6). At $t = 21^{\text{h}}$, the body is exactly crossing the line of sight (Fig. 7), and an absorption is clearly detected at an infall velocity between 0 and $\simeq 40 \text{ km s}^{-1}$. At $t = 22^{\text{h}30^{\text{m}}}$, the same component is still present (Fig. 8). At $t = 24^{\text{h}30^{\text{m}}}$, the body begins to go out of the line of sight and the component disappears (Fig. 9). Finally, we can say that a detectable component is present between $t = 19^{\text{h}30^{\text{m}}}$ and $t = 23^{\text{h}30^{\text{m}}}$. Two conclusions can be drawn:

1. The observations are fairly well reproduced (see Paper V, spectrum taken January 11, 1986).

2. The duration of the phenomenon is acceptable, although it is rather small when compared to the observations performed in January 1986. The phenomenon described here is clearly detectable during four hours. The time duration of the observed events seem to be clearly larger by at least a factor 2.

4.2.2. Checking other orbits

One remarkable fact of our empiric search of suitable orbits is the narrow acceptable range for $\Phi (\simeq -150^\circ \pm 10)$. For a given perihelion, a choice of e.g. $\Phi \sim -100^\circ$ gives absorption components at higher infall velocities, while large absolute values of $\Phi (\sim -180^\circ)$ lead to absorption components at lower velocities, which frequently disappear in the central circumstellar absorption line.

Concerning the perihelion, we show in Figs. 7, 10 and 11 the results for $\Phi = -150^\circ$ and $q = 25, 18$, and $7 R_*$ respectively, at the time the infalling body crosses the line of sight, i.e. when the expected absorption should be the strongest. Results for $q = 18 R_*$ are still compatible with the observations, but those for $7 R_*$ are not.

The latter result is due to a geometrical effect. Let compare the shape of the Ca II parabolic-like front around the nucleus in Figs. 7 and 11. In the second case, the front is much closer to the nucleus, and has therefore a lower projected size on the stellar surface. A smaller part of the stellar flux is intercepted by the cloud, leading to weaker and even undetectable absorption features. That geometrical difference between the two situations is due to radiation pressure, which is 12.5 times stronger at $7 R_*$ than at $25 R_*$, while all non-gravitational forces remain the same. Therefore, when closer to the star, Ca II ions are much more efficiently repelled by radiation pressure, and the resulting front is closer to the nucleus and smaller.

As already suggested in Paper IX, the conclusion is that for Ca II: No absorption feature is detectable at less than $\sim 10\text{--}15 R_*$ from the star.

4.3. Conclusions

Our simulation of infalling evaporating bodies is able to reproduce quite faithfully the observed Ca II sporadic events, inducing some important conditions on the orbits of the bodies:

- It seems that the infalling bodies are coming into the star's vicinity from a precise direction, i.e. $\Phi \simeq -150^\circ$ (or naturally the opposite). This hypothesis has to be checked on Mg II and Al III simulations, and interpreted.

- No Ca II absorption component seems to be produced at less than $\sim 10\text{--}15 R_*$ from the star. As already mentioned in Paper IX, such a geometrical restriction may not exist on Mg II, and Al III, since radiation pressure is in these cases much lower. This should have important consequences on the compared

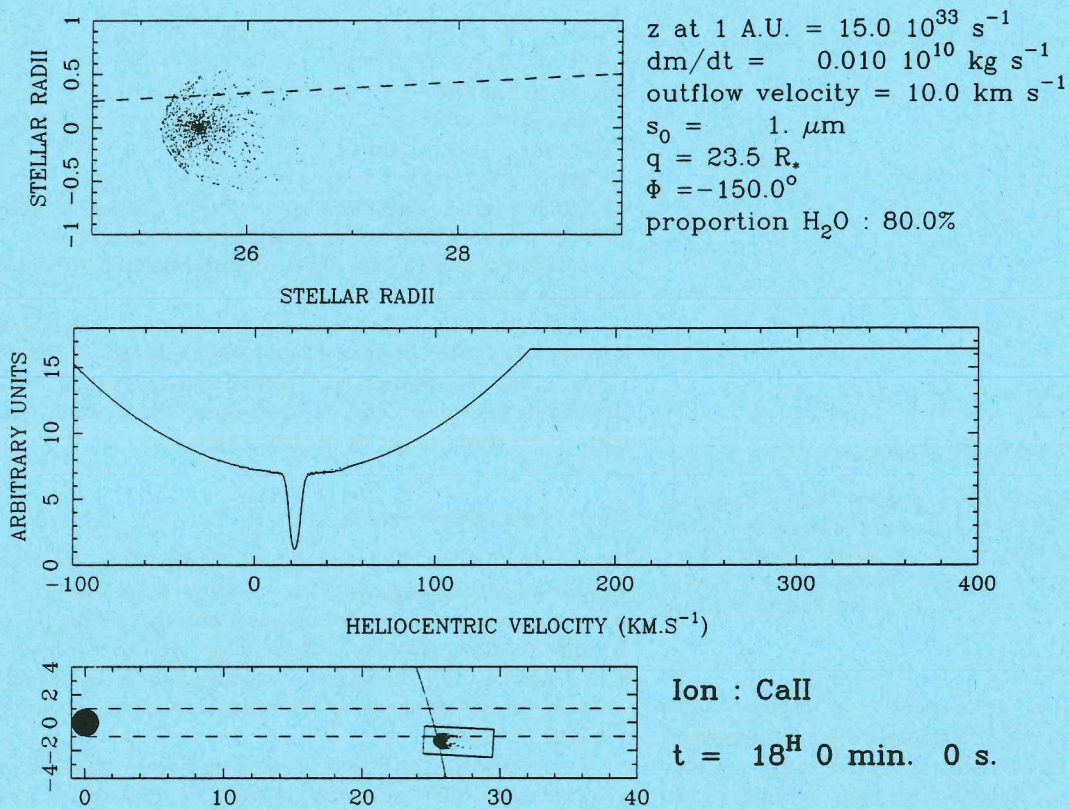


Fig. 5. Same as Fig. 3 but for another orbit. The Ca II cloud begins to intercept the line of sight. No absorption event is yet detected

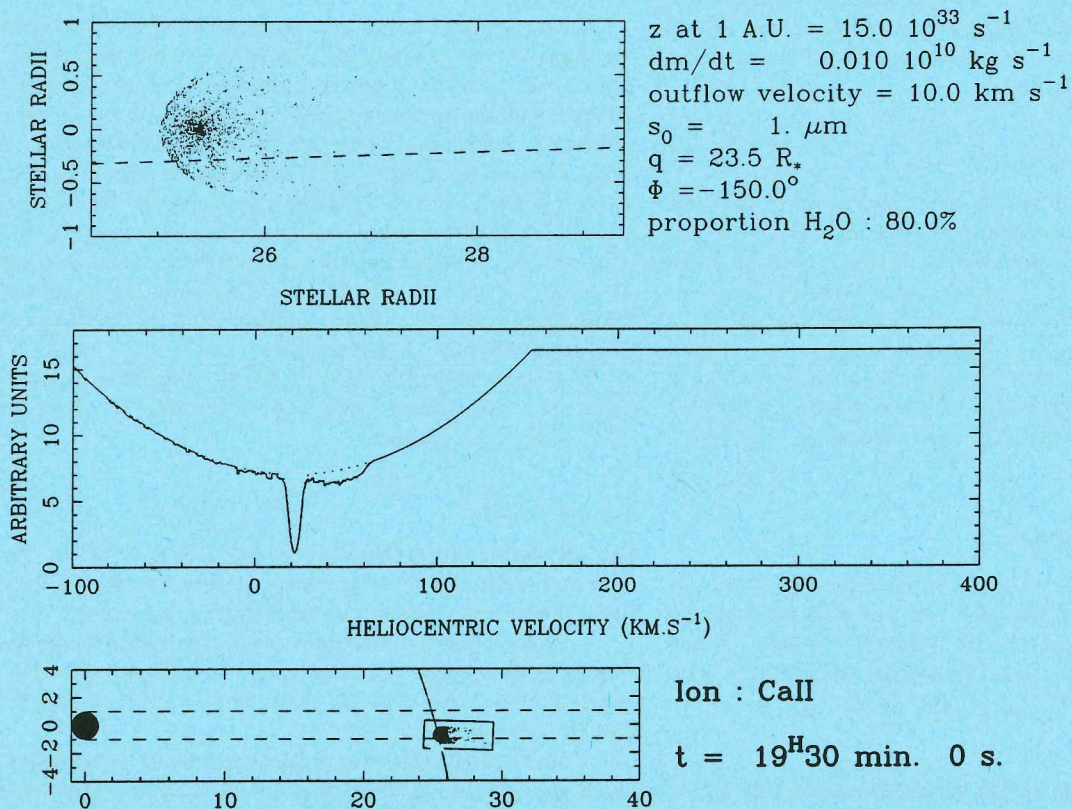


Fig. 6. Same as Fig. 5 but after $19^{\text{h}}30^{\text{m}}$. An absorption begins to appear

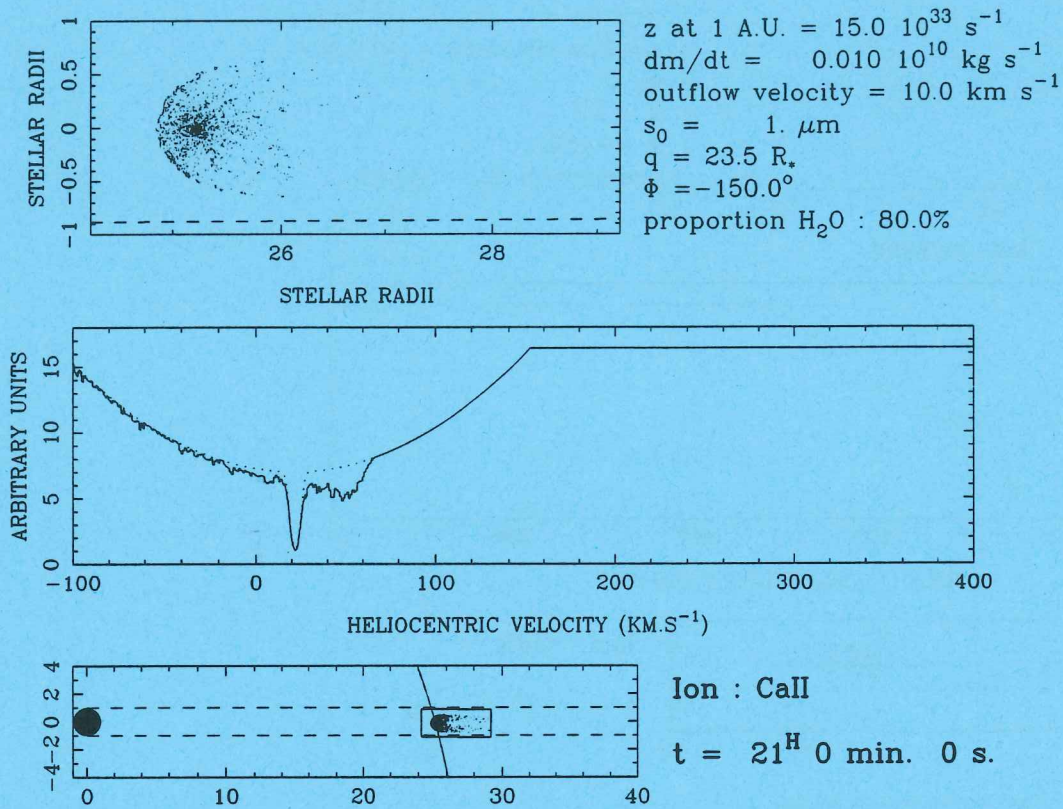


Fig. 7. Same as Fig. 5 but after 21^{h} . An additional absorption component is clearly present

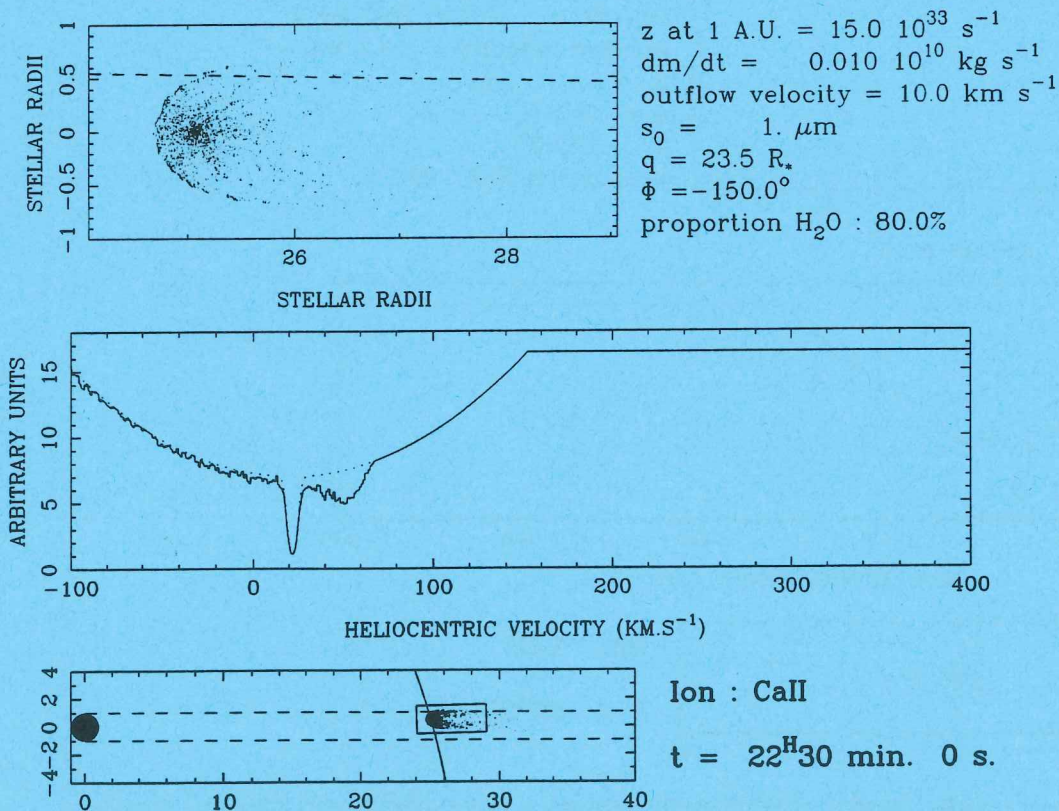


Fig. 8. Same as Fig. 5 but after $22^{\text{h}} 30^{\text{m}}$. The redshifted component present in Fig. 7 is still observed

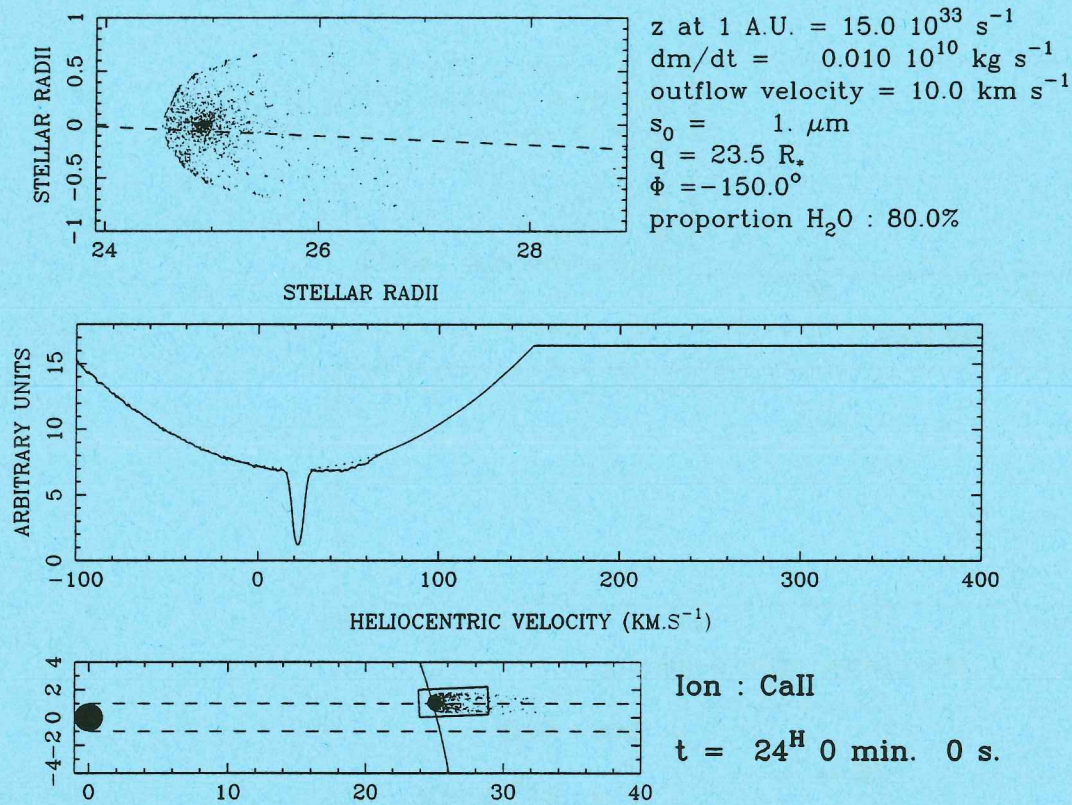


Fig. 9. Same as Fig. 5 but after 24^h. The event is finished

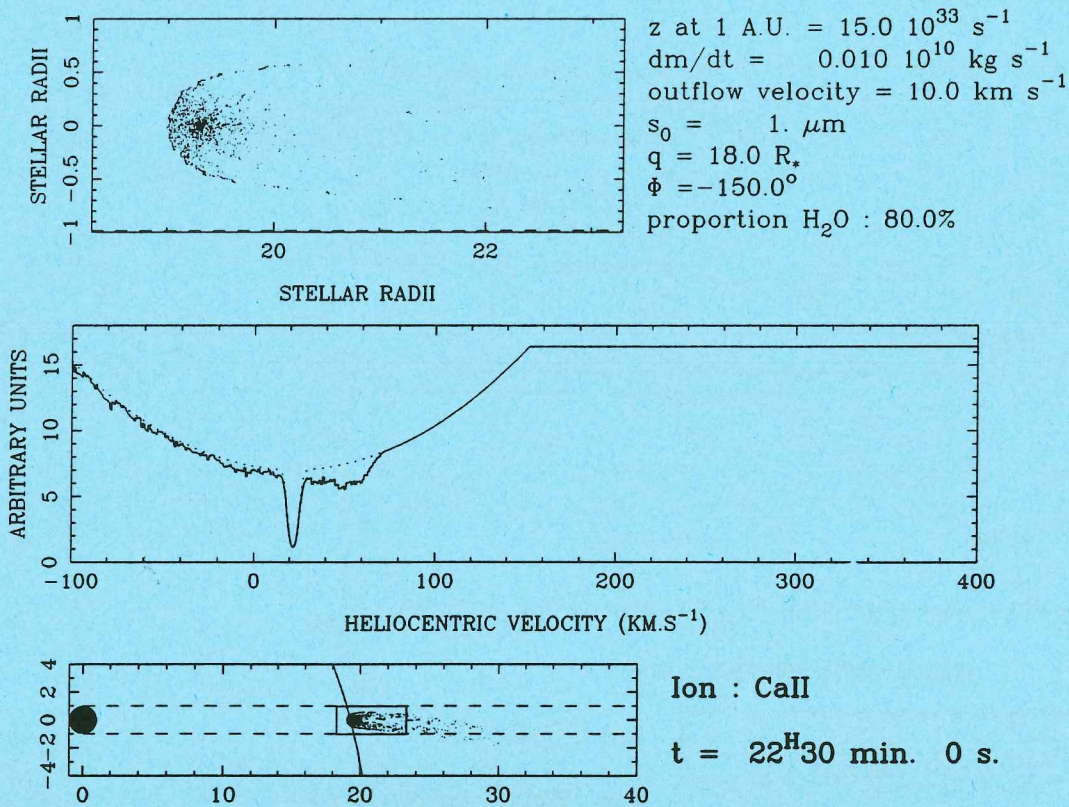


Fig. 10. Same as Fig. 7 but for $q = 18 R_*$. The infalling body has a closer approach to the star. Absorption features are still detected

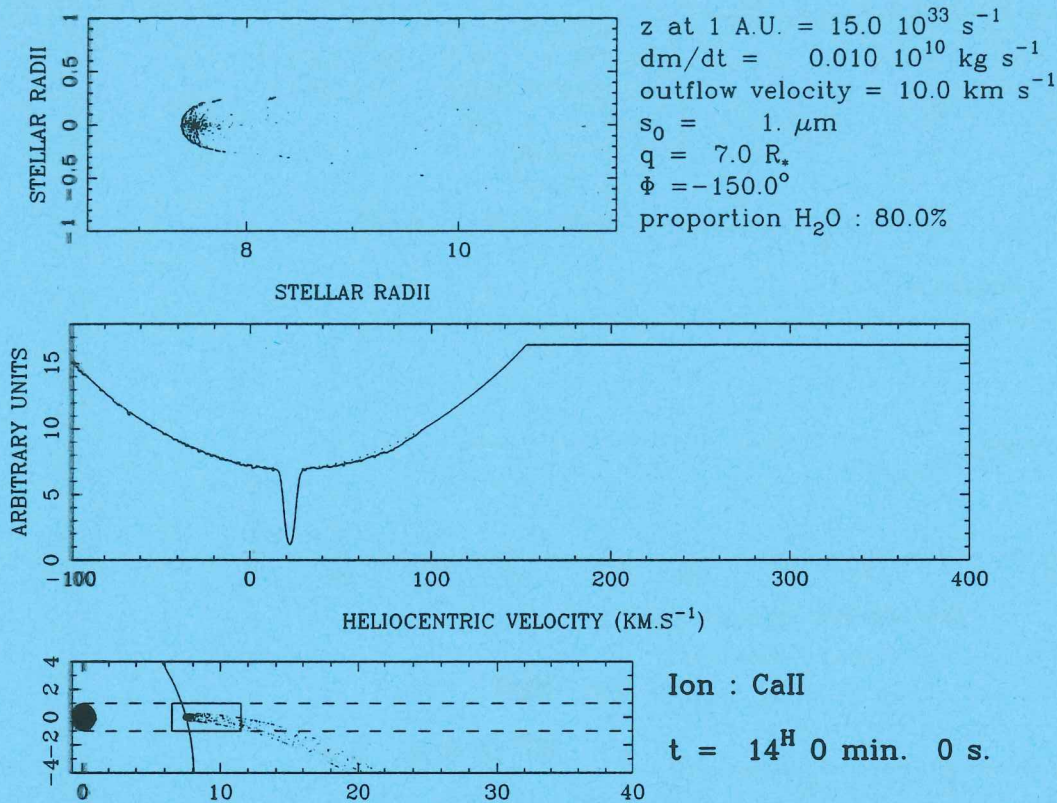


Fig. 11. Same as Fig. 7, but for $q=7 R_*$. The approach is much closer. No additional absorption is detected

frequencies of observable events in Ca II on one hand, Mg II and Al III on the other hand.

5. Results for Mg II and Al III ions

Apart from the fact that the presence of Al III ions is still puzzling, the problem of the variable absorption features in Mg II and Al III lines is very comparable to the Ca II problem. As already mentioned in Paper IX, the main difference is the radiation pressure, which is much larger on Ca II ions than on the others (see Table 1).

Since the observed infall velocities of Mg II and Al III ions reach very high values (300 or 400 km s^{-1}), corresponding to the free fall velocity at only very few stellar radii from the stellar surface, it can be stressed that at least part of the Al III and Mg II observations correspond to much closer approaches to the star than the Ca II observations.

We therefore began to check orbits with very close approaches to the star. We will show only Mg II results; the Al III ones being identical because of similar radiation pressure.

5.1. Describing Mg II simulations

In order to obtain projected velocities between 0 and 300 km s^{-1} , assuming orbits with $\phi = -150^\circ$, the values of the perihelion have to be very small, i.e. less than $\sim 4 R_*$.

Figures 12–14 show at three different times the Mg II simulation, with $q=3 R_*$. Three facts can be raised:

— The obtained absorption components have depth and velocities in the range expected from the observations, but without the two-component structure sometimes observed (Paper VIII). They are highly time-variable.

— The time-scale of the phenomenon (within one hour) is shorter than for Ca II. This is due to the higher velocities of the corresponding bodies on their orbits.

— The curvature effect due to Coriolis force and other similar forces is strong, as already mentioned; the geometry of the tail is quite far from an axisymmetric one.

It has to be noted that the production rate $z(r)$ at 1 AU has been a bit increased (less than a factor 2) with respect to Ca II. This is an empiric result of a large amount of runs: keeping the same value leads to still observable but weaker features in Mg II (or Al III) lines at very few stellar radii from the star (≤ 4), which are not deep enough compared to the observations. The reason is again radiation pressure, which begins to be large enough (even on Mg II) at these small distances to repel efficiently the ions, if collisions can still be neglected.

Such a larger production rate is in fact not very surprising. Our law $z(r)$ is constant for r lower than a given value (0.3 AU). As already discussed in Paper IX, this had been suggested by Festou (1988), taking into account the opacity effect of the evaporated cloud around the nucleus, which was able to intercept a substantial part of the stellar flux at the level of the nucleus, and therefore reduce (or prevent from increasing) the production rate. But for objects reaching very short distances from the star (few stellar radii), these effects should not be able to stop the heating by the intense and increasing stellar flux leading to a new increase

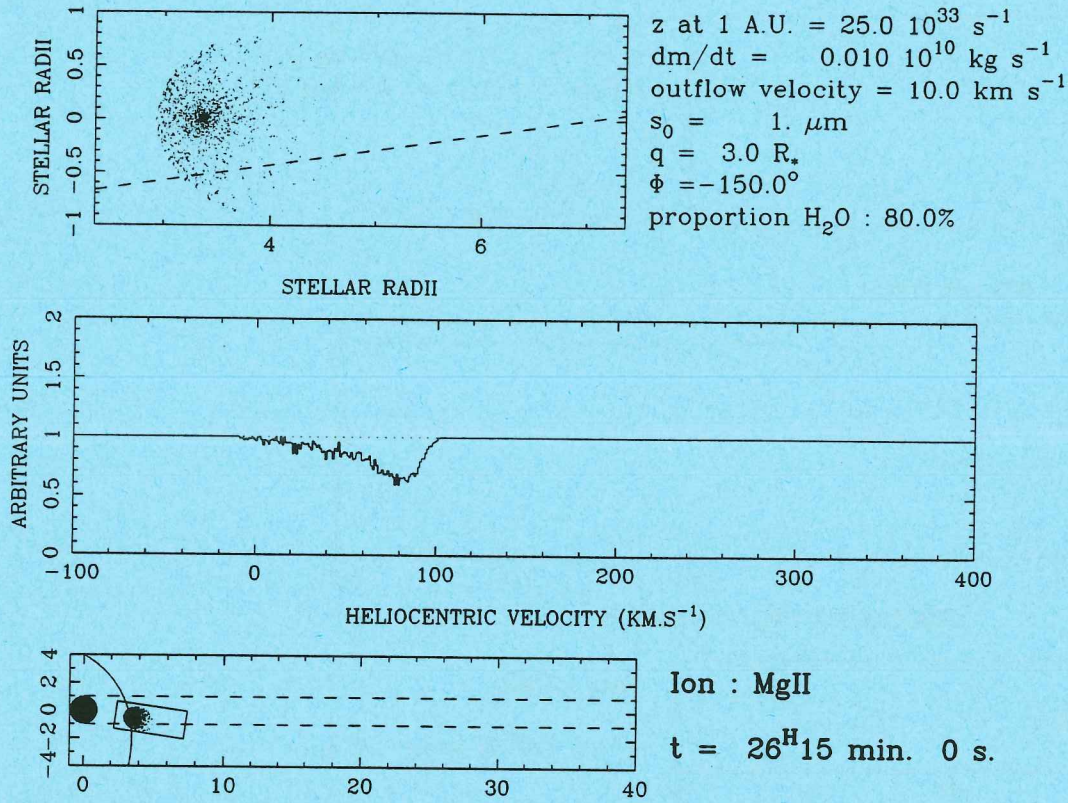


Fig. 12. Same as Fig. 3, but for Mg II. The synthetic the spectrum has been divided by the reference one (i.e. the data spectrum without any additional absorption) to be directly comparable to the observations (see Paper VI). A broad absorption component at $\approx 80 \text{ km s}^{-1}$ is detected

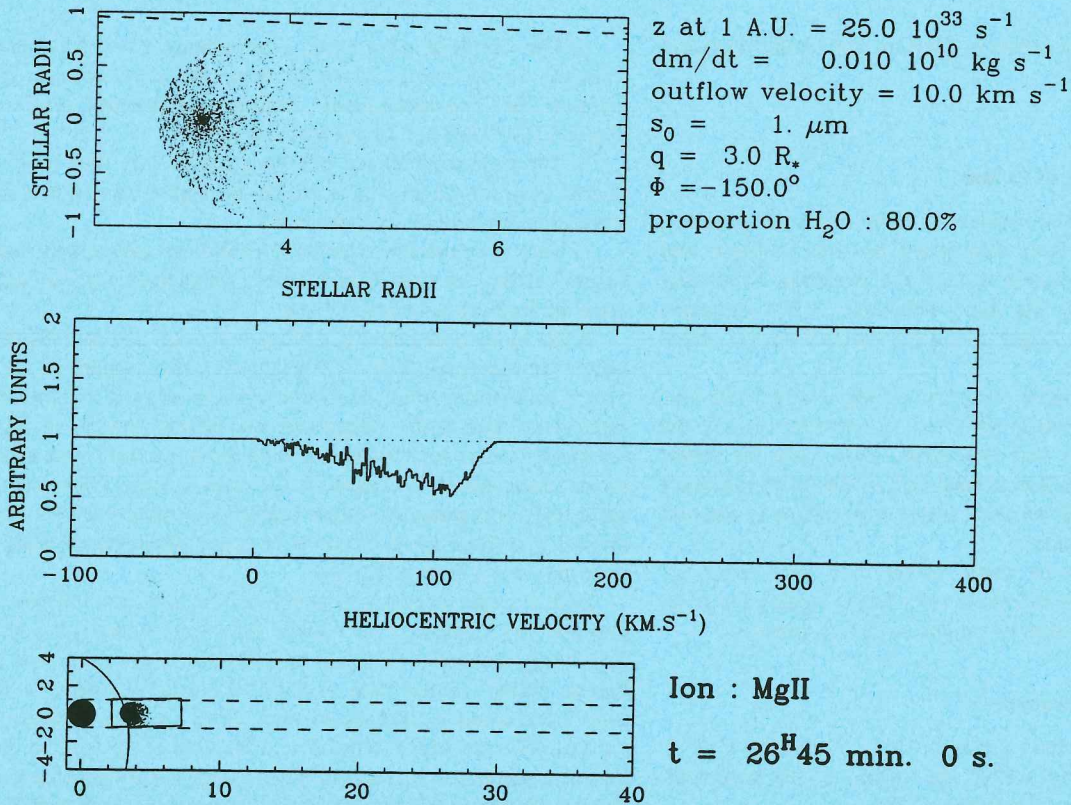


Fig. 13. Same as in Fig. 12, but 30 min later. The cloud is then in front of the line of sight and the redshifted absorption component is stronger and at a higher velocity

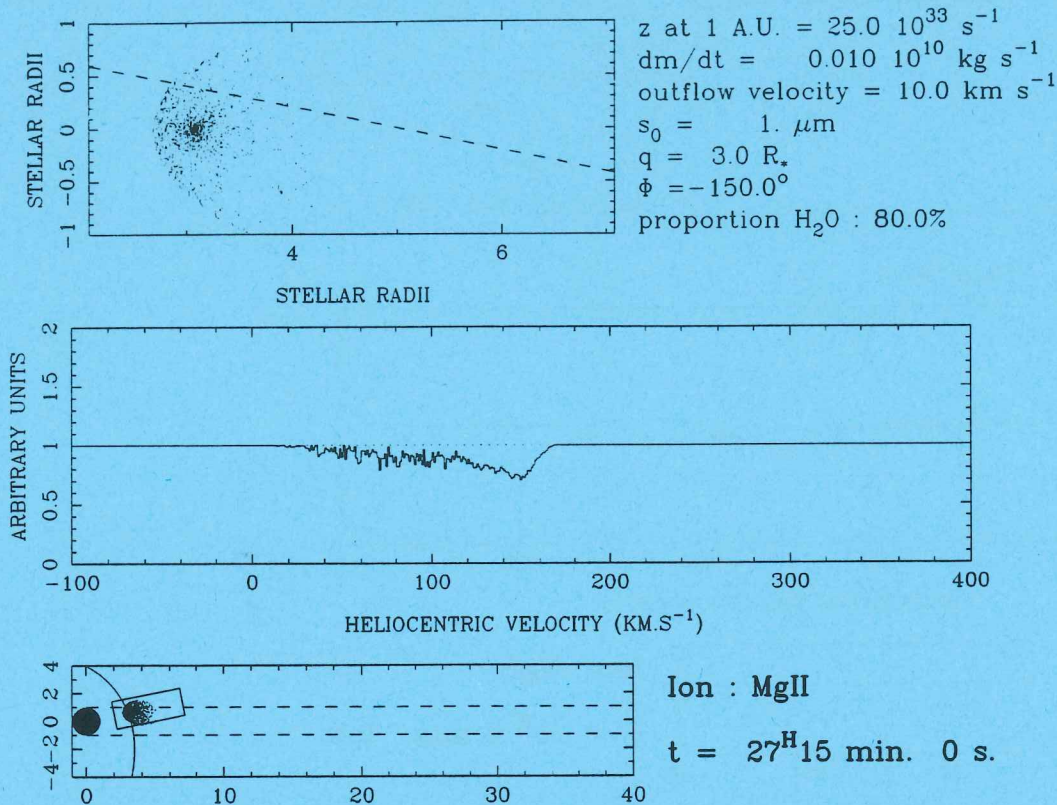


Fig. 14. Same simulation as in Fig. 13, but 30 min later. The redshifted component is weaker, but its velocity has still increased

of the evaporation rate. This is not taken into account in our simple law for $z(r)$. Finding thus larger values of z is still compatible with the Ca II results.

In fact, such a very close approach may destroy the infalling body, or even evaporate it completely. For instance, the observation by Solwind in 1979 of an impacting comet onto the Sun (Michels et al., 1982) shows that, when approaching the photosphere, the comet is completely disrupted, and a wide diffuse emission appears all around the Sun after the impact.

Last, an even closer approach ($q=1.5 R_*$) with a slightly different value of Φ (-135°) is described in Figs. 15 and 16. Absorption features are still present, the observed velocities reach more than 300 km s^{-1} , and the absorption is very rapidly changing. From plots every 15 min, one deduced that an event is present between $t=20^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ and $t=22^{\text{h}} 30^{\text{m}}$. With exactly $\Phi = -150^\circ$ similar results are obtained. The constraint on Φ is now less strong than for Ca II, because the velocity range of both the observations and the simulations is much larger.

5.2. Comparison between the Mg II simulations and conclusions

The absorption features of the closer Mg II run are weaker. This is due to radiation pressure, which effect is stronger when closer to the star. It is also obvious that the velocities are higher when the infalling body is closer to the star.

Many observations of Al III lines in the β Pic's spectrum (Paper VIII) have shown different kinds of absorption features. While components at $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ are frequently observed, additional components between 200 and 300 km s^{-1} are some-

times present, able to appear within one hour. Our synthetic spectra show such multicomponent structures (Fig. 16), but with different scales. Indeed, a major output of the present simulations is their ability to match quite well all the characteristics of the observations. In particular, the triangular shapes of the absorption features is clearly reproduced by the model without any presupposed related assumption.

Also, it has been checked that all obtained absorption components are saturated: when doubling artificially the dust production rate, the depth of the predicted components does not significantly vary (far less than a factor 2). This applies also to the Ca II features. This is in very agreement with the observations (Paper VIII) from which we had concluded that Al III lines were probably saturated, the depth of the component being directly bound to the projected size on the stellar surface of the absorbing region.

In the observed spectra (Paper VIII), low-velocity components are usually deeper than high velocity ones; this is compatible with the results of our simulations.

It can also be stressed that high velocity components correspond to closer approaches. But, in the case of multi-component features, could we say that we have two different bodies falling at the same time?

In fact, we would rather believe that a close approach to the star (e.g. $\lesssim 5 R_*$) leads to important tidal (approaches may sometimes be closer than the Roche limit) or mechanical effects on the nucleus of the infalling body, which should be able to sometimes disrupt it, and possibly modify slightly its orbital parameters, leading therefore to less stringent conclusions. Multi-component

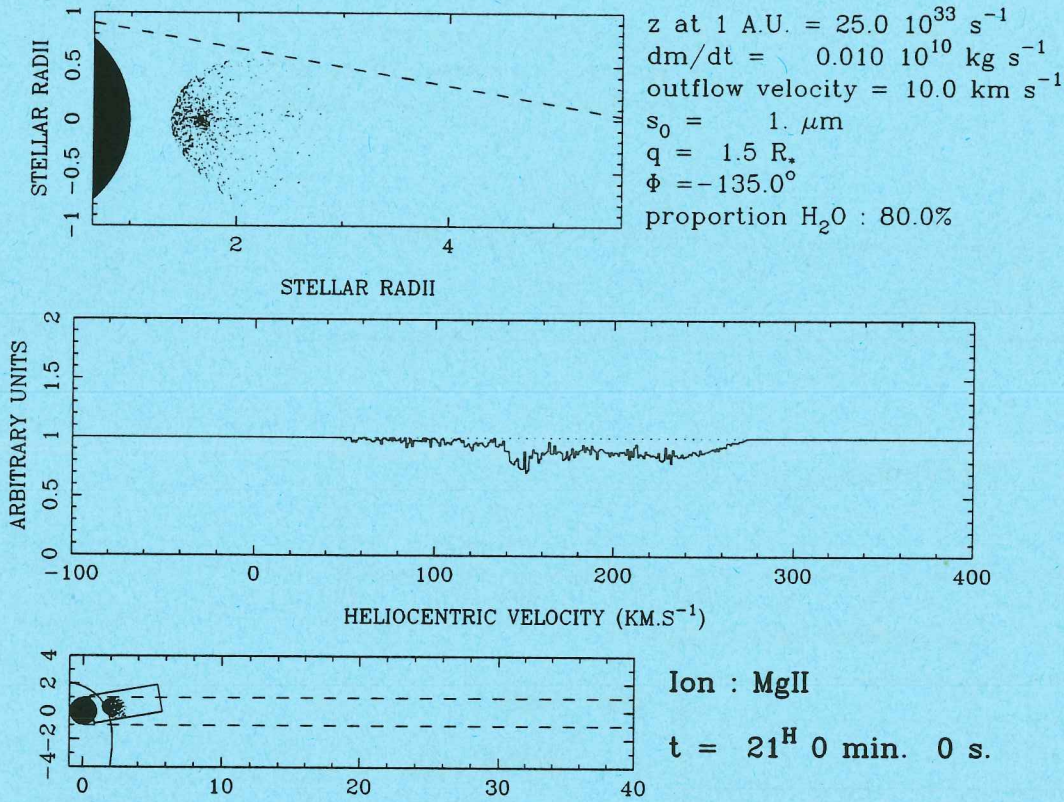


Fig. 15. Same as in Fig. 13, but for a shorter approach. Velocities are much larger

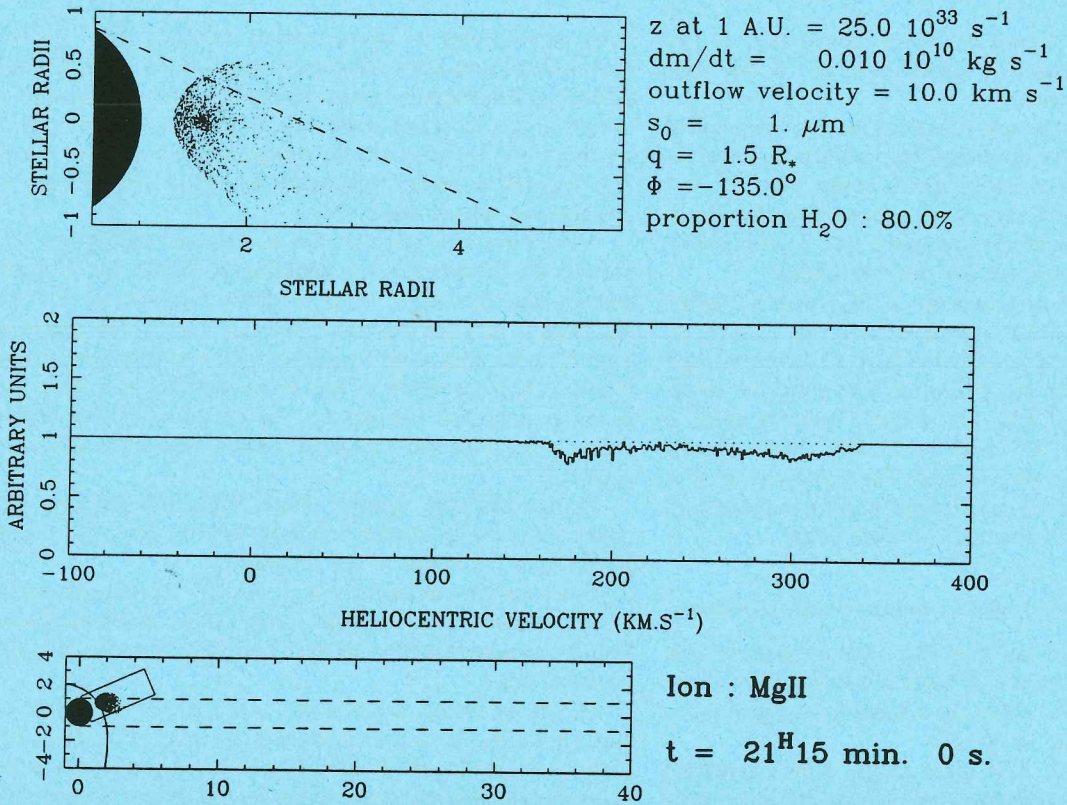


Fig. 16. Same simulation in Fig. 15, but 15 min later. The absorption velocity has drastically increased

structures would therefore not be due to two different infalling objects, but to one which would have been disrupted into several pieces moving on nearby orbits. Such an hypothesis cannot be checked, but one can note that the disruption of comets approaching the Sun has already been observed [e.g. comet West (Dawson et al., 1977)].

Moreover, the disruption of the central body into several pieces could also explain why the time scale of the simulated phenomenon in Ca II is quite smaller than the observed one, by the presence of a more extended source of metallic ions.

In conclusion, our Mg II simulations reproduce the observations, but with the main assumption that multi-component features are probably due to bodies which have been disrupted into several pieces.

The Ca II simulations have provided us a quite strong constraint on the orbits of the infalling bodies. This constraint (i.e. $\Phi \sim -150^\circ$) is compatible with Mg II runs, especially for the velocity range of the variable absorption components. The same phenomenon may therefore be able to explain both visible and UV observations.

6. Interpretation and conclusions

6.1. General results

The numerical simulations described in this paper have been able to reproduce very faithfully the sporadic absorption events observed in β Pic's spectra since 1984, both in the visible and in the UV. The scenario of infalling evaporating bodies suggested in Paper VI and always reinforced in the subsequent papers seems therefore now to explain fairly well the unusual behaviour of some metallic lines towards β Pic. Moreover, we are now able to explain other phenomena related to this behaviour we had always highlighted in previous papers.

It has already been mentioned that additional components in Ca II lines seem to be much less frequent than in Al III and Mg II ones. This can be understood by means of a geometrical limitation. Al III and Mg II features can be observed even when the body is very close to the star, while Ca II ones can only be observed at more than $\approx 10 R_*$. The fact that the orbit has to cross the line of sight to allow an observation naturally leads to stronger geometrical conditions for Ca II, since the acceptable range for the plane of the orbit is much smaller.

Our simulations have shown that the variation time scale in Al III and Mg II features is shorter than in Ca II ones, which is again in agreement with the observations, although some differences remain between Ca II simulations and the corresponding observations. It is again related to the spatial location of the phenomena and the velocities of the corresponding infalling bodies.

One of the most surprising result of this paper might be the new interpretation of the different terminal velocities of Ca II components when compared to Al III or Mg II ones. The static model developed in Paper IX is still valid, but it does not explain the effective formation of components at different velocities from the free fall ones. That difference is now related to again geometrical conditions. This is again the radiation pressure which gives constraints on the location of the observed phenomena only in Ca II lines. Also the orbits of the infalling bodies themselves have been constrained by our simulations; bodies which produce absorption features corresponding to the observation should

come roughly from a precise direction, $\Phi \approx -150^\circ$, or the opposite. Other orbits are not able to reproduce the observations.

6.2. Further interpretations, and consequences for the disk

This last hypothesis is able to give some ideas about the origin of the observed phenomenon. Indeed, one could wonder why so many [up to possibly 100 per year (Paper VI)] cometary-like bodies are falling towards β Pic?

It is a widely diffused idea that in the early solar system, when the formation of the planets was not yet achieved, numerous cometary bodies (or planetesimals) were present, even in the planetary region. It has been also suggested that the size of the nebula was much larger than now (see e.g. Cameron, 1978). Since β Pic is thought to be younger than the Sun, one can say that β Pic's disk is a young protoplanetary nebula which size agrees with these arguments, but its stage of evolution is still unknown. The presence of many cometary-like bodies in the inner disk should not be surprising. The question may be to know whether planetary bodies have already formed in the disk or not. Independent arguments (Artymowicz, 1988; Artymowicz et al., 1989), based on the observed thickness of the disk, lead to think that some planetary bodies could be already present in the inner disk (\approx few AU). Such a body should be able to perturb a large amount of passing-by cometary bodies, whose orbital elements should be randomized. Some of these perturbed bodies may get orbits with very close perihelia, and become therefore our observed infalling bodies. Incidentally, only an important perturbation (such as a planetary one) can make a small body to lose almost all its angular momentum, which is the case in such orbits. The perturbed bodies would then, after the encounter with the planet, move on almost parabolic orbits which axis should be roughly the line star - planet. This hypothesis agrees therefore fairly well with the result of our simulation.

We can then suggest the possible presence of a perturbing planetary body in the disk of β Pic, able to "throw" a large amount of small bodies towards the star. Although the location and the mass of this planet in the disk remain a mystery, one could imagine it moving on a circular orbit at a certain distance. Temporal spectroscopic changes might indicate the variation time scale of the angular location of this possible body in the disk (with respect to the line of sight), on its orbital period. In fact, Ca II features are the most sensitive to an angular change of the axis of the parabolic orbits. From our Ca II observations partly presented in Paper V, one can note that most "positive" observation (i.e. with an additional redshifted component) have been made between 1985 and 1987. Nothing then has been then detected. Does it mean that the suggested perturbing body has turned on its orbit? We are not yet able to say anything, but if this is correct, within few years we should observe new additional components in Ca II lines, but with maybe different velocities. Blueshifted features could even be expected. It depends upon the exact location of this body, and its rotation rate.

7. Uncertainties and new prospects of research

7.1. The time scale in Ca II simulations

The variation time-scale obtained in the Ca II simulations runs remains about twice smaller than the one deduced in Paper V from the observations. This is a limitation of our model, but, as

mentioned above, even at $\lesssim 20 R_*$ – $30 R_*$, the mechanical effects induced on the body by the releasing of large amounts of gas and dust could be strong enough to disrupt the initial body into several pieces, which should then move on nearby orbits. The source of the metallic ions would be therefore larger, and the absorption events could then remain observable for a longer time. This has to be more precisely studied.

7.2. The Al III problem

The presence of Al III absorption lines in β Pic's spectrum is still unexplained. As already mentioned in Paper IX, the ionization potential of Al II is 18 eV, which corresponds to a 690 Å wavelength, and the EUV flux of an A5V star like β Pic is far too weak to produce by photoionization the observed quantities of Al III. An explanation by means of collisional ionization is not clear. All we can guess is that the presence of these ions is probably related to the infall of the bodies towards the star. One could think of an interaction between a possible stellar wind and the infalling body and its cloud. This will be presented in a forthcoming paper.

7.3. The exact nature of the infalling bodies

We have already noted that the dust and gas production rates of our suggested infalling bodies are larger than cometary ones in our solar system. This is partly explained by the difference of magnitude between β Pic and the Sun (Paper IX), and by the required orbits, with very close perihelia. However, this is also certainly related to the nature of the bodies themselves, which are probably not periodic comets, and perhaps planetesimals. In fact, we have not detailed the physics of the evaporation. It must depend upon both the nature of the bodies (i.e. their surface) and their chemical composition.

7.4. Further studies of the β Pic's disk

The hypothetical presence of a perturbing planetary body in the disk itself must be naturally more precisely studied. We must evaluate whether such a model can explain the frequency of the observed events, and on what kind of time scale such a situation is dynamically stable. Numerical simulations involving a disk of small bodies perturbed by one (or several) planetary bodies will be carried out. This theoretical approach should then be compared to the photometric studies of Artymowicz et al. (1989), and all the previous models of the inner part of the disk (Papers I and II). In fact, our spectroscopic observations and the theoretical studies are the only way to study the inner part of the disk, since coronagraphic images (Smith and Terrile, 1984; Paresce and Burrows, 1987) prevent from seeing at less than ~ 100 AU from the star. Since the β Pic's disk is the best actual protoplanetary system candidate, it is very important to search for information possibly related to regions of planetary formation.

Acknowledgements. We are very indebted to F. Bouchet and C. Castets for helpful discussions about the interpretation of the simulations. We also warmly thank P. Lamy for modeling the dust evaporation and M. Festou for his constant and useful help.

References

Artymowicz, P.: *β Pic: did the planets form?*, poster displayed during the workshop *The formation and evolution of planetary systems*, Space Telescope Science Institute, May 9–11, 1988

- Artymowicz, P., Burrows, C., Paresce, F.: 1989, *Astrophys. J.* **337**, 494
- Aumann, H.H.: 1984, *Astrophys. J. Letters* **278**, L23
- Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1989, *Astron. Astrophys.* **223**, 304 (Paper IX)
- Bertaux, J.L., Blamont, J.E., Festou, M.: 1973, *Astron. Astrophys.* **25**, 415
- Cameron, A.G.W.: 1978, *The Moon and the Planets* **18**, 5
- Centolanzi, F.J., Chapman, D.R.: 1966, *J. Geophys. Res.* **71**, 1735
- Dawson, D.W., Knuckles, C.F., Murrell, A.S.: 1977, Proc. Southwest Reg. Conf., Vol. 2, 133–145
- Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **185**, 267 (Paper V)
- Edenhofer, P., Bird, M.K., Brenkle, J.P., Buschert, H., Kursinski, E.R., Mottinger, N.A., Porsche, H., Stelzried, C.T., Volland, H.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 712
- Festou, M.: 1988, private communication
- 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)
- Jeßberger, E.K., Kissel, J., Fechtig, H., Krüger, F.R.: 1987, in the proceedings of *Physical Processes in Comets, Stars, and Active Galaxies*, eds. W. Hillebrandt, E. Meyer-Hofmeister, H.-C. Thomas, Springer, Berlin Heidelberg New York
- Keller, H.U.: 1989, in the proceedings of the *International Workshop on Physics and Mechanics of Cometary Materials*, Münster, FRG, ESA SP-302
- Keller, H.U., Delamere, W.A., Huebner, W.F., Reitsema, H.J., Schmidt, H.U., Whipple, F.L., Wilhelm, K., Curdt, W., Kramm, R., Thomas, N., Arpigny, C., Barbieri, C., Bonnet, R.M., Cazes, S., Coradini, M., Cosmovici, C.B., Hugues, D.W., Jamar, C., Malaise, D., Schmidt, K., Schmidt, W.K.H., Seige, P.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 807
- 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* **215**, L5 (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., Stubbemann, U., Woweries, J., Herrwerth, I., Berthelier, J.J., Illiano, J.M., Eberhardt, P., Dolder, U., Schulte, W., Hoffman, J.H.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 169
- Lamy, Ph.L.: 1974, *Astron. Astrophys.* **35**, 197
- Lamy, Ph.L.: 1989, private communication
- McDonnell, J.A.M., Alexander, W.M., Burton, W.M., Bussolletti, E., Evans, G.C., Evans, S.T., Firth, J.G., Gard, R.J.L., Green, S.F., Grun, E., Hanner, M.S., Hugues, D.W., Igenbergs, E., Kissel, J., Kuczera, H., Lindblad, B.A., Langevin, Y., Mandeville, J.C., Nappo, S., Pankiewicz, G.S.A., Perry, C.H., Schwehm, G.H., Sekanina, Z., Stevenson, T.J., Turner, R.F., Weishaupt, U., Wallis, R.K., Zarnecki, J.C.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 719
- Michels, D.J., Sheeley, N.R. Jr., Howard, R.A., Kooman, R.J.: 1982, *Science* **215**, 1097
- Paresce, F., Burrows, C.: 1987, *Astrophys. J. Letters* **319**, L23
- 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 5

Perturbations planétaires dans le disque de β Pic

5.1 La nécessité d'un modèle plus global

Les simulations numériques ont donc permis de suggérer le modèle d'une planète dans le disque de β Pic susceptible de perturber les orbites des petits objets pour les envoyer vers l'étoile. Toutefois, le simple fait de proposer ce modèle ne suffit pas. De nombreuses zones d'ombre subsistent. On peut dire pour résumer que les simulations numériques ont permis de répondre précisément aux deux premières questions de la page 39, mais pas encore aux deux dernières.

Il est tout d'abord crucial d'étudier plus en détail les perturbations d'un petit corps par une planète avoisinante, afin de voir dans quelles conditions l'objet peut être envoyé vers l'étoile. Il faut également voir quelles sont les contraintes d'un tel modèle (taille de la planète, distance à l'étoile, densité de petits objets dans le disque...).

Enfin, comme nous le mentionnions à la fin du chapitre précédent, les variations d'une époque à l'autre de la fréquence des événements détectés restent à ce niveau de l'étude sans explication. Il est bien évident que tout modèle global se doit de prendre en compte cet état de fait.

C'est pourquoi nous avons entrepris de développer quantitativement un modèle de perturbations de petits corps par une planète afin d'examiner si oui ou non on arrive par ce moyen à rendre compte des observations [8].

5.2 Le problème fondamental

Le problème consiste à trouver dans quelle géométrie une perturbation de la part d'une planète sur un petit objet avoisinant peut placer cet objet sur une orbite avec un très

faible périhélie. Cette perturbation, qui est importante, est supposée se passer relativement vite par rapport à la période orbitale de la planète, de telle sorte que vue depuis l'étoile, elle peut être considérée comme ponctuelle et se résumer à un changement de vitesse de l'objet. Ce changement de vitesse est déterminé par la géométrie de la perturbation. Comme la perturbation est importante, elle correspond à une approche assez serrée entre la planète et l'objet ¹. Une approximation deux corps entre la planète et l'objet est donc légitime pour son calcul. Par ailleurs, le calcul de l'orbite de l'objet après perturbation s'effectue dans le cadre de l'approximation deux corps entre l'étoile et l'objet.

Le changement de vitesse occasionné par la perturbation sur l'objet est en fait particulièrement important, dans le mesure où il y perd tout son moment angulaire ou presque. Cela signifie une complète disparition de sa vitesse orthoradiale. La situation

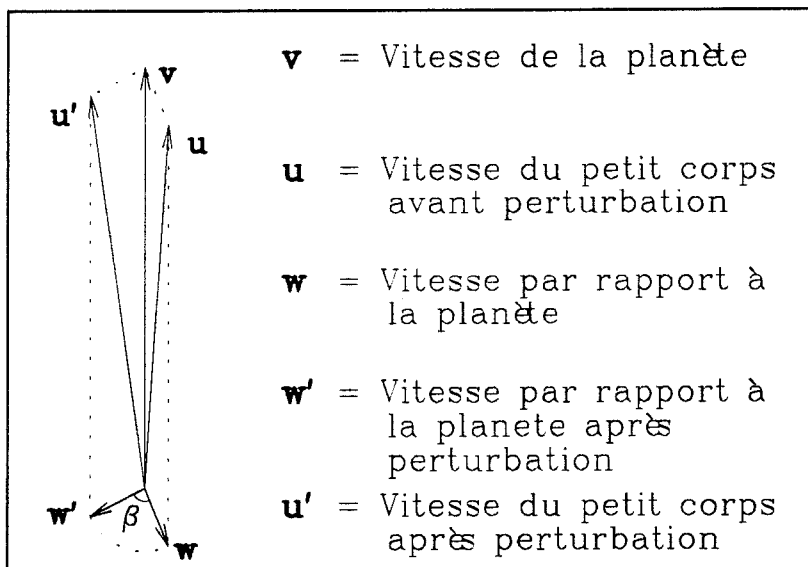


Figure 5.1: Géométrie d'une perturbation entre une planète et un petit corps sur des orbites circulaires voisines. β est l'angle de déviation

la plus simple à laquelle on pourrait penser serait une planète sur orbite quasi-circulaire perturbant un petit objet voisin faisant partie d'un disque tournant autour de l'étoile de manière également circulaire. Le problème est que cette situation simple ne peut pas convenir. La géométrie d'une telle perturbation est schématisée sur la figure 5.1. La perturbation ne modifie pas l'énergie gravitationnelle mutuelle entre la planète et le petit corps, et par conséquent la vitesse relative des deux objets ne change pas *en module*. Initialement, tous deux sont en fait sur des orbites voisines (quasi-circulaires) et donc leur vitesse relative (\vec{w} sur la figure 5.1) est petite par rapport à leur vitesse orbitale. Elle le reste après la perturbation. Par conséquent, une fois que l'on rajoute

¹relativement à la distance orbitale de la planète.

la vitesse de la planète pour obtenir la vitesse de l'objet par rapport à l'étoile après la perturbation, on s'aperçoit que le changement de vitesse de l'objet occasionné par la perturbation est faible, et ne peut donc pas convenir pour placer l'objet sur une orbite à très faible périhélie. Les perturbations que l'on attend ne peuvent donc être générées par une telle géométrie. La conclusion est simple : Au moins un des deux corps (la planète ou le petit objet) est situé au moment de la rencontre sur une orbite fortement elliptique.

Par analogie avec ce que l'on observe dans le système solaire, on peut supposer que la planète est sur une orbite à peu près circulaire. Ceci signifie donc que chaque objet observé était initialement sur une orbite très elliptique. Or dans le disque, le nombre de ces petits objets est supposé très élevé, pour toutes les raisons que nous avons développées au chapitre précédent. Si de très nombreux petits objets se trouvent continuellement sur des orbites très elliptiques, une telle situation ne peut qu'être entretenue, car elle est la traduction d'une dispersion de vitesse dans le disque qui a tendance naturellement à s'atténuer par friction interne [10]. Pour entretenir cette dispersion de vitesse et envoyer vers la planète des objets sur des orbites elliptiques, il ne peut qu'y avoir une autre planète plus externe. Cette planète éprouvera la même difficulté que la première à générer de telles orbites à partir d'orbites circulaires. Par ailleurs, une telle situation est incapable d'expliquer des variations dans la fréquence des objets envoyés vers l'étoile.

Si l'on suppose au contraire que la planète est elle-même sur une orbite elliptique, ces difficultés disparaissent. La réalité est certainement plus complexe, mais nous avons toutefois choisi d'étudier les perturbations générées par une planète sur orbite elliptique sur des petits objets avoisinants, eux-mêmes se déplaçant sur des orbites circulaires.

5.3 Formulation générale

Avant toute chose, quelques définitions :

- a et e sont respectivement le demi-grand axe et l'excentricité de la planète.
- \vec{v}_0 est la vitesse orbitale circulaire ($v_0 = \sqrt{GM_*/R}$) à la distance R de l'étoile où a lieu la perturbation.
- \vec{w} est la vitesse de l'objet par rapport à la planète.
- $x = w/v_0$ est un rapport sans dimension.

5.3.1 Les éléments orbitaux de la nouvelle orbite

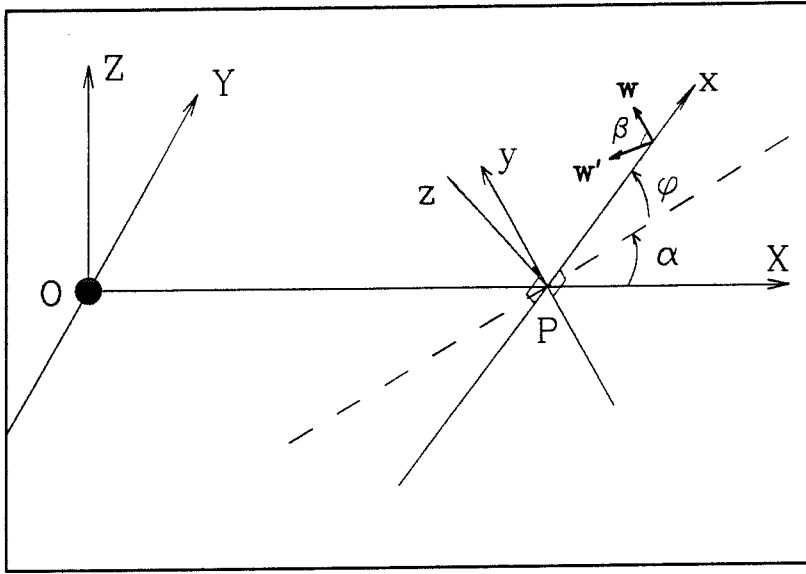


Figure 5.2: Les Paramètres géométriques de la perturbation. La vitesse initiale \vec{w} est parallèle à Py . L'étoile est en O , et la planète en P . α est dans le plan XOY et φ y est perpendiculaire. β est toujours l'angle de déviation.

La figure 5.2 décrit la géométrie de la perturbation. Deux systèmes d'axes y sont définis. L'un, $\mathcal{R}(OXYZ)$, est lié à l'étoile et l'autre, $\mathcal{R}'(Pxyz)$ est lié à la planète. Le plan xPy contient la vitesse de l'objet par rapport à la planète avant perturbation (\vec{w}) et après perturbation (\vec{w}'). On peut calculer les coordonnées de ces vecteurs par rapport à \mathcal{R}' :

$$\vec{w} \left|_{\mathcal{R}'} \begin{array}{l} 0 \\ w \\ 0 \end{array} \quad \vec{w}' \left|_{\mathcal{R}'} \begin{array}{l} -w \sin \beta \\ w \cos \beta \\ 0 \end{array} \quad (5.1)$$

Dans la mesure où le petit corps est supposé se mouvoir sur une orbite circulaire avant la perturbation, sa vitesse initiale est tout simplement v_0 . Après la perturbation, elle devient :

$$\vec{v} = \vec{w}' + v_0 - \vec{w} \quad (5.2)$$

On obtient alors les coordonnées de \vec{v} par rapport à \mathcal{R}' :

$$\vec{v} \left|_{\mathcal{R}'} \begin{array}{l} -w \sin \beta + v_0 \sin \alpha \cos \varphi \\ w(\cos \beta - 1) + v_0 \cos \alpha \\ -v_0 \sin \alpha \sin \varphi \end{array} \quad (5.3)$$

Après la rencontre, l'énergie gravitationnelle de l'objet se calcule de manière tout à fait classique, par

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - m\frac{GM}{R} \quad (5.4)$$

À ce niveau, et nous procéderons de même à chaque fois que ce sera possible, nous choisissons de décrire l'énergie par un paramètre sans dimension, y , défini par

$$y = -\frac{2E}{mv_0^2} = -\frac{v^2}{v_0^2} + 2 \quad . \quad (5.5)$$

y est défini comme étant le rapport entre l'énergie E et l'énergie gravitationnelle du même objet sur orbite circulaire à la distance R . Nous avons donc $y = 1$ avant perturbation. Après perturbation, nous pouvons calculer la nouvelle valeur de y à partir de l'équation (5.3). On obtient

$$y = 1 - 2x^2(1 - \cos \beta) + 2x[\cos \alpha(1 - \cos \beta) + \sin \beta \sin \alpha \cos \varphi] \quad , \quad (5.6)$$

où x est la quantité sans dimension définie plus haut.

On peut décrire de la même manière le moment angulaire de la nouvelle orbite. Celui-ci est défini par

$$\vec{L} = m\vec{O}\vec{P} \wedge \vec{v} \quad . \quad (5.7)$$

Dans le repère \mathcal{R}' , le calcul complet de \vec{L} donne :

$$\vec{L}_{\mathcal{R}'} \begin{cases} mRv_0 [\sin \varphi + x \sin \alpha \sin \varphi (\cos \beta - 1)] \\ mRv_0 [x \sin \beta \cos \alpha \sin \varphi] \\ mRv_0 [x \cos \alpha \cos \varphi (\cos \beta - 1) - x \sin \beta \sin \alpha + \cos \varphi] \end{cases} \quad (5.8)$$

Définissons de nouveau un paramètre sans dimension. De manière tout à fait analogue à y , on définit z comme étant le carré du rapport entre le moment angulaire de l'objet et le moment angulaire sur orbite circulaire. z est défini donc par :

$$z = \frac{L^2}{m^2 R^2 v_0^2} \quad (5.9)$$

Comme pour y , avant perturbation on a $z = 1$. Après perturbation, on calcule la nouvelle expression à l'aide de l'équation (5.8). Quelques lignes de calcul permettent de mettre z sous la forme suivante :

$$z = 1 + 2x^2(1 - \cos \beta) - 2x[\cos \alpha(1 - \cos \beta) + \sin \beta \sin \alpha \cos \varphi] - x^2[\sin \alpha(1 - \cos \beta) - \sin \beta \cos \varphi \cos \alpha]^2 \quad (5.10)$$

À partir du moment où l'on a y et z , les éléments orbitaux de la nouvelle orbite de l'objet s'en déduisent simplement. Le périhélie vaut

$$\frac{q}{R} = \frac{1 - \sqrt{1 - yz}}{y} \quad (5.11)$$

C'est lui qui doit être petit si l'on veut générer un événement. Mais bien entendu, ce n'est pas là la seule condition ! L'excentricité de cette orbite, vaut quant à elle :

$$\epsilon = \sqrt{1 - yz} \quad (5.12)$$

On s'attend évidemment à ce que ϵ soit proche de 1.

Il est bien clair que ces deux quantités ne suffisent pas à caractériser complètement la nouvelle orbite. q et ϵ définissent sa forme, il reste à préciser sa position par rapport à la ligne de visée. La première nécessité en ce domaine est de préciser le plan de cette orbite. Nous savons qu'elle contient déjà la droite OP , puisque l'orbite commence là où

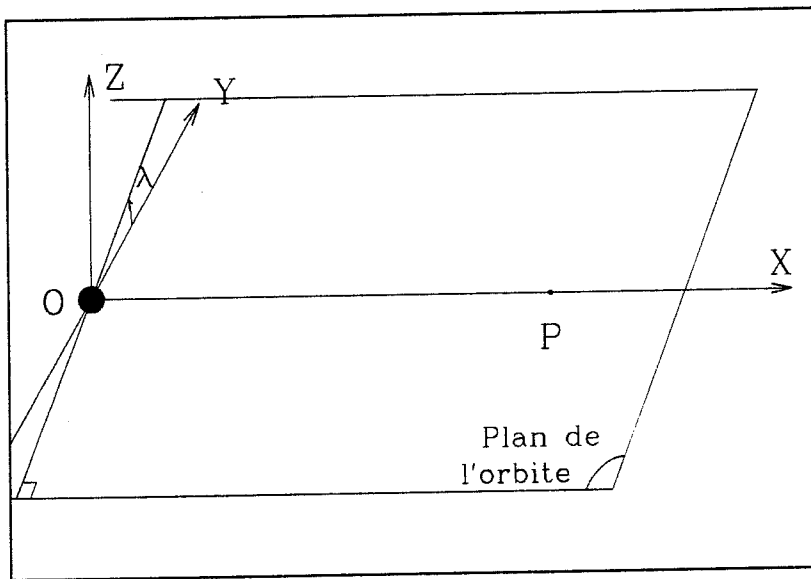


Figure 5.3: Le plan de la nouvelle orbite de l'objet, après perturbation, caractérisé par l'angle λ . La ligne de visée est supposée incluse dans le plan XOY

est la planète. Dans ces conditions seul l'angle λ (voir figure 5.3) suffit à définir ce plan par rapport à \mathcal{R} . Pour calculer λ , il est nécessaire d'obtenir les coordonnées du moment angulaire dans le repère \mathcal{R} . Il vient :

$$\vec{L} \Big|_{\mathcal{R}} \begin{cases} 0 & = 0 \\ mRv_0 [x \sin \beta \sin \varphi] & = -L \sin \lambda \\ mRv_0 [1 - x \sin \alpha \cos \varphi \sin \beta + x \cos \alpha (\cos \beta - 1)] & = L \cos \lambda \end{cases} \quad (5.13)$$

Il suffit alors d'utiliser l'équation (5.9) pour obtenir les lignes trigonométriques de λ :

$$\begin{aligned} \cos \lambda &= \frac{1 - x \sin \beta \cos \varphi \sin \alpha + x \cos \alpha (\cos \beta - 1)}{\sqrt{z}} \\ \sin \lambda &= \frac{-x \sin \beta \sin \varphi}{\sqrt{z}} \end{aligned} \quad (5.14)$$

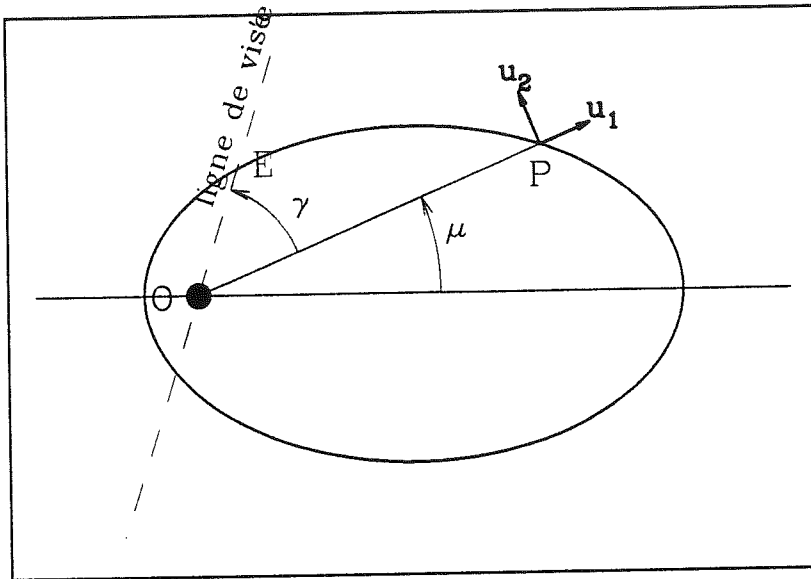


Figure 5.4: Une vue schématique de l'orbite de l'objet après perturbation. Par rapport au dessin, il est bien évident que l'orbite réelle est beaucoup plus excentrique

5.3.2 Le calcul complet de l'événement

À partir du moment où l'on connaît la nouvelle orbite, il faut tester si oui ou non elle coupe la ligne de visée, et dans ce cas, il faut calculer l'événement spectral supposé survenir. Il s'agit principalement de calculer la vitesse de l'objet au moment de son passage devant la ligne de visée et de la projeter dessus pour obtenir la vitesse de décalage spectral de l'événement. La ligne de visée a été supposée incluse dans le plan XOY , c'est à dire dans le plan de l'orbite de la planète. Ce choix résulte de la situation toute particulière du disque de β Pic, qui se trouve vu par la tranche depuis la Terre. Or, une éventuelle planète ne peut se mouvoir autour de β Pic que sur une orbite incluse dans ce disque ou pratiquement.

Une vue de l'orbite de l'objet dans son plan est représentée sur la figure 5.4. Le point P correspond à l'endroit de la rencontre avec la planète, et le point E à l'endroit du passage de l'objet devant la ligne de visée. La projection de cette même ligne de visée dans le plan de l'orbite y est matérialisée par un trait interrompu. Les vecteurs \vec{u}_1 et \vec{u}_2 sont des vecteurs unitaires. \vec{u}_1 est porté par l'axe OX .

Dans le repère \mathcal{R} , la vitesse de l'objet juste après perturbation (\vec{v}) a pour expression :

$$\vec{v} \Big|_{\mathcal{R}} \begin{cases} -w \sin \beta \cos \varphi \cos \alpha - w \sin \alpha (\cos \beta - 1) \\ -w \sin \beta \cos \varphi \sin \alpha + w \cos \alpha (\cos \beta - 1) + v_0 \\ -w \sin \beta \sin \varphi \end{cases} \quad (5.15)$$

La composante v_X de \vec{v} selon \vec{u}_1 (c'est à dire la composante radiale) est donc la première des trois expressions de l'équation (5.15). Là encore, nous dédimensionnons, en intro-

duisant $\omega_X = v_X/v_0$. Il vient naturellement :

$$\omega_X = -x \sin \beta \cos \varphi \cos \alpha - x \sin \alpha (\cos \beta - 1) \quad . \quad (5.16)$$

Quant à la composante orthoradiale de \vec{v} (c'est à dire selon \vec{u}_2), elle s'obtient à l'aide de la constante des aires qui n'est autre que $Rv_0\sqrt{z}$. On obtient donc

$$\vec{v} = v_0 [\omega_X \vec{u}_1 + \sqrt{z} \vec{u}_2] \quad . \quad (5.17)$$

Par ailleurs, en rapport avec la définition de l'angle μ (figure 5.4), la théorie du mouvement sur orbites Képlériennes nous donne également la formulation suivante :

$$\vec{v} = \frac{v_0}{\sqrt{z}} [-\epsilon \sin \mu \vec{u}_1 + (1 - \epsilon \cos \mu) \vec{u}_2] \quad . \quad (5.18)$$

Il vient alors par identification :

$$\begin{aligned} \cos \mu &= \frac{1 - z}{\epsilon} \\ \sin \mu &= -\frac{\omega_X \sqrt{z}}{\epsilon} \end{aligned} \quad (5.19)$$

Le point E correspond au passage de l'objet devant la ligne de visée. Nous avons vu au chapitre précédent combien la distance de l'objet à l'étoile à ce moment était importante pour la nature de l'événement observé. Soit $r = OE$ cette distance. On a clairement

$$r = \frac{Rz}{1 - \epsilon \cos(\gamma + \mu)} \quad . \quad (5.20)$$

En combinant alors avec l'équation (5.19), on obtient après quelques lignes de calcul

$$\frac{r}{R} = \frac{z}{1 + (z - 1) \cos \gamma - \omega_X \sin \gamma \sqrt{z}} \quad . \quad (5.21)$$

Il n'y aura d'événement visible que si le point E correspond à un passage réel au travers de la ligne de visée, c'est à dire devant l'étoile. Pour cela, il faut que la cote h du point E dans le repère \mathcal{R} (sa coordonnée selon l'axe OZ) soit en valeur absolue inférieure à un rayon stellaire. Cette cote vaut

$$h = r \sin \gamma \sin \lambda \quad . \quad (5.22)$$

Dans le cas où l'on a $|h| < 1 R_*$, un événement survient. Reste à calculer sa vitesse de décalage. Appelons \vec{v}^i la vitesse de l'objet au point E , et en dédimensionnant une fois de plus, définissons deux quantités sans dimension ω_1 et ω_2 par :

$$\vec{v}^i = v_0 (\omega_1 \vec{u}_1 + \omega_2 \vec{u}_2) \quad . \quad (5.23)$$

\vec{v}' s'exprimera à l'aide d'une équation similaire à l'équation (5.18) correspondant au point E , où l'on aura remplacé μ par $\mu + \gamma$, et \vec{u}_1 et \vec{u}_2 par les vecteurs unitaires au point E . Après projection sur \vec{u}_1 et \vec{u}_2 , nous obtenons alors les valeurs de ω_1 et ω_2 :

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \frac{-\epsilon \sin(\mu + \gamma) \cos \gamma - [(1 - \epsilon \cos(\mu + \gamma))] \sin \gamma}{\sqrt{z}} \\ \omega_2 &= \frac{-\epsilon \sin(\mu + \gamma) \sin \gamma + [1 - \epsilon \cos(\mu + \gamma)] \cos \gamma}{\sqrt{z}}\end{aligned}\quad (5.24)$$

En y réinjectant l'équation (5.19), on obtient après transformation l'expression finale :

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega_X - \frac{\sin \gamma}{\sqrt{z}} \\ \omega_2 &= \sqrt{z} + \frac{\cos \gamma - 1}{\sqrt{z}}\end{aligned}\quad (5.25)$$

Le calcul final de la vitesse de décalage de l'événement, c'est à dire la projection de \vec{v}' sur la ligne de visée, nécessite la connaissance précise de la position de l'orbite de la planète, qui par ailleurs détermine l'angle γ .

5.3.3 Détermination des paramètres fondamentaux

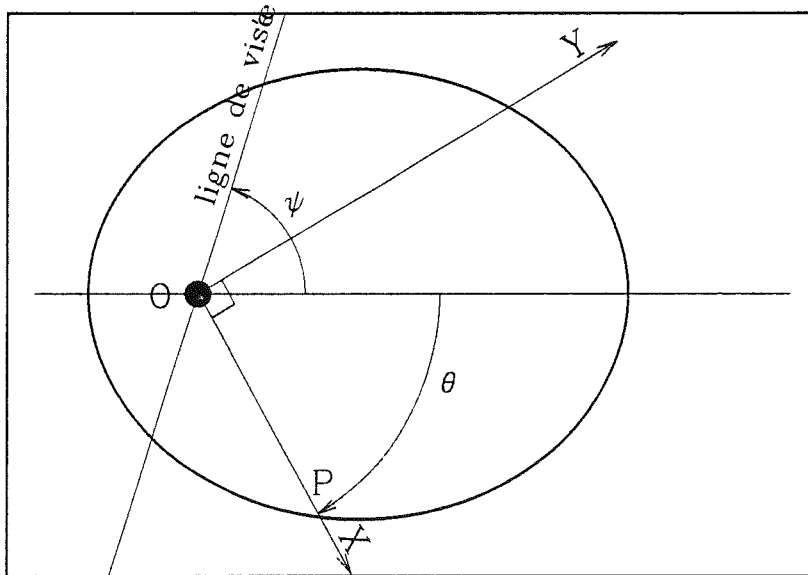


Figure 5.5: La géométrie de l'orbite de la planète. La perturbation a lieu au point P . L'angle ψ est une donnée indépendante, alors que θ dépend du point P (Sur cette figure, θ est négatif)

Il faut donc à ce niveau de l'étude préciser la position de l'orbite de la planète par rapport à la ligne de visée. Ceci conditionne non seulement le calcul de γ , mais aussi celui des autres paramètres que nous avons introduits dans le calcul, à savoir R , x et α .

Les deux autres paramètres angulaires introduits, β et φ ne dépendent pas à vrai dire de cette géométrie. φ est un angle complètement aléatoire, tandis que β , l'angle de déviation, est relié au paramètre d'impact b de la rencontre par la formule classique

$$\tan \frac{\beta}{2} = \frac{GM_P}{w^2 b} = \frac{1}{x^2} \frac{M_P}{M_*} \frac{R}{b} \quad , \quad (5.26)$$

où M_P et M_* sont respectivement les masses de la planète et de l'étoile.

La position de l'orbite de la planète par rapport à la ligne de visée est schématisée sur la figure 5.5. Quatre paramètres la définissent. Il y a d'abord le demi-grand axe a et l'excentricité e , puis l'angle ψ entre la ligne de visée et l'axe de l'orbite, et enfin l'angle θ qui caractérise l'endroit sur l'orbite où la perturbation est censée se produire.

R , x , α et γ se déduisent de ces quatre paramètres fondamentaux. $R = OP$ s'obtient facilement :

$$R = \frac{a(1 - e^2)}{(1 - e \cos \theta)} \quad (5.27)$$

x et α sont un peu plus compliqués à calculer. La vitesse \vec{v}_P de la planète au point P s'obtient au moyen d'une formule semblable à l'équation (5.18), qui résulte de formules classiques concernant le mouvement képlérien. Dans le repère \mathcal{R} , cela nous donne :

$$\vec{v}_P \left|_{\mathcal{R}} \begin{array}{l} -ev_0 \sin \theta \\ \frac{\sqrt{1 - e \cos \theta}}{v_0 \sqrt{1 - e \cos \theta}} \\ 0 \end{array} \quad (5.28)$$

Dans la mesure où la vitesse de l'objet incident avant perturbation n'est autre que \vec{v}_0 , la vitesse relative des deux objets est

$$\vec{w} = \vec{v}_0 - \vec{v}_P \quad , \quad (5.29)$$

ce qui donne évidemment

$$\vec{w} \left|_{\mathcal{R}} \begin{array}{l} \frac{ev_0 \sin \theta}{\sqrt{1 - e \cos \theta}} \\ v_0(1 - \sqrt{1 - e \cos \theta}) \\ 0 \end{array} \quad (5.30)$$

Pour obtenir x , il n'y a alors qu'à calculer le module de \vec{w} . Tous calculs faits, il vient :

$$x = \sqrt{\frac{2 + e^2 - 3e \cos \theta}{1 - e \cos \theta} - 2\sqrt{1 - e \cos \theta}} \quad . \quad (5.31)$$

Pour déterminer α , il suffit de se reporter à la figure 5.2. Dans la repère \mathcal{R} , \vec{w} s'exprime simplement à l'aide de α :

$$\vec{w} \left|_{\mathcal{R}} \begin{array}{l} -w \sin \alpha \\ w \cos \alpha \\ 0 \end{array} \quad (5.32)$$

Si l'on combine ceci à l'équation (5.30), on obtient α :

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= -\frac{e \sin \theta}{x \sqrt{1 - e \cos \theta}} \\ \cos \alpha &= \frac{1 - \sqrt{1 - e \cos \theta}}{x} \end{aligned} \quad (5.33)$$

Il reste maintenant à calculer l'angle γ . Il nous faut tout d'abord exprimer le vecteur \vec{OE} dans le repère \mathcal{R} , ce qui se fait à l'aide de λ , γ et r (voir figures 5.3 et 5.4).

$$\vec{OE} \left| \begin{array}{l} r \cos \gamma \\ r \sin \gamma \cos \lambda \\ \mathcal{R} \quad r \sin \gamma \sin \lambda \end{array} \right. \quad (5.34)$$

Soit t la projection du vecteur \vec{OE} sur la ligne de visée (en module). \vec{OE} peut également s'exprimer au moyen de t , θ et ψ , par

$$\vec{OE} \left| \begin{array}{l} t \cos(\psi - \theta) \\ t \sin(\psi - \theta) \\ \mathcal{R} \quad t \sin(\psi - \theta) \tan \lambda \end{array} \right. \quad (5.35)$$

Ceci nous donne la valeur de t :

$$t = \frac{r}{\sqrt{1 + \sin^2(\psi - \theta) \tan^2 \lambda}} \quad (5.36)$$

En comparant alors avec l'équation (5.34), nous obtenons l'angle γ :

$$\begin{aligned} \cos \gamma &= \frac{\cos(\psi - \theta) \cos \lambda}{\sqrt{\cos^2 \lambda + \sin^2(\psi - \theta) \sin^2 \lambda}} \\ \sin \gamma &= \frac{\sin(\psi - \theta)}{\sqrt{\cos^2 \lambda + \sin^2(\psi - \theta) \sin^2 \lambda}} \end{aligned} \quad (5.37)$$

Maintenant que nous avons déterminé tous les paramètres du calcul, nous pouvons reprendre le calcul de la vitesse de décalage spectral de l'événement que nous avons laissé en plan à l'équation (5.25). Dans le repère \mathcal{R} , la vitesse \vec{v}^i a pour expression :

$$\vec{v}^i \left| \begin{array}{l} v_0 \omega_1 \\ v_0 \omega_2 \cos \lambda \\ \mathcal{R} \quad v_0 \omega_2 \sin \lambda \end{array} \right. \quad (5.38)$$

Il n'y a plus alors qu'à projeter cela le long de la ligne de visée pour obtenir la vitesse v_{proj} de l'événement :

$$v_{\text{proj}} = -v_0 [\omega_1 \cos(\psi - \theta) - \omega_2 \cos \lambda \sin(\psi - \theta)] \quad (5.39)$$

5.4 La simulation et ses résultats

L'étude quantitative du scénario que nous avons proposé au début de ce chapitre a été menée au moyen d'une simulation numérique [8]. Celle-ci se résume essentiellement à une étude statistique des perturbations occasionnées par une planète à un grand nombre de petits objets avoisinants. Le calcul des perturbations repose sur la formulation qui vient d'être décrite.

5.4.1 Les détails de la simulation

Généralités

Le choix de 5 paramètres fondamentaux préside à tout calcul. Ces paramètres sont :

- L'excentricité de l'orbite e .
- Le demi-grand axe a .
- L'angle ψ (voir figure 5.5).
- La masse de la planète M_P .
- La densité de petits objets dans le disque², supposée constante par simplicité.

À partir du moment où ces paramètres sont définis, l'orbite de la planète est parfaitement connue. La simulation suit alors la planète d'un périhélie au périhélie suivant. La période orbitale est divisée en 100 parties égales, c'est à dire que 100 position-clés de la planète sont définies tout au long de l'orbite, de telle manière que le temps qui sépare deux positions successives de la planète soit toujours le même, égal à un centième de la période orbitale. Chacune de ces positions correspond à un angle θ différent, qui d'un bout à l'autre de l'orbite variera de $-\pi$ à π .

Pour chacune de ces positions de la planète le long de son orbite, un grand nombre de perturbations sont simulées, en faisant varier les différents paramètres. Les perturbations donnant lieu à des événements spectraux sont comptabilisées, ainsi que la nature exacte des événements générés. Le résultat est présenté graphiquement. Dans la mesure où ces calculs sont répétés de manière identique pour chacune des positions choisies, on obtient l'évolution de l'activité des raies métalliques de β Pic durant toute la période orbitale.

²C'est à dire le nombre de ces mêmes objets par unité astronomique au cube

Le calcul des perturbations

Chacune des positions choisies correspond à un angle θ donné. À partir de là, des paramètres ne dépendant que de cette position et non des perturbations sont calculés. Il s'agit bien évidemment de R et v_0 , mais également de x (à l'aide de l'équation (5.31)) et de α (à l'aide de l'équation (5.33)).

Ensuite, le calcul des perturbations peut être effectué. Ceci se résume à faire varier les paramètres β et φ dans une certaine plage. Le calcul de β dépendant du paramètre d'impact b de la perturbation, c'est donc plutôt ce dernier que nous avons fait varier. Ceci nécessite de connaître les limites acceptables pour b . En ce qui concerne la limite inférieure, nous avons simplement pris le rayon de la planète, estimé à partir de sa masse en supposant que sa densité est de l'ordre de 1 g cm^{-3} . La limite supérieure est plus difficile à estimer. Si l'objet passe suffisamment loin de la planète, le calcul de la perturbation par une approximation deux corps ne peut plus être considéré comme valable, le rôle de l'étoile se faisant sentir. Mais ces perturbations lointaines sont généralement faibles et n'occasionnent vraisemblablement pas de chute brutale d'objets vers l'étoile. C'est pourquoi nous avons choisi de limiter la zone d'étude des perturbations aux seules perturbations où l'effet de la planète domine. La limite supérieure du paramètre d'impact b a donc été fixée au rayon de la sphère d'influence de la planète à la distance R qui vaut

$$d = R \times \left(\frac{M_P}{2M_*} \right)^{1/3} . \quad (5.40)$$

Cette distance correspond à la distance à laquelle, dans un repère tournant lié à la planète, l'influence de l'étoile sur un objet devient égale à celle de la planète.

Entre les deux limites ainsi fixées pour b , 500 valeurs sont choisies. Dans le même temps, 500 valeurs entre $-\pi$ et $+\pi$ sont choisies pour φ , ce dernier paramètre étant aléatoire.

Toutes les combinaisons sont testées, ce qui fait 250 000 perturbations générées. Il est bien évident que chacune d'entre elles ne correspond pas forcément à un objet la subissant. De manière plus précise, chacun de nos couples (b, φ) correspond à une petite zone de taille $\Delta b \times \Delta \varphi$ autour de ces valeurs (Δb n'a pas été choisi constant). Pendant le temps $\Delta t = 1$ jour, le nombre d'objets susceptibles de subir une perturbation avec b et φ dans cette zone vaut

$$\Delta n = \rho \Delta t v_0 x b \Delta b \Delta \varphi , \quad (5.41)$$

si l'on considère que le nombre d'objets passant à travers une section donnée est constant. Δn peut être inférieur à 1 dans certains cas.

Pour chaque perturbation donc, on choisit b et φ . Ensuite, le reste du calcul s'en déduit :

1. β est calculé (équation (5.26)).
2. y et z sont calculés (équations (5.6) et (5.10)).
3. ω_x est déterminé à l'aide de l'équation (5.16).

Si $y < 0$ et $\omega_x > 0$, l'orbite est hyperbolique et le passage devant la ligne de visée correspond à un point situé avant la perturbation qui n'a donc aucune réalité. Il ne peut y avoir d'événement dans ce cas. Le calcul n'est poursuivi que dans le cas contraire. On calcule ensuite r (équation (5.21)) et la distance h (équation (5.22)).

À partir de là, on considère qu'il n'y a un événement que si $|h| < 1 R_*$ et $r < 50 R_*$, la dernière condition résultant du fait que l'objet n'est supposé degazer des éléments métalliques qu'au voisinage immédiat de l'étoile. Si ces conditions sont remplies, on calcule la vitesse de décalage spectral de l'événement (équations (5.25) et (5.39)) et on le comptabilise.

Il faut ensuite évaluer la date à laquelle l'événement est supposé survenir. Cette date est différente de la date de la perturbation qui elle, dépend du choix de θ , car il y a un certain délai entre le moment où l'objet est perturbé et le moment où il passe devant la ligne de visée. C'est ce délai qu'il faut calculer et rajouter à la date de la perturbation pour obtenir la date de l'événement. Le délai vaut (figure 5.4)

$$\tau = T [\mathcal{F}(\gamma + \mu) - \mathcal{F}(\mu)] \quad , \quad (5.42)$$

où T est la période orbitale de l'objet sur son orbite après perturbation, et où \mathcal{F} est une fonction ne dépendant que de l'excentricité de ϵ de cette orbite, et qui s'obtient en intégrant le mouvement Képlérien :

$$\mathcal{F}(\xi) = \frac{1}{2\pi} \left[\epsilon \sqrt{1 - \epsilon^2} \frac{\sin \xi}{1 - \epsilon \cos \xi} + 2 \arctan \left(\sqrt{\frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon}} \tan \frac{\xi}{2} \right) \right] \quad (5.43)$$

5.4.2 Les résultats

Les premières contraintes obtenues

Les premiers essais de la simulation ont d'emblée contraint assez fortement les éléments orbitaux de la planète [8]. C'est la présence d'événements à grand décalage spectral vers le rouge dans les raies UV qui a constitué la première de ces contraintes, dans la mesure où ces événements correspondent à des objets qui passent très près de l'étoile, c'est à dire à des distances de l'ordre du rayon stellaire. Il faut donc générer des orbites à très faible périhélie, ce qui contraint fortement l'orbite de la planète perturbatrice. La simulation a montré que ces événements peuvent être obtenus dès que l'excentricité de la planète est supérieure à 0.6 .

Plus précisément, si l'excentricité est inférieure à cette valeur, il faut rapprocher énormément la planète de l'étoile pour obtenir les événements souhaités. Il faut au plus $a \lesssim 0.7 \text{ U.A.}$. Le problème avec un si faible demi-grand axe est que le période orbitale se réduit alors à quelques mois, ce qui est totalement incompatible avec l'échelle de temps de variation de la fréquence observée des événements dans $\beta \text{ Pic}$, aucune évolution ayant cette périodicité n'y ayant été détectée.

Par contre, dès que $e \geq 0.6$, la contrainte est beaucoup moins forte. De très faibles périhélies peuvent être obtenus, même en prenant une planète à quelques dizaines d'unités astronomiques de l'étoile.

En fait, on peut estimer le demi-grand axe a . Nous avons déjà relié au chapitre précédent la variation rapide en deux mois entre octobre et décembre 1989 à un changement de 20° de la planète, ce qui la plaçait vers quelques U.A. de l'étoile. On peut également remarquer que la meilleure estimation possible de la période orbitale compatible avec les données est de quelques années, dans la mesure où la situation de 1990 quant à la nature et la fréquence des événements peut être comparée à celle de 1985–1986. Nous pouvons donc suspecter une période de 4 ou 5 ans, ce qui place le demi-grand axe vers 3 ou 4 U.A.

Description détaillée

Nous avons testé la simulation dans de nombreuses situations en prenant a et e dans les zones pressenties, et en faisant varier les autres paramètres initiaux de la simulation, à savoir ψ , M_P et ρ . Il est vite apparu que M_P et ρ n'avaient d'influence que sur le nombre total d'événements détectés, sans changer quoi que ce soit à l'évolution relative des événements tout au long de la période orbitale, tant par leur fréquence que par leur vitesse de décalage. Augmenter M_P ou ρ revient à augmenter d'un même facteur toutes les courbes obtenues (voir figures 5.6 à 5.10) sans modifier leur forme.

Le rôle de ψ est plus complexe, plus géométrique, et sa variation affecte grandement l'évolution des événements au cours de la période orbitale. Quoi qu'il en soit, le découplage des rôles des divers paramètres nous a permis de déterminer une zone acceptable pour chacun d'entre eux.

Il est vite apparu que les valeurs fortement négatives de ψ ne convenaient pas ($-180^\circ \lesssim \psi \lesssim -20^\circ$). Elles occasionnent toutes à un moment donné des événements à fort décalage vers le bleu, ce qui est en contradiction avec les observations. La figure 5.7 illustre ce fait : Avec $\psi = -60^\circ$, on obtient des événements UV avec des décalages atteignant $\simeq -300 \text{ km.s}^{-1}$.

Toutes les valeurs autour de $\psi \simeq 0$ ($-20^\circ \lesssim \psi \lesssim 20^\circ$) ont été également éliminées, parce qu'elles n'occasionnent que peu d'événements spectraux, par rapport à ce que l'on obtient avec d'autres valeurs dans les mêmes conditions. Plus grave, on n'observe pas

$$\theta = 160.2^\circ \quad a = 3.2 \text{ A.U.} \quad e = 0.65 \quad \psi = 80.0^\circ$$

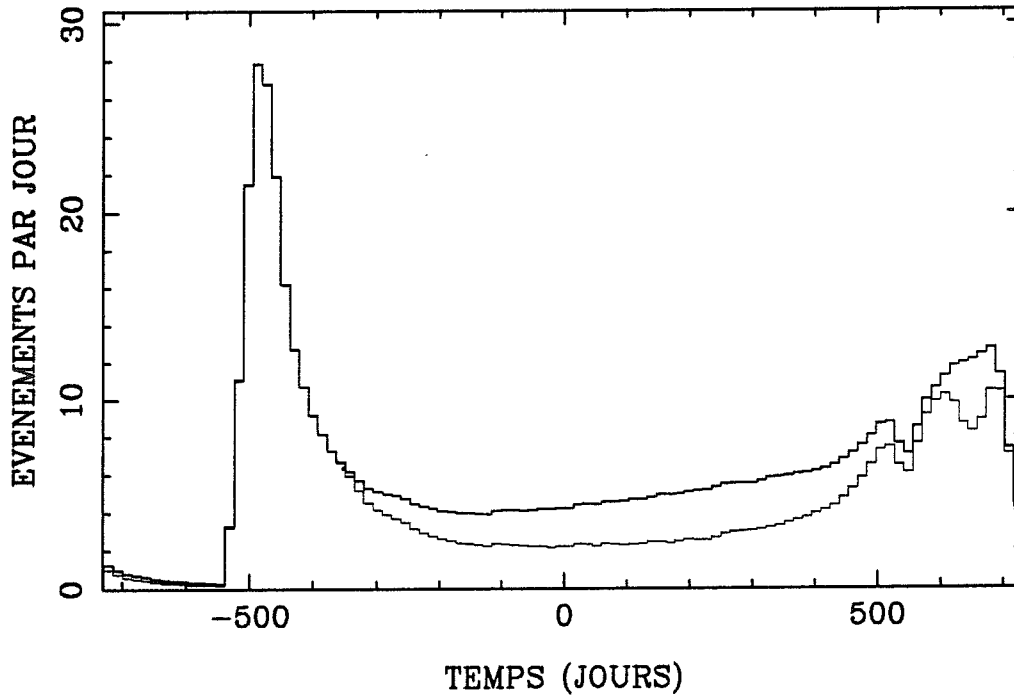


Figure 5.6: Évolution de la fréquence des événements durant toute la période orbitale de la planète, d'un périhélie à l'autre. Le jour 0 correspond à l'aphélie. La courbe grasse représente le nombre total d'événements, tandis que la courbe fine représente les événements n'apparaissant que dans les raies de Ca II (c'est à dire les objets passant à plus de $10 R_*$ de l'étoile). La différence entre les deux courbes est donc due aux événements exclusivement UV

dans ces conditions de changement très important dans la fréquence des événements au cours de la période orbitale, ce qui n'est pas le cas avec d'autres valeurs.

Ceci nous laisse encore toutes les valeurs entre 20° et 180° pour ψ . L'intervalle peut être encore réduit. Avec de telles valeurs de ψ , le scénario de l'évolution des événements au cours de la période orbitale est en première approximation toujours le même (figure 5.6). Au périhélie, il n'y a généralement aucun événement détecté ou presque. Ceci se comprend assez bien, car lorsque la planète est au périhélie, elle a une vitesse orbitale plus grande que celle des petits objets sur orbite circulaire avoisinants. Les perturbations ont donc tendance à augmenter la vitesse orbitale des petits objets plutôt que de la réduire, ce qui a pour effet de les envoyer vers l'extérieur du disque plutôt que vers l'intérieur.

Cette situation reste telle quelle pendant un certain temps après le périhélie, puis cesse brutalement. Des événements apparaissent en grand nombre, à une vitesse bien définie. Ces événements correspondent à des objets qui passent relativement loin de

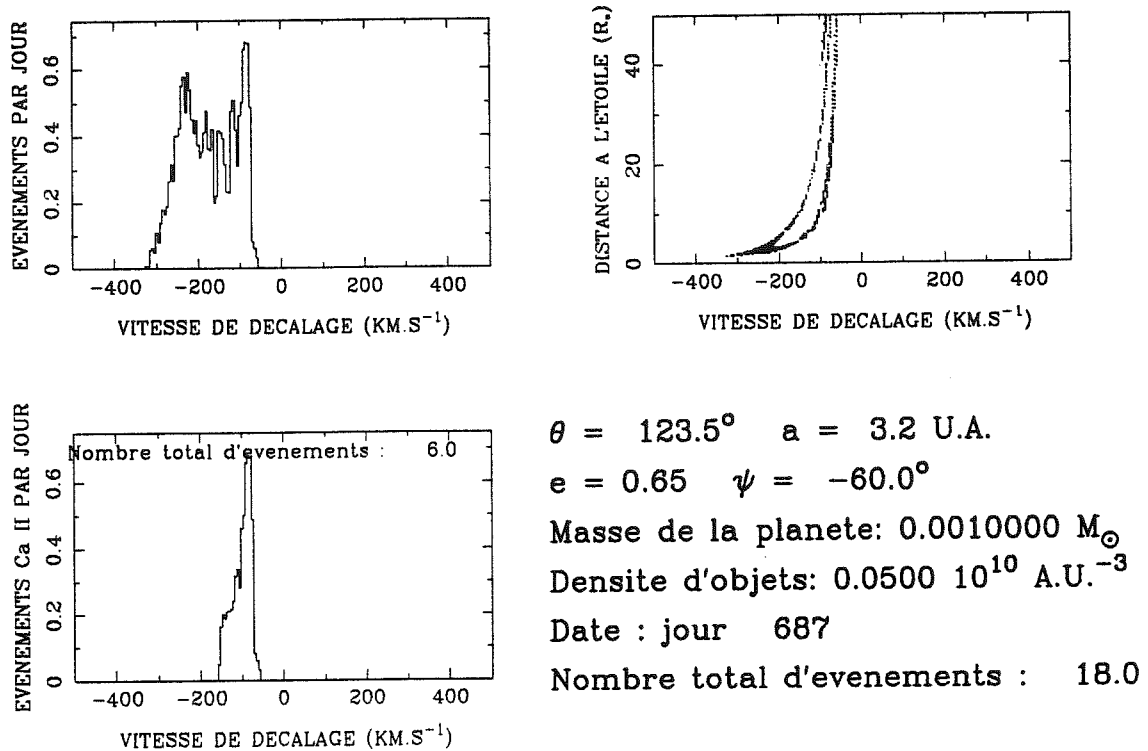


Figure 5.7: Résultat de la simulation avec $\psi = -60^\circ$. Cette situation génère des événements à très fort décalage vers le bleu. Les valeurs des principaux paramètres sont indiqués en bas à droite. Chaque simulation produit 100 figures de ce genre, avec des valeurs croissantes de θ . Le premier graphique montre le nombre total d'événements par plage de vitesse spectrale. Sur le deuxième, on a porté la distance à l'étoile des objets lorsqu'ils passent devant la ligne de visée en fonction de la vitesse de décalage (par rapport au fond de la raie) des événements qu'ils occasionnent. Chaque point représente un événement. Le troisième graphique est similaire au premier, à ceci près qu'il ne concerne que les événements apparaissant dans les raies de Ca II.

l'étoile (dans les $20\text{--}30 R_*$), et qui se rapprochent ensuite. Après cette soudaine apparition, la fréquence des événement reste élevée, mais leur décalage spectral se met à croître vers le rouge.

C'est cette partie du scénario qui permet d'éliminer encore d'autres valeurs de ψ . Si l'on prend une valeur trop grande ($\psi > 100^\circ$), les événements ont un certain décalage vers le bleu lorsqu'ils apparaissent soudainement, ce qui est bien évidemment contraire aux données observationnelles. Si l'on augmente ψ , ce décalage vers le bleu augmente, et la situation vers $\psi = 180^\circ$ finit par se raccorder à celle des valeurs très négatives de ψ .

Si l'on choisit au contraire de petites valeurs pour ψ ($\psi \simeq 30^\circ$), les événements apparaissent avec un décalage vers le rouge de l'ordre de quelques dizaines de km s^{-1} ,

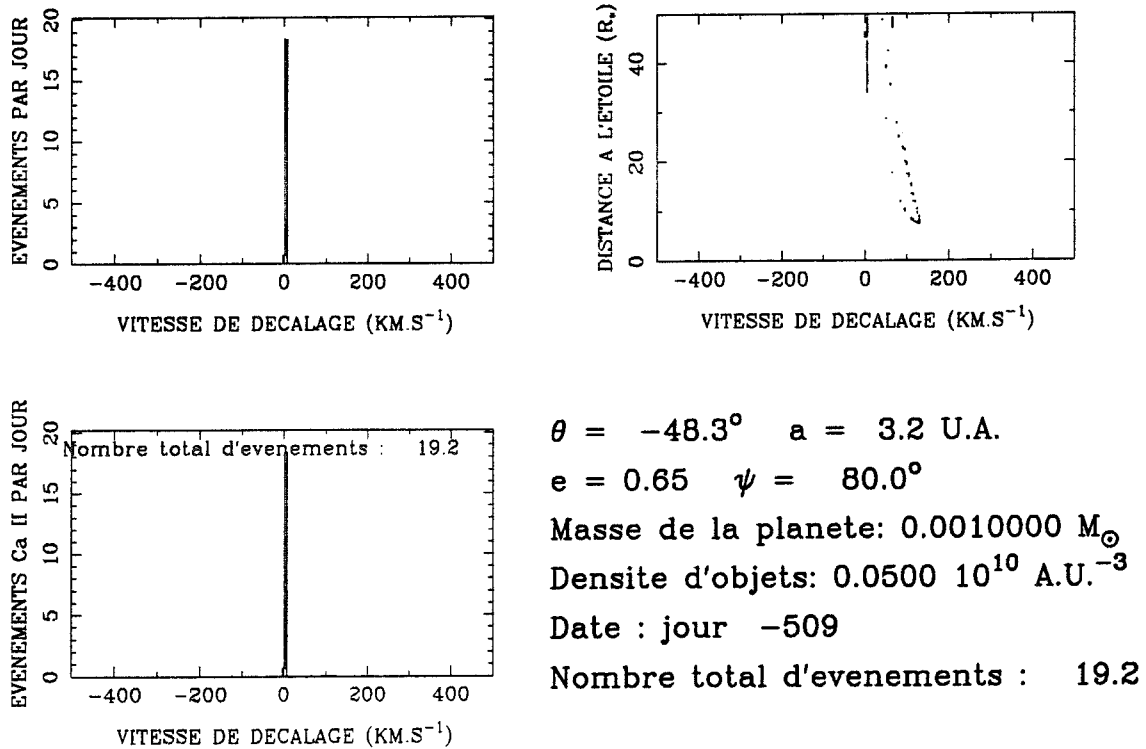


Figure 5.8: Simulation comparable à celle de la figure 5.7, mais avec $\psi = 80^\circ$, au jour -509 . La fréquence des événements est élevée, et ils n'ont pas de décalage spectral

ce qui est compatible avec les observations. Par contre, comme ce décalage augmente au cours du temps, on obtient au bout d'un an des événements dans les raies de Ca II vers 100 km s^{-1} , événements qui n'ont rien à voir avec celui de la figure 2.5 qui a été expliqué au chapitre précédent, mais qui sont plutôt des événements comparables à celui de la figure 2.1, avec seulement un décalage vers le rouge plus important. Nous pouvons affirmer ceci car ces événements correspondent à des objets passant à plus de $10 R_*$ de l'étoile. Il reste que ceci est incompatible avec les observations. On peut également noter que pour de telles valeurs de ψ , on n'obtient à aucun moment de l'orbite des événements sans décalage ou presque comme celui de la figure 2.4.

Finalement, la zone qui reste pour ψ est la suivante :

$$60^\circ \lesssim \psi \lesssim 100^\circ \quad (5.44)$$

Une simulation avec $\psi = 80^\circ$ est brièvement décrite sur les figures 5.8 à 5.10. Son évolution globale est représentée sur la figure 5.6. Les événements apparaissent bien brutalement vers le jour -500 . La figure 5.8 montre qu'ils n'ont aucun décalage vers le rouge. Deux mois plus tard (figure 5.9), on voit que leur fréquence est toujours élevée, mais qu'ils ont maintenant un décalage vers le rouge de l'ordre de 20 km s^{-1} . Ce scénario est en accord avec l'évolution constatée des raies de Ca II dans β Pic tout au long de l'année 1989, que nous avons décrite au chapitre 2.

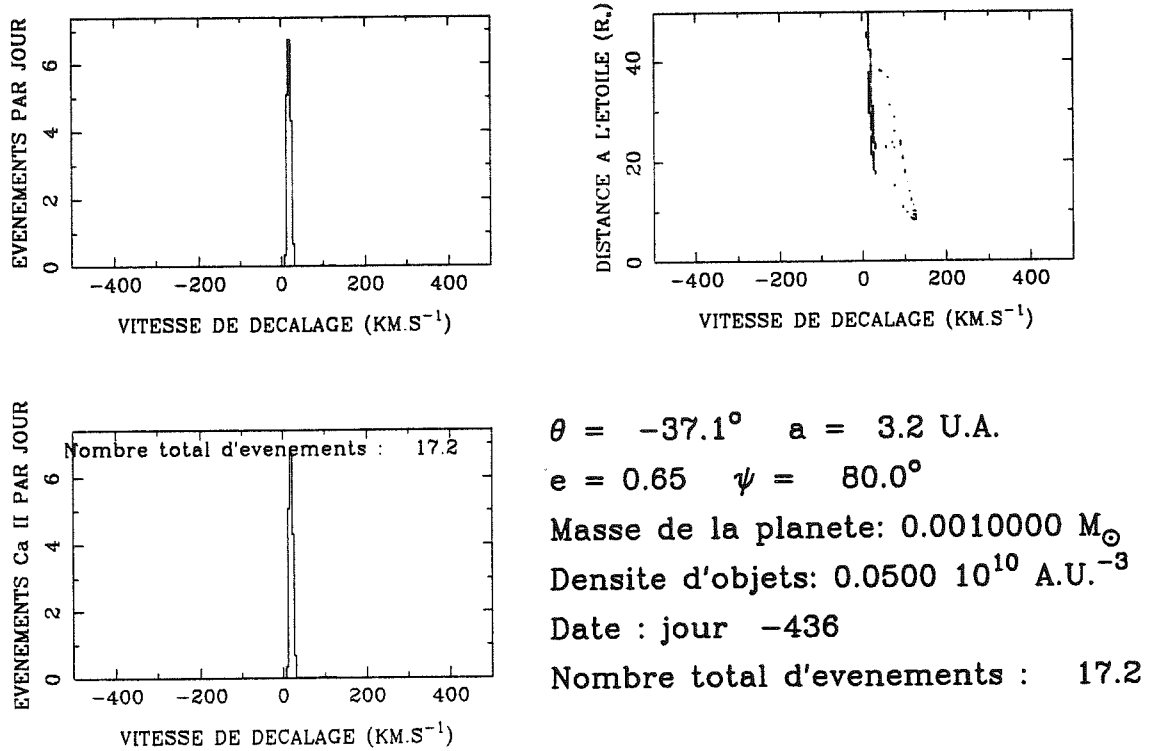


Figure 5.9: Même chose que sur la figure 5.8, mais deux mois plus tard. La fréquence des événements est toujours élevée, mais ils ont maintenant acquis un décalage de $\approx +20 \text{ km s}^{-1}$ vers le rouge

Après, on voit sur la figure 5.6 que la fréquence diminue progressivement, et que des événements n'apparaissant que dans les raies UV sont détectés³. Au voisinage de l'aphélie (figure 5.10), la fréquence des événements a beaucoup diminué dans les raies visibles de Ca II, et à ce moment on peut dire que la fréquence des événements UV est supérieure à celle des événements visibles. On voit sur la figure 5.10 que des événements UV (et non visibles) à très fort décalage vers le rouge ($\approx 300 \text{ km s}^{-1}$) sont obtenus, alors que dans le même temps les événements en Ca II restent en dessous de 100 km s^{-1} , ce qui corrobore encore une fois les observations. Finalement, après l'aphélie, la fréquence réaugmente un peu avant de retomber brutalement à zéro avant le périhélie.

Ce scénario est comparable à l'évolution constatée des raies de β Pic entre 1985 et 1990, en plaçant le passage au périhélie en 1988 ou au début de 1989, avec une période orbitale d'environ 4 ans. La seule chose qui ne correspond pas aux observations est la légère remontée en fréquence des événements avant le périhélie. Il faut toutefois noter que la simulation était particulièrement simpliste, dans la mesure où nous avons considéré que la densité des petits objets était uniforme dans le disque, ce qui n'a évidemment aucun lieu d'être.

³Ceci se voit au découplage des deux courbes de la figure 5.6

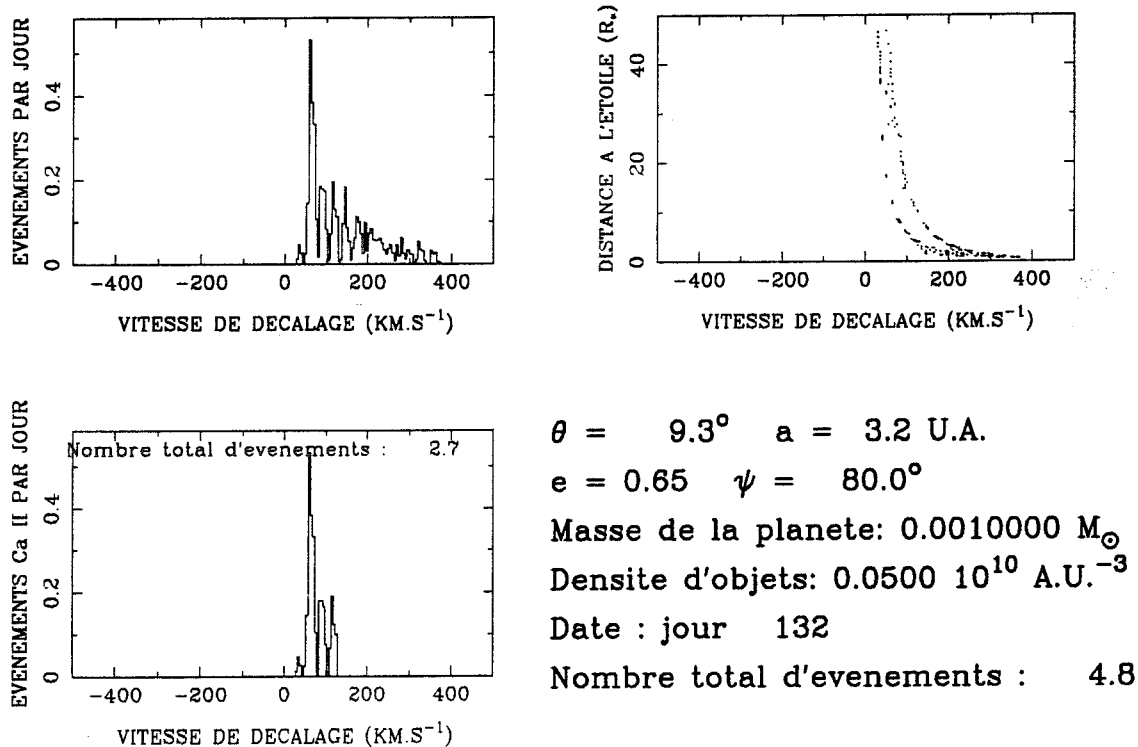


Figure 5.10: Toujours la même simulation que sur la figure 5.8, mais un peu moins de deux ans plus tard. La fréquence des événements a nettement diminué, et des événements UV à très fort décalage vers le rouge sont détectés

La taille de la planète

Une fois encadré ψ , il restait à déterminer ρ et M_P . Ces deux paramètres affectent la fréquence globale des événements, et c'est sur cette donnée que nous devons nous fonder.

Le problème est qu'il est très difficile d'évaluer précisément le nombre des événements par jour à un moment donné, car les observations sont ponctuelles⁴. La figure 2.5 montre toutefois qu'en décembre 1989, on pouvait détecter plusieurs objets en même temps devant la ligne de visée. Compte tenu du temps moyen de passage d'un objet devant la ligne de visée (quelques heures, voir figures 4.3 à 4.7), et en supposant que la situation de la figure 2.5 n'était pas un accident, on peut estimer que le nombre d'objets passant par jour devant la ligne de visée à ce moment là était de l'ordre de la dizaine, ou peut-être plus.

Les valeurs de ρ et de M_P choisies dans la simulation décrite dans les figures 5.8 à 5.10 ont été ajustées pour obtenir au voisinage du maximum de fréquence, supposé survenir en décembre 1989, ce genre de fréquence. On est même légèrement au-dessus

⁴Il est par contre plus facile de comparer la situation à deux époques différentes

(figure 5.6), mais c'est l'ordre de grandeur qui compte. La planète a été supposée de la taille de Jupiter, et la densité ajustée à $5 \cdot 10^8 \text{ U.A.}^{-3}$. Il est clair que ce choix est arbitraire.

Considérons maintenant que les objets perturbés ont en moyenne une taille de l'ordre du kilomètre ⁵, avec une densité voisine de 1 g cm^{-3} . Leur masse se situe alors autour de 10^{13} – 10^{14} kg. Si nous admettons que le disque a une taille de $\sim 1000 \text{ U.A.}$ [46,40], et que son épaisseur moyenne est de 1 U.A. , la masse totale dans la disque correspondant à une densité d'objets de $5 \cdot 10^8 \text{ U.A.}^{-3}$ est de l'ordre de $10^{-2} M_{\odot}$.

Le rayon de la sphère d'influence de la planète est proportionnel à $M_P^{1/3}$ (équation (5.40)). La section efficace de perturbation de petits objets est donc proportionnelle à $M_P^{2/3}$, et l'on peut donc s'attendre à ce que la fréquence des événements soit proportionnelle à $M_P^{2/3} \rho$, ce qui a été vérifié dans la simulation.

Si nous imaginons maintenant que la planète est 1000 fois moins massive que ce que nous avons initialement supposé, ce qui la ramène à la taille de la Terre environ, si l'on veut garder la même fréquence d'événements, il faut multiplier la densité d'objets par un facteur égal à $1000^{2/3} = 100$. La masse totale de petits objets présents dans le disque devient alors de l'ordre de $1 M_{\odot}$, ce qui semble moins réaliste.

Il est bien évident qu'on ne peut donner aucune réponse claire dans ce domaine, premièrement parce qu'il reste difficile d'évaluer proprement la fréquence des événements, et qu'il est encore plus difficile d'évaluer la masse du disque de $\beta \text{ Pic}$. Quoiqu'il en soit, il ressort de cette étude approximative que l'on est en droit de s'attendre de manière plus vraisemblable à une planète de la taille de Jupiter qu'à une planète de la taille de la Terre.

5.5 Forces et faiblesses du modèle

La force de ce modèle est d'expliquer de manière fidèle les données observationnelles des dernières années sur les variations spectrales dans $\beta \text{ Pic}$. On peut dire maintenant que l'on a répondu aux quatre questions de la page 39, en les intégrant qui plus est dans un seul et même modèle. Cela dit, il est bien évident ce modèle que nous venons de développer amplement est loin d'être parfait.

Son premier défaut est d'être simple, mais toute simulation numérique ne fait que simplifier la réalité pour mieux l'expliquer. Nous avons toutefois traité entièrement le problème de la perturbation par une analyse à deux corps. La validité de cette approximation est certainement douteuse dans les cas limites.

Une supposition discutable est l'inclusion de la ligne de visée dans le plan de l'orbite

⁵C'est d'ailleurs là une limite inférieure

de la planète. Même si le disque de β Pic est vu par la tranche depuis la Terre, une différence de quelques degrés peut subsister. Néanmoins, ceci n'a vraisemblablement que peu d'influence sur les événements observés, si ce n'est une coupure dans les grandes distances : les événements qui se produisent suffisamment loin de l'étoile risqueraient de se retrouver en dehors de la ligne de visée et de ce fait devenir inobservables.

Par contre, le fait d'avoir supposé la répartition des objets uniforme dans le disque est loin d'être une vérité acquise. Les petits objets sont certainement présents en grand nombre dans le disque, mais sûrement pas de manière uniforme. Il est possible qu'entre le périhélie et l'aphélie, la planète rencontre des zones contenant plus ou moins d'objets. Des ceintures d'astéroïdes peuvent même être envisagées. Ceci affecterait de manière évidente la fréquence des événements durant la période orbitale. On peut d'ailleurs demander si l'évolution globale constatée durant le mois de décembre 1989 (figure 2.6) ne reflète pas une telle situation.

Le fait d'avoir supposé que les objets incidents sont sur des orbites circulaires est aussi une hypothèse simplificatrice discutable. C'est clair dans la mesure où les perturbations mêmes occasionnées par la planète les placent sur des orbites elliptiques⁶. Une certaine dispersion de vitesse, entretenue par la planète, doit donc subsister parmi les petits corps.

Par ailleurs, si le disque de β Pic contient des planètes, il est probable qu'il n'en contienne pas qu'une seule. Si on localise la planète vers 3 ou 4 U.A. de l'étoile, il est possible de penser que d'autres planètes sont présentes plus à l'extérieur du disque. Ces autres planètes ne peuvent que contribuer elles aussi à entretenir la dispersion de vitesse des petits objets.

Tous ces éléments contribuent donc à donner de l'excentricité aux objets. Une conséquence probable de ceci est que la contrainte $e > 0.6$ que nous avons déduite de la simulation ne doit pas être aussi forte que cela. Si les objets ont une certaine excentricité initiale, on doit pouvoir arriver aux mêmes résultats avec une plus faible excentricité de la planète. Néanmoins, il est difficile de l'imaginer sur une orbite circulaire. Il y a deux raisons à cela. La première est que dans ce cas, la contrainte $e > 0.6$ se trouverait transférée aux objets incidents. La seconde est qu'avec une orbite circulaire, il semble difficile d'expliquer les variations dans la fréquence des événements détectés. La simulation a montré que ces variations étaient une conséquence directe de l'excentricité de la planète.

Tout ce que nous pouvons dire est que la situation est certainement plus compliquée que ce que nous avons décrit dans notre modèle. Les objets incidents ont certainement de l'excentricité avant perturbation, et la planète est certainement moins excentrique que ne le laisse croire notre modèle. Néanmoins, ce modèle a mis en lumière une certaine

⁶Tous ne sont pas précipités vers l'étoile

asymétrie axiale dans le disque qui ne peut s'expliquer que par une excentricité notable de la planète.

5.6 Article

On trouvera maintenant un article accepté récemment dans *Astronomy and Astrophysics* (non encore paru) qui présente tout le modèle décrit dans ce chapitre.

The β Pictoris protoplanetary system

XII. Planetary perturbations in the disk and star-grazing bodies*

H. Beust, A. Vidal-Madjar, and R. Ferlet

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

Received November 30, 1990; accepted February 11, 1991

Abstract. The sporadic circumstellar spectroscopic variations detected since 1985 towards β Pic have been formerly interpreted as the result of the evaporation of small cometary-like bodies in the vicinity of the star. More recently, we proposed a model where these events could be due to planetary perturbations by an hypothetic planet in the disk. We develop here a complete study of perturbations of small bodies by a planet. The first result is that, in order to generate star-grazing orbits by perturbations, the planet's orbit has to be elliptical. The subsequent numerical statistical study shows that the model is fairly well suited to explain the observations. The major input parameters of the simulation can be estimated by a comparison between the simulation's results and the observational data. Moreover, the drastic temporal changes in the frequency of observed events, still unexplained, are reproduced and presented as a direct consequence of the model. Such a model, if confirmed, has probably important consequences on the history of β Pic's disk, which need now to be investigated.

Key words: stars: β Pic – stars: circumstellar matter – cosmogony – celestial mechanics

1. Introduction

The presence of a planetary or proto-planetary system around the southern A5-type star β Pictoris was first suspected when the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) detected from it a large infrared excess (Aumann et al., 1984). This has been shortly afterwards reinforced with the direct discovery by coronagraphic imagery of an extended dust disk around the star (Smith and Terrile, 1984).

The detection in absorption of the gaseous counterpart of this disk has been enabled by the favourable edge-on orientation of the disk. Both visible (Hobbs et al., 1985, Paper I; Vidal-Madjar et al., 1986, Paper II; Ferlet et al. 1987, Paper V; Hobbs et al. 1988, Paper VII; Beust et al. 1990, Paper XI) and UV (Kondo & Bruhweiler 1985; Lagrange et al. 1986, Paper IV; Lagrange-Henri

et al. 1987, Paper VI; Lagrange-Henri et al. 1989, Paper VIII) spectroscopic observations have been performed.

Some of the observed line soon revealed a strange behaviour. At the bottom of the Ca II K line (observed with the CES at ESO, La Silla, Chile), apart from a central, stable, ~ 80 mÅ wide circumstellar absorption feature, variable absorption components have been sporadically detected. These additional features appeared always redshifted with respect to the central one by few tens of km s^{-1} , the maximum reshifts being around 50 km s^{-1} . These spectral events could appear or disappear within less than one day (Paper V).

Meanwhile, UV data have been gathered by the IUE satellite. Similar variable phenomena have been detected in Fe II, Mg II and Al III lines, with slightly different characteristics from visible ones. First, the redshifts of the UV additional components are clearly larger, reaching sometimes values up to 300 or 400 km s^{-1} , and second their variation time scale can be smaller than one hour (Papers IV, VI and VIII).

To explain these unusual phenomena, we have proposed a few years ago (Paper VI) a model which has continuously been reinforced since that time: Each redshifted (and thus corresponding to gaseous metallic material infalling towards the star) absorption corresponds to the spectral signature of an infalling solid body, when evaporating in the vicinity of the star. Moreover, an evaluation of the observed quantities of Al III led via a standard value of Al abundance, to an estimation of the size of the infalling bodies, which should be in the kilometer range (Paper VI).

Once proposed the broad concept of the model, it was necessary to study it precisely, first to explain the differences between the behaviours of visible and UV lines. We carried out a simple theoretical modeling of an infalling evaporating cometary body towards β Pic (Beust et al., 1989, Paper IX). It has shown that the combined effects of radiation pressure (acting differently on each ion) and collisions are able to generate the observed differences.

Further, dynamical simulations (Beust et al., 1990, Paper X) of infalling and evaporating bodies were able to reproduce numerically the observations, thus reinforcing the model. This work has shown that all small bodies infalling roughly at the same time should be coming into the star's vicinity from a precise direction in the disk. This allowed us to suggest the presence of a planet somewhere in the disk, which could perturb numerous small passing-by bodies, making some of them star-grazers detectable by spectroscopic means (Paper X).

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.

Meanwhile, new observations revealing other unusual Ca II variable features were gathered, and they have been fairly well explained by the same model, with only very few parameters changed (Paper XI).

However, these more recent data (late 1989) revealed obviously that the frequency of events apparition is not constant: events in Ca II lines had been first detected in 1985–1986, with redshift remaining under 50 km s^{-1} (Paper V). In 1987, events began to be detected in UV lines (Papers IV, VI). But, after ~ 1987 , all observations gave negative results (This was less easy to appreciate in UV lines because of the lower resolution of IUE spectra) (Paper X). As in October 1989, events reappeared quite suddenly at a high frequency, with no redshift (Paper XI), the reality of the lack of events in the previous period became obvious. Two months later (December 1989), events were still numerous, but they had now a redshift of $\sim 20\text{--}30 \text{ km s}^{-1}$ (Paper XI). Since this time, other data showing that β Pic's spectral activity is still high in 1990 were obtained.

In this paper, we develop the model of planetary perturbations of small bodies, to improve the idea suggested in Paper X. In Sect. 2, a qualitative study shows that the perturbing planet should be on a strongly elliptical orbit, in order to have the ability to perturb efficiently enough small passing-by bodies. Sect. 3 develops qualitatively the general formulation of the theory. In Sect. 4, we present a subsequent numerical simulation of planetary perturbations. The results are compared to the observations: The temporal evolution of the events frequency can be fairly well explained by the model. Possible values for the main parameters of the model are obtained. In Sect. 5, we discuss the limitations and uncertainties of the model. Our conclusion is presented in Sect. 6.

2. The basic problem

The basic idea in the conclusions of the model we developed in the previous papers is that planetary perturbations should be able to put numerous small bodies onto star-grazing orbits. We must now investigate the geometry of encounters between a planet and a small body, able to generate such perturbations. The first thing to be noted is that the velocity change of the body during the encounter has to be quite drastic. Indeed, it should lose almost all its angular momentum relative to the star, i.e. all its orthoradial velocity. Such a condition has important consequences on the geometry of the encounter.

The simplest situation one could first think of is an encounter between a planet orbiting around the star on a roughly circular orbit and a passing-by body (out of a large amount of surrounding ones) also on a circular orbit. The two bodies have thus similar velocities before the encounter, i.e. roughly the circular orbital velocity at the considered stellar distance. The geometry of the perturbation is sketched in Fig. 1. We can safely assume a two body approximation to describe the encounter, because the relative distance between the planet and the small object is very small compared to that to the star. It is also well known that such a perturbation does not affect the modulus of the relative velocity (w on Fig. 1), but only its direction. Consequently, if the relative velocity is initially small with respect to the two initial orbital velocities, it remains small after the perturbation, and the velocity change of the small body cannot be as important as required to get a star-grazing orbit. Such perturbations are therefore totally unable to generate our infalling bodies towards β Pic. The conclusion is then very simple: at least one of the

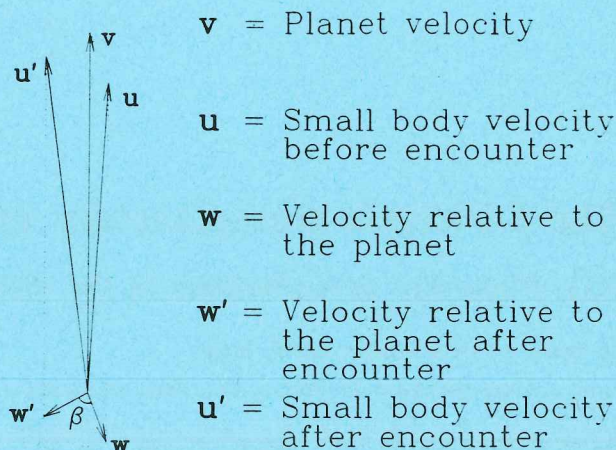


Fig. 1. The geometry of an encounter between a planet and a body both on nearly circular orbits. β is the deviation angle. The velocity change of the body is small

two objects (planet or small body) must be on a highly elliptical orbit.

If we suppose, as for the solar system, the planet's orbit to be roughly circular, the observed high frequency of spectral events implies that the planet meets frequently on its path a very large amount of small bodies orbiting around the star on highly elliptical orbits.

The number of small cometary-like bodies is expected to be very large in a young system like the β Pic's one. However, these planetesimals are assumed to originate on circular orbits; moreover, the mutual perturbations and collisions between all these objects (i.e. the internal friction of the disk) should rapidly circularize all orbits not originally circular (see e.g. Brahic, 1978).

On the contrary, if we suppose the planet's orbit to be elliptical, and the orbits of small bodies within the disk circular, the problem disappears, although planets are widely accepted to be formed on circular orbits. However, we chose to study encounters between a planet moving on an elliptical orbit and bodies moving on circular ones, the probably less exotic situation.

3. General formulation

We describe now an encounter occurring at the stellar distance R , between a planet on an elliptical orbit with semi-major axis a and eccentricity e , and a small body supposed to move on a circular orbit around the star. Let us first define a small set of values:

- v_0 is the circular orbital velocity at distance R ($v_0 = \sqrt{GM/R}$).
- w is the relative velocity of the body with respect to the planet.
- $x = w/v_0$ is a dimensionless ratio.

3.1. The orbital elements of the new orbit

Figure 2 describes the main angular parameters of the encounter. We use two reference frames, respectively called $\mathcal{R}(OXYZ)$, relative to the star, and $\mathcal{R}'(Pxyz)$, relative to the planet. The plane xPy contains the relative velocities w (before encounter) and w' (after encounter). Relative to \mathcal{R}' , w and w' have the following coordinates:

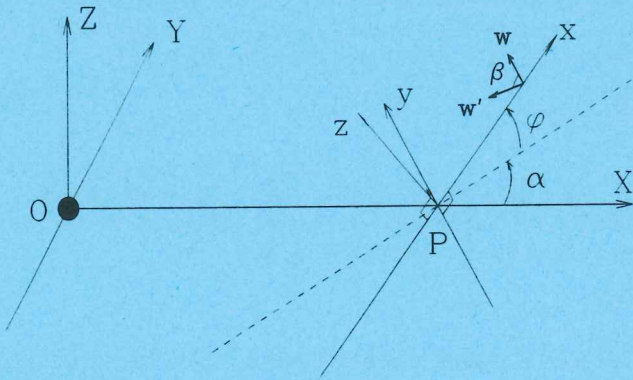


Fig. 2. The geometrical parameters of the encounter. The relative velocity w is parallel to Py , and the planet is supposed to be located in P . The star is supposed to be located in O . α is in the plane XOY and φ is perpendicular to it. β is still the deviation angle.

$$w \begin{vmatrix} 0 \\ w \\ 0 \end{vmatrix}_{\mathcal{R}'} \quad w' \begin{vmatrix} -w \sin \beta \\ w \cos \beta \\ 0 \end{vmatrix}_{\mathcal{R}'} \quad (1)$$

Since the small body is moving on a circular orbit, its velocity (relative to the star) before encounter is v_0 . After encounter, this velocity becomes

$$v = w' + v_0 - w \quad (2)$$

Relative to \mathcal{R}' , we get the following coordinates :

$$v \begin{vmatrix} -w \sin \beta + v_0 \sin \alpha \cos \varphi \\ w(\cos \beta - 1) + v_0 \cos \alpha \\ -v_0 \sin \alpha \sin \varphi \end{vmatrix}_{\mathcal{R}'} \quad (3)$$

The gravitational energy of the body after encounter is

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - m\frac{GM}{R} \quad (4)$$

To further describe the energy, we define here a dimensionless parameter y by

$$y = -\frac{2E}{mv_0^2} = -\frac{v^2}{v_0^2} + 2 \quad (5)$$

Before encounter, we have $y = 1$. Using then Eq. (3) and the quantity $x = w/v_0$, we get after some algebra the following result after encounter :

$$y = 1 - 2x^2(1 - \cos \beta) + 2x[\cos \alpha(1 - \cos \beta) + \sin \beta \sin \alpha \cos \varphi] \quad (6)$$

The angular momentum of the object after encounter is defined by

$$C = OP \wedge v \quad (7)$$

We thus have for C the following expression relative to \mathcal{R}' :

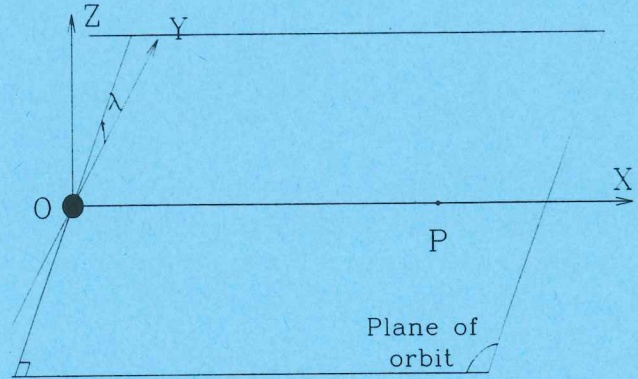


Fig. 3. The plane of the new orbit after encounter and the definition of the angle λ . The plane XOY is supposed to contain the line of sight towards β Pic

$$C \begin{vmatrix} mRv_0 [\sin \varphi + x \sin \alpha \sin \varphi(\cos \beta - 1)] \\ mRv_0 [x \sin \beta \cos \alpha \sin \varphi] \\ mRv_0 [x \cos \alpha \cos \varphi(\cos \beta - 1) - x \sin \beta \sin \alpha + \cos \varphi] \end{vmatrix}_{\mathcal{R}'} \quad (8)$$

We here again define a dimensionless parameter, z , to further describe the angular momentum. As y, z is equal to unity before encounter.

$$z = \frac{C^2}{m^2R^2v_0^2} \quad (9)$$

The whole calculation of z gives finally :

$$z = 1 + 2x^2(1 - \cos \beta) - 2x[\cos \alpha(1 - \cos \beta) + \sin \beta \sin \alpha \cos \varphi] - x^2[\sin \alpha(1 - \cos \beta) - \sin \beta \cos \varphi \cos \alpha]^2 \quad (10)$$

The perihelion of the new orbit can then be calculated as

$$\frac{q}{R} = \frac{1 - \sqrt{1 - yz}}{y} \quad (11)$$

and the new eccentricity is

$$\epsilon = \sqrt{1 - yz} \quad (12)$$

To further describe the new orbit of the small body, one has to precise its plane with respect to the plane of the planet's orbit (namely XOY). The only parameter here to be calculated is the angle λ between the two orbital planes (see Fig. 3). It is therefore useful to calculate the coordinates of the angular momentum with respect to \mathcal{R} . We get

$$C \begin{vmatrix} 0 \\ mRv_0 [x \sin \beta \sin \varphi] \\ mRv_0 [1 - x \sin \alpha \cos \varphi \sin \beta + x \cos \alpha(\cos \beta - 1)] \end{vmatrix}_{\mathcal{R}} = \begin{vmatrix} 0 \\ -C \sin \lambda \\ C \cos \lambda \end{vmatrix} \quad (13)$$

Using then Eq. (9) we obtain :

$$\begin{aligned} \cos \lambda &= \frac{1 - x \sin \beta \cos \varphi \sin \alpha + x \cos \alpha(\cos \beta - 1)}{\sqrt{z}} \\ \sin \lambda &= \frac{-x \sin \beta \sin \varphi}{\sqrt{z}} \end{aligned} \quad (14)$$

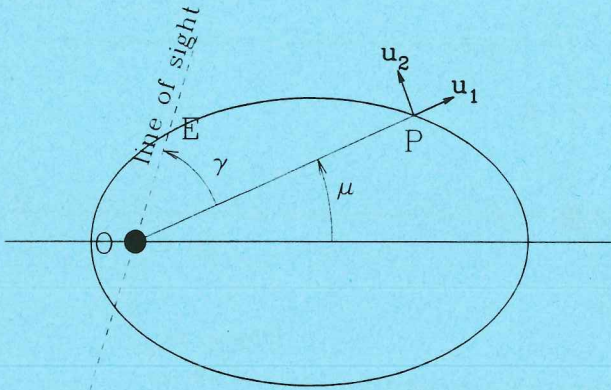


Fig. 4. A view of the body's orbit after encounter (For clarity, the eccentricity has been reduced on the plot). The point *P* corresponds to the encounter with the planet. The dashed line is the projection of the line of sight onto the orbit's plane. u_1 and u_2 are unit vectors

3.2. Computation of the observed event

Once knowing the new orbit, one has first to check whether the body crosses the line of sight or not, and second to compute the subsequent detectable event, i.e. the projected velocity onto the line of sight. The line of sight itself is assumed to be in the plane XOY , i.e. the planet's orbit. This assumption is derived from the nearly edge-on β Pic's disk location. A schematic view of the orbit is displayed on Fig. 4.

The components of the velocity just after the encounter, with respect to \mathcal{R} can be calculated. Let us call v_X the radial component. Defining now $\omega_X = v_X/v_0$, we get

$$\omega_X = -x \sin \beta \cos \varphi \cos \alpha - x \sin \alpha (\cos \beta - 1) \quad (15)$$

Moreover, v can clearly be described by (see Fig. 4)

$$v = v_0 [\omega_X u_1 + \sqrt{z} u_2] \quad (16)$$

But the general theory of keplerian orbits gives also the following formulation :

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{z}} [-\epsilon \sin \mu u_1 + (1 - \epsilon \cos \mu) u_2] \quad (17)$$

We therefore obtain μ :

$$\begin{aligned} \cos \mu &= \frac{1 - z}{\epsilon} \\ \sin \mu &= -\frac{\omega_X \sqrt{z}}{\epsilon} \end{aligned} \quad (18)$$

The point of the orbit corresponding to the possible event is obviously *E*. The distance $EO = r$ is an important parameter of the event. We have

$$r = \frac{Rz}{1 - \epsilon \cos(\gamma + \mu)} \quad (19)$$

After some algebra, we finally obtain

$$\frac{r}{R} = \frac{z}{1 + (z - 1) \cos \gamma - \omega_X \sin \gamma \sqrt{z}} \quad (20)$$

An event will occur (i.e. the body will cross the line of sight) only if the absolute value of the *Z* coordinate of point *E* is less than one stellar radius. This *Z* coordinate is clearly

$$h = r \sin \gamma \sin \lambda \quad (21)$$

If an event occurs, one has to calculate the projected velocity of the body onto the line of sight, which defines the spectral shift of the event. Let us call v' the velocity at point *E*. We now define two dimensionless components ω_1 and ω_2 by

$$v' = v_0(\omega_1 u_1 + \omega_2 u_2) \quad (22)$$

The theory of keplerian orbits gives again the values of ω_1 and ω_2 :

$$\begin{aligned} \sqrt{z} \omega_1 &= -\epsilon \sin(\mu + \gamma) \cos \gamma \\ &\quad - [(1 - \epsilon \cos(\mu + \gamma))] \sin \gamma \\ \sqrt{z} \omega_2 &= -\epsilon \sin(\mu + \gamma) \sin \gamma \\ &\quad + [1 - \epsilon \cos(\mu + \gamma)] \cos \gamma \end{aligned} \quad (23)$$

The final expressions are :

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_X - \frac{\sin \gamma}{\sqrt{z}} \\ \omega_2 &= \sqrt{z} + \frac{\cos \gamma - 1}{\sqrt{z}} \end{aligned} \quad (24)$$

This velocity must then be projected onto the line of sight to obtain the spectral shift of the event.

3.3. Determination of all parameters

To complete the calculation, it is now necessary to precise all input parameters we have introduced. These are $R, x, \beta, \alpha, \varphi$ and γ . Only β and φ can be considered as random parameters. φ is truly random, while β can be related to the impact parameter *b* of the encounter. To calculate it, we assume that the mutual orbit between the planet and the body during the encounter is a two-body hyperbolic orbit. We also assimilate the relative velocities w and w' to the velocities at infinity on this hyperbolic orbit. We obtain then the classic expression :

$$\tan \frac{\beta}{2} = \frac{GM_P}{w^2 b} = \frac{1}{x^2} \frac{M_P}{M_*} \frac{R}{b} \quad (25)$$

where M_P and M_* are the masses of the planet and the star respectively. The mass of the body has been neglected towards those of the planet. The validity of this expression is bound to the validity of the two-body treatment of the perturbation. Its use implies also that the encounter is quite close to allow the velocities at infinity to be assimilated to w and w' .

All other parameters can be determined by the choice of a specific geometry on the planet's orbit. Four basic parameters have to be fixed. On the one hand, the eccentricity *e* of the orbit and its semi-major axis *a*; on the other hand, the angle ψ between the axis of the orbit and the line of sight, and the angle θ characterizing the position on the orbit where the encounter occurs (see Fig. 5). Apart from φ and β , all parameters are functions of these four ones.

First, the distance $R = OP$ is clearly bound to the orbital parameters by

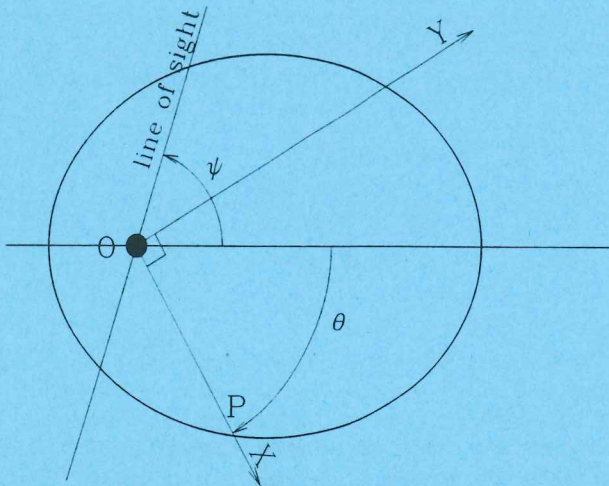


Fig. 5. The geometry of the planet's orbit. The studied encounter occurs at point P. The angle ψ is a constant data, while θ depends on the encounter (On this plot, θ is negative)

$$R = \frac{a(1 - e^2)}{(1 - e \cos \theta)} \tag{26}$$

Determining x and α is a bit more complicated. A classical keplerian analysis gives us the components of the planet's velocity v_P at point P :

$$v_P \begin{matrix} \left| \begin{array}{l} -ev_0 \sin \theta \\ \sqrt{1 - e \cos \theta} \\ v_0 \sqrt{1 - e \cos \theta} \\ 0 \end{array} \right. \\ \mathcal{R} \end{matrix} \tag{27}$$

The small passing-by body is supposed to move before encounter on a circular orbit at a stellar distance R . Its velocity is then v_0 . We have

$$w = v_0 - v_P \tag{28}$$

which leads to

$$w \begin{matrix} \left| \begin{array}{l} ev_0 \sin \theta \\ \sqrt{1 - e \cos \theta} \\ v_0(1 - \sqrt{1 - e \cos \theta}) \\ 0 \end{array} \right. \\ \mathcal{R} \end{matrix} \tag{29}$$

We can now calculate to modulus of w , which gives the value of x :

$$x^2 = \frac{2 + e^2 - 3e \cos \theta}{1 - e \cos \theta} - 2\sqrt{1 - e \cos \theta} \tag{30}$$

According to Fig. 2, w is clearly described relatively to \mathcal{R} by

$$w \begin{matrix} \left| \begin{array}{l} -w \sin \alpha \\ w \cos \alpha \\ 0 \end{array} \right. \\ \mathcal{R} \end{matrix} \tag{31}$$

Combined with Eq. (29), we derive :

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= -\frac{e \sin \theta}{x\sqrt{1 - e \cos \theta}} \\ \cos \alpha &= \frac{1 - \sqrt{1 - e \cos \theta}}{x} \end{aligned} \tag{32}$$

To calculate γ , we must deal with the vector OE (Let us call it r). According to the definition of λ , γ and r , (see Figs. 3 and 4), its coordinates relative to \mathcal{R} are

$$r \begin{matrix} \left| \begin{array}{l} r \cos \gamma \\ r \sin \gamma \cos \lambda \\ r \sin \gamma \sin \lambda \end{array} \right. \\ \mathcal{R} \end{matrix} \tag{33}$$

Let us call t the projection of r onto the line of sight, which is in the plane XOY . Considering now ψ (see Fig. 5), we find :

$$r \begin{matrix} \left| \begin{array}{l} t \cos(\psi - \theta) \\ t \sin(\psi - \theta) \\ t \sin(\psi - \theta) \tan \lambda \end{array} \right. \\ \mathcal{R} \end{matrix} \tag{34}$$

This gives the value of t :

$$t = \frac{r}{\sqrt{1 + \sin^2(\psi - \theta) \tan^2 \lambda}} \tag{35}$$

Finally, γ is obtained by a comparison with Eq. (33) :

$$\begin{aligned} \cos \gamma &= \frac{\cos(\psi - \theta) \cos \lambda}{\sqrt{\cos^2 \lambda + \sin^2(\psi - \theta) \sin^2 \lambda}} \\ \sin \gamma &= \frac{\sin(\psi - \theta)}{\sqrt{\cos^2 \lambda + \sin^2(\psi - \theta) \sin^2 \lambda}} \end{aligned} \tag{36}$$

The computation of the event's velocity performed in Sect. 3.2 can now be achieved. Equation (24) has given the velocity of the body when passing across the line of sight. Relative to \mathcal{R} , this velocity v' has the following coordinates :

$$v' \begin{matrix} \left| \begin{array}{l} v_0 \omega_1 \\ v_0 \omega_2 \cos \lambda \\ v_0 \omega_2 \sin \lambda \end{array} \right. \\ \mathcal{R} \end{matrix} \tag{37}$$

Projecting this vector onto the line of sight gives the velocity shift v_{proj} of the spectral event :

$$v_{proj} = -v_0 [\omega_1 \cos(\psi - \theta) - \omega_2 \cos \lambda \sin(\psi - \theta)] \tag{38}$$

4. Simulation and results

To study in detail the scenario proposed in Sect. 2, we carried out a numerical application of the theory developed in the previous section. Basically, it is a monte-carlo simulation of the perturbation by a planet on an elliptical orbit of numerous passing by small bodies. The planet is followed along its orbit (from perihelion to perihelion) and the orbital period is divided into 100 sections, each equal in time. At each step on the orbit, a lot of perturbations corresponding to the geometry are computed, and the resulting spectral events are taken into account

4.1. Description of the simulation

4.1.1. The input parameters

Before running the calculations, a small set of input parameters is given :

- The eccentricity e of the orbit
- The semi-major axis a
- The angle ψ
- The mass of the planet M_P .
- The density of small bodies in the disk (assumed constant) ρ .

Afterwards, the orbital period is divided into 100 parts. The same computation is then performed for each step, which begins by the calculation of parameters θ , R , v_0 , but also x [Eq. (30)] and α [Eq. (32)].

4.1.2. Variation of random parameters

Before performing planetary perturbations, the range of acceptable values for the impact parameter b is estimated. The lower limit is the planet radius, which is estimated by assuming a density ~ 1 , and the upper limit is the radius of the planet's influence sphere at distance R , which is given by

$$d = R \times \left(\frac{M_P}{2M_*} \right)^{1/3} \quad (39)$$

Between these bounds, 500 values for b are taken, while for φ , 500 values between $-\pi$ and π are taken.

This makes 250,000 perturbations computed. For each of these perturbations, we calculate the mean number Δn of bodies able to be perturbed per day with this set of values (b, φ). Considering the discretization steps Δb and $\Delta \varphi$ (Δb is not constant), and the time $\Delta t = 1$ day, this number is

$$\Delta n = \rho \Delta t v_0 x b \Delta b \Delta \varphi \quad (40)$$

assuming the number of bodies passing through a given section is constant. In some applications, this number may be less than 1.

4.1.3. Computation of the event

Once b and φ are chosen,

1. β is calculated [Eq. (25)].
2. y and z are calculated [Eqs. (6) and (10)]
3. ω_x is obtained by Eq. (15)

If $y < 0$ and $\omega_x > 0$, the orbit is hyperbolic and the perihelion is "before encounter". There is no event. The calculation is done only if $y \geq 0$ or $\omega_x \leq 0$:

1. Equation (20) gives r
2. The distance h is computed [Eq. (21)]

Then, only if $|h| < 1R$. and $r < 50R$. (small bodies are expected to release gaseous metallic species only in the vicinity of the star), the velocity of the event is calculated [Eqs. (24) and (38)].

The final calculation is related to the exact time of the event, i.e. the delay before the encounter and the crossing of the line of sight. Considering Fig. 4, this delay is

$$\tau = T [\mathcal{F}(\gamma + \mu) - \mathcal{F}(\mu)] \quad (41)$$

where T is the orbital period of the body after encounter, and \mathcal{F} a function depending only on ϵ (the eccentricity of the body's orbit after encounter), obtained through the integration of the keplerian motion :

$$\mathcal{F}(\xi) = \frac{1}{2\pi} \left[\epsilon \sqrt{1 - \epsilon^2} \frac{\sin \xi}{1 - \epsilon \cos \xi} + 2 \arctan \left(\sqrt{\frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon}} \tan \frac{\xi}{2} \right) \right] \quad (42)$$

4.1.4. Presentation of results

At each of the 100 key positions, events are computed and classified in time, frequency, velocity, etc... At the end of the simulation, 100 plots are displayed, describing the frequency, the nature, and the velocity of the events at each time on the orbit. The general evolution of the involved spectral lines towards β Pic along a whole orbital period can then be obtained.

4.2. Results

4.2.1. First constraints on parameters

The first runs of the simulation put some constraints on the orbital elements of the planet. A very constraining observational fact is the presence of high velocity UV events (Papers VI and VIII). It had been shown (Paper X) that these events correspond to bodies really grazing the star, i.e. with perihelia closer than $\sim 2R_*$. The simulation showed that in order to generate these orbits by planetary perturbation, the eccentricity e has to be larger than 0.6. If $e < 0.6$, the planet must be quite close to the star, i.e. $a \lesssim 0.7A.U.$, to allow some bodies to reach such orbits. With such a small stellar distance, the orbital period of the planet should be in the range of few months. But, if the observed frequency of events is due to such planetary perturbations, then, an orbital period less than one year is excluded.

On the contrary, taking $e \geq 0.6$ erases this constraint, and allows small perihelia, even for planets at somewhat larger stellar distances ($\sim 50 A.U.$).

The acceptable range for the semi-major axis a can also be estimated. The observations have shown that the situation with respect to the velocity and the frequency of the events has drastically changed (and many times) in the last few years. This is likely incompatible with a long-period planet (e.g 20 years) for which these variations would have occurred in a too short time. The best range for orbital periods to be compatible with the observations is thus a few years. Indeed, the observations in 1985–1986 are comparable to the recent data of 1990, in both velocity and frequency (Paper XI). We could then suspect an orbital period of 4–5 years, which would locate the planet in the range 3–4 A.U. .

4.2.2. Description of the runs

Many runs of the simulation have been carried out with values of a and e in the suggested range. Among the three remaining "random" input parameters (ψ, M_P , and ρ), one is geometrical (ψ), while it has immediately been obvious that the two others have only a direct influence on the number of detected events. The temporal evolution and the velocity of the events depend only upon ψ . Increasing M_P or increasing ρ only affects the total number of perturbed bodies, and thus of detected events.

$$\theta = 160.2^\circ \quad a = 3.2 \text{ A.U.} \quad e = 0.65 \quad \psi = 80.0^\circ$$

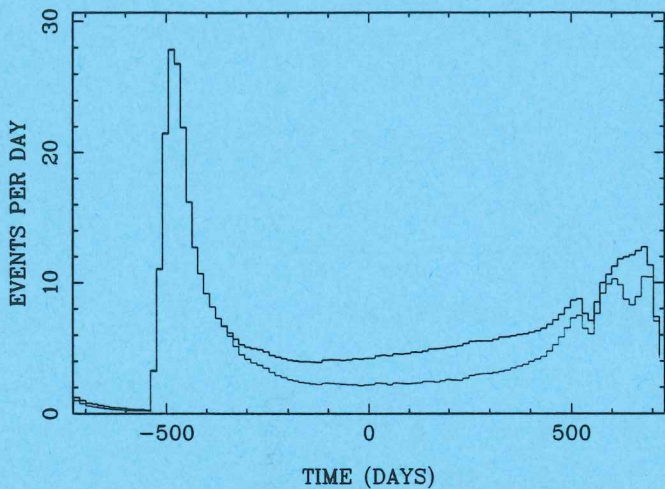


Fig. 6. The evolution of events frequency all over the whole orbital period of the planet, from perihelion to perihelion. Day 0 is aphelion. The thicker lines represents the total number of events, the thinner one those appearing in Ca II lines. The difference between to two curves is thus due to UV events

In such conditions, it can be possible to determine by the simulation the possible values of all input parameters. The main ones are the geometrical ones, and particularly ψ . Changing ψ affects both the frequency and the velocity of the events. However, one can argue that the general scenario of the evolution of events frequency is essentially always the same. When the planet is at perihelion, it generally does not produce any observable event: at perihelion, the planet's orbital velocity is somewhat larger than those of small surrounding bodies which are supposed to move onto circular orbits. Therefore, instead of reducing the orbital velocities of the small objects, the perturbations should increase them, and not throw anything towards the star.

Such a situation remains for a while after perihelion (Fig. 6), but suddenly, the frequency becomes high, and events appear at a given velocity which depends upon ψ . Afterwards, the frequency begins slowly to decrease, while the velocity of events evolves slightly towards the red. UV type of events appear then in the simulation, i.e. events produced much closer to the star. After aphelion, the frequency stops decreasing, and increases again in many cases. Finally, it drops again suddenly to zero. The velocity of detected events is drastically influenced by the choice of ψ , and the observational constraints have enabled us to determine a possible range for ψ .

First, all largely negative values ($-180^\circ \lesssim \psi \lesssim -20^\circ$) have been eliminated at the first runs: They all generate at a given moment of the orbital period a large number of highly blueshifted events. Figure 7 shows a detection of numerous blueshifted events when taking $\psi = -60^\circ$, with UV events reaching $\simeq -300 \text{ km.s}^{-1}$. This is in total contradiction with the observation, since such events have never been observed.

Values around $\psi \simeq 0$ ($-20^\circ \lesssim \psi \lesssim 20^\circ$) are also not convenient, because they produce very few detected events all over the orbital period, when compared to other runs. Also, there is no drastic time change in the frequency of events; it remains very low. This is not compatible with the observations, since the observed frequency has evolved in the last few years.

The remaining range for ψ is still wide, but it can be reduced. Moreover, we have found a small range where the numeric results fit fairly well a large part of our observational data. As mentioned above, just after perihelion, the frequency of detected events is very low (or even $\simeq 0$), and at a given moment, events appear suddenly. These "first" events occur always quite far from the star (i.e. 20–30 R_*) and get closer later on. Their velocity range is very sharp and depends upon ψ . Taking $\psi > 100^\circ$ makes these events appear with a somewhat large blueshift, which increases with ψ . These values are not convenient. In fact, the situation near $\psi = -180^\circ$ can be compared to the situation of large negative ψ .

Taking a small ψ ($\psi \simeq 30^\circ$) makes these events appear in Ca II lines with a redshift of few tens of km.s^{-1} , which is in agreement with the observations. But, after the sudden apparition of these events, their redshift velocity increases slowly, and after one year, numerous events appear in Ca II lines with velocities around 100 km.s^{-1} , which does not match the observations. The simulated events are not "soft" events like those observed in december 1989 (Paper XI), but large ones, since they occur at a somewhat larger stellar distance. Moreover, with such a value for ψ , large events with roughly no shift with respect to the star, like those observed in october 1989 (Paper XI), are never obtained.

Finally, the suitable range for ψ is

$$60^\circ \lesssim \psi \lesssim 100^\circ \quad (43)$$

A run with $\psi = 80^\circ$ is shortly described in Figs. 8–10. The evolution of events frequency all over the orbital period (4 years) is displayed on Fig. 6. Day 0 is aphelion. At perihelion (day -729), the frequency is very low. There is then first a long period with no event. Suddenly, around day -500 , events appear in Ca II lines with no redshift, and a frequency of 20–30 events per day (Fig. 8). Two months later, the frequency is still high, but the redshift is now 20 km.s^{-1} . This scenario is in total agreement with the observational data of late 1989, when events appeared suddenly with no redshift in october, after a long period without anything in the lines, and when numerous events with 20 km.s^{-1} redshift were observed in december.

Afterwards, the frequency decreases slowly, and events begin to be detected in UV lines, with sometimes terminal velocities of $\simeq 300 \text{ km.s}^{-1}$ (Fig. 10). Meanwhile, the Ca II events redshift remains generally under 100 km.s^{-1} . This is again in agreement with the observations. Finally, the frequency increases again before dropping to zero just before perihelion.

This scenario can be compared to the observations between 1985 and 1990 is easy, and we locate the perihelion passage in 1988 or early 1989, considering an orbital period is 4 years. The only fact not matching the observations is the small frequency increase before perihelion. It is also important to note that the frequency of events is the weakest observational fact, since it should also depend upon the local density of small bodies in the disk, which has no reasons to be uniform. The curve in Fig. 6 should be affected by this fact (Indeed, since the model is rather simple, the fit cannot be perfect).

4.2.3. The size of the planet

The two parameters ρ and M_p affect the global frequency of events. As it was just argued, it is very difficult to have an exact idea of the real number of events able to be observed per day at a given moment. However, Paper XI had shown that in december 1989, several bodies were able to pass through the line of sight at a given moment. Moreover, some events have been observed

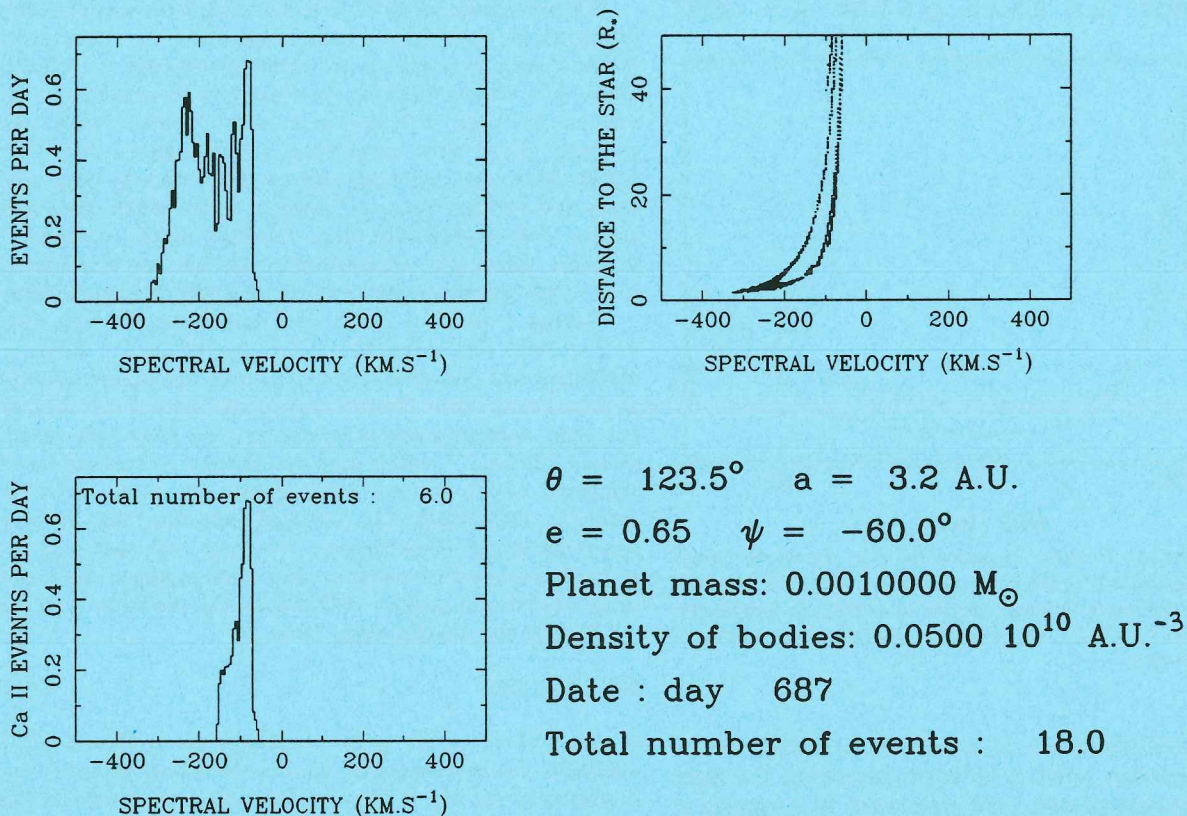


Fig. 7. One plot of the results of the simulation, with highly blueshifted events ($\psi = -60^\circ$). The values of the main parameters are indicated at the bottom right. For each simulation, we get 100 of these plots, corresponding to increasing values of θ . The first plot displays the total number of detected events at each spectral velocity. Velocities are calculated with respect to the star, i.e. heliocentric velocity -20 km.s^{-1} (Paper II). The second plot is a map of the velocity of events versus their location towards the star. Each dot corresponds to one detected event. The third plot is similar to the first one but it is only for (sharp) Ca II events, i.e. events occurring at more than $10 R_*$ from the star

a couple of days continuously. Since the time duration of one spectral event is expected to be about few hours (Paper X), this can be only explained by several bodies. We can then roughly estimate the frequency at this time to be about ~ 10 bodies passing through the line of sight per day, or even more.

The values of ρ and M_P in the simulation described by Figs. 8–10 have been adjusted to get that kind of frequency at the maximum (Fig. 6). The planet was assumed to be \sim Jupiter sized, and the density of objects is $5 \cdot 10^8 \text{ A.U.}^{-3}$. This choice is naturally arbitrary.

If we consider now that the small objects are kilometer sized or a bit more, with a density of ~ 1 , their average mass is in the range 10^{13} – 10^{14} kg. Considering now the disk to be $\sim 1000 \text{ A.U.}$ wide (Smith & Terrile, 1984; Paresce & Burrows, 1987), and its average thickness to be $\sim 1 \text{ A.U.}$, the total mass of bodies in the disk corresponding to a $5 \cdot 10^8 \text{ A.U.}^{-3}$ density is about $10^{-2} M_\odot$, which is comparable to the solar system.

The influence radius of the planet d is proportional to $M_P^{1/3}$ [Eq. (39)]. The cross section for perturbing objects is therefore proportional to $M_P^{2/3}$, and the frequency of events should be proportional to $M_P^{2/3} \rho$ (This has been roughly confirmed by an empiric research). If we imagin now the planet to be 1000 times smaller, i.e. \sim Earth sized, the density of objects in the disk has to be increased by the factor $1000^{2/3} = 100$. The total mass present in the disk becomes then of the order $1 M_\odot$.

It is clearly impossible to give any value for the planet mass,

because of the presence of two unknown parameters, and also because of the difficulty to evaluate properly the observed frequency of events. Nevertheless, these approximate calculations suggest that the suspected planet is more likely Jupiter sized than Earth sized.

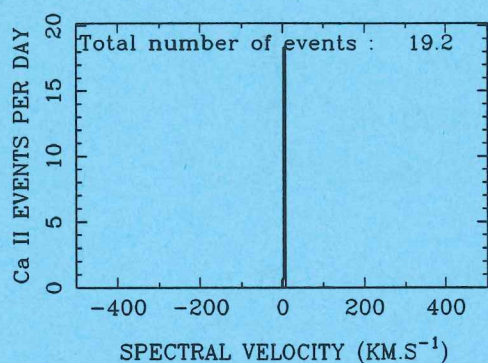
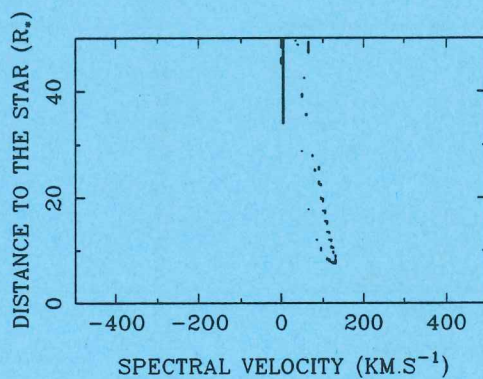
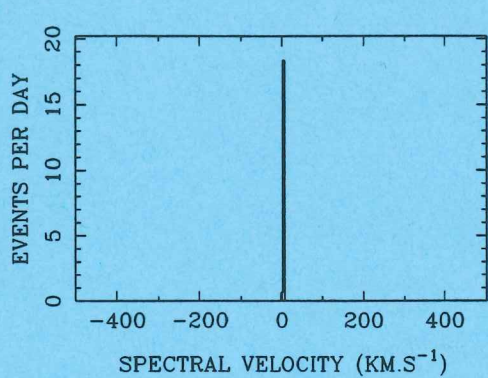
5. Limitations and consequences of the model

The numerical study of the proposed model showed that it can explain fairly well the observational data. However, assuming such a situation in β Pic's disk has some consequences and generates new questions.

5.1. The simplicity of the model

The model we described in the two previous sections is simple. The reality of β Pic's disk may be more complex. First, we have assumed that the line of sight is included into the plane of the planet's orbit. This choice results from that β Pic's disk is seen nearly edge-on from the earth. However, a difference of a few degrees can remain. This should not have important consequences on our numerical study, apart from maybe generating a cut-off in stellar distances of events: events occurring at a somewhat larger stellar distance could be out of the line of sight and not observable.

Much more oversimplified is the hypothesis that all perturbed bodies are initially on circular orbits. This cannot be true, since



$$\theta = -48.3^\circ \quad a = 3.2 \text{ A.U.}$$

$$e = 0.65 \quad \psi = 80.0^\circ$$

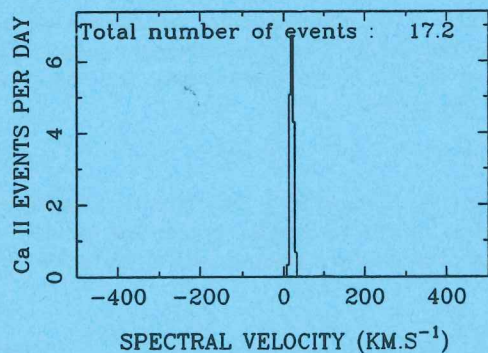
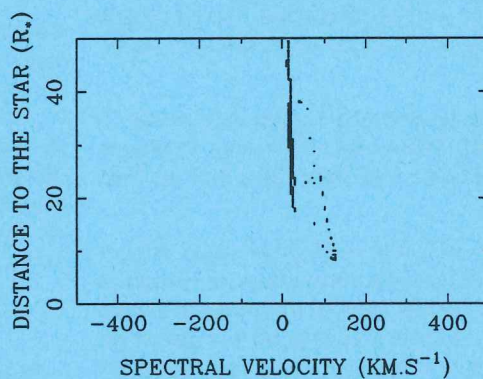
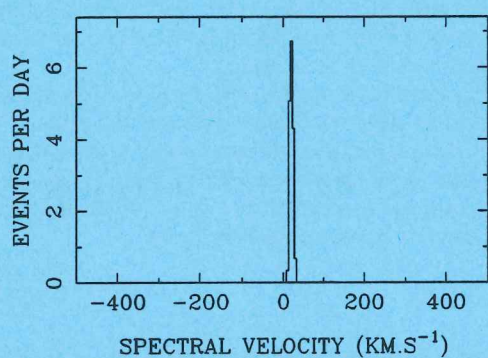
$$\text{Planet mass: } 0.0010000 M_\odot$$

$$\text{Density of bodies: } 0.0500 \cdot 10^{10} \text{ A.U.}^{-3}$$

$$\text{Date : day } -509$$

$$\text{Total number of events : } 19.2$$

Fig. 8. Same as Fig. 7, but with $\psi = 80^\circ$, at day -509. The frequency of events is very high, and their redshift is $\simeq 0$



$$\theta = -37.1^\circ \quad a = 3.2 \text{ A.U.}$$

$$e = 0.65 \quad \psi = 80.0^\circ$$

$$\text{Planet mass: } 0.0010000 M_\odot$$

$$\text{Density of bodies: } 0.0500 \cdot 10^{10} \text{ A.U.}^{-3}$$

$$\text{Date : day } -436$$

$$\text{Total number of events : } 17.2$$

Fig. 9. Same as Fig. 8, but two months later. The frequency of events is still high, but their redshift is now $\simeq +20 \text{ km s}^{-1}$

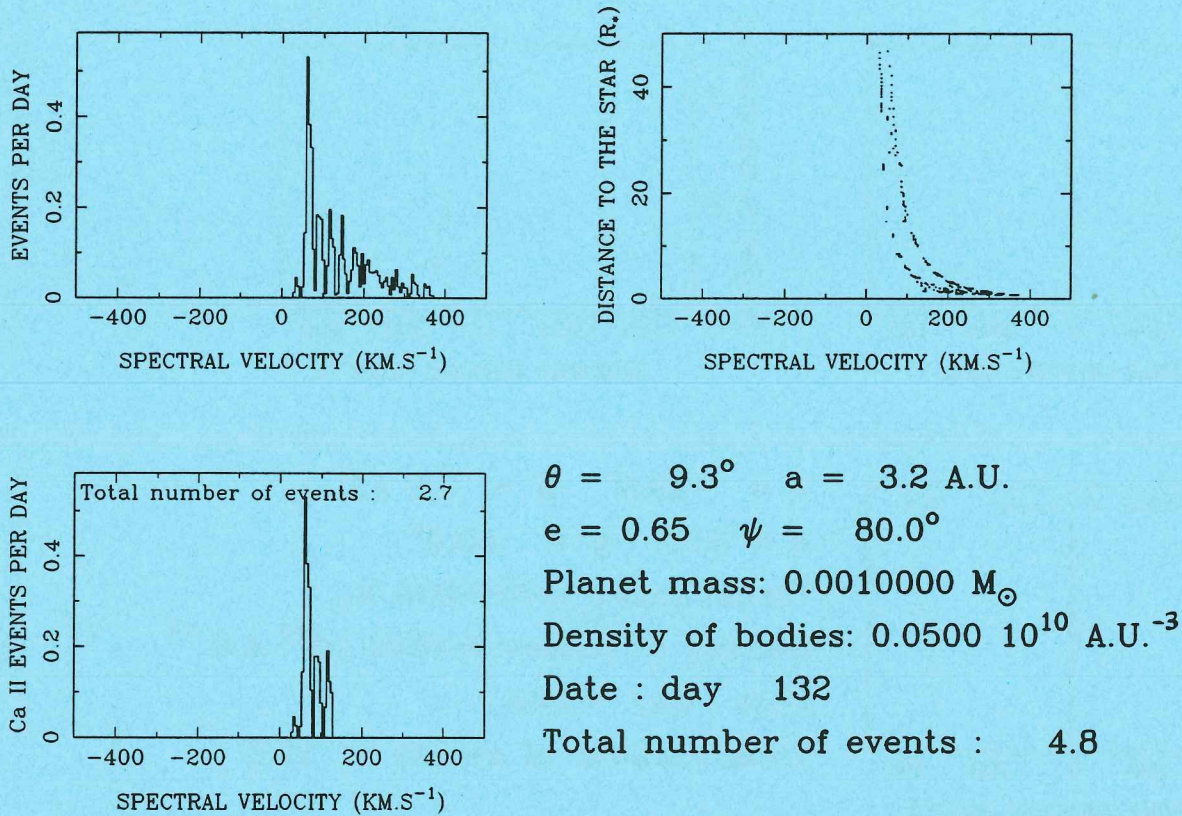


Fig. 10. Same as Fig. 8, but later. The frequency has decreased, and UV events with very high redshift velocities are detected

once perturbed, bodies get elliptical orbits (they do not all become star grazers). A certain velocity dispersion should remain within the small bodies. This surely affects the model, and we are investigating this point.

Moreover, if β Pic's disk is supposed to contain a planet, it should not contain only one. These other (and outer ?) planets would also perturb small bodies, and then contribute to their velocity dispersion.

All these factors should make the passing-by bodies to have some eccentricity. One possible consequence is that the constraint on the planet's eccentricity should not be so strong to obtain similar results. However, it is difficult to imagine our planet on a circular orbit, for two reasons. First because no eccentricity for the planet would constraint $e > 0.6$ for the bodies themselves. Second because with a circular orbit (and then a kind of axial symmetry in the disk), it should be very difficult to explain the drastic temporal differences in the frequency of the observed events, which is in our model a direct consequence of the planet's eccentricity.

All we can say is that the situation is surely much more complex than in our model. The perturbed bodies have probably some eccentricity before encounter, and the constraint on the planet's eccentricity should be weaker than $e > 0.6$. However, a circular orbit cannot be assumed.

Last but not least, it is obvious that if planets already were formed within the disk, there is no reason why the density of suitable bodies should be uniform as a function of stellar distance (Asteroid belts cannot be excluded).

5.2. The cumulated effect of planetary perturbations

The perturbations generated by the planet slowly tend to eliminate all small bodies able to cross its orbit. Therefore, a source for these small bodies should be necessary.

It is possible to evaluate roughly the number of planetary revolutions required to clear the orbital region of the planet. To be removed from this region, a small body needs to be strongly perturbed, i.e. β has to be large. Considering Eq. (25), one can consider that β is large as soon as $\tan \beta/2 \gtrsim 0.5$, which defines a mean maximum efficient impact parameter b_e by

$$b_e \simeq 2 \left(\frac{M_P}{M_*} \right) a \quad (44)$$

(x has been set to 1 to assume a large perturbation). If we call now l the length of the planet's orbit, one can say that all bodies located in a volume equal to $l \times \pi b_e^2$ may be removed in one revolution. l can be assimilated to $\sim 4a$.

The total volume of the orbital region of the planet is limited by its aphelion and perihelion. If we call κ the ratio between the mean thickness of the disk in this region and a (i.e. the mean stellar distance), this volume is :

$$V = \kappa \pi a (a^2(1+e)^2 - a^2(1-e)^2) = 4\pi \kappa e a^3 \quad (45)$$

The ratio between this volume and the volume occupied by the bodies removed in one revolution should then define the minimum number of revolutions required to clear the region. We get :

$$n \simeq \kappa e \left(\frac{a}{b} \right)^2 = \frac{\kappa}{4} e \left(\frac{M_P}{M_*} \right)^{-2} \quad (46)$$

κ can be estimated to 0.1 (β Pic's disk is quite thick). Considering now a planet \sim Jupiter sized, we obtain $n \simeq 10^5$. However, this is a minimum number which could be a bit larger because of the progressive lack of bodies to be perturbed after the first revolutions. The corresponding time can then be estimated to $\sim 10^6$ years, which is typical for a planetary formation delay.

Nevertheless, the time scale for clearing the orbital region is probably small with respect to β Pic's age. A source of small bodies in this region should thus be necessary to maintain the perturbing activity of the planet. The internal friction of the whole disk could be responsible for making outer bodies to move inwards and populate the region. Moreover, the perturbing action of outer planets (resonance mechanisms can be invoked) should accelerate this process. Anyway, this has to be more precisely, particularly because the time we have estimated is a minimum value.

5.3. Consequences for β Pic's history

Planetary systems are in general thought to contain planets on nearly circular orbits. The possible presence of large planet on an elliptical orbit around β Pic is therefore puzzling, although binary stars with mutual elliptical orbits have been observed. Variations in the proper motion of some nearby stars have also been interpreted as the result of the perturbations by unresolved companions of these stars, which orbits were sometimes highly elliptical (Van de Kamp, 1975). The way such a planet could have been generated is an unsolved problem.

The time stability of such a situation should also be investigated. Indeed, the perturbations we studied in detail should slowly circularize the planet's orbit. It is then obvious that the situation cannot last forever. As β Pic is a (young but) main sequence star, planets are supposed to have already formed for a long time in the disk, and a possible elliptical planet could have already been circularized. Here again, a larger planet should be more slowly circularized than a smaller one: In a first approximation, we could assume that the planet's orbit is highly modified when the planet has perturbed a total mass equal to its own one. As already noticed above, the influence radius of the planet is $\propto M^{1/3}$ [Eq. (39)], and the cross-section is $\propto M^{2/3}$. The number of perturbed bodies within a given time should then be also $\propto M^{2/3}$. The relative mass perturbed is then $\propto M^{-1/3}$, and one can expect the typical time for circularizing the orbit to be $\propto M^{1/3}$, which shows that larger planets should stay longer on elliptical orbits than smaller ones.

Moreover, recent calculations by Paresce (1990) suggest that β Pic is a really young main sequence star ($< 10^8$ years) and that its system may be in its clearing out phase. This may be compatible with our results.

6. Conclusion

The model we developed is able to show that planetary perturbations can generate a lot of star-grazing small bodies in the disk of β Pic, as we first suggested in Paper X. Moreover, the

temporal changes recorded in the frequency of events apparition have been fairly well reproduced by the model. This has enabled us to determine ranges for the main parameters of our model.

Our conclusion is therefore that the presence of at least one quite large perturbing planet in β Pic's disk is plausible, and that its orbit is expected to be elliptical ($e \gtrsim 0.6$).

Nevertheless, the model has to be improved. A lot of new questions are raised now. It is first necessary to further survey the spectroscopic evolution of β Pic, to gather new data over a long time period. The suspected period in the frequency of events is not yet definitely proved.

On the other hand, the theoretical model needs to be refined, to make it more realistic. The question of the secular evolution of the situation we described and its temporal stability is now open. The history of the β Pic's disk has to be studied, and is probably slightly different from the solar system one.

Acknowledgements. We would like to thank J. Lissauer for fruitful discussions about our model and the treatment of planetary perturbations

References

- Aumann, H.H., 1984, ApJ 278, L23
 Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1989, A&A 223, 304 (Paper IX)
 Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1990, A&A 236, 202 (Paper X)
 Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Lagrange-Henri, A.M., 1991, A&A 241, 488 (Paper XI)
 Brahic, A., 1977, A&A 54, 895
 Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., 1987, A&A 185, 267 (Paper V)
 Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C., 1985, ApJ 293, L29 (Paper I)
 Hobbs, L.M., Lagrange-Henri, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Welty, D.E., 1988, ApJ 334, L41 (Paper VII)
 Kondo, Y., Bruhweiler, F.C., 1985, ApJ 291, L1
 Lagrange, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., 1987, A&A 173, 289 (Paper IV)
 Lagrange-Henri, A.M., Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1989, A&A 215, L5 (Paper VIII)
 Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1988, A&A 190, 275 (Paper VI)
 Paresce, F., Burrows, C., 1987, ApJ 319, L23
 Paresce, F., 1990, abstract presented at the 24th ESLAB symposium, september 17–19, 1990, Friedrichshafen, Germany
 Smith, B.A., Terrile, R.J., 1984, Sci 226, 1421
 Van de Kamp, P., 1975, ARA&A 13, 295
 Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E., 1986, A&A 167, 325 (Paper II)

This article was processed by the author using Springer-Verlag L^AT_EX A&A style file 1990.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Les problèmes à résoudre

Il est bien évident que notre modèle ne saurait répondre à toutes les questions qui se sont posées tout au long de cette étude, et qui se posent encore.

6.1.1 Le problème de l'Aluminium III

Nous avons à maintes reprises dans notre propos fait état de fortes raies d'Al III observées dans le spectre de β Pic. Le plus surprenant est la simple présence de ces raies en absorption, car elles posent un problème toujours sans solution [32,5].

Le potentiel d'ionisation d'Al II est de 18 eV, ce qui correspond à des photons ayant une longueur d'onde de 690 Å. Or le flux d'une étoile A5 comme β Pic à cette longueur d'onde est bien trop faible pour produire les quantités observées d'Al III. L'état normal d'ionisation de l'aluminium auquel on devrait s'attendre autour de β Pic est Al II. Par ailleurs, les potentiels d'ionisation de Mg II, Fe II, Si II et Ca II sont inférieurs à celui d'Al II [32], et on devrait alors s'attendre à observer des raies de Mg III, Fe III, Si III, et Ca III. Malheureusement, il n'y a aucune raie notable de ces éléments dans la partie utilisable du spectre de β Pic (Visible ou UV).

Il serait également intéressant de disposer du rapport Al II/Al III. Pour cela, il faut pouvoir étudier des raies d'Al II. Malheureusement, la seule raie exploitable d'Al II est à 1670 Å, dans le spectre UV, et elle se trouve juste dans une marque de réseau d'IUE. De plus, elle se situe presque au bout d'un ordre d'IUE, ce qui rend son exploitation encore plus ardue. Cependant nous l'avons observée [32], mais aucune mesure de largeur équivalente n'a pu être effectuée.

On peut toutefois tenter une approche théorique de la dynamique des ions Al II. Il suffit de calculer la pression de radiation sur les ions Al II de la même manière que nous l'avions calculée sur les autres ions au chapitre 3 (table 3.1). Le résultat de ce calcul est

présenté sur la table 6.1. On remarque que la valeur obtenue pour le rapport ϱ entre la

Table 6.1: Calcul de la pression de radiation sur les ions Al II au voisinage de β Pic. Le rapport constant ϱ entre la pression de radiation et la gravité pourrait être un peu plus petit à cause d'un éventuel facteur (inconnu) de réduction correspondant au fond de la raie stellaire d'Al II

Élément	Longueur d'onde (Å)	Force d'oscillateur	Flux à 1 UA de l'étoile ($\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{hz}^{-1}$)	Pression de ($10^{-27} N$)	ϱ
Al II	1670.85	2.1	$9.6 \cdot 10^{-13}$	17.8	33.3

pression de radiation et la gravité est en quelque sorte intermédiaire entre la valeur de Ca II d'une part, et les valeurs correspondantes pour Al III et Mg II d'autre part (voir table 3.1). En fait, avec une telle valeur, on peut s'attendre à ce que le comportement des ions Al II s'apparente plus à celui des ions Ca II qu'à celui des deux autres espèces. Cela signifie donc qu'on ne peut s'attendre à observer dans la seule raie notable d'Al II que des variations ressemblant à celles détectées dans les raies visibles (figures 2.1,2.4), c'est à dire ayant une faible étendue spectrale, contrairement à ce qui a été détecté dans les autres raies UV. Qui plus est, on peut également s'attendre à ce que lorsqu'un objet passe suffisamment près de l'étoile, il n'occasionne rien de détectable dans la raie d'Al II.

Tout ceci finalement laisse très peu d'espoir à une éventuelle détection de variation dans la raie d'Al II. Il y a deux raisons à cela. Premièrement, la qualité des données IUE étant nettement moindre que celle des données visibles prises à l'ESO, l'identification de composantes ayant une faible étendue spectrale y est plus ardue. Deuxièmement, une telle composante disparaîtra d'autant mieux dans la marque de réseau d'IUE qui masque la raie.

En définitive, il n'y a donc que très peu d'espoir de mesurer une éventuelle quantité d'Al II, pas plus qu'il n'y en a d'effectuer la moindre mesure sur des espèces comme Ca III ou autres. Il est donc très difficile de préciser l'état d'ionisation de ces éléments. On peut tout au plus dire que si l'on voit Al III, il n'y a aucune raison pour que des espèces comme Ca III ou Mg III soient absentes. Pour ces éléments, on ne peut même pas préciser lequel des états d'ionisation (II ou III) domine. Il est toutefois probable que les deux soient présents dans des rapports raisonnables.

Quoi qu'il en soit, rien n'explique dans tout cela la présence d'espèces deux fois ionisées comme Al III. Il y a tout lieu de croire que la présence de cet élément est intimement liée au phénomène de sublimation d'objets solides au voisinage de l'étoile.

Des phénomènes d'interaction entre le front du nuage dégazé par l'objet et un éventuel (et hypothétique) vent stellaire (formation d'un choc ?) pourraient être à l'origine d'une émission locale dans l'extrême UV capable d'ioniser localement Al II, mais tout ceci reste actuellement du niveau des suppositions et mérite d'être approfondi.

6.1.2 L'évolution du disque de β Pic

Un autre problème introduit par le modèle est naturellement la présence d'une planète sur orbite elliptique dans le disque. Les systèmes planétaires sont ordinairement supposés contenir, à l'instar du système solaire, des planètes sur orbites circulaires ou presque. Comme nous l'avons remarqué au chapitre 5, la situation est certainement plus complexe que ne l'a décrite notre modèle. Il reste que le centre du problème est la présence de cette planète sur orbite suffisamment elliptique pour générer une asymétrie axiale notable dans le disque.

Remarquons toutefois que des systèmes d'étoiles binaires avec une orbite mutuelle elliptique ont déjà été observés. On peut aussi noter que certaines variations dans le mouvement propre d'étoiles proches ont depuis longtemps été interprétées comme la conséquence de l'action perturbatrice de compagnons (planètes ?) non résolus autour de ces étoiles, et que les orbites de ces planètes suspectées n'étaient pas toutes circulaires, loin s'en faut [48]. Certaines d'entre elles avaient même des excentricités supérieures à ce que nous avons déduit de notre modèle.

Évidemment, derrière tout cela se cache une question cruciale : Si un tel objet est effectivement présent autour de β Pic, comment a-t-il pu se former ? Dans le système solaire, mis à part les comètes, l'objet le plus excentrique est Néréide ($e = 0.75$), petit satellite de Neptune, et tout le monde s'accorde pour dire qu'il s'agit là d'un astéroïde capturé par Neptune. Rien de cela ne peut être avancé dans notre cas.

Nous ne pouvons répondre pour l'instant à cette question, et elle reste clairement un des gros problèmes à résoudre. De plus, une situation telle que nous l'avons décrite dans notre modèle ne peut durer éternellement, pour la simple raison que les perturbations, infimes mais cumulées, que subit la planète lors de ses rencontres incessantes avec de petits objets tendent à circulariser progressivement son orbite. β Pic est une étoile de la séquence principale, et son âge, quoi qu'incertain, ne peut qu'être supérieur au temps de formation des planètes dans un disque. Une éventuelle planète sur orbite elliptique peut donc avoir déjà eu le temps de se circulariser. Là encore, et ceci corrobore les suppositions que nous avons faites dans au chapitre 5, une planète plus grosse s'accommode mieux de la situation qu'une petite, dans la mesure où elle met plus de temps à se circulariser : En première approximation, on peut admettre comme échelle de temps caractéristique de circularisation de la planète le temps au bout duquel elle aura per-

turbé une masse équivalente à la sienne. Nous avons déjà vu que le rayon de la sphère d'influence de la planète est proportionnel à $M_P^{1/3}$ (équation (5.40)), et que sa section efficace de perturbation était par conséquent proportionnelle à $M_P^{2/3}$. La masse totale perturbée en un laps de temps donné doit donc être $\propto M_P^{2/3}$, ce qui rapporté à la masse de la planète donne une fraction relative de masse perturbée $\propto M_P^{-1/3}$. On peut donc s'attendre à ce que le temps typique de circularisation de la planète soit proportionnel à l'inverse de cette quantité, c'est à dire $\propto M_P^{1/3}$. Ceci montre bien qu'une planète plus grosse mettra plus de temps à se circulariser qu'une plus petite. Il y aura un facteur 10 entre des planètes comme Jupiter et la Terre.

Une étude récente [41] a permis de suggérer que β Pic était une étoile très jeune sur la séquence principale, avec une âge inférieur à 10^8 ans, et que son système planétaire serait en phase de "nettoyage", c'est à dire d'élimination des nombreux petits objets dans la zone des planètes. Ceci pourrait être compatible avec nos résultats.

6.2 La recherche d'autres β Pic

La conclusion qui semble se dégager de notre étude est que la situation du disque de β Pic apparaît sensiblement différente de celle de notre système solaire. Dès lors, on est en droit de se demander si β Pic constitue un objet exceptionnel ou non, ce qui conduit tout naturellement à rechercher dans le ciel d'autres étoiles pouvant présenter des caractéristiques similaires.

Exceptionnelle, β Pic l'est déjà à plusieurs titres. Rappelons que c'est la visualisation de son disque qui l'a sortie de l'anonymat, qu'aucun exemple comparable n'a été détecté jusqu'alors, et que ce disque est qui plus est vu par la tranche depuis la Terre. Enfin, l'éventuelle présence d'une planète sur orbite elliptique ne manque pas de singulariser l'objet.

Quoi qu'il en soit, ces contraintes ne sont pas aussi fortes qu'on pourrait le croire de prime abord. Comme nous l'avons mentionné, des travaux théoriques [48] ont fait état de possibles planètes sur orbites elliptiques autour d'autres étoiles. D'autres travaux sur la photométrie du disque de β Pic [2,3] ont montré qu'il aurait quand même pu être détecté si son inclinaison avait été plus importante ($< 30^\circ$).

En fait, c'est la proximité (table 1.1) qui constitue la particularité de β Pic et qui a permis la détection de son disque. Si elle avait été 10 fois plus éloignée de la Terre, ce qui l'aurait quand même laissée parmi les étoiles à distance raisonnable, rien n'aurait pu être détecté en coronographie, à cause de la trop petite taille du disque. Ce n'est donc pas par ce moyen que l'on peut s'attendre à détecter d'autres β Pic.

Par contre, la spectroscopie s'affranchit de cette contrainte de résolution spatiale. La recherche d'éventuelles variations spectrales comparables à ce qu'on a observé dans

Table 6.2: Paramètres stellaires de HR10

Numéro de catalogue HD	256
Numéro de catalogue HR	10
α (2000.0)	0 ^h 7 ^{min} 18 ^s
δ (2000.0)	-17°24'
Type spectral :	A6V
m_V	6.19
l_{II}	74°18
b_{II}	-75°54
Distance	70 parsecs
$v \sin(i)$	195 km s ⁻¹

β Pic peut donc constituer une piste sérieuse. Nous avons entrepris cette recherche systématique depuis quelque temps, et elle est actuellement poursuivie par Anne-Marie Lagrange-Henri.

Parmi les étoiles observées, nombre d'entre elles ont montré des composantes circumstellaires dans les raies H et K du Ca II [28]. L'une d'entre elles, HR10 (voir paramètres dans la table 6.2) s'est révélée particulièrement intéressante [31]. Des observations de la raie K du Ca II de cette étoile ont été effectuées en 1986 et 1988 à l'ESO. Les spectres obtenus montrent une variation notable de la forme de la raie. Le spectre d'octobre 1988 (figure 6.1) montre une composante circumstellaire symétrique, alors que sur celui d'août 1986 (figure 6.2) on remarque clairement la présence d'une absorption supplémentaire décalée d'environ 20 km s⁻¹ par rapport à la première.

La similitude entre les spectres des figures 6.2 (HR10) et 2.1 (β Pic) est frappante. Qui plus est, la variation de la composante additionnelle dans HR10 accentue la comparaison entre les deux étoiles. Par la suite, d'autres spectres d'HR10 ont été obtenus. Certains ont montré des variations du côté bleu de la composante centrale.

Il est évidemment impossible de dire si HR10 est une nouvelle β Pic. Néanmoins, nous tenons un bon candidat. Par ailleurs, dans le cadre du modèle du chapitre 5, la présence de variation sur le côté bleu de la raie peut s'expliquer par une valeur différente de l'angle ψ , par rapport à ce qui a été déduit pour β Pic.

HR10 avait déjà été cataloguée comme étoile à enveloppe, et c'est d'ailleurs ceci qui nous avait conduit à l'observer. Néanmoins, aucun excès infrarouge comparable à celui de β Pic n'y a été observé [19]. Cependant, dans la mesure où HR10 est une étoile peu brillante (table 6.2), on ne peut conclure quant à l'absence totale d'excès infrarouge dû à des poussières autour de l'étoile. Évidemment, aucun disque comparable à celui de β Pic n'a encore été détecté autour d'HR10. Mais comme la distance de l'étoile, bien que supérieure à celle de β Pic, reste faible, la chose peut être tentée.

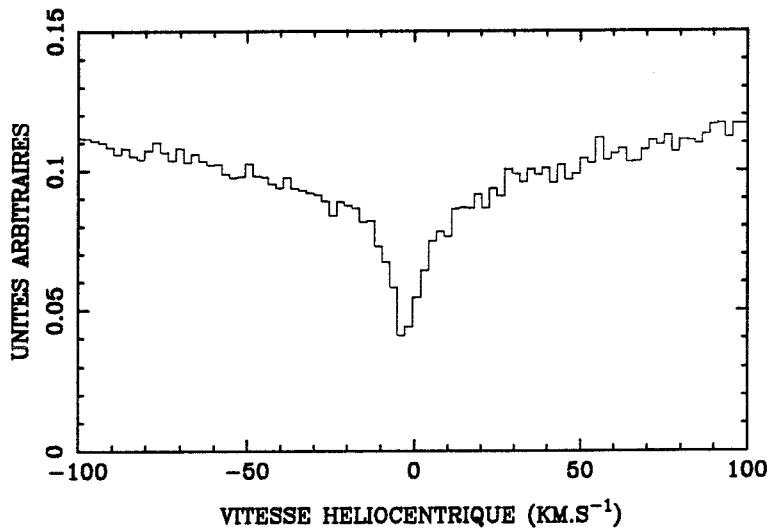


Figure 6.1: Le fond de la raie K du Ca II dans le spectre de HR10 observé en octobre 1988. On remarque une absorption circum-stellaire dans le fond de la raie

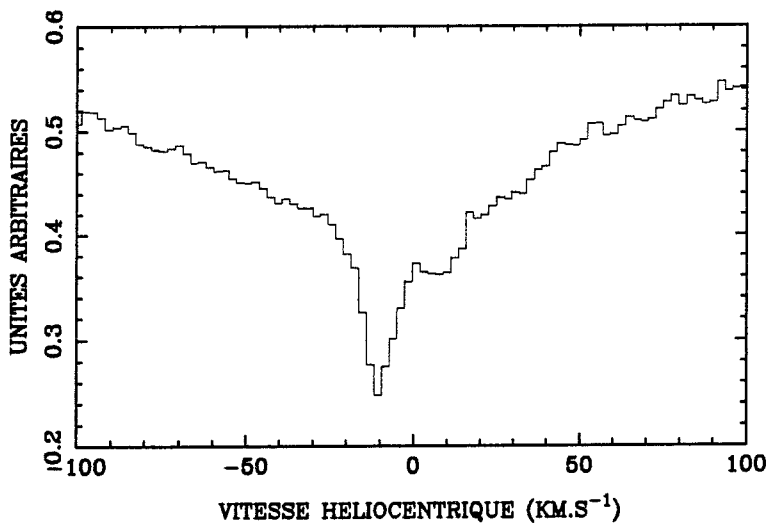


Figure 6.2: Le fond de la raie K du Ca II dans le spectre de HR10 observé en août 1986. À côté de l'absorption déjà présente sur la figure 6.1, une composante additionnelle à 20 km s^{-1} de décalage vers le rouge est détectée

Si la similitude entre HR10 et β Pic se confirme, on pourra dire que β Pic ne constitue pas un cas particulier, ce qui sera de toute première importance quant à l'étude en général des systèmes planétaires. En règle générale, il est clair qu'il faut continuer à chercher d'autres étoiles comparables à β Pic. Ce n'est que devant la diversité que nous pourrions avoir des idées claires.

6.3 Poursuite de l'étude de β Pic

Cette recherche d'autres étoiles ne doit pas, et ne peut pas masquer la nécessité de poursuivre l'étude de β Pic et de son disque.

Il est tout d'abord clair que nous devons affiner notre modèle. Le modèle du chapitre 5, malgré ses succès, reste trop simpliste et doit être amélioré. Concernant l'étude même des perturbations, l'approximation deux corps se doit d'être révisée avant toute amélioration ultérieure. Une étude plus fine de perturbations entre deux satellites d'une planète, menée par J.M. Petit et M. Hénon de l'observatoire de Nice en 1986 [42,43] a montré que dans certains cas limites ¹, des changements importants des paramètres orbitaux des satellites pouvaient être obtenus, et ce même pour des orbites voisines. Une telle approche doit être envisagée dans le cas de l'étude de β Pic. Elle peut avoir des conséquences sur notre modèle.

Il faut également introduire une certaine excentricité des petits objets incidents, étudier l'effet éventuel d'une légère différence angulaire entre le plan de l'orbite et la ligne de visée, et aussi réfléchir à la distribution radiale des petits objets. En un mot, il faut rendre le modèle plus réaliste, sans toutefois en changer les structures. Par ailleurs, la présence d'autres planètes dans le disque de β Pic et leur effet sur les petits objets dans le disque doivent être examinés. Il faut rendre le modèle plus global au niveau du disque, ne plus modéliser une planète et des objets mais modéliser un disque contenant des planètes et des petits objets.

L'amélioration du modèle va évidemment de pair avec une poursuite des observations de β Pic. Il faut en particulier continuer à suivre l'évolution des raies aussi bien visibles que UV de β Pic. Ce n'est que lorsque nous aurons une vue précise de l'évolution de ces raies sur une période de 10 ans au moins que nous serons en mesure de confirmer ou d'infirmer le modèle du chapitre 5. Concrètement, il faut voir maintenant dans quelle mesure l'évolution suit les prévisions de la figure 5.6. Concernant les données UV, on peut espérer obtenir des spectres de meilleure qualité que ceux d'IUE grâce au Télescope Spatial (en spectroscopie, il marche !)². À partir de là, on pourra enfin accéder aux mesures concernant l'aluminium II, et on pourra peut-être solutionner cet épineux problème.

Concernant les raies visibles, il faut continuer à observer au CAT, mais aussi poursuivre le développement et l'exploitation du projet instrumental β Pic, qui nous permet de suivre complètement l'étoile pendant un mois. Enfin, la recherche de molécules autour de β Pic devra être envisagée.

¹C'est à dire pour des objets perturbés à la limite de la zone d'influence de la planète

²Nous n'avons pas eu de temps pour β Pic dans la première session de demandes de temps pour le Télescope Spatial, mais nous espérons bien en avoir à la seconde...

Pour en revenir à la modélisation, celle-ci, outre une amélioration du modèle existant, doit maintenant s'axer autour de l'étude de l'évolution globale de β Pic et de son disque. Il s'agit de préciser l'échelle de temps d'évolution de la situation que nous avons décrite et sa stabilité, et de resituer le tout dans le contexte de la formation et de l'évolution du système planétaire de β Pic. Nous aurons fait un grand pas le jour où nous serons en mesure de décrire complètement ce système, sa dynamique, et sa formation. Avec je l'espère d'autres exemples provenant de la recherche systématique d'autres étoiles semblables, nous pourrons alors comparer avec notre système solaire, et nous appréhenderons alors la diversité qui nous fait tant défaut dans l'étude des planètes et des systèmes planétaires.

La recherche et l'étude de systèmes planétaires va évidemment de pair avec la recherche de l'exobiologie, dans la mesure où la vie ne peut se développer que sur des planètes à proximité d'étoiles. Mais nous n'en sommes pas là !

6.4 Article

On trouvera maintenant un article paru début 1990 dans *Astronomy and Astrophysics Letters*, traitant d'HR10 et de sa similitude avec β Pic.

Letter to the Editor

HR 10: A new β Pictoris-like star?*

A.M. Lagrange-Henri^{1,2}, H. Beust¹, R. Ferlet¹, L.M. Hobbs³, and A. Vidal-Madjar¹

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis, boulevard Arago, F-75014 Paris, France

² E.S.O., Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-8046 Garching bei München, Federal Republic of Germany

³ Yerkes Observatory, University of Chicago, P.O. Box 258, Williams Bay, WI 53191, USA

Received August 31, accepted September 21, 1989

Summary. We present here the observations of a possible β Pictoris-like star, HR10. High resolution observations of HR10 performed in Ca II and Na I seem to indicate that the CS absorptions are quite similar to those observed in the case of β Pic. More particularly, the variations observed in the Ca II CS lines reinforce the similarity between both stars.

Key words: Stars: circumstellar matter – Stars: β Pic – Stars: shell stars.

1. Introduction

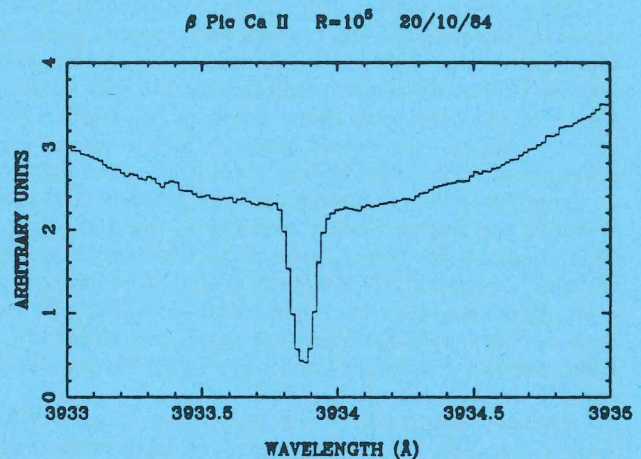
The southern A-type star β Pictoris has been the subject of intense investigations since the IRAS satellite found one of the most provocative surprises of its entire mission: together with other bright, nearby stars, β Pictoris presents large IR excesses at 25, 60 and 100 μ (Aumann, 1985). These excesses are interpreted as thermal emission of cold dust surrounding the star and re-radiating a small part of the stellar light.

The first direct image at 0.89 μ of the dust associated to β Pic has revealed a wide circumstellar (CS) disk, seen nearly edge-on, and extending up to 400 AU (Smith and Terrile, 1984). It might be the first case of a protoplanetary system, in a still unknown state of evolution.

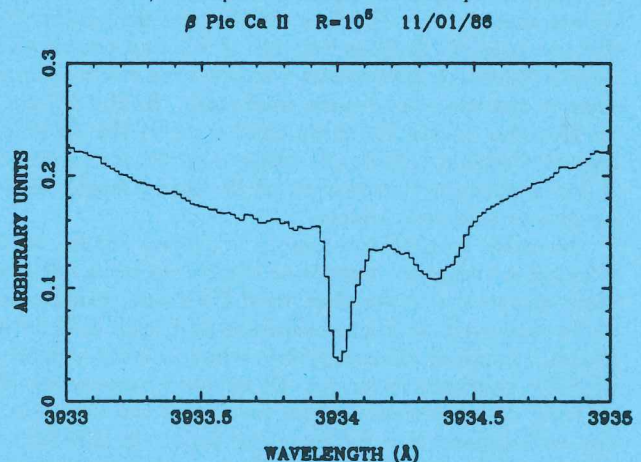
Because the β Pic's disk is seen nearly edge-on, we promptly searched for its gaseous counterpart by the powerful means of absorption spectroscopy. Indeed, β Pic had formerly been classified as a shell star, i.e. a star which presents sharp CS absorption in hydrogen or metallic lines (Sletteback and Carpenter, 1983). Subsequently, Kondo and Bruhweiler (1985) in the UV and Hobbs et al. (1985) in the visible in Ca II and Na I lines, detected sharp CS absorption well centered (i.e. at the stellar radial velocity) at the bottom of the rotationally broadened stellar lines

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

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



The stable CS absorption: at the bottom of the rotationally broadened stellar line, a sharp and centered CS absorption is seen.



The variable features: a part from the central and stable component, a redshifted one is clearly present at about 40 km s⁻¹ with respect to the central one.

Fig. 1. High resolution spectra of the Ca II K line towards β Pic, recorded at two different epochs.

(see Fig 1). Hobbs et al. showed that the Ca II/Na I ratio is about 40, what is much larger than the ratio usually measured in the interstellar medium.

Extensive spectroscopic observations of β Pic has revealed two striking types of behaviour of the CS absorption lines of ionised elements. These lines sometimes present, apart from a stable component, one or several variable redshifted components. When observed, these components are strongly variable on short time-scale (1 hour). Such features have been observed in the visible Ca II lines at high resolution ($R \approx 10^5$) and high S/N ratio (Ferlet et al, 1987) and formerly at a somewhat lower resolution ($R \approx 10^4$) and S/N ratio in the UV lines of Fe II and Mg II (Lagrange et al, 1987) and also in Al III. The mere presence of Al III is very surprising because it cannot be produced by the photoionization of Al II, the photospheric flux of β Pic (A5V star) being too weak. The variable features can reach terminal velocities as high as 40 km s^{-1} in the case of Ca II lines (see Fig. 1) and 400 km s^{-1} in the case of Al III and Mg II (Lagrange-Henri et al, 1988).

These observations indicate that ionised gas is sometimes falling onto the star at high velocities. A possible explanation is that this gas is evaporated from solid, kilometre size bodies themselves falling onto the star (Lagrange-Henri et al, 1988 and 1989; Beust et al, 1989). If confirmed, this scenario could give the first evidence for the presence of large solid bodies around an extra-solar star.

In order to better understand the problem of planetary systems, one has to further investigate the β Pic disk, but also to search for other cases of possible "protoplanetary systems", hopefully in different stages of evolution. However, direct imaging on other IRAS stars with IR excess such as Vega or Fomalhaut, has up to now failed (Brahic, 1989, private communication), probably because of unfavorable orientation of the disks.

Another approach in the search for other β Pic-like stars is to look for spectral gaseous signatures in Ca II and Na I similar to those reported in β Pic. This was undertaken first by Hobbs (1986), with a small sample of candidate stars, either IRAS or well known shell stars. Hobbs did not find similarities between β Pic and the IRAS candidate stars but did confirm the presence of CS absorption lines in the spectra of some shell stars. Hobbs did not find an IR color excess for these shell stars in the IRAS Point Source Catalog. However, these objects are fainter than β Pic and the non detection of IR excess might very well be due to selection effects.

In order to perform a more complete survey, we have selected a complete sample of candidate stars, all A-type stars of spectral class close to β Pic's one, bright enough to be observed at high resolution and high S/N ratio, in practice brighter than $m_V=6.5$, which present at least part of β Pic characteristics, i.e. IR excess measured by IRAS, or shell characteristics. The results of the complete survey will appear in a forthcoming paper; in this letter, we present (Sect. 2) and discuss (Sect. 3) the observations of one of the selected stars, namely HR10, an A6V type star, which exhibits similarities with β Pic.

2. Observations

Observations of HR10 were performed in 1986 and 1988, at high resolution (resp. 6 or 3 km s^{-1}) of Ca II K lines and Na I ones, with the European Southern Observatory (ESO) Coudé Echelle Spectrometer (CES) fed by the 1.4 m Coudé Auxiliary Telescope (CAT) and equipped with a CCD as a detector. The raw spectra have been bias and dark subtracted and flat-fielded as usual (note that up to $\lambda = 5900 \text{ \AA}$, which corresponds to the Na I lines, the CCD fringes are not critical). Finally, one dimensional spectra were extracted, and put on a heliocentric velocity scale.

Fig. 2 shows the Ca II K region of the HR10 spectrum in October 1988. We observe a sharp and strong absorption, with an equivalent width of $80 \pm 10 \text{ m\AA}$ roughly centered on the rotationally broadened ($v \sin(i) \approx 195 \text{ km s}^{-1}$) strong (HR10 is an A6 type star) stellar line. However, the absence of a known stellar radial velocity makes it difficult to have a precise determination of the velocity of the component with respect to the stellar velocity. Note that the 10 m\AA error does not account for the noise, which is far lower, but for the error made in evaluating the continuum for the CS line.

Surprisingly, another spectrum of the Ca II K line (see Fig. 3), recorded at another epoch (August 86), clearly shows, when compared to Fig. 2, that the CS line shape has changed. There is, apart from the strong component observed in Fig. 2, a second, redshifted absorption component, at $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the central one. The total equivalent width of the absorption feature is $90 \pm 10 \text{ m\AA}$. This value agrees with, but is more stringent than that given by Hobbs (1986).

The Na I doublet taken in August, 1986, is shown in Fig. 4. No Na I CS sharp counterpart at the velocity of the strongest Ca II component is detected. However, a small absorption might be present at the velocity of the red, variable component observed in the Ca II spectrum. The total equivalent width of this absorption is 17 m\AA in the strongest Na I line (D_2), but telluric H_2O lines contribute to part of it, for about 5 m\AA (evaluated by measuring the equivalent width of other, unblended telluric lines in the same spectrum, comparing these equivalent widths to those given by "The Solar Spectrum" (1966), and scaling then to the telluric lines of interest to have an estimate of their equivalent width). At most 10 m\AA could then be attributed to a Na I(D_2) CS absorption. This is qualitatively confirmed by the fainter, D_1 line, but not blended with atmospheric lines.

Further observations are obviously needed to confirm the present ones. In any case, we can claim that the total equivalent width of the Na I absorption at the velocity of the 2 components observed in Ca II is less than 10 m\AA in the D_2 line.

Thus the Ca II/Na I ratio is very high (≥ 10), as in the case of β Pic, and particularly, very different from that observed in the Interstellar Medium.

One can also note in the spectra of Fig. 2 and 3 that the velocity of the "central" component has changed between the two epochs (8 km s^{-1} shift); this might indicate that the stellar radial velocity is variable.

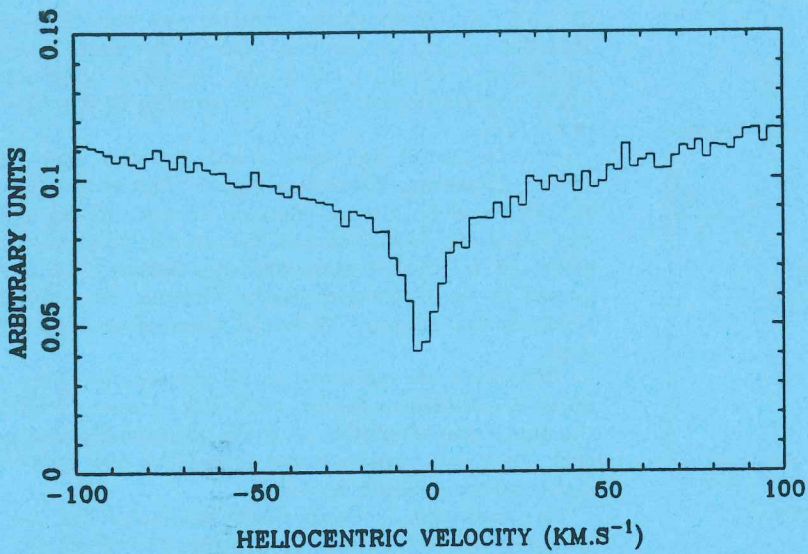


Fig. 2. High resolution observations of the Ca II K line towards HR10. At the bottom of the stellar line, there appears a strong and sharp absorption (October 1988 data).

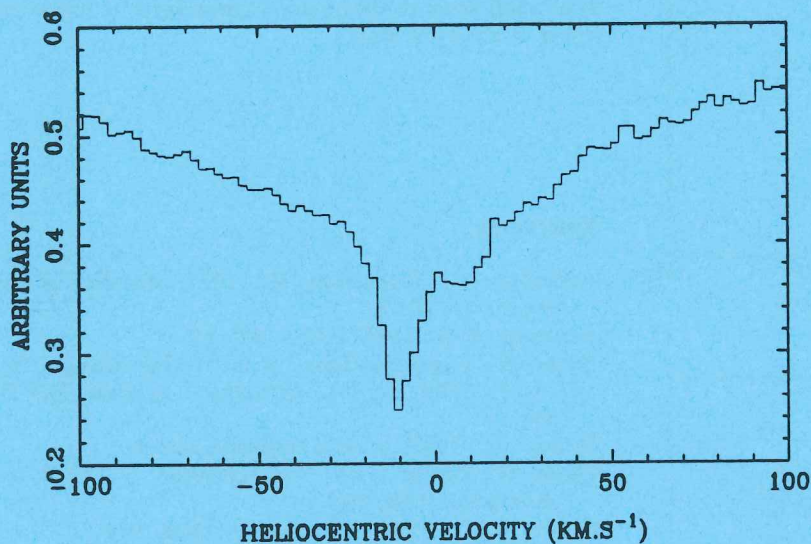


Fig. 3. Variability of the Ca II CS line of HR10: Apart from the central component already seen in Fig. 2, another, redshifted component is detected, at 20 km.s^{-1} with respect to the centered one (August 1986 data).

3. Discussion and conclusion

HR10 is reported as a shell star (Jaschek and Egret, 1982). Jaschek et al. (1988), on the basis of photographic plates observations, at low dispersion, mention the presence of H_{β} absorption cores, and Andersen and Norström (1977) the presence of Ti II and Ca II variable lines, without further information.

Our high resolution observations first confirm the presence of CS Ca II absorption lines in the spectrum of this star. They moreover show that the CS absorption lines are variable, as in the case of β Pic. The presence of a variable absorption, redshifted with respect to the centered one makes the similarity between HR10 and β Pic still more convincing. These observations might indicate

that as in the case of β Pic, gas is falling on to the star, with velocities in Ca II similar to what is observed in the case of β Pic.

The possible observation of a Na I counterpart to the variable, redshifted Ca II absorption is intriguing: this might indicate a difference between β Pic and HR10, because up to now, no redshifted components have been observed in Na I in the case of β Pic. However, this component is very faint and obviously needs to be confirmed.

More generally, the similarity of HR10 and β Pic needs to be investigated by further, high S/N observations, in the visible (Ca II and Na I) or UV, especially in the important lines of Al III. Moreover, the monitoring of the variable lines is needed to determine whether, as in the case of β Pic, the variable absorptions always appear in

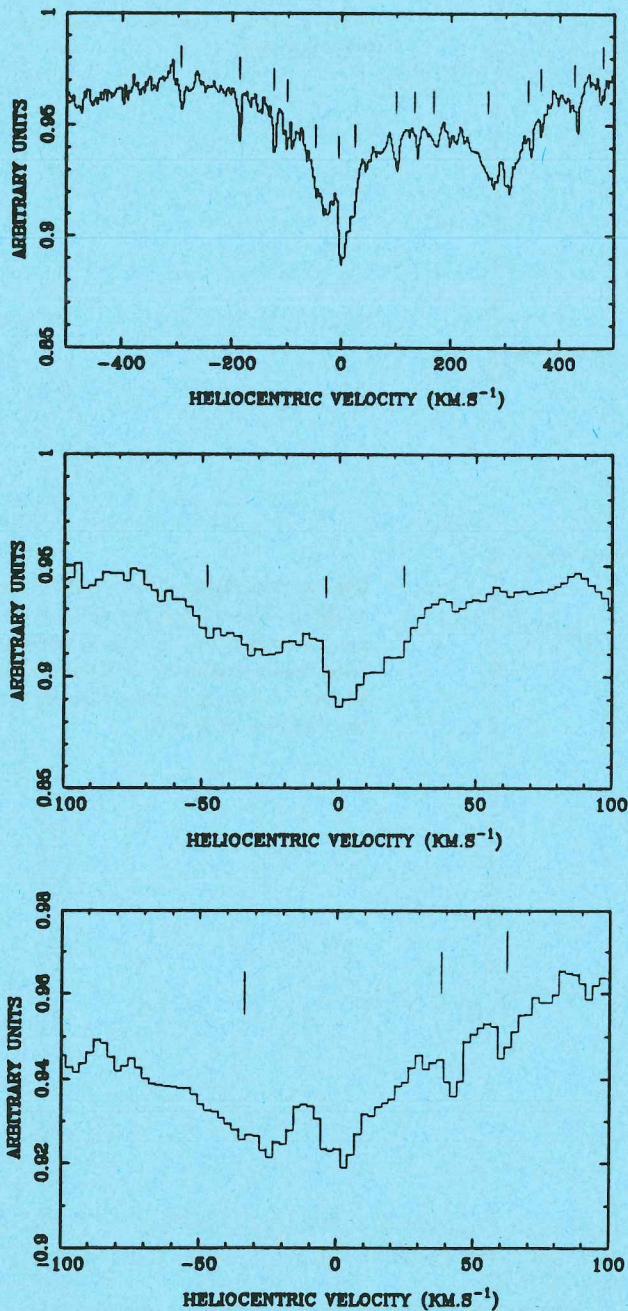


Fig. 4. High resolution observations of the Na I line towards HR10: Due to the large $v \sin(i)$ of the star, the two stellar lines are blended. The telluric lines are indicated by tick lines. Fig. 4b (resp. 4c) shows the detail of the Na I D₂ (resp. D₁) line (see text).

the red part of the lines. (Indeed, the fact that no variable line is seen in the blue part of the lines clearly distinguishes β Pic from the other, "classical" shell stars, for which variability can occur, but usually in the blue parts of the lines).

No IR excess has been found for this star (Hobbs, 1986). However, HR10 is a rather faint star ($m_V=6.19$) and this can be due to selection effects. As an example, Jaschek et al. (1988), shows that IRAS "observed" only 3 of the 16 A/Ae shell stars with m_V between 6.5 and 7 reported in the Catalog of Stellar Groups. We cannot then preclude the existence of far IR thermal excess from cold dust.

Moreover, its relatively small distance (70 pcs) should make it possible to detect a CS disk of dust, if HR10 has the same characteristics as β Pic (luminosity and geometry). As it is a rapid rotator ($v \sin(i) = 195 \text{ km s}^{-1}$), the last condition should be met.

In conclusion, if the similarity between β Pic and HR10 is confirmed, HR10 will be a prime candidate for direct imaging, for infrared observations and, of course for extensive spectroscopic follow-up in the visible but also in UV with IUE or HST. More generally, the so-called A-type shell stars could be good candidates in the search for other β Pic-type stars.

References

- Andersen, J., Nordström, B.: 1977, *Astron. Astrophys. Suppl.* **29**, 309
 Aumann, H.H., 1985, *PASP*, **97**, 885
 Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1989, *Astron. Astrophys.*, in press, IAP Preprint 268
 Brahic, A.: 1989, private communication.
 Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **185**, 267
 Hobbs, L.M.: 1986, *Astrophys. J.* **308**, 854
 Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **293**, L29
 Jaschek, M., Egret, D.: Catalogue of Stellar Groups, Publication spéciale du CDS, 1982, n° 4
 Jaschek, M., Jaschek, C., Andriolat, Y.: 1988, *Astron. Astrophys. Suppl.* **72**, 505
 Kondo, Y., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **291**, L1
 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*, **215**, L5
 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

Bibliographie

- [1] Allen, C.W.: 1973, *Astrophysical Quantities*, 3^{eme} édition, Athlone press
- [2] Artymowicz, P.: *β Pic : did the planets form ?*, poster présenté au colloque *The formation and evolution of planetary systems*, Space Telescope Science Institute, 9 - 11 mai 1988
- [3] Artymowicz, P., Burrows, C., Paresce, F.: 1989, *Astrophys. J.* **337**, 494
- [4] Aumann, H.H.: 1984, *Astrophys. J. Letters* **278**, L23
- [5] Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1989, *Astron. Astrophys.* **223**, 304 (Article IX)
- [6] Beust, H., Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1990, *Astron. Astrophys.* **236**, 202 (Article X)
- [7] Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Lagrange-Henri, A.M.: 1991, *Astron. Astrophys.* **241**, 488 (Article XI)
- [8] Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1990, *Astron. Astrophys.*, soumis
- [9] Bertaux, J.L., Blamont, J.E., Festou, M.: 1973, *Astron. Astrophys.* **25**, 415
- [10] Brahic, A.: 1977, *Astron. Astrophys.* **54**, 895
- [11] Cameron, A.G.W.: 1978, *The Moon and the Planets* **18**, 5
- [12] Centolanzi, F.J., Chapman, D.R.: 1966, *J. Geophys. Res.* **71**, 1735
- [13] Code, A.D., Davis, J., Bless, R., Hanbury Brown, R.: 1976, *Astrophys. J.* **203**, 417
- [14] Dawson, D.W., Knuckles, C.F., Murrell, A.S.: 1977, Proc. Southwest Reg. Conf., Vol. 2, 133-145
- [15] Edenhofer, P., Bird, M.K., Brenkle, J.P, Buschert, H., Kursinski, E.R., Mottinger, N.A., Porsche, H., Stelzried, C.T., Volland, H.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 712

- [16] 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
- [17] Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **185**, 267 (Article V)
- [18] Festou, M., Feldman, P.D.: 1987, dans *Exploring the universe with the IUE satellite*, Ed. Y.Kondo, Reidel, Dordrecht, p.101
- [19] Hobbs, L.M.: 1986, *Astrophys. J.* **308**, 854
- [20] Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C.E., Gry, C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **293**, L29 (Article I)
- [21] Hobbs, L.M., Lagrange-Henri, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Welty, D.E.: 1988, *Astrophys. J. Letters* **334**, L41 (Article VII)
- [22] Hoffleit, D.: 1985, *The Bright Star catalogue*, 5^{eme} version révisée, Yale University Press
- [23] 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
- [24] Jeßberger, E.K., Kissel, J., Fechtig, H., Krüger, F.R.: 1987, dans les proceedings de *Physical Processes in Comets, Stars, and Active Galaxies*, Ed. W. Hillebrandt, E. Meyer-Hofmeister and H.-C. Thomas, Springer-Verlag
- [25] Keller, H.U.: 1989, dans les proceedings de *International Workshop on Physics and Mechanics of Cometary Materials*, Münster, FRG, ESA SP-302.
- [26] Keller, H.U., Delamere, W.A., Huebner, W.F., Reitsema, H.J., Schmidt, H.U., Whipple, F.L., Wilhelm, K., Curdt, W., Kramm, R., Thomas, N., Arpigny, C., Barbieri, C., Bonnet, R.M., Cazes, S., Coradini, M., Cosmovici, C.B., Hugues, D.W., Jamar, C., Malaise, D., Schmidt, K., Schmidt, W.K.H., Seige, P.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 807
- [27] Kondo, Y., Bruhweiler, F.C.: 1985, *Astrophys. J. Letters* **291**, L1
- [28] Lagrange-Henri, A.M.: 1989, Thèse de doctorat, université Paris 7
- [29] Lagrange, A.M., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A.: 1987, *Astron. Astrophys.* **173**, 289 (Article IV)

- [30] Lagrange-Henri, A.M., Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1989, *Astron. Astrophys. Letters* **215**, L5 (Article VIII)
- [31] Lagrange-Henri, A.M., Beust, H., Ferlet, R., Hobbs, L.M., Vidal-Madjar, A.: 1990, *Astron. Astrophys. Letters* **227**, L13
- [32] Lagrange-Henri, A.M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1988, *Astron. Astrophys.* **190**, 275 (Article VI)
- [33] Lämmerzahl, P., Krankowsky, D., Hodges, R.R., Stubbemann, U., Woweries, J., Herrwerth, I., Berthelier, J.J., Illiano, J.M., Eberhardt, P., Dolder, U., Schulte, W., Hoffman, J.H.: 1987, *Astron. Astrophys.* **187**, 169
- [34] Lallement, R., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R.: 1986, *Astron. Astrophys.* **168**, 225
- [35] Lamy, Ph.L.: 1974, *Astron. Astrophys.* **35**, 197
- [36] Langevin, P.: 1905, *Ann. chim. phys.*, Series 8, **5**, 245
- [37] McDaniel, E.W.: 1964, dans *Collision phenomena in ionized gases*, Wiley, New York
- [38] McDonnell, J.A.M., Alexander, W.M., Burton, W.M., Bussoletti, E., Evans, G.C., Evans, S.T., Firth, J.G., Grard, R.J.L., Green, S.F., Grun, E., Hanner, M.S., Hugues, D.W., Igenbergs, E., Kissel, J., Kuczera, H., Lindblad, B.A., Langevin, Y., Mandeville, J.C., Nappo, S., Pankiewicz, G.S.A., Perry, C.H., Schwehm, G.H., Sekanina, Z., Stevenson, T.J., Turner, R.F., Weishaupt, U., Wallis, R.K., Zarnecki, J.C.: 1987, *Astron. Astrophys* **187**, 719
- [39] Michels, D.J., Sheeley, N.R.Jr., Howard, R.A., Kooman, R.J.: 1982, *Science* **215**, 1097
- [40] Paresce, F., Burrows, C.: 1987, *Astrophys. J. Letters* **319**, L23
- [41] Paresce, F.,.: 1990, résumé présenté au 24th *ESLAB symposium*, 17-19 septembre 1990, Friedrichshafen, Allemagne
- [42] Petit, J.M., Hénon, M.: 1986, *Icarus* **66**, 536
- [43] Petit, J.M., Hénon, M.: 1987, *Astron. Astrophys.* **173**, 389
- [44] Sletteback, A.: 1975, *Astrophys. J.* **197**, 137
- [45] Sletteback, A., Carpenter, K.G.: 1983, *Astrophys. J. Suppl.* **53**, 869

-
- [46] Smith, B.A., Terrile, R.J.: 1984, *Science* **226**, 1421
- [47] Smith, B.A., Terrile, R.J.: 1987, *Bulletin of the American Astronomical Society* **19**, 829
- [48] Van de Kamp, P.: 1975, *Annual Rev. Astr. Astrophys.* **13**, 295
- [49] Vidal-Madjar, A., Hobbs, L.M., Ferlet, R., Gry, C., Albert, C.E.: 1986, *Astron. Astrophys.* **167**, 325 (Article II)
- [50] Weissman, P., 1985: *Space Science Review* **41**, 299

