

Les étoiles à disques

Sommaire

4.1	L'étoile de la séquence principale : β -Pictoris	55
4.2	Les objets de transition : HD141569A et HD109573	57
4.3	Les étoiles pré-séquence principale	61
4.4	Séquence d'évolution	71
4.5	Conclusions	73

4.1 L'étoile de la séquence principale : β -Pictoris

β -Pictoris étant une étoile de type spectral A5, son flux photosphérique dans le domaine des FUV est très faible, empêchant toute observation de raies en absorption. Cependant, les raies d'émission du doublet de résonance de O VI sont présentes dans le spectre *FUSE* de β -Pictoris (Deleuil et al. 2001), et peuvent servir de continu pour observer les transitions de H₂ (voir paragraphe 2.3).

Lecavelier des Etangs et al. (2001) ont montré, à partir des observations *FUSE* obtenues en 2000 et 2001, que le spectre de β -Pictoris présente une déficience en hydrogène moléculaire. En effet, aucune raie d'absorption de H₂ n'est observée sur les raies d'émission. Ces auteurs ont estimé une limite supérieure à la densité de colonne de H₂ dans le disque de β -Pictoris de 10^{18} cm⁻².

Cette étoile a été ré-observée avec *FUSE* en Novembre 2002. Le temps de pose total est de 50 000 secondes alors que les temps de pose des observations obtenues en 2000 et 2001 étaient de 25 000 et 30 000 secondes respectivement. Un des objectifs de cette dernière observation était d'augmenter le plus possible le rapport signal-sur-bruit (S/N par la suite) du spectre FUV afin d'éventuellement détecter de faibles raies d'absorption.

J'ai effectué l'analyse de ce nouveau spectre, sans succès de détection. La Figure 4.1 présente le doublet d'O VI vers 1032 et 1038 Å, observé dans le spectre obtenu en 2002. Sur cette figure sont reportées les positions en longueur d'onde des transitions de H₂ que l'on devrait observer si du H₂ était présent sur la ligne de visée.

Le rapport S/N de l'observation obtenue en 2002 étant nettement supérieur à celui des observations précédentes, j'ai pu affiner l'estimation de la limite supérieure de la densité de colonne de H₂ à 2.58×10^{17} cm⁻². Les limites supérieures sur les densités de colonne de

chaque niveau d'énergie, estimées avec un degré de confiance de 97%, sont données dans la Table 4.1.

Le disque de β -Pictoris est vu par la tranche. C'est une configuration idéale pour observer des raies d'absorption du gaz contenu dans le disque. La non détection de H_2 dans le spectre *FUSE* montre donc que le disque de β -Pictoris est déficient en hydrogène moléculaire (Lecavelier des Etangs et al. 2001). Ceci est en parfait accord avec le statut évolutif de cette étoile. Cette déficience en H_2 a été récemment confirmée par les observations du satellite *Spitzer* dans l'infrarouge moyen (Chen et al. 2004), ce qui exclu définitivement les détections de grandes quantités de H_2 suggérées par les observations du satellite *ISO* par Thi et al. (2001).

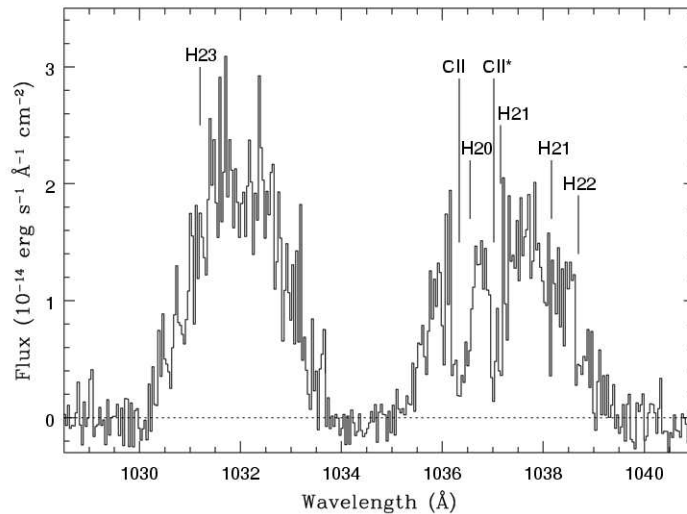


FIG. 4.1 – Raies d'émission du doublet de résonance d'O VI vers 1032 et 1038 Å. Sur cette figure, seule les poses obtenues de nuit ont été utilisées pour éviter la contamination du spectre par l'émission atmosphérique (*airglow*) vers 1040 Å. Les positions des transitions de H_2 que l'on devrait observer si du H_2 était présent sur la ligne de visée sont signalées sur la figure. Il faut noter la présence de raies d'absorption du C II et du C II* sur la raie rouge du doublet.

TAB. 4.1 – Limites supérieures sur les densités de colonne des différents niveaux du H_2 dans le spectre de β -Pictoris.

v	J	Log N (cm^{-2})
0	0	≤ 17.00
0	1	≤ 17.00
0	2	≤ 16.70
0	3	≤ 15.90

4.2 Les objets de transition : HD141569A et HD109573

HD141569A et HD109573 sont des étoiles de Herbig, dites étoiles de transition, de type spectral B9, connues pour être entourés de disques de débris (Augereau et al. 1999; Jura 1991).

4.2.1 HD141569A

Dans le spectre *FUSE* de cette étoile, quelques raies d'absorption d'éléments atomiques sont observées. Les densités de colonne, vitesses radiales et largeurs de raies de ces espèces sont présentées dans la Table 4.2. Des raies d'absorption de H₂ correspondant aux transitions issues des niveaux rotationnels $J = 0$ à $J = 4$ ($v = 0$) ont été également identifiées. De plus, une raie du niveau $J = 5$ ($v = 0$) est marginalement détectée dans le spectre. Cette détection étant à moins de 2σ , je n'en tiendrai pas compte dans l'analyse du spectre.

TAB. 4.2 – Densités de colonne, vitesses radiales et largeurs de raies des espèces atomiques observées dans le spectre *FUSE* de HD141569A. Les vitesses radiales ont été mesurées sur le spectre observé et sont héliocentriques. Pour les raies saturées, la vitesse radiale a été mesurée à partir du centroïde de la raie et ont des barres d'erreur symétriques (non calculées par minimisation du χ^2). ^{-a} désigne les espèces pour lesquelles la largeur de raie n'a pas été mesurée car aucune raie n'était en régime saturé.

Espèce Atomique	Log N (cm ⁻²)	Vitesse radiale (km s ⁻¹)	b (km s ⁻¹)
Ar I	>14.86	- 27.0±3	5.6 ^{+0.42} _{-0.25}
FeII	15.99 ^{+0.17} _{-0.04}	- 24.28 ^{+1.89} _{-2.75}	2.34 ^{+0.25} _{-0.79}
N I	>14.50	- 24.0±2	6.80 ^{+2.11} _{-3.05}
P II	13.51 ^{+0.22} _{-0.42}	- 25.37 ^{+1.56} _{-1.25}	- ^a
Cl I	14.49 ^{+0.11} _{-0.29}	- 25.12 ^{+1.64} _{-1.13}	- ^a

Les paramètres mesurés à partir du spectre pour chaque niveau d'énergie du H₂ sont listés dans la Table 4.3. Le diagramme d'excitation du H₂, présenté sur la Figure 4.2, montre que le H₂ est thermalisé jusqu'à $J = 2$ avec une température cinétique de 51 ± 6 K. Cependant, les densités de colonne des niveaux $J = 3$ et $J = 4$ ne correspondent pas à un peuplement suivant la loi de Boltzmann. En effet, $\log(N_{J=3}/g_3) < \log(N_{J=4}/g_4)$. Ceci est probablement une conséquence de la grande incertitude sur la densité de colonne du niveau $J = 4$. En tenant compte des barres d'erreur, les densités de colonne de ces niveaux correspondent à une température supérieure à 270 K.

Le S/N du spectre est faible (S/N~3-5 pour le spectre non rebinné) et un petit nombre de raies issues du niveau $J = 4$ ont été observées (voir Table 4.3). De ce fait, afin de tester la robustesse de mes résultats, j'ai effectué une étude statistique des détections

TAB. 4.3 – Densités de colonne des différents niveaux d’énergie du H₂ observés dans le spectre de HD141569A. H₂ “froid” et “tiède” sont les deux composantes en température distinguées à partir du diagramme d’excitation (voir texte et Figure 4.2). “am”, “sat” and “non sat” sont respectivement pour les raies amorties, saturées et non saturées. Seules les raies qui ont été modélisées apparaissent dans cette table.

J (v=0)	Longueur d’onde Å	Régime	Log N (cm ⁻²)
0	1092.2020	am	20.08 ^{+0.21} _{-0.09}
	1108.1390	am	
1	1092.7390	am	19.96 ^{+0.18} _{-0.48}
	1094.0590	am	
	1108.6440	am	
	1110.0740	am	
2	1066.9070	sat	16.20 ^{+0.69} _{-0.39}
	1094.2510	am	
	1096.4460	sat	
	1110.1310	am	
	1112.5081	non sat	
3	1067.4850	sat	16.04 ^{+0.42} _{-0.55}
	1096.7310	sat	
	1099.7950	non sat	
	1112.5940	non sat	
	1115.9070	non sat	
4	1100.1689	non sat	15.78 ^{+0.37} _{-0.84}
	1116.0250	non sat	
	1120.2610	non sat	
J=0-2	H ₂ froid		20.32 ^{+0.20} _{-0.21}
J=3-4	H ₂ tiède		16.23 ^{+0.41} _{-0.63}

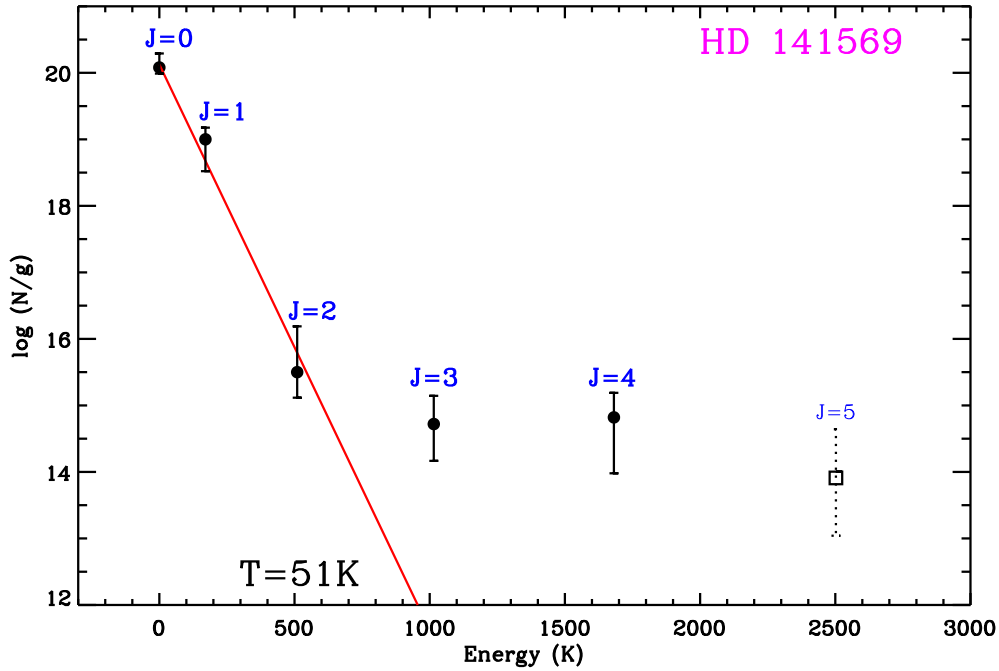


FIG. 4.2 – Diagramme d’excitation du H_2 observé dans le spectre de HD141569A. La détection du niveau $J = 5$ étant marginale, le point correspondant est représenté en pointillés.

et de la densité de colonne obtenues à partir de la modélisation des raies du niveau $J = 4$. J’en ai déduit que la détection des raies correspondant au niveau $J = 4$ était réelle avec un degré de confiance de plus de 99%. En ce qui concerne la température donnée par les niveaux $J = 3$ et $J = 4$, j’ai procédé par itérations successives de la manière suivante :

- En considérant que la densité de colonne du niveau $J = 3$ est correcte, j’ai estimé la densité de colonne du niveau $J = 4$ qui correspondrait à une température de 300 K, qui est la limite inférieure en température donnée par le diagramme d’excitation.
- A partir de la densité de colonne déduite pour $J = 4$, j’ai modélisé les raies d’absorption et estimé la distribution de probabilité du χ^2 correspondante. J’ai déduit de cette analyse qu’une telle densité de colonne et donc une telle température pouvait être exclue à plus de 98%.
- J’ai utilisé la même méthode pour des températures comprises entre 300 et 1500 K par itérations successives.
- Lors du calcul de la distribution de probabilité du χ^2 , on s’aperçoit que le degré de confiance augmente avec la température. Par exemple, une température de l’ordre de 1000 K n’est rejetée qu’à 70% contre 98% pour une température de 300 K.

A l’issue de cette étude statistique, l’incertitude sur la densité de colonne du niveau $J = 4$ demeure trop importante pour déterminer avec exactitude la température donnée par les niveaux $J = 3$ et $J = 4$. Les résultats obtenus suggèrent que la température de ces niveaux est nettement supérieure à 300 K. De plus, si la détection du niveau $J = 5$ s’avère réelle, alors la température correspondant aux densités de colonne des niveaux $J \geq 3$ est de 945 ± 189 K. Cela laisse supposer que deux composantes en température sont

présentes sur la ligne de visée : une composante froide tracée par les niveaux $J \leq 2$, et une composante plus chaude.

Les conditions d'excitations du H_2 révélées par le diagramme d'excitation sont tout à fait particulières et surprenantes. En effet, l'excitation des niveaux $J = 0 - 2$ avec une température de l'ordre de 50 K est typique de ce que l'on observe généralement dans le milieu interstellaire diffus (Gry et al. 2002; Rachford et al. 2002), alors qu'une température élevée pour les niveaux $J \geq 3$ ne l'est pas. En effet, en général, dans le milieu interstellaire diffus, la température donnée par les niveaux $J \geq 3$ est inférieure à 300 K, ce qui pose la question de l'origine du gaz observé.

Une première information vient de la vitesse radiale. En effet, la vitesse radiale de l'étoile est de -6.4 km s^{-1} (Frisch 1987) alors que celle mesurée pour le H_2 est de l'ordre de -25 km s^{-1} dans le spectre observé (héliocentrique non calibré en longueur d'onde, voir Annexe A), ce qui est similaire aux vitesses mesurées pour les espèces atomiques.

Puisque la formation de la molécule CH est supposée être contrôlée par des réactions en phase gazeuse avec H_2 , CH devrait être un bon traceur de H_2 (Federman 1982; Mattila 1986; Somerville & Smith 1989). Les observations spectroscopiques à très haute résolution dans le domaine visible ont montré la présence de CH dans la composante gazeuse correspondant au nuage sombre interstellaire L134N (voir chapitre 2; Sahu et al. 1998). Cette composante a une vitesse de $+20.1 \text{ km s}^{-1}$ dans le référentiel de l'étoile. De ce fait, j'ai supposé que le H_2 que l'on observe dans le spectre *FUSE* est situé dans la même région que le CH, et donc à la même vitesse radiale. J'ai donc calibré le spectre en longueurs d'onde sur la composante $+20.1 \text{ km s}^{-1}$ en posant $v_{H_2} = v_{CH} = +20.1 \text{ km s}^{-1}$ dans le référentiel de l'étoile. De plus, à partir des observations de CH, Sahu et al. (1998) ont estimé une densité de colonne de H_2 de $1.5 \pm 0.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ qui est en parfait accord avec la densité de colonne totale de H_2 mesurée à partir du spectre *FUSE* : $2.11_{-0.83}^{+1.21} \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Il faut souligner qu'aucune contrepartie à la seconde composante détectée par Sahu et al. (1998) à $+5.1 \text{ km s}^{-1}$ n'a été détectée dans le spectre *FUSE*.

Il semble donc que le gaz que l'on observe avec *FUSE* est situé dans l'enveloppe à faible extinction du nuage sombre interstellaire L134N (Juvella et al. 2002). Dans ce contexte les conditions d'excitation du H_2 sont surprenantes car atypiques pour un nuage interstellaire. Dans une étude récente, Falgarone et al. (2005) ont montré que le chauffage du gaz interstellaire à des températures de l'ordre ou supérieures à 1000 K, peut être expliqué par la dissipation de la turbulence, dans une fine couche d'un nuage interstellaire. Il est donc possible que le gaz que l'on observe soit situé dans une zone de transition entre une région chaude et une région froide du nuage. Les valeurs élevées des largeurs de raies mesurées dans le spectre *FUSE* montrent que l'élargissement n'est pas purement thermique, et donc turbulent, ce qui conforte cette interprétation sur l'origine du gaz chaud.

Enfin, aucune signature de gaz circumstellaire, à la vitesse radiale de l'étoile, n'a été identifiée dans le spectre *FUSE* de HD141569A. Ceci est en accord avec le fait que le disque est incliné de 51° par rapport à la ligne de visée et que les parties internes du disque sont vides de gaz (Brittain & Rettig 2002; Brittain et al. 2003). En effet, pour observer du gaz circumstellaire en absorption il faudrait que la ligne de visée traverse le disque, or avec une telle géométrie, ce n'est pas le cas. La non-détection de gaz circumstellaire montre également que l'étoile n'est pas entourée d'une enveloppe et que tout ce gaz a eu le temps de s'effondrer sur le disque ou d'être dissipé.

4.2.2 HD109573

Comme on peut s’y attendre pour une étoile de type spectral B9, dont le rougissement est très faible, $E(B-V)=0.03$, le flux photosphérique de HD109573 est très élevé aux longueurs d’onde supérieures à 1120 Å et décroît brusquement aux longueurs d’onde inférieures. Aucune raie d’émission d’éléments très ionisés comme le C III ou l’O VI n’est observée, ce qui est en accord avec le statut évolutif de cette étoile.

Malgré l’angle d’inclinaison ($20.5\pm 3^\circ$) favorable à l’observation de gaz circumstellaire en absorption, aucune raie de H_2 n’est détectée dans le spectre *FUSE* de HD109573, alors que quelques raies du Fe II et le triplet de résonance du N I vers 1134 Å sont observés. Deux composantes en vitesse radiale sont observées pour ces espèces. Ces deux composantes ont des vitesses radiales d’environ -5 km s^{-1} et -15 km s^{-1} dans le référentiel de l’étoile, ce qui est en accord avec les observations *HST/STIS* de cette étoile pour les raies du Fe II et du Si II par Chen & Kamp (2004) et les observations dans le domaine optique du Ca II par Holweger et al. (1999) (voir chapitre 2).

A partir du spectre *FUSE*, j’ai estimé que la densité de colonne de H_2 doit être inférieure à $2.5\times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, ce qui est compatible avec la limite estimée par Chen & Kamp (2004), $4.7\times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, à partir du même spectre. La non détection de H_2 implique que le disque de HD109573 est déficient en gaz moléculaire. Ceci confirme les prédictions des modèles qui montrent que pour les étoiles de Herbig, le temps de vie du gaz dans les disques est plus court que celui de la poussière du fait du processus de photo-évaporation très important (Takeuchi et al. 2005).

4.3 Les étoiles pré-séquence principale

BD+46°3471, BD+61°154 et NX Pup sont trois étoiles qui font partie des programmes dits “*Observatory Programs*” qui sont des programmes dédiés à des tests instrumentaux et non à de l’analyse spectroscopique pure. Cela peut expliquer le fait que quelques problèmes puissent survenir lors de ces observations.

En effet, le flux observé dans les spectres *FUSE* des étoiles BD+46°3471 et BD+61°154 est pratiquement nul et seules les raies d’airglow sont présentes. En analysant les données brutes (non traitées par le pipeline) ainsi que le comptage de photons, on s’aperçoit que les deux étoiles n’étaient pas dans la fente du spectrographe lors des observations. Il faut noter que les segments du spectre de BD+61°154 correspondant au détecteur 2 de *FUSE*, ne contiennent aucune donnée. L’analyse des données brutes a montré que le détecteur était en position *OFF* au moment de l’observation.

NX Pup est une étoile de type spectral AO qui présente un rougissement modéré (voir Table 2.2). De ce fait, le flux photosphérique de NX Pup est assez élevé pour entreprendre une analyse des raies d’absorption. Cependant, le rapport S/N du spectre est de l’ordre de 2 à 1100 Å ce qui empêche toute identification réaliste des éventuelles raies d’absorption. Ceci est probablement dû à un temps de pose trop court pour obtenir un S/N correct.

4.3.1 HD36112, HD135344, et HD100453

Les flux dans le domaine des FUV de ces trois étoiles sont trop faibles pour pouvoir observer des raies d'absorption dans le continuum. Cependant, les raies d'émission d'O VI sont détectées et peuvent servir de continu pour l'observation des raies d'absorption de H₂. La présence de raies d'émission d'O VI et de C III dans les spectres de ces étoiles prouve la présence d'une région chauffée à des températures très supérieures à la température effective de l'étoile.

Pour ces trois étoiles, les disques sont très inclinés par rapport à la ligne de visée. Les angles d'inclinaison sont compris entre 53° et 79° (voir Table 2.2, chapitre 2). Pour observer en absorption le gaz présent dans le disque, la seule configuration possible est que la ligne de visée traverse le bord le plus interne du disque, comme cela est représenté sur la Figure 4.3.

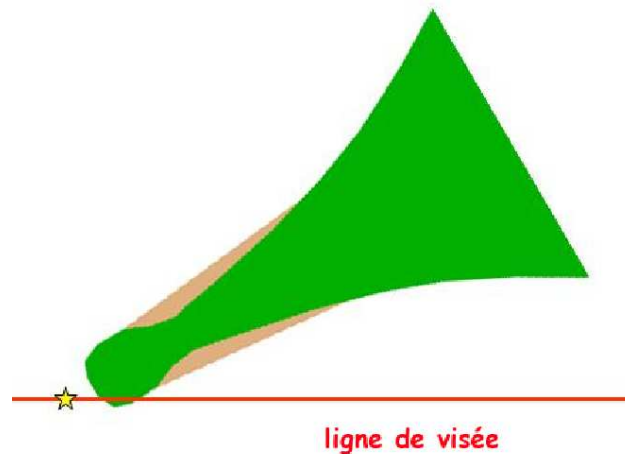


FIG. 4.3 – Configuration favorable à l'observation de raies d'absorption circumstellaires quand le disque est très incliné par rapport à la ligne de visée. Les échelles de distances ne sont pas respectées sur ce schéma.

HD36112

Dans le spectre de HD36112, seule la raie d'émission à 1032 Å du doublet de O VI est présente. Le rapport des forces d'oscillateur des deux raies d'O VI étant de l'ordre de 2, la seconde raie devrait être assez intense pour être observée. La raie d'O VI à 1032 Å est également présente dans les poses obtenues uniquement la nuit, ce qui prouve que cette émission n'est pas due au Soleil (un exemple de contamination des spectres *FUSE* par l'émission due au Soleil est présenté dans l'article de Lecavelier des Etangs et al. 2004). Cette raie d'émission est vraisemblablement absorbée en majeure partie par les raies de C II et C II*, mais l'absorption est probablement due également à du H₂.

Or, aucune raie d'absorption de H_2 n'est observée sur la raie d'émission d'O VI à 1032Å. Seules les raies des niveaux $J = 3$ et $J = 4$ peuvent être observées sur cette raie d'émission (voir paragraphe 2.3, chapitre 2). L'absence de H_2 permet donc d'estimer des limites supérieures aux valeurs des densités de colonne des niveaux $J = 3$ et $J = 4$: $N(\text{H}_2)_{(J=3)} \leq 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ and $N(\text{H}_2)_{(J=4)} \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

Eisner et al. (2004) ont montré que le disque de HD36112 est un disque ouvert incliné entre 53° et 57° par rapport à la ligne de visée. La distance entre l'étoile et le bord interne du disque est de 0.55 ± 0.04 AU (Monnier et al. 2005). Avec ces valeurs, j'ai utilisé le modèle de disque ouvert de Dullemond et al. (2001) afin d'estimer la hauteur du bord interne du disque et calculer si la ligne de visée le traverse. Ce code modélise un disque passif ouvert, uniquement composé de poussières chauffées par l'étoile centrale, et présentant un renflement du bord interne, tels les disques décrits par Natta et al. (2001).

L'objectif de cette modélisation est d'estimer les distances et la géométrie du bord interne du disque. Dans le cas de HD36112, à partir de cette modélisation, j'ai estimé que la poussière formant le bord interne du disque doit avoir une température de l'ordre de 1200 K, et que la hauteur du bord interne du disque est de 0.1 AU. Avec une telle hauteur, une distance de ~ 0.55 AU de l'étoile et avec une inclinaison de plus de 50° , la ligne de visée ne passe pas à travers le bord interne du disque de poussières. L'absence de H_2 dans le spectre de HD36112 montre que le disque de gaz ne s'étend pas (en hauteur) sur des distances plus grandes que le disque de poussières. En d'autres termes, le gaz et la poussière sont vraisemblablement couplés dans le disque.

HD135344 et HD100453

Les cas de HD135344 et HD100453 sont comparables à celui de HD36112. Le flux photosphérique de ces deux étoiles dans le FUV est presque nul mais les raies d'émission du doublet d'O VI sont présentes. Aucune raie d'absorption de H_2 n'est observée. L'absence de raies d'hydrogène moléculaire dans ces deux spectres permet de conclure que la densité de colonne totale de H_2 est inférieure à 10^{15} cm^{-2} en direction de HD135344 et inférieure à $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ en direction de HD100453.

Les disques de HD135344 et HD100453 sont des disques ouverts et inclinés de 79° (Dent et al. 2005) et 65° (Dominik et al. 2003), respectivement, par rapport à la ligne de visée.

Dent et al. (2005) ont détecté de l'émission en CO provenant du disque de HD135344. Ils ont estimé que l'émission de ce gaz provient d'une région située entre 10 et 75 AU de l'étoile centrale. Ces auteurs ont cependant suggéré que le bord interne de cette région peut être plus proche de l'étoile, soit à moins de 10 AU. En supposant que le gaz est situé à environ 10 AU de l'étoile centrale, et en tenant compte de l'angle d'inclinaison du disque dans le modèle de disque ouvert de Dullemond et al. (2001), on peut conclure que le bord interne du disque n'est pas observable en absorption si le gaz et la poussière sont couplés.

Dans le cas de HD100453, en prenant pour hypothèse les paramètres estimés pour le disque par Dominik et al. (2003), j'ai déduit du modèle de disque ouvert que le bord interne du disque est situé à une distance de 0.22 AU de l'étoile et sa hauteur est de 0.06 AU. Encore une fois, en supposant que le gaz et la poussière sont couplés, avec une telle géométrie, la ligne de visée ne traverse pas le bord interne du disque.

Pour HD36112, HD135344 et HD100453, l'absence de raies d'absorption de H_2 dans les spectres *FUSE* montre que le gaz et la poussière sont certainement couplés dans les disques. En effet, si du gaz est présent dans ces disques, il ne s'étend pas sur des distances suffisantes à partir du plan médian du disque pour être observé en absorption. Cette non détection de H_2 suggère également que ces étoiles ne sont pas entourées d'enveloppes, reste de leur nuage moléculaire d'origine, et que tout le gaz circumstellaire s'est effondré sur le disque ou a été dissipé.

4.3.2 AB Aurigæ

AB Aurigæ a été observée par *FUSE* en Février 2000 et Octobre 2001. Les données issues de ces deux observations sont de qualité équivalente ($S/N=8$ à 1150\AA) puisque les temps de poses sont semblables (14 000 et 15 000 secondes respectivement). Ici, je présenterai les résultat que j'ai obtenus à partir de l'analyse du spectre de 2001. J'ai également fait la même analyse sur le spectre obtenu en 2000, et les résultats sont tout à fait en accord avec ceux qui vont être détaillés ici. Il faut noter que le spectre *FUSE* obtenu en 2000 a été analysé par Roberge et al. (2001). Ces auteurs n'ont pas effectué une analyse complète des raies d'hydrogène moléculaire, mais leurs résultats concernant les premiers niveaux d'énergie du H_2 sont en accord avec ceux que j'ai obtenus.

Dans le spectre d'AB Aur, j'ai identifié de nombreuses raies d'absorption de l'hydrogène moléculaire correspondant aux transitions issues des niveaux rotationnels $J \leq 7$ du niveau vibrationnel fondamental de l'électronique fondamental ($v = 0, X$). La Table 4.4 présente les densités de colonne mesurées à partir de la modélisation des raies.

TAB. 4.4 – Densités de colonne de H_2 mesurées dans le spectre de AB Aur. Les barres d'erreur sont données à $2\text{-}\sigma$.

H_2 ($v = 0$)	Log N (cm^{-2})
J=0	$19.85^{+0.13}_{-0.15}$
J=1	$19.56^{+0.17}_{-0.27}$
J=2	$16.60^{+0.19}_{-0.37}$
J=3	$16.65^{+0.44}_{-0.20}$
J=4	$15.75^{+0.30}_{-0.30}$
J=5	$15.30^{+0.52}_{-0.40}$
J=6	$13.45^{+0.38}_{-0.35}$
J=7	$14.74^{+0.23}_{-0.84}$

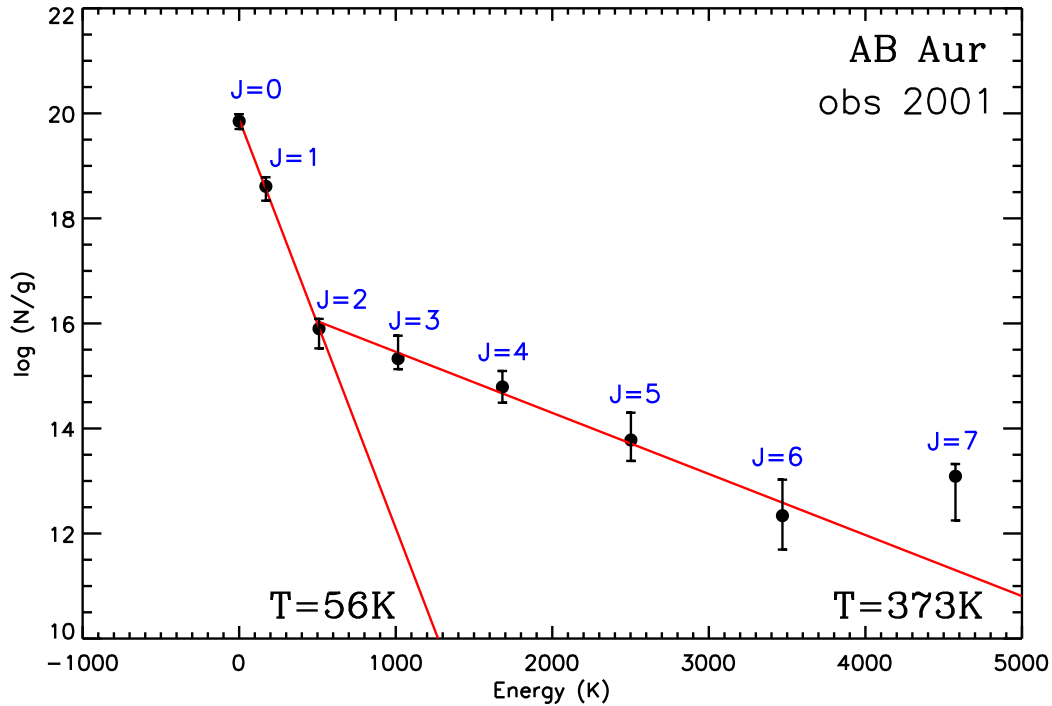


FIG. 4.4 – Diagramme d’excitation du H₂ en direction de AB Aur.

La calibration absolue en longueur d’onde du spectre a été réalisée en utilisant les observations du CO avec *HST/STIS*. La vitesse radiale héliocentrique mesurée pour les raies d’absorption de CO dans le spectre *STIS* est de $10 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ (Roberge et al. 2001). Le CO étant un bon traceur de H₂, on peut supposer que le H₂ et le CO sont situés dans la même région sur la ligne de visée, et donc que $v_{\text{rad}}(\text{H}_2) = v_{\text{rad}}(\text{CO}) = 10 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$. Cette vitesse héliocentrique correspond à une vitesse radiale de $2 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ dans le référentiel de l’étoile.

Le diagramme d’excitation du H₂, présenté sur la Figure 4.4, montre que le H₂ est thermalisé jusqu’à $J = 2$ avec une température de $56 \pm 4 \text{ K}$. Les densités de colonne des niveaux rotationnels $J \geq 3$ sont compatibles avec une température de $373 \pm 83 \text{ K}$. Ces conditions d’excitation sont typiques de celles généralement observées dans le milieu interstellaire diffus (Gry et al. 2002; Rachford et al. 2002; Browning et al. 2003). Cependant, la vitesse radiale laisse supposer une origine circumstellaire pour le gaz observé.

Avec leur modèle de disque ouvert, Dullemond et al. (2001) ont estimé à partir de la SED d’AB Aur que le bord interne du disque de poussière est à une distance de 0.52 AU de l’étoile et que sa hauteur est de l’ordre de 0.1 AU. Comme dans les cas de HD36112, HD135344 et HD100453, avec une telle distribution spatiale et en supposant que le gaz et la poussière sont couplés, on ne peut pas observer le bord interne du disque en absorption. De ce fait, le gaz que l’on observe n’est pas situé dans le disque.

AB Aur possède une chromosphère étendue située au-dessus de la photosphère (e.g. Catala et al. 1984; Bouret et al. 1997; Bouret & Catala 2000). Des signatures spectrales de cette chromosphère sont observées dans le spectre *FUSE*, comme les raies d’émission de

CIII à 977Å et du doublet de l'O VI vers 1032 et 1038Å (Roberge et al. 2001). Cependant, les régions les plus externes de cette chromosphère (région de transition avec le disque) sont à des températures de l'ordre du millier de Kelvins. Donc si du H₂ est présent dans ces régions externe, il doit être à des températures nettement supérieures à celles que l'on observe. De plus, ces régions se situent à moins de 0.52 AU de l'étoile, ce qui suppose qu'une grande partie de l'hydrogène moléculaire devrait être dissocié, et on ne devrait pas observer de telles densités de colonne.

Le H₂ observé a donc des conditions d'excitation qui favorisent une origine interstellaire mais sa vitesse radiale est proche de la vitesse radiale de l'étoile, ce qui est souvent interprété comme une preuve de l'origine circumstellaire du gaz. Ces résultats suggèrent que le H₂ observé dans le spectre de AB Aur est situé dans le nuage moléculaire dans lequel l'étoile s'est formée. En effet, AB Aur étant une étoile relativement jeune (2.6 Myr), on peut supposer qu'elle n'a pas encore eu le temps de s'éloigner de son nuage parent. Cependant, ces résultats n'excluent pas la possibilité que le gaz observé soit du gaz interstellaire situé le long de la ligne de visée.

4.3.3 HD100546, HD163296, et HD104237

Les spectres *FUSE* de HD100546 et HD163296 ont été analysé lors d'une précédente étude et ont fait l'objet de publications (Lecavelier des Etangs et al. 2003; Deleuil et al. 2004, 2005). De même, le spectre *FUSE* de HD104237 a été analysé par Herczeg et al. (2003). Ces études ont montré la présence de H₂ chaud autour de ces étoiles. Afin de mieux comprendre les conditions d'excitation du H₂, en particulier l'excitation des niveaux d'énergie élevés, et de contraindre sa localisation autour des étoiles, j'ai refait l'analyse de ces spectres. Les résultats présentés ici sont en parfait accord avec ceux des études précédentes.

Dans le spectre de HD100546, des raies d'absorption correspondant aux transitions issues des niveaux rotationnels $J = 0$ à $J = 10$ ($v = 0$) ont été identifiées ainsi que des raies correspondant aux transitions issues des niveaux rotationnels $J \leq 5$ du premier niveau vibrationnel ($v = 1$). Par contre, dans les spectres de HD163296 et HD104237, seuls les niveaux $v = 0, J \leq 4$ et $v = 0, J \leq 5$, respectivement, ont été identifiés, les niveaux supérieurs étant en-dessous de la limite de détection. La Table 4.5 présente les densités de colonne de chaque niveau d'énergie du H₂ déterminées à partir des modélisations de raies pour chaque étoile. Pour les trois étoiles, les vitesses radiales du H₂, données dans la Table 3.1 au chapitre 3, favorisent une origine circumstellaire pour le gaz observé.

Les diagrammes d'excitation du H₂ autour de ces trois étoiles sont présentés sur la Figure 4.5. Pour chacune des étoile, l'hydrogène moléculaire est thermalisé jusqu'à $J = 4$ avec des températures d'excitation élevées. Dans le cas de HD100546, la température est de 758 ± 147 K et les densités de colonne des niveaux $J \geq 5$ correspondent à une température de 1495 ± 70 K. En ce qui concerne HD163296, la température d'excitation est de 432 ± 135 K, et pour HD104237, 306 ± 80 K.

Ces diagrammes d'excitation suggèrent la présence d'un milieu proche de l'étoile, excité collisionnellement. Cette interprétation est confirmée par les valeurs élevées des largeurs de raies, qui montrent que l'élargissement n'est pas purement thermique. Lecavelier des Etangs et al. (2003) ont estimé que le gaz observé devait se trouver à une distance de 1.5 AU de HD100546 et 4 AU de HD163296. Pour HD104237, Grady et al. (2004) ont

TAB. 4.5 – Densités de colonne de H₂ mesurées dans les spectres de HD100546, HD163296, et HD104237. Les barres d'erreur sont données à 2- σ .

		HD100546	HD163296	HD104237
v	J	Log N (cm ⁻²)	Log N (cm ⁻²)	Log N (cm ⁻²)
0	0	15.16 ^{+0.38} _{-0.26}	17.10 ^{+0.40} _{-0.70}	17.85 ^{+0.14} _{-0.73}
0	1	16.00 ^{+0.28} _{-0.19}	17.90 ^{+0.20} _{-0.30}	18.32 ^{+0.39} _{-0.56}
0	2	15.58 ^{+0.28} _{-0.21}	17.40 ^{+0.40} _{-1.00}	17.99 ^{+0.35} _{-0.63}
0	3	15.83 ^{+0.21} _{-0.11}	17.40 ^{+0.20} _{-0.30}	17.98 ^{+0.39} _{-0.61}
0	4	15.13 ^{+0.07} _{-0.07}	16.40 ^{+0.40} _{-0.80}	16.19 ^{+0.52} _{-0.59}
0	5	15.51 ^{+0.08} _{-0.06}	–	16.70 ^{+0.56} _{-0.42}
0	6	14.69 ^{+0.11} _{-0.10}	–	–
0	7	14.87 ^{+0.10} _{-0.08}	–	–
0	8	13.89 ^{+0.18} _{-0.25}	–	–
0	9	14.31 ^{+0.08} _{-0.07}	–	–
0	10	13.47 ^{+0.25} _{-0.55}	–	–
1	0	–	–	–
1	1	13.87 ^{+0.05} _{-0.06}	–	–
1	2	13.45 ^{+0.09} _{-0.11}	–	–
1	3	13.91 ^{+0.04} _{-0.04}	–	–
1	4	13.33 ^{+0.07} _{-0.09}	–	–
1	5	13.89 ^{+0.08} _{-0.08}	–	–

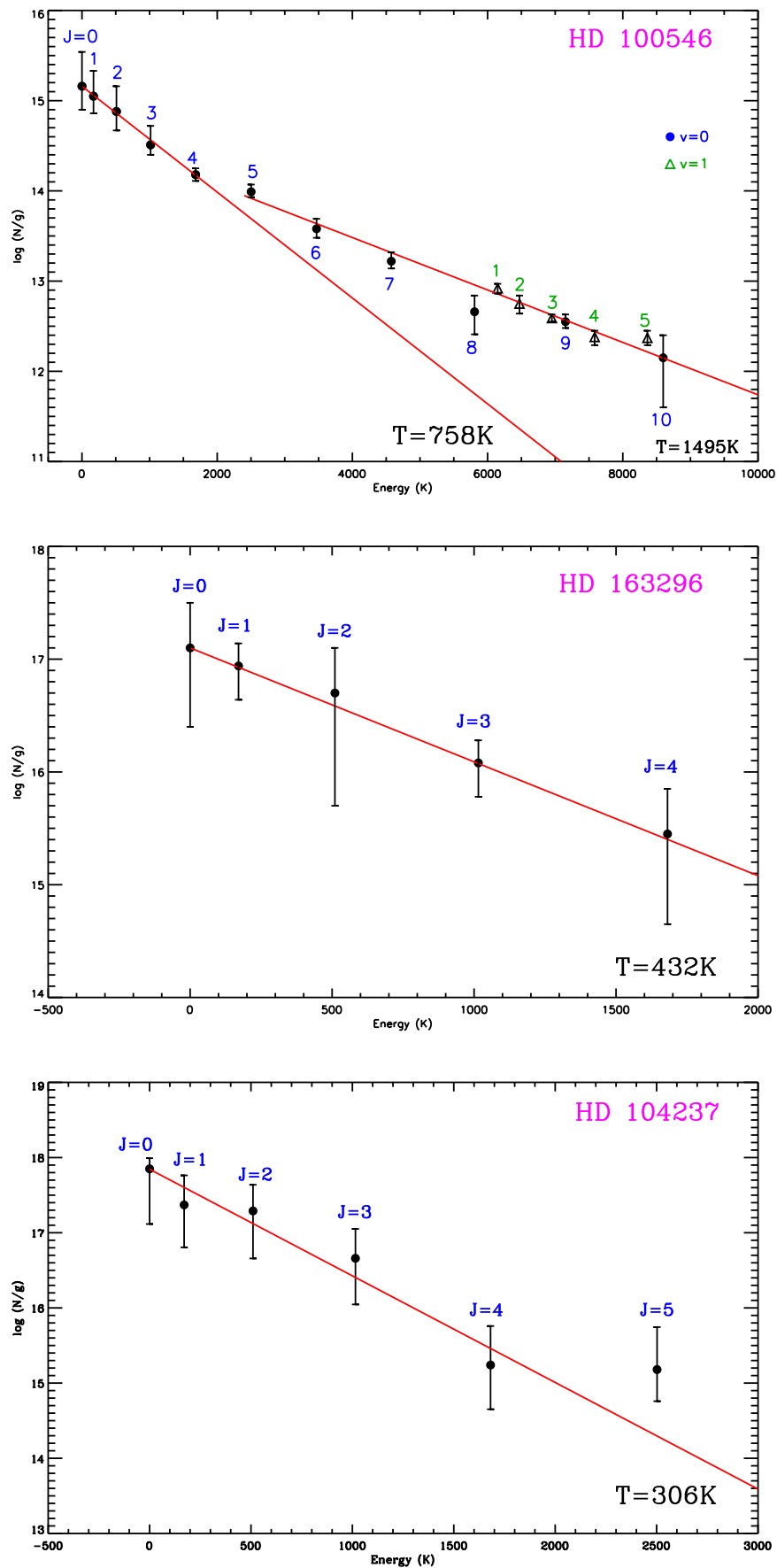


FIG. 4.5 – Diagrammes d'excitation du H₂. De haut en bas : HD100546, HD163296, HD104237.

estimé la distance gaz-étoile à 0.5 AU. De nouveau, la question de l'origine de ce gaz chaud se pose. En effet, les angles d'inclinaison des disques sont grands, et la ligne de visée ne traverse pas le disque. J'ai donc utilisé le modèle de disque ouvert de Dullemond et al. (2001) afin de déterminer les échelles de distances du disque de poussière.

Tout d'abord, j'ai modélisé le disque de HD100546, qui est la seule étoile pour laquelle on observe du gaz très chaud et donc supposé être très proche de l'étoile. Pour cela, il a fallu faire quelques hypothèses :

- le code modélisant un disque de poussière, j'ai supposé que la poussière dans le bord interne du disque a la même température que le gaz chaud que l'on observe.
- j'ai supposé une masse pour le disque de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de masses terrestres (Henning et al. 1998; Bouwman et al. 2000),
- j'ai fixé la taille du rayon externe du disque à 400 AU (Augereau et al. 2001)

De cette modélisation, j'ai estimé que le bord interne du disque de poussière doit se trouver à 0.4 AU de l'étoile et que sa hauteur doit être de 0.15 AU. En tenant compte de ces distances et de l'angle d'inclinaison, la ligne de visée ne passe pas à travers le bord interne du disque de poussières.

Les disques de HD163296 et HD104237 sont des disques aplatis de type "self-shadowed". En première approximation, on peut supposer que le bord interne d'un disque ouvert et d'un disque "self-shadowed" ont les mêmes propriétés. De ce fait, on peut utiliser la même méthode que dans le cas de HD100546 pour modéliser les bords internes des disques de ces deux étoiles. Malheureusement, la littérature sur les paramètres des disques de ces deux étoiles est moins riche que pour le disque de HD100546. J'ai donc dû faire des hypothèses complémentaires, et supposer que la masse de ces disques est du même ordre de grandeur que pour le disque de HD100546 et j'ai fixé la température de la poussière à 1500 K dans le bord interne du disque, ce qui correspond à la température d'évaporation des poussières.

Dans le cas de HD163296, j'ai estimé que le bord interne du disque doit avoir une hauteur de 0.4 AU et doit être situé à 0.94 AU de l'étoile. Pour HD104237, la hauteur du bord interne est de 0.44 AU et il est situé à 1.03 AU de l'étoile. Dans les deux cas, la géométrie ne permet pas d'observer ce bord interne en absorption.

Cependant, si le gaz n'est pas complètement couplé à la poussière dans le bord interne du disque, on peut supposer que le gaz s'étend sur des distances plus grandes que la poussière et dans ce cas-là, la ligne de visée pourrait passer à travers le disque de gaz (voir Figure 4.6). J'ai donc fait des estimations afin de trouver la hauteur minimale du bord interne du disque de gaz qui permettrait d'observer du gaz en absorption. Les résultats concernant le bord interne du disque sont les suivants :

- HD100546** : hauteur totale de la poussière : 0.15 AU
 hauteur totale du gaz : 1.19 AU
Le gaz est 8 fois plus étendu que la poussière
- HD163296** : hauteur totale de la poussière : 0.4 AU
 hauteur totale du gaz : 2.86 AU
Le gaz est 7 fois plus étendu que la poussière
- HD104237** : hauteur totale de la poussière : 0.44 AU
 hauteur totale du gaz : 4.41 AU
Le gaz est 10 fois plus étendu que la poussière

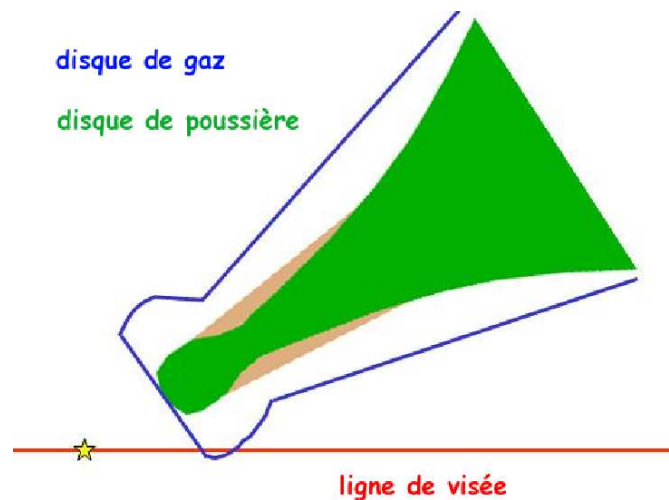


FIG. 4.6 – Le gaz et la poussière sont découplés dans le disque. Le gaz est plus étendu que la poussière : configuration favorable à l’observation de raies d’absorption du gaz circumstellaire quand le disque est très incliné par rapport à la ligne de visée. Les échelles de distances ne sont pas respectées sur ce schéma.

A l’heure actuelle les observations ne permettent pas de trancher quant à cet éventuel découplage du gaz et de la poussière dans le bord interne du disque. On peut cependant envisager un certain nombre d’hypothèses sur l’origine de ce gaz circumstellaire chaud proche des étoiles. Outre l’éventuel découplage entre la poussière et le gaz, ce gaz chaud peut être la conséquence de deux mécanismes physiques différents :

1. La présence de ce gaz chaud peut être liée à l’activité bien connue de ces étoiles (Deleuil et al. 2004, 2005; Grady et al. 2004). En effet, des raies dues au vent stellaire et des raies d’émission d’éléments ionisés comme le C III et l’O VI sont observées dans les spectres *FUSE*. L’observation de telles raies d’émission prouve la présence d’une région chaude proche de l’étoile. Le H_2 chaud que l’on observe dans les spectres *FUSE* pourrait être produit dans les parties externes de cette région, proches du disque. Pour contraindre les conditions d’excitation du H_2 chaud observé, j’ai utilisé un modèle de région de photodissociation stationnaire (code expliqué au chapitre 5). Or, avec les contraintes observationnelles telles la distance gaz-étoile, les densités de colonne, et la température du gaz, il est impossible de reproduire les diagrammes d’excitation de ces étoiles de façon réaliste. En effet, le H_2 est systématiquement photodissocié, sauf pour des densités volumiques extrêmement élevées ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Pour former du H_2 à des distances très proches des étoiles et obtenir les densités de colonne observées, une possibilité est d’inclure dans le modèle les réactions à trois corps. En effet, lorsque la densité est élevée ($\geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$), le processus de formation de H_2 n’est plus dominée par la formation sur les grains (Le Petit 2002). Dans ce cas, la probabilité de collision simultanée de trois atomes d’hydrogène pour former du H_2 n’est plus négligeable. Une autre explication possible est que lorsque le champ de rayonnement est fort, ce qui est le cas à petite distance de l’étoile, les phénomènes dépendant du temps dominant. Il faut donc dans ce cas-là utiliser un modèle non stationnaire, comme un modèle de chocs (Draine & McKee 1993; Chieze et al. 1998).

2. Une autre source de production de H_2 chaud pourrait être la photo-évaporation du disque sous l'effet du rayonnement FUV de l'étoile centrale (Hollenbach et al. 1994; Johnstone et al. 2004; Adams et al. 2004). En supposant qu'un vent stellaire, même faible, vienne heurter la surface du disque, qui est chauffée à plus de 1000 K par le rayonnement FUV de l'étoile, du gaz va être déplacé hors de la surface du disque (Hollenbach et al. 2000). Si la température de ce gaz est de l'ordre de 1500 K, comme on l'observe pour HD100546, la vitesse radiale de photo-évaporation va être très proche de la vitesse radiale de l'étoile. Dans ce cas, ce gaz se trouve à une distance de 10 à 20 AU de l'étoile. Pour un disque ouvert, à cette distance, la hauteur du disque à partir du plan médian est égale à la distance entre l'étoile et le bord interne du disque, soit $h = r$. A cet endroit du disque, vu de l'observateur, un vent sphérique va couvrir la surface de l'étoile (D. Hollenbach, communication privée). L'hydrogène moléculaire chaud que l'on observe dans les spectres *FUSE* pourrait donc provenir de ce vent de disque.

4.4 Séquence d'évolution

Pour les étoiles dont les angles d'inclinaison des disques sont connus, j'ai tracé la densité de colonne de H_2 circumstellaire en fonction de l'angle d'inclinaison (voir Figure 4.7). Si le H_2 observé est dans les disques, on peut supposer que moins le disque est incliné, plus l'épaisseur du disque traversée par la ligne de visée est grande, et donc plus la densité de colonne de H_2 est importante. Le calcul du paramètre de corrélation linéaire étant proche de 0, on peut conclure qu'il n'y a aucune corrélation entre ces deux grandeurs. Ceci confirme bien que le H_2 observé n'est pas dans les disques.

Un des objectifs principaux de ce travail est de mieux contraindre les échelles de temps sur lesquels le matériel circumstellaire se dissipe, et corrélativement, les échelles de temps pour la formation planétaire. Dans ce contexte, j'ai cherché une corrélation entre la quantité d'hydrogène moléculaire circumstellaire observée et l'âge des étoiles (voir Figure 4.8). Le paramètre de corrélation linéaire est égal à 0.49, ce qui montre qu'il n'y a pas de corrélation entre la densité de colonne de H_2 et l'âge des étoiles.

L'absence de corrélation entre ces différentes grandeurs montre non seulement que le H_2 observé n'est pas dans les disques, mais aussi qu'il ne provient pas des mêmes régions de l'environnement de ces étoiles.

Cependant, trois étoiles de notre échantillon, HD100546, HD163296, et HD104237, pour lesquelles l'excitation du H_2 est similaire, la corrélation entre l'âge des étoiles et la densité de colonne du H_2 est très claire (voir Figure 4.9). En effet, le paramètre de corrélation linéaire est de 0.98. Cette corrélation ainsi que les conditions d'excitation similaires pour le H_2 , suggèrent que l'on observe les mêmes régions dans l'environnement de ces trois étoiles. Il faut souligner qu'une corrélation existe probablement entre l'angle d'inclinaison des disques et la quantité de H_2 pour ces trois étoiles mais elle est beaucoup moins claire puisque le paramètre de corrélation est de 0.88.

Il faut également noter une grande incertitude sur les âges des étoiles qui peut empêcher la mise en évidence d'une quelconque relation sur l'ensemble de l'échantillon. L'exemple de HD100546 et HD109573 est le plus représentatif de ce problème. En effet, ces deux étoiles sont de même type spectral et donc ont la même température effective. HD100546

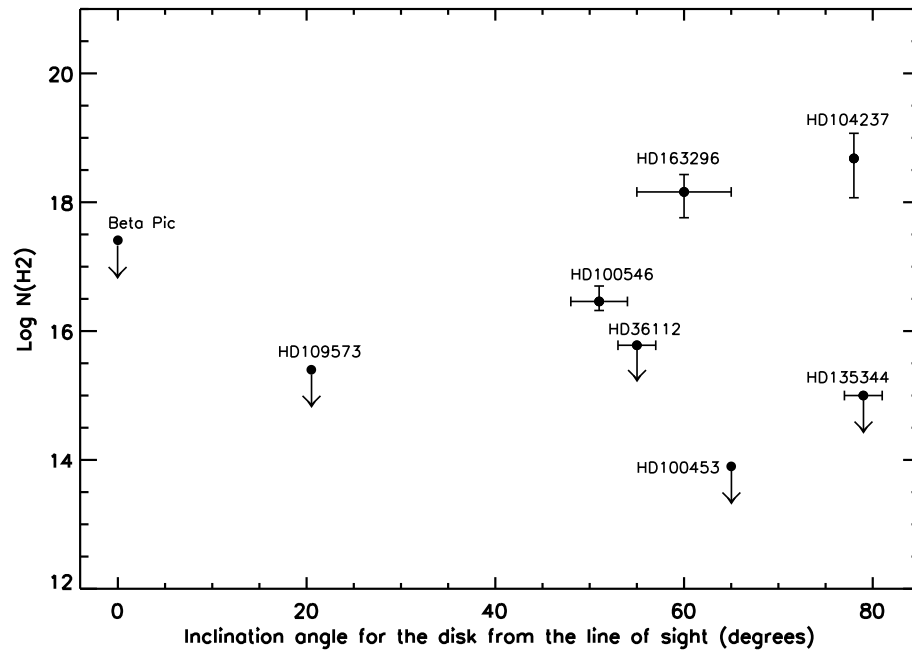


FIG. 4.7 – Densités de colonne du H₂ circumstellaire en fonction de l'angle d'inclinaison des disques.

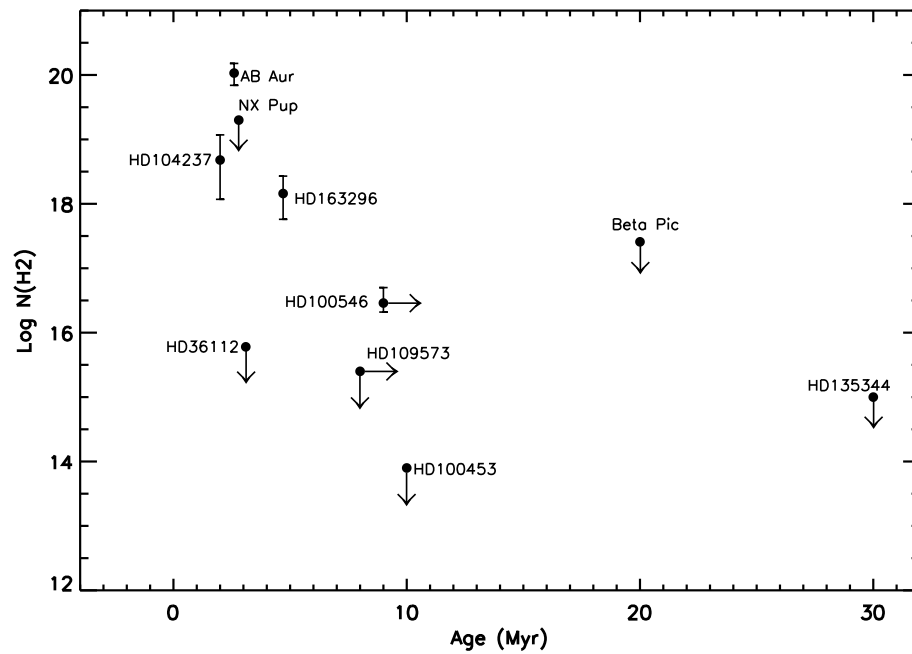


FIG. 4.8 – Densités de colonne du H₂ circumstellaire en fonction de l'âge des étoiles à disques de l'échantillon.

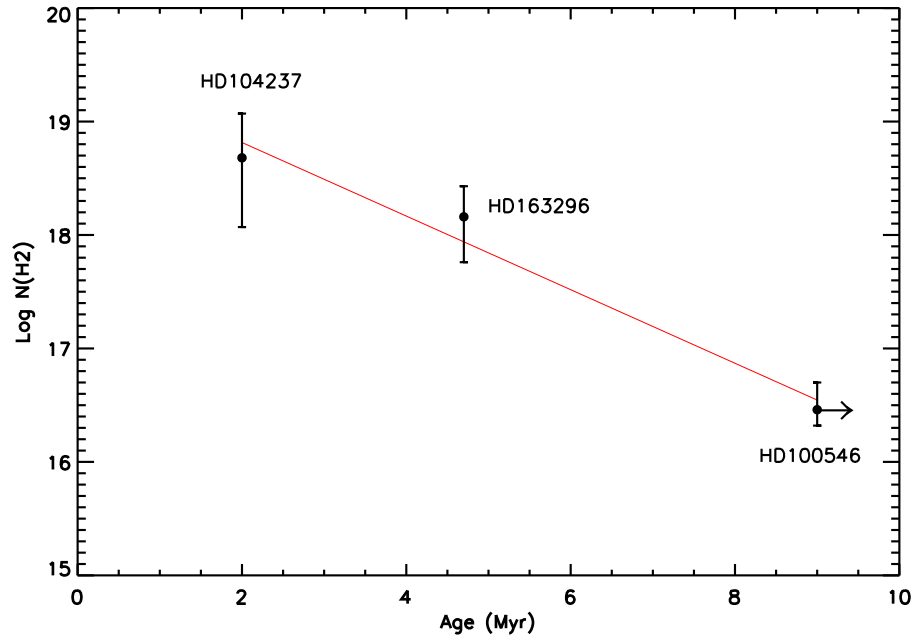


FIG. 4.9 – Corrélation entre les densités de colonne du H₂ circumstellaire et l’âge dans les cas de HD100546, HD163296, et HD104237.

présente de nombreux signes de jeunesse, comme des raies d’émission dans son spectre, ou la proximité de son nuage d’origine, alors que HD109573 présente toutes les caractéristiques d’une étoile dite de transition. Or, les âges estimés pour ces deux étoiles par les modèles d’évolution stellaire, indiquent que HD100546 et HD109573 sont dans des phases d’évolution identiques.

4.5 Conclusions

Lorsque du gaz est observé en direction des étoiles de ce sous-échantillon, l’étude des spectres *FUSE* a permis de mettre en évidence plusieurs mécanismes d’excitation du H₂ qui impliquent des origines différentes pour le gaz :

- β -Pictoris et HD109573 sont les deux étoiles pour lesquelles les angles d’inclinaison sont favorables à l’observation du gaz présent dans les disques. Or, pour ces deux étoiles aucune raie d’absorption de H₂ n’est présente dans le spectre. Ces observations impliquent que les disques de ces étoiles sont déficients en gaz moléculaire, ce qui est en accord avec leur statut évolutif.

- Dans certains cas, l’origine du gaz est interstellaire, c’est notamment le cas de HD141569A et AB Aur.

- Dans le cas de HD141569A l’origine du gaz observé ne fait aucun doute ; les vitesses radiales correspondent au nuage sombre interstellaire L134N. L’étude du spectre *FUSE* montre que tout le gaz a eu le temps de s’effondrer dans le disque ou d’être

dissipé.

- Par contre, pour AB Aur deux interprétations sont possibles : (1) le gaz observé est du gaz interstellaire diffus présent le long de la ligne de visée ; (2) le gaz observé est situé dans le reste du nuage moléculaire dans lequel l'étoile s'est formée. Pour cette étoile, qui possède une chromosphère étendue, l'analyse des spectres *FUSE* n'a pas révélé la présence de H₂ chaud et proche de l'étoile.

- Les spectres *FUSE* de HD36112, HD100453 et HD135344 ne présentent aucune trace de la présence d'hydrogène moléculaire. Cette non détection est en parfait accord avec les angles d'inclinaison élevés des disques par rapport à la ligne de visée. L'absence de H₂ montre que si du gaz est présent dans les disques, il est couplé à la poussière.

- Les cas de HD100546, HD163296 et HD104237 sont particulièrement intéressants. En effet, pour ces trois étoiles uniquement, l'analyse des spectres *FUSE* a permis de mettre en évidence du gaz chaud proche de l'étoile et excité par collisions. Plusieurs hypothèses sont possibles quant à l'origine de ce gaz chaud. En effet, le gaz peut être découplé de la poussière dans le bord interne du disque et s'étendre sur des distances beaucoup plus importantes que ne l'est la poussière. Il se peut également que ce gaz chaud soit produit dans des régions de transitions entre une région chaude proche de l'étoile et le disque. La troisième hypothèse est que ce gaz chaud soit la conséquence de la photo-évaporation du disque, sous l'effet du rayonnement FUV de l'étoile centrale. A l'heure actuelle, les observations ne permettent pas de favoriser l'une ou l'autre de ces interprétations.

Ce sous-échantillon d'étoiles possédant des disques souffre de plusieurs biais. Ces étoiles ont été sélectionnées essentiellement du fait de la présence avérée d'un disque circumstellaire ainsi que pour certaines caractéristiques spectroscopiques communes, mais l'échantillon reste très hétérogène :

- Les étoiles ont des âges différents, donc des statuts évolutifs différents. Leurs environnements sont donc également à des stades d'évolution différents, ce qui empêche toute comparaison directe.
- Dans la plupart des cas, les disques sont très inclinés par rapport à la ligne de visée, ce qui empêche leur observation en absorption.

Cette hétérogénéité de l'échantillon a pour conséquence que l'on n'observe pas les mêmes régions de l'environnement circumstellaire des étoiles. Ceci implique qu'aucune comparaison n'est possible d'une étoile à l'autre, et qu'aucune séquence d'évolution sur l'échantillon global n'est trouvée à partir des observations du gaz circumstellaire. Toutefois, une corrélation claire a été mise en évidence entre l'âge des étoiles et la densité de colonne de H₂ dans les cas de HD100546, HD163296 et HD104237. Ces trois étoiles présentent des caractéristiques spectroscopiques communes et leurs diagrammes d'excitation du H₂ sont similaires. Ces résultats montrent que l'on observe probablement les mêmes régions des environnements de ces étoiles.