

# Modélisation de l'émission des poussières dans les PDRs

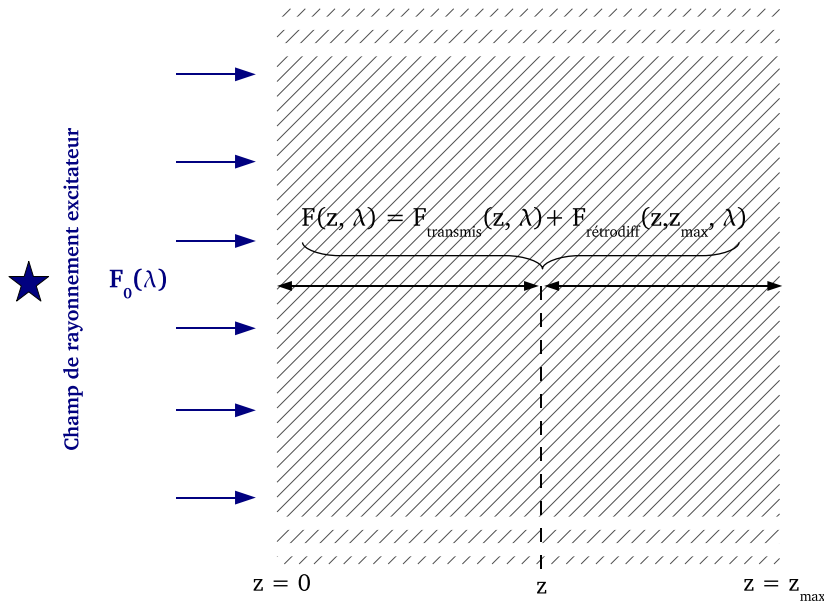
## Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Modèle plan-parallèle de transfert de rayonnement . . . . .</b>	<b>100</b>
<b>7.2</b>	<b>Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval .</b>	<b>104</b>
7.2.1	Description de la Tête de Cheval et définition des paramètres du modèle . . . . .	104
7.2.2	Comparaison des coupes modélisées et observées . . . . .	106
7.2.3	Comparaison des spectres modélisé et observé . . . . .	109
7.2.4	Interprétation des différences d'abondance relative . . . . .	112
7.2.5	Différences spectroscopiques entre le modèle et les données . . . . .	116
<b>7.3</b>	<b>Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023 . . . . .</b>	<b>117</b>
7.3.1	Modèle à géométrie sphérique . . . . .	118
7.3.2	NGC2023 nord, contrainte sur le profil de densité . . . . .	119
7.3.3	Modélisation d'une coupe dans les données ISOCAM-LW, définition du profil de densité . . . . .	122
7.3.4	Rapport d'émission $5-8.5 \mu\text{m} / 12-18 \mu\text{m}$ . . . . .	127
7.3.5	Evolution du spectre 5 et $35 \mu\text{m}$ . . . . .	130
7.3.6	Interprétation des variations d'abondance relative . . . . .	135
<b>7.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>138</b>
7.4.1	La Tête de Cheval . . . . .	138
7.4.2	NGC2023 nord . . . . .	138
7.4.3	Les processus responsables des variations . . . . .	139

---

L'objet de la modélisation est de reproduire l'émission des poussières dans les régions de photodissociation. La prise en compte des processus de transfert de rayonnement est



**FIG. 7.1** – Vue schématique du modèle de transfert en géométrie plan-parallèle semi-infini. Nous avons un nuage de profondeur finie qui est éclairé par un de ses bords avec un champ de rayonnement plan-parallèle. Le champ à la profondeur  $z$  est défini par le champ transmis qui est éteint par les parties du nuage comprises entre 0 et  $z$  auquel nous additionnons le champ rétrodiffusé par les parties comprises entre  $z$  et  $z_{\max}$  (§ 7.1).

nécessaire pour définir le champ de rayonnement qui règne en un endroit donné de la PDR et qui va exciter les poussières. Comme nous l'avons vu à la section 2.1, le rayonnement est absorbé par les poussières surtout dans le domaine UV-visible. Les poussières ainsi chauffées émettent dans l'IR. Pour la cohérence du modèle, il faut que le modèle de poussière utilisé pour le calcul de l'émission IR et pour le transfert de rayonnement soit le même. Nous avons donc développé un modèle de transfert de rayonnement qui utilise les constantes optiques des poussières du modèle décrit au chapitre précédent (i. e. le modèle DUSTIAS). Nous ne tiendrons pas compte du transfert de rayonnement dans les raies du gaz. En effet, les énergies mises en jeu dans ces raies sont négligeables par rapport au continuum d'absorption des poussières et donc pour le calcul de leur température.

## 7.1 Modèle plan-parallèle de transfert de rayonnement

Le transfert de rayonnement à géométrie plan-parallèle semi-infini (1 dimension) est l'approximation la plus simple que nous puissions faire. Évidemment, la géométrie des PDRs est presque toujours bien plus compliquée. La Tête de Cheval constitue cependant une exception que nous pouvons étudier avec ce modèle car sa géométrie en est suffisamment proche. Par ailleurs, l'approximation plan-parallèle constitue un point de départ pour passer à une géométrie sphérique.

### Principe du modèle

La figure 7.1 montre une vue schématique du modèle plan-parallèle semi-infini. La dimension perpendiculaire à l'axe étoile-nuage est donc considérée comme infiniment grande et nous définissons aussi le champ excitateur comme plan-parallèle semi-infini. Cette dernière hypothèse n'est valable que si le nuage éclairé est assez loin de l'étoile illuminatrice. Nous ne considérons alors le transfert que le long de l'axe étoile-nuage, perpendiculaire au bord du nuage. En effet, pour le calcul du transfert de rayonnement l'unique variable est la profondeur  $z$  par rapport au bord du nuage. Le nuage est caractérisé par le profil de densité  $n_H(z)$  que nous lui imposons. Nous éclairons le nuage par une de ses faces et par une seule étoile comme c'est le cas des objets étudiés ici. Nous diluons le champ de rayonnement stellaire en fonction de l'éloignement à l'étoile illuminatrice. En effet, le rayonnement d'une étoile voit son flux diminuer comme  $1/d^2$  avec  $d$  la distance à l'étoile. Au champ de rayonnement de cette étoile s'ajoute le champ interstellaire moyen de Mathis et al. (1983).

Les poussières peuvent absorber ou diffuser le rayonnement. De plus, la diffusion d'un photon peut faire varier la direction de propagation de ce dernier. Le caractère plan-parallèle semi-infini du nuage permet de ne pas tenir compte explicitement de l'angle avec lequel un photon est diffusé. Nous n'en tenons compte qu'en faisant une différence entre les photons diffusés avec un angle inférieur ou supérieur à  $90^\circ$  par rapport à leurs directions initiales (i. e. vers l'avant ou vers l'arrière, respectivement). Ainsi, dans notre modèle de transfert, un photon se trouvant à une profondeur donnée  $z$  du nuage peut évoluer selon quatre possibilités. Il peut être :

1. transmis sans interaction avec la poussière
2. absorbé
3. diffusé vers l'avant
4. diffusé vers l'arrière (i. e. rétrodiffusé)

Les photons diffusés vers l'avant sont considérés comme transmis. Nous travaillons dans l'approximation que les photons rétrodiffusés ne le sont qu'une seule fois et retournent donc vers les couches moins profondes du nuage sans jamais plus être rétrodiffusés (ce qui les ferait retourner vers les couches les plus profondes).

Le flux du champ de rayonnement à la profondeur  $z$  du nuage s'écrit :

$$F(z, \lambda) = F_{\text{transmis}}(z, \lambda) + F_{\text{rétrodiff}}(z, z_{\text{max}}, \lambda) \quad (7.1)$$

où  $F_{\text{transmis}}(z, \lambda)$  est le flux incident ayant été éteint par les parties du nuage comprises entre 0 et  $z$  et  $F_{\text{rétrodiff}}(z, z_{\text{max}}, \lambda)$  est le flux rétrodiffusé par les parties du nuage comprises entre  $z$  et  $z_{\text{max}}$ . Il est donc nécessaire de donner une profondeur finie ( $z_{\text{max}}$ ) au nuage pour le calcul du rayonnement rétrodiffusé. Le calcul du transfert de rayonnement ne fait intervenir que les sections efficaces d'absorption et de rétrodiffusion des poussières. La section

efficace d'absorption  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$  est donnée explicitement par le modèle de poussière. Il nous faut calculer la section efficace de rétrodiffusion  $\sigma_{\text{rétrodiff}}(\lambda)$ .

### Calcul de la section efficace de rétrodiffusion

Dans notre modèle, les gros grains, qui sont la seule population à avoir une section efficace de diffusion non nulle, sont considérés sphériques et isotropes, ce qui entraîne une symétrie axiale de la section efficace différentielle de diffusion. Celle-ci ne dépend alors que l'angle  $\theta$  entre la direction initiale du photon et sa direction après diffusion. La section efficace de rétrodiffusion peut s'écrire :

$$\sigma_{\text{rétrodiff}}(\lambda) = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (7.2)$$

où  $d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)/d\Omega$  est la section efficace différentielle de diffusion par unité d'angle solide.

Le modèle de poussière détaillé précédemment (§ 6.3) et que nous utilisons pour le modèle de transfert utilise des sections efficaces empiriques pour les BGs. Il ne donne pas accès à la dépendance angulaire de la diffusion comme le font les modèles utilisant la théorie de Mie (e.g. Li & Draine, 2001), mais uniquement à la section efficace de diffusion intégrée sur  $4\pi$  stéradians  $\sigma_{\text{diff}}(\lambda)$ . Nous utilisons donc la formule empirique de Henyey & Greenstein (1941) qui décrit la fonction de phase de diffusion pour les grains interstellaires :

$$\Phi_{\text{H-G}}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos\theta)^{3/2}} \quad (7.3)$$

où  $g = \langle \cos(\theta) \rangle$  est appelé paramètre d'asymétrie. La diffusion est isotrope quand  $g = 0$  et se fait sans déviation des photons si  $g = 1$ . Nous prenons  $g = 0.6$  qui est une valeur standard pour le MIS diffus et cohérente avec les observations (e.g. Witt et al., 1997; Schiminovich et al., 2001). Par définition :

$$\Phi(\theta, \lambda) \equiv \frac{1}{\sigma_{\text{diff}}(\lambda)} \frac{d\sigma_{\text{diff}}(\theta, \lambda)}{d\Omega} \quad (7.4)$$

Nous avons donc :

$$\sigma_{\text{rétrodiff}}(\lambda) = 2\pi \sigma_{\text{diff}}(\lambda) \int_{\pi/2}^{\pi} \Phi_{\text{H-G}}(\theta) \sin\theta d\theta, \quad (7.5)$$

ce qui donne 87% du rayonnement qui est diffusé vers l'avant et 13% vers l'arrière.

### Calcul du flux à la profondeur $z$

Nous allons maintenant expliciter les deux termes de l'équation 7.1. Rappelons que bien que nous tenions compte de la dilution pour le rayonnement stellaire, nous ne l'explicitons pas ici. Nous avons pour le flux transmis en  $z$  :

$$F_{\text{transmis}}(z, \lambda) = F_0(\lambda) e^{-\tau_{\text{ext}}(0 \rightarrow z, \lambda)} \quad (7.6)$$

## 7.1. Modèle plan-parallèle de transfert de rayonnement

---

où  $F_0(\lambda)$  est le flux incident sur le nuage (i. e. en  $z = 0$ ). La profondeur optique d'extinction  $\tau_{\text{ext}}(z_1 \rightarrow z_2, \lambda)$  entre deux profondeurs  $z_1$  et  $z_2$  du nuage s'écrit :

$$\tau_{\text{ext}}(z_1 \rightarrow z_2, \lambda) = \int_{z_1}^{z_2} n_{\text{H}}(z') (\sigma_{\text{abs}}(z', \lambda) + \sigma_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)) dz' \quad (7.7)$$

En effet, seul le rayonnement n'ayant été ni absorbé ni rétrodiffusé parvient en  $z_2$ .

Là encore, sans explicité la dilution, la somme des flux rétrodiffusés par les couches  $z' > z$  est définie par :

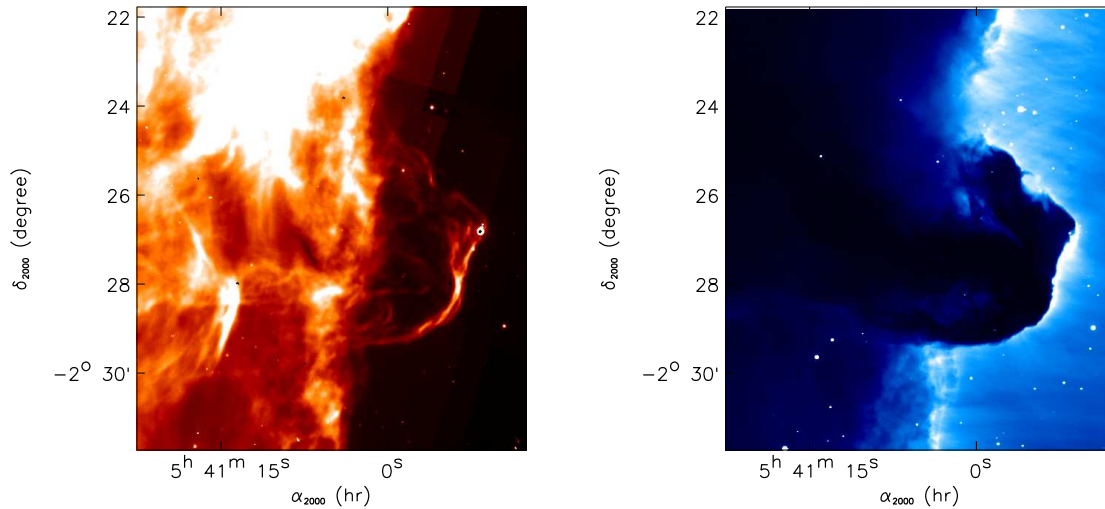
$$F_{\text{rétrodif}}(z, z_{\text{max}}, \lambda) = \int_z^{z_{\text{max}}} dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) e^{-\tau_{\text{ext}}(z' \rightarrow z, \lambda)} \quad (7.8)$$

Dans cette équation le terme  $dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)$  représente le flux rétrodiffusé à la profondeur  $z'$  par une couche d'épaisseur  $dz'$ . Ce flux est éteint par les couches se trouvant entre  $z$  et  $z'$  dont la profondeur optique d'extinction est  $\tau_{\text{ext}}(z' \rightarrow z, \lambda)$ . Nous pouvons écrire

$$dF_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) = F_{\text{transmis}}(z', \lambda) (1 - e^{-d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)}) \approx F_{\text{transmis}}(z', \lambda) d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda) \quad (7.9)$$

où  $d\tau_{\text{rétrodif}}(z', \lambda)$  est la profondeur optique de rétrodiffusion d'une couche d'épaisseur  $dz'$  située à la profondeur  $z'$ .

Nous avons donc un modèle de transfert de rayonnement lié au modèle d'émission qui va permettre de modéliser l'émission des poussières dans les PDRs. Dans la suite nous allons comparer les résultats de notre modèle avec des observations dans le but d'apporter des contraintes sur les propriétés des poussières dans ces objets.



**FIG. 7.2** – **À gauche** : La Tête de Cheval vue par le canal IRAC à  $8\mu\text{m}$ . On distingue très bien sur cette image le filament d'émission IR intense dû à l'illumination du bord dense par l'étoile  $\sigma$  Ori (à droite hors du champ de l'image). **À droite** : La Tête de Cheval vue dans la raie  $H\alpha$  par Pound et al. (2003) au Kitt Peak National Observatory (KPNO).

## 7.2 Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

Un des problèmes majeurs lors de l'observation d'un objet astrophysique est que nous mesurons un signal intégré sur une ligne de visée. Il peut être difficile voir impossible de remonter à la distribution de matière émettrice le long de la ligne de visée. La géométrie de la Tête de Cheval permet de réduire les problèmes liés à l'intégration du signal sur la ligne de visée. Elle présente en effet une face approximativement plane éclairée par une étoile et observée de profil. Nous pouvons faire l'approximation que cette étoile illuminatrice et la Tête de Cheval se situent dans le même plan perpendiculaire à la ligne de visée (e.g. Habart et al., 2005). De plus, la Tête de Cheval est la seule source intense en IR sur cette ligne de visée. La Tête de Cheval est donc un objet idéal pour suivre l'évolution des différentes espèces du gaz et de la poussière en fonction de la profondeur dans le nuage dense et de les comparer aux modèles de PDR à 1 dimension. Notons de plus que le filament IR observé au bord de la PDR est très étroit (Fig. 7.2) et nécessite une résolution inférieure à  $\sim 10''$  pour bien résoudre les variations d'émission au travers de ce dernier.

### 7.2.1 Description de la Tête de Cheval et définition des paramètres du modèle

La Tête de Cheval est une protubérance de gaz et de poussière qui se situe du côté ouest du nuage moléculaire L1630 (Fig 7.11). L'observation dans le visible de l'ouest du

## 7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

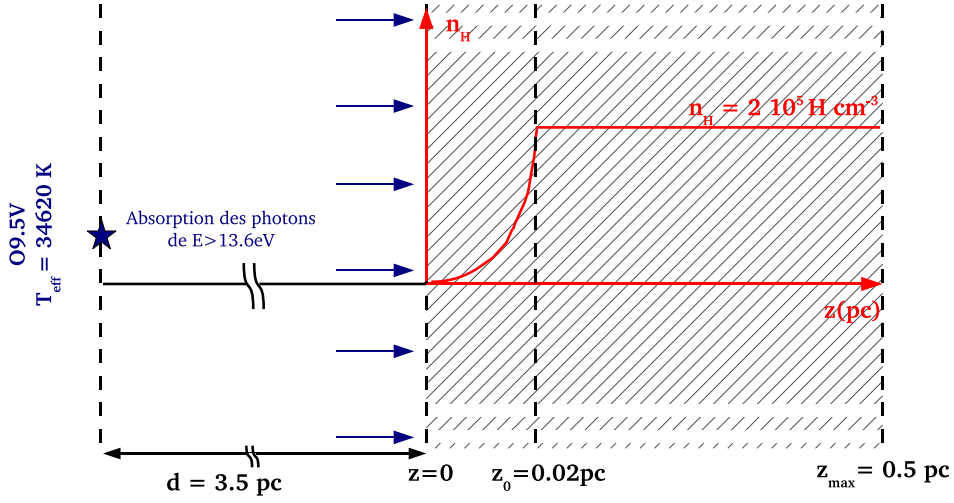
nuage L1630 est dominée par l'émission dans la raie  $H\alpha$  de la nébuleuse IC434. La Tête de Cheval tire son nom de la forme que l'extinction dessine en avant plan de cette émission  $H\alpha$  (Fig. 7.2). Le gaz ionisé ainsi que la Tête de Cheval sont illuminés par  $\sigma$  Ori, un système binaire O9.5V (Warren & Hesser, 1977) dont la température effective est de 34620 K (Schaerer & De Koter, 1997).  $\sigma$  Ori est située à une distance de  $352 \pm 113$  pc et la distance de L1630 a été estimée à  $\sim 400$  pc par l'étude de la distance d'étoiles B dans Orion (Anthony-Twarog, 1982). En considérant que  $\sigma$  Ori est située dans le même plan que la Tête de Cheval, perpendiculaire à la ligne de visée, la distance angulaire qui les sépare ( $\sim 0.5^\circ$ ) correspond à une distance de 3.5 pc. La Tête de Cheval a été étudiée par de nombreux auteurs dans le visible, l'IR et le sub-millimétrique (e. g. Zhou et al., 1993; Abergel et al., 2003; Pound et al., 2003; Teyssier et al., 2004; Habart et al., 2005; Hily-Blant et al., 2005; Pety et al., 2005; Ward-Thompson et al., 2006; Philipp et al., 2006; Goicoechea et al., 2006).

Les paramètres de notre modèle décrit à la section 7.1 sont (i) le champ de rayonnement incident et (ii) le profil de densité du nuage. Le champ de rayonnement est défini par une étoile de rayon  $8.5 R_\odot$  rayonnant comme un corps noir de température égale à 34620 K (i. e. le rayon et la  $T_{\text{eff}}$  d'une étoile O9.5V, Schaerer & De Koter, 1997). Notre but est de modéliser le filament d'émission IR qui apparaît au bord dense illuminé de la Tête de Cheval (Fig. 7.2). La région HII, située à l'ouest du bord dense illuminé (i. e. entre le bord dense et l'étoile excitatrice) absorbe peu dans le continuum des poussières. Nous n'en tenons donc pas compte ici et plaçons donc le nuage à 3.5 pc de l'étoile. Cependant, cette région a pour effet d'absorber les photons d'énergie supérieure ou égale à 13.6 eV qui est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène. Nous tronquons donc à 13.6 eV le champ de rayonnement qui illumine le nuage dense. Le flux dans l'UV lointain du champ de rayonnement, à la surface du bord dense est de  $\chi = 61.4$  en unité de champs de Mathis et al. (1983) et entre 6 et 13.6 eV, ce qui est en accord avec les estimations précédentes (e. g. Habart et al., 2005).

Le profil en densité que nous utilisons pour le bord dense est celui défini par Habart et al. (2005). Dans leur travaux, Habart et al. (2005) ont utilisé des observations du gaz ( $H_2$ , CO,  $H\alpha$ ) et de la poussière (bandes IR des PAHs et émission millimétrique). En comparant ces données au modèle de PDR "de Meudon" (Le Bourlot et al., 1993; Le Petit et al., 2002), ils ont défini un profil analytique de densité qui permet de rendre compte des observations avec le modèle. Ce profil a la forme suivante :

$$n_H(z) = \begin{cases} n_H^0 \times (z/z_0)^\beta & : z \leq z_0 \\ n_H^0 & : z > z_0 \end{cases} \quad (7.10)$$

avec  $n_H^0 = 2 \cdot 10^5 \text{ H cm}^{-3}$ ,  $z_0 = 0.02 \text{ pc}$  ( $10''$ ) et  $\beta = 4$ . Ce profil de densité permet de reproduire les profils d'émission observés en fonction de la profondeur et les intensités relatives des différentes espèces. Le modèle PDR "de Meudon" prédit une structure quasiment isobar avec  $P = 4 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}$  pour ce profil de densité. Aussi, lorsque ce modèle est utilisé avec



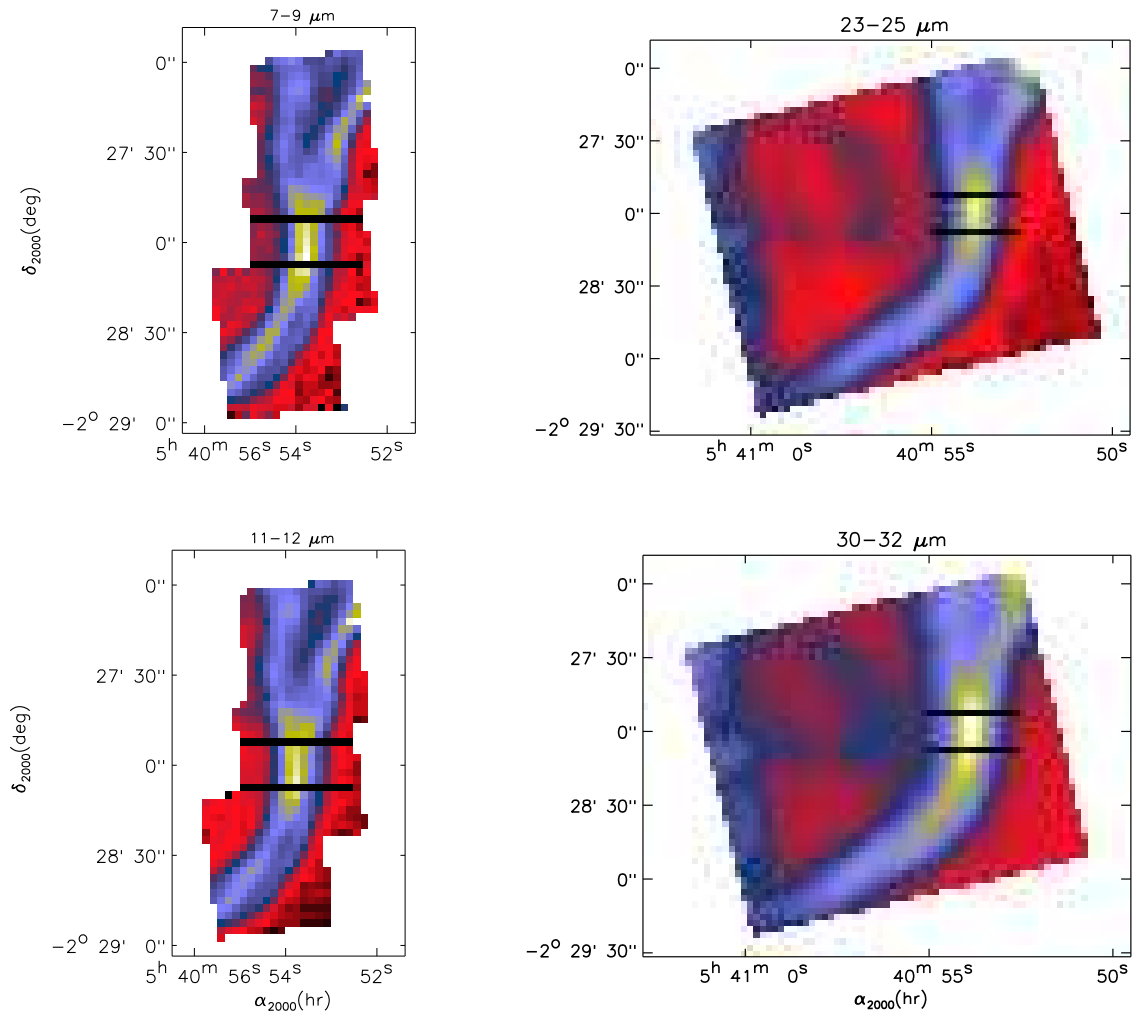
**FIG. 7.3** – Schéma représentatif des paramètres du modèle d'émission des poussières dans la Tête de Cheval. Le nuage est placé à 3.5 pc de l'étoile excitatrice. La densité croît jusqu'à  $2 \cdot 10^5 \text{ H cm}^{-3}$  en  $(z/z_0)^\beta$  avec  $z_0 = 0.02 \text{ pc}$  et  $\beta = 4$ .

une pression constante de  $4 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}$  (i. e. sans a priori sur le profil de densité), il permet de retrouver un profil de densité comparable au profil de l'équation 7.10. Cela représente une bonne confirmation de la cohérence du modèle. La figure 7.3 schématise le modèle utilisé pour modéliser l'émission IR. La valeur de  $z_{\text{max}}$  est fixée à 0.5 pc ce qui permet de bien tenir compte du rayonnement rétrodiffusé puisque le profil d'émission des poussières ne varie pas pour des valeurs plus élevées.

Le modèle calcule l'émission des poussières en fonction de la distance à l'étoile (i. e. de la profondeur dans le nuage) en utilisant le champ de rayonnement calculé par le transfert de rayonnement. Le spectre d'émission calculé par DUSTIAS est en  $\text{erg s}^{-1} \text{ H}^{-1}$  qui représente une puissance émise par atome d'hydrogène. Nous connaissons le profil de densité  $n_H(d)$ . Nous pouvons donc convertir l'émission de  $\text{erg s}^{-1} \text{ H}^{-1}$  à  $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ . Si nous divisons par  $4\pi$ , nous avons la puissance émise par  $\text{cm}^{-3}$  et par unité d'angle solide en considérant que l'émission des poussières est isotrope. Il est alors simple de convertir l'émission des poussières en  $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ . Nous pouvons négliger la profondeur optique de la Tête de Cheval dans l'IR puisque sur la ligne de visée, la profondeur dans le visible est de  $A_V \sim 2$  au pic d'émission à 5-8.5  $\mu\text{m}$  (Abergel et al., 2002) et monte jusqu'à  $A_V \sim 30$  vers l'intérieur du nuage. Il reste donc à multiplier cette valeur par la profondeur du nuage ( $l_{\text{PDR}}$ ) puisque, dans la réalité, l'intensité observée est intégrée sur toute la ligne de visée. Nous obtenons alors une intensité en  $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , converti ensuite en  $\text{MJy sr}^{-1}$ . Pour comparer avec les observations d'IRS, les profils d'émission modélisés sont convolués par la PSF du télescope de Spitzer, modélisée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur  $\text{FWHM}(\prime) = 0.24 \lambda (\mu\text{m})$  (voir le "Spitzer Observer's manual, § 7.4).



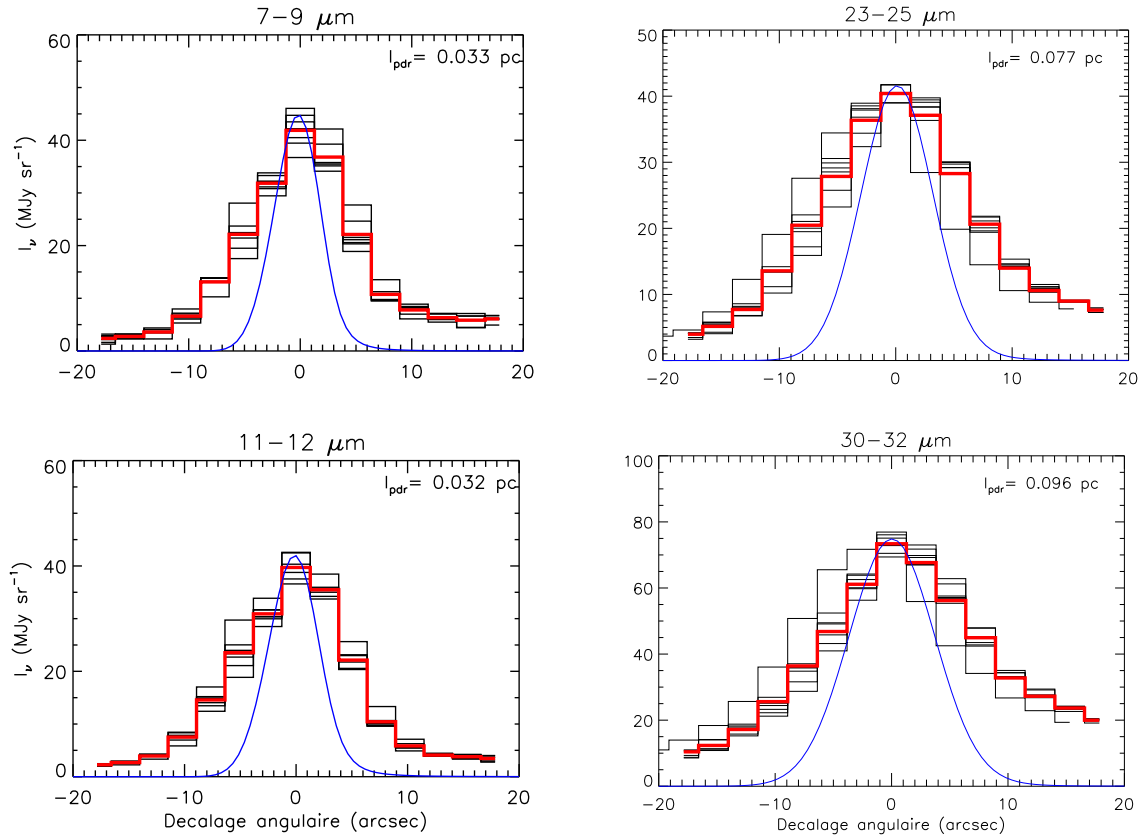
## 7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval



**FIG. 7.4** – Images moyennes à 7-9, 11-12, 23-25 et 30-32  $\mu\text{m}$  des données SL et LL. Les coupes qui apparaissent sur les images montrent la direction des coupes au travers du filament. Ces deux coupes (sur chaque image) représentent les bornes entre lesquelles nous calculons les coupes moyennes dans les quatre images.

### 7.2.2 Comparaison des coupes modélisées et observées

A partir des cubes de donnée IRS ( $\alpha$ ,  $\delta$ ,  $\lambda$ ), nous fabriquons des images dans différents domaines spectraux en moyennant pour chaque pixel ( $\alpha$ ,  $\delta$ ) l'intensité sur la dimension  $\lambda$  entre deux bornes  $\lambda_{\min}$  et  $\lambda_{\max}$ . Nous définissons ainsi quatre images aux longueurs d'onde 7-9, 11-12, 23-25 et 30-32  $\mu\text{m}$  (Fig. 7.4). Les deux images à 7-9 et 11-12  $\mu\text{m}$  sont représentatives des bandes d'émission des PAHs tandis que les images à 23-25 et 30-32  $\mu\text{m}$  sont représentatives de l'émission continuum. Nous définissons ensuite pour chacune des quatre images des coupes moyennes au travers du filament. Ces moyennes sont effectuées sur toutes les coupes situées entre deux coupes limites représentées sur la figure 7.4. En pratique, nous moyennons 7 coupes par image. Ces 7 coupes par image ainsi que les coupes



**FIG. 7.5** – Coupes à 7-9, 11-12, 23-25 et 30-32  $\mu\text{m}$  des données SL et LL au travers du filament (en noir et rouge). Les coupes rouges sont les coupes moyennes des coupes noires. Les coupes noires sont toutes les coupes comprises entre les coupes représentées sur la figure 7.4.  $\sigma$  Ori se situe vers les décalages angulaires négatifs. Le modèle est représenté en bleu. Les valeurs de  $l_{\text{PDR}}$  sont les profondeurs de nuage appliquées au modèle pour ajuster la valeur absolue de l'intensité émise par les poussières à chaque longueur d'onde. Les différentes valeurs de  $l_{\text{PDR}}$  pour les différentes longueurs d'onde tracent le désaccord entre les rapports d'émission modélisées et observées.

moyennes sont représentées sur la figure 7.5.

Comme nous l'avons vu précédemment, il est nécessaire de fixer une profondeur  $l_{\text{PDR}}$  dans le modèle pour ajuster l'intensité absolue émise. Nous calculons  $l_{\text{PDR}}$ , indépendamment pour chaque longueur d'onde, en ajustant la valeur de l'intensité modélisée à celle de l'intensité observée pour le pixel au pic du profil. Pour le modèle, cette valeur est calculée en moyennant le profil entre  $-1.275''$  et  $1.275''$  de part et d'autre du pic puisque les pixels ont  $2.55''$  de coté. La valeur de  $l_{\text{PDR}}$  devrait être la même pour les quatre longueurs d'onde étudiées si le spectre modélisé avait la même forme que le spectre observé. Cependant, les valeurs de  $l_{\text{PDR}}$  calculées sont différentes pour les quatre longueurs d'onde. Dans un premier temps, nous utiliserons néanmoins ces valeurs sans nous préoccuper de ce désaccord, dans le but de comparer les formes des profils modélisés et observés. Nous étudierons en-

## 7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval

---

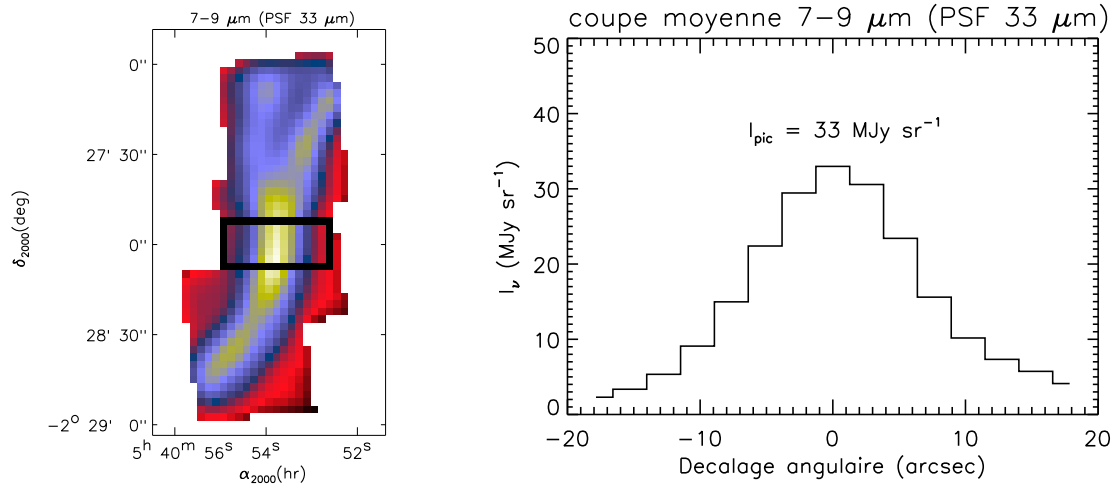
suite les raisons de ce désaccord.

La figure 7.5 montre la comparaison des profils ainsi obtenus avec les coupes faites dans les données IRS SL-LL. Cette figure montre que les profils modélisés sont systématiquement plus étroits que les profils observés. Cette conclusion avait déjà été atteinte par Habart et al. (2005) et Goicoechea et al. (2006) qui ont modélisé les profils d'émission du gaz dans ce filament. Ces auteurs ont attribué l'élargissement des profils observés à l'inclinaison du bord dense illuminé par rapport à la ligne de visée. Notons que cet élargissement peut avoir d'autres causes : (i) une légère sphéricité du bord dense, (ii) la présence de plusieurs bords superposés ou encore (iii) des effets d'inclinaison. Notons que ces effets de projection ont un impact négligeable sur le rapport d'émission bandes/continuum modélisé au travers du filament puisque les profils d'émissions des bandes et du continuum IR moyen modélisés sont très semblables.

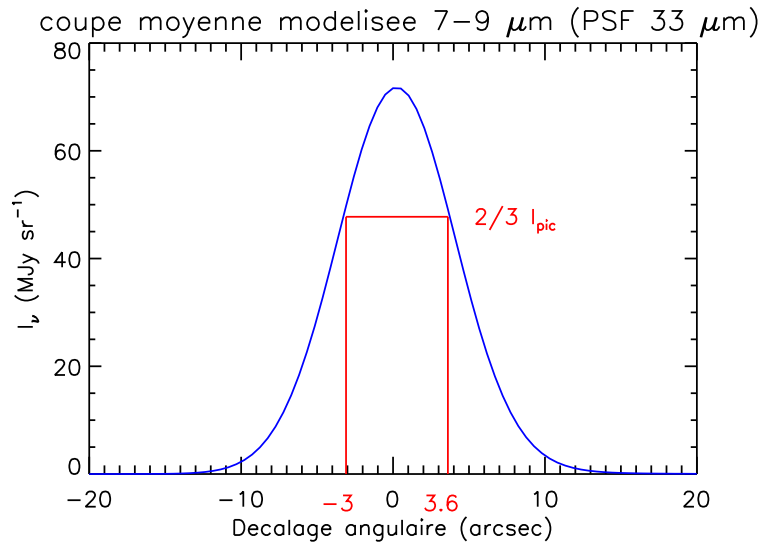
Les valeurs de  $l_{\text{PDR}}$  utilisées pour ajuster les intensités modélisées ne sont pas les mêmes pour toutes les longueurs d'onde. Les profondeurs vont de  $l_{\text{PDR}} \sim 0.033$  pc et  $l_{\text{PDR}} \sim 0.032$  pc pour l'émission à 7-9 et 11-12  $\mu\text{m}$  à  $l_{\text{PDR}} \sim 0.096$  pc pour l'émission à 30-32  $\mu\text{m}$ . Elles sont cohérentes car du même ordre de grandeur avec la profondeur  $l_{\text{PDR}} \sim 0.1$  pc utilisée par Habart et al. (2005) pour la modélisation avec le modèle PDR "de Meudon". La profondeur  $l_{\text{PDR}}$  utilisée pour ajuster l'émission aux longueurs d'ondes dominées par la présence de bandes de PAH (7-9 et 11-12  $\mu\text{m}$ ) est plus faible d'un facteur 2.5 à 3 que celle utilisée pour ajuster l'émission aux longueurs d'onde dominées par le continuum. L'émission relative des bandes par rapport au continuum est donc trop élevée dans le modèle. Le modèle de poussière utilisé est ajusté sur les observations des nuages diffus à haute latitude galactique ("Cirrus"). Nous pouvons donc conclure que le rapport d'émission bandes/continuum est 2.5 à 3 fois moins élevé au pic d'émission IR de la Tête de Cheval que dans les "Cirrus".

### 7.2.3 Comparaison des spectres modélisé et observé

Dans cette section, nous comparons les spectres moyens modélisé et observé au pic d'émission. Pour cette comparaison, nous travaillons à la résolution spatiale de la plus grande longueur d'onde étudiée. Nous choisissons  $\lambda_{\text{max}} = 33 \mu\text{m}$  en raison de la présence des raies [SIII] à 33.4  $\mu\text{m}$  et [SiII] à 34.8  $\mu\text{m}$  à plus grande longueur d'onde dans les spectres observés. La résolution spatiale de tous les plans images du cube de données IRS est dégradée en les convoluant par une gaussienne à deux dimensions pour les amener à la résolution de l'instrument à 33  $\mu\text{m}$ . La largeur de la gaussienne utilisée dépend de la longueur d'onde que nous dégradons. Pour la longueur d'onde  $\lambda$ , elle est de  $\text{FWHM} = \sqrt{\text{FWHM}_{33\mu\text{m}}^2 - \text{FWHM}_{\lambda}^2}$ . Ainsi, nous tenons compte de la résolution "de départ" de l'image à la longueur d'onde  $\lambda$ . En ce qui concerne la résolution spectrale, les bandes de PAHs pré-



**FIG. 7.6 – A gauche :** Image IRS à 7-9  $\mu\text{m}$  dégradée à la résolution à  $33\mu\text{m}$ . Les bords nord et sud du rectangle noir sont les coupes limites pour le calcul de la coupe moyenne (graphique de droite). Les pixels situés dans le rectangle noir et dont l'intensité est supérieure à  $2/3$  de l'intensité au pic de la coupe moyenne sont utilisés pour le calcul du spectre moyen au pic. **A droite :** Coupe moyenne entre les coupes limites illustrées sur la figure de gauche.

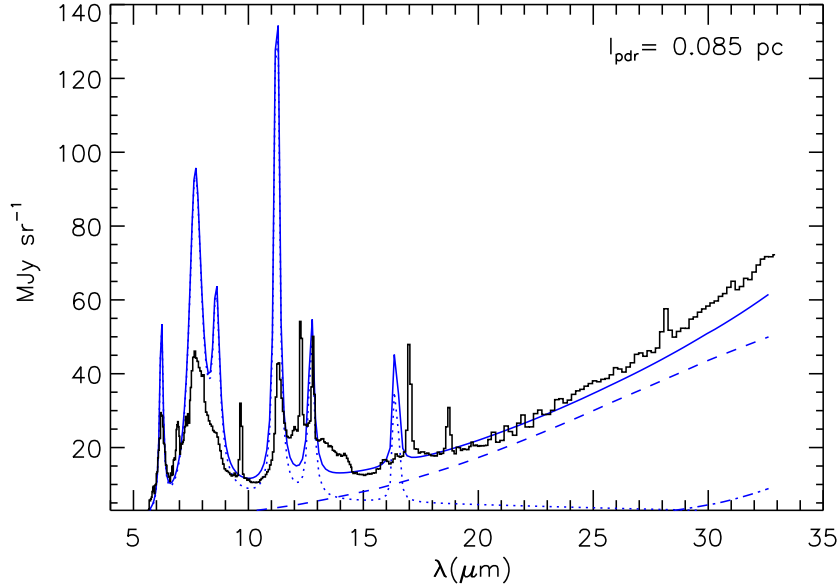


**FIG. 7.7 –** Coupe à 7-9  $\mu\text{m}$  du modèle dont la résolution est la résolution d'IRS à  $33\mu\text{m}$ . Les spectres dont le décalage angulaire est compris entre  $-3''$  et  $+3.6''$  ont une intensité à 7-9  $\mu\text{m}$  supérieure à celle au pic et sont utilisés pour le calcul du spectre moyen au pic.

sentent dans le modèle (à 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7 et  $16.4\mu\text{m}$ ) sont toutes bien résolues par IRS. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de dégrader la résolution spectrale du modèle.

Comme nous l'avons vu à la section précédente, les profils d'intensité observés et modé-

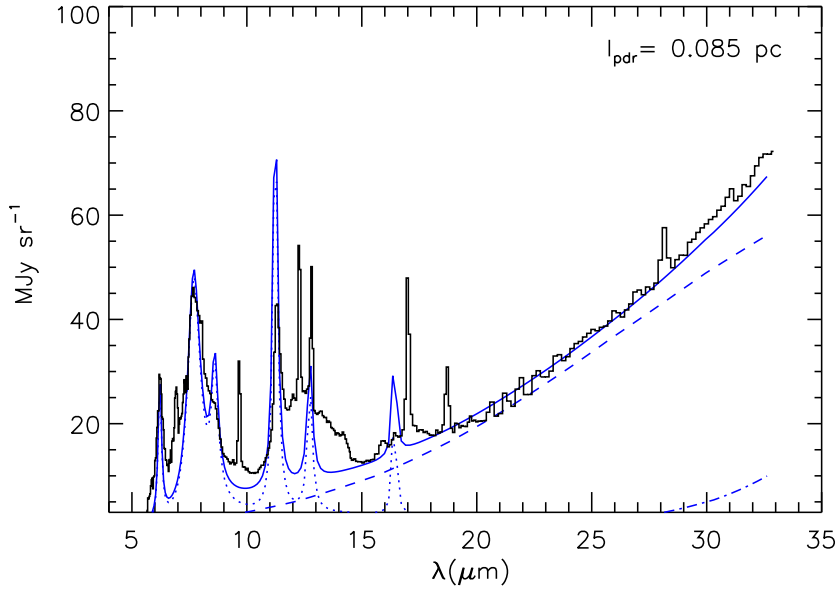
## 7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval



**FIG. 7.8** – Comparaison des spectres observé et modélisé au pic d'émission du filament. L'intensité absolue du spectre modélisé est ajustée en utilisant une profondeur de nuage  $l_{\text{PDR}} = 0.085$  pc. Les propriétés des poussières sont celles des “Cirrus” (§ 6.3.3). Les contributions des PAHs, VSGs et BGs apparaissent en pointillé, tiret et tiret-pointillé, respectivement. Dans le spectre IRS, des raies de  $\text{H}_2$  sont présentes à 6.9, 9.7, 12.3, 17 et  $28.2 \mu\text{m}$  et des raies du gaz ionisé à 7, 12.8 et  $18.7 \mu\text{m}$  ([ArII], [NeII] et [SIII], respectivement).

lisés au travers du filament n'ont pas les mêmes largeurs. Nous utilisons donc un critère d'intensité par rapport à la valeur au pic d'émission plutôt qu'un critère de décalage angulaire par rapport à ce pic pour comparer les spectres modélisés et observés. Les spectres moyens au pic sont définis comme la moyenne des spectres dont l'intensité à  $7-9 \mu\text{m}$  est supérieure à  $2/3$  de l'intensité  $7-9 \mu\text{m}$  au pic d'émission du filament. Dans le cas des données, nous utilisons la coupe moyenne à  $7-9 \mu\text{m}$  dont le calcul est décrit dans la section précédente. Nous utilisons donc pour le calcul du spectre moyen tous les pixels situés entre les deux coupes limites utilisées pour la coupe moyenne (i. e. dans le rectangle noir sur la Fig. 7.6) et qui ont une intensité à  $7-9 \mu\text{m}$  supérieure à  $33 \text{ MJy sr}^{-1}$  (i. e.  $2/3$  de la valeur au pic de la coupe moyenne). Pour le modèle, le critère d'intensité impose que les spectres utilisés sont ceux pour lesquels le décalage angulaire par rapport au pic d'émission à  $7-9 \mu\text{m}$  est compris entre  $-3''$  et  $+3.6''$  comme le montre la figure 7.7.

Les spectres ainsi calculés sont comparés sur la figure 7.8. Nous avons ajusté l'intensité du spectre modélisé en utilisant une profondeur  $l_{\text{PDR}} = 0.085$  pc qui permet de bien reproduire l'émission observée entre 20 et  $25 \mu\text{m}$ . Nous voyons que l'intensité des bandes PAHs dans le spectre modélisé est trop élevée par rapport à celle du continuum. Nous retrou-



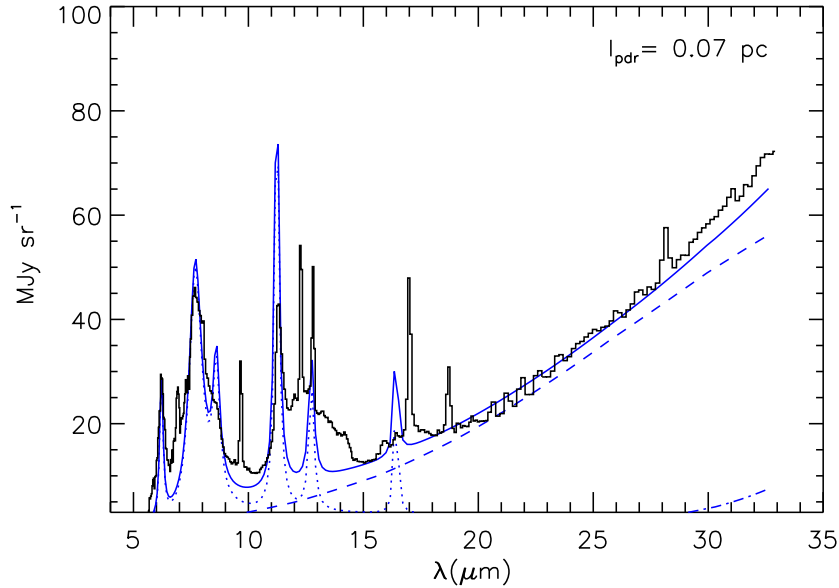
**FIG. 7.9** – Comparaison des spectres observé et modélisé au pic d’émission du filament. L’intensité absolue du spectre modélisé est ajustée en utilisant une profondeur de nuage  $l_{\text{PDR}} = 0.085$  pc. L’abondance des PAHs est divisée par 2.2 par rapport à l’abondance du MIS diffus. Nous avons donc  $m/m_{\text{H}} = 1.95 \cdot 10^{-4}$ . Les contributions des PAHs, VSGs et BGs apparaissent en pointillé, tiret et tiret-pointillé, respectivement. Dans le spectre IRS, des raies de  $\text{H}_2$  sont présentes à 6.9, 9.7, 12.3, 17 et 28.2  $\mu\text{m}$  et des raies du gaz ionisé à 7, 12.8 et 18.7  $\mu\text{m}$  ([ArII], [NeII] et [SIII], respectivement).

vons donc le résultat obtenu en comparant les coupes d’émission à la section précédente. De même, le rapport d’émission 23 - 25/30 - 32  $\mu\text{m}$  est légèrement trop élevé dans le modèle par rapport aux données en raison de la pente du continuum qui est légèrement trop faible dans le modèle.

Le modèle prédit un continuum dominé par les VSGs au pic d’émission IR. Le continuum des BGs n’apparaît qu’au-delà de 30  $\mu\text{m}$  car le champ de rayonnement ne les chauffe pas à des températures suffisamment élevées pour émettre à plus courte longueur d’onde. Les différences de rapport d’émission bandes/continuum peuvent donc s’interpréter comme des différences d’abondance relative PAH/VSG. Les propriétés des poussières du modèle étant ajustées pour reproduire le spectre d’émission des “Cirrus”, nous concluons que le rapport d’abondance PAH/VSG est  $\sim 2.5$  fois moins élevé au pic d’émission de la Tête de Cheval que dans les “Cirrus”.

#### 7.2.4 Interprétation des différences d’abondance relative

Plusieurs scénarios sont envisageables pour expliquer la différence d’abondance relative (PAH/VSG) comme nous l’avons vu dans la section 2.4.4.



**FIG. 7.10** – Comparaison des spectres observé et modélisé au pic d'émission du filament. L'intensité absolue du spectre modélisé est ajustée en utilisant une profondeur de nuage  $l_{\text{PDR}} = 0.07$  pc. Dans le modèle,  $\sim 37\%$  de l'abondance des PAHs est transférée dans les VSGs par rapport aux abondances du MIS diffus. Nous avons donc  $m/m_{\text{H}} = 2.7 \cdot 10^{-4}$  pour les PAHs et  $m/m_{\text{H}} = 6.3 \cdot 10^{-4}$  pour les VSGs. Les contributions des PAHs, VSGs et BG apparaissent en pointillé, tiret et tiret-pointillé, respectivement. Dans le spectre IRS, des raies de  $\text{H}_2$  sont présentes à 6.9, 9.7, 12.3, 17 et  $28.2 \mu\text{m}$  et des raies du gaz ionisé à 7, 12.8 et  $18.7 \mu\text{m}$  ([ArII], [NeII] et [SIII], respectivement).

### Evolution de la matière carbonée

Pety et al. (2005) ont observé l'émission de CCH,  $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ,  $\text{C}_4\text{H}$ ,  $^{12}\text{CO}$  et  $\text{C}^{18}\text{O}$  dans la Tête de Cheval. Ils ont également utilisé des observations ISOCAM ( $5 - 8.5 \mu\text{m}$ ) qui tracent l'émission des bandes de PAHs et des observations  $\text{H}_2$  dans la raie  $\nu=1-0$  S(1). Leurs observations ont montré que les espèces gazeuses d'hydrocarbures (CCH,  $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ,  $\text{C}_4\text{H}$ ) sont présentes dans les couches de la PDR où le champ de rayonnement UV est intense avec une abondance presque aussi élevée que dans les parties du nuage plus profondes et écrantées du champ UV. La modélisation avec le modèle PDR "de Meudon", qui prend en compte la chimie du gaz, ne permet pas de reproduire l'abondance des petites espèces gazeuses d'hydrocarbures observées. Pety et al. (2005) ont donc conclu qu'un processus de formation différent des processus chimiques doit exister pour expliquer l'abondance élevée d'hydrocarbures gazeux dans cette PDR. Ils ont proposé que la dissociation des PAHs (hydrocarbures aromatiques, a-C) sous l'effet du champ de rayonnement UV injecte une quantité notable de plus petits hydrocarbures de plus petites tailles dans le milieu. Suivant ce scénario, il faut donc s'attendre à voir l'abondance des PAHs diminuer dans la PDR. Du point de vue du modèle de poussière, cette abondance serait "perdue" puisque les PAHs se frag-

mentent en hydrocarbures qui sont des espèces gazeuses. Pour tester ce premier scénario, nous modélisons l'émission des grains en diminuant l'abondance des PAHs pour obtenir le bon rapport d'émission bandes/continuum. La figure 7.9 montre que le spectre au pic calculé en divisant l'abondance des PAHs par un facteur 2.2 par rapport à l'abondance dans les "Cirrus" permet de reproduire le rapport bandes/continuum observé. Cette diminution correspond à une masse (relative à l'hydrogène) de PAHs de  $2.35 \cdot 10^{-4} \times m_H$  qui serait transformé en hydrocarbures gazeux, si nous considérons l'abondance des "Cirrus" comme une référence. Si nous considérons que cette masse de PAHs n'est constituée que de carbone, cela correspond à une augmentation de  $\sim 20\%$  de l'abondance du carbone dans la phase gazeuse (pour une abondance de  $m_C/m_H = 1.3 \cdot 10^{-3}$  du carbone en phase gazeuse, Cardelli et al., 1996; Dwek et al., 1997). La profondeur utilisée pour ajuster l'intensité est de  $l_{PDR} = 0.085$  pc est toujours cohérente.

Rapacioli et al. (2005) ont analysé les cubes de données ISOCAM-CVF des PDRs  $\rho$  Oph-SR3 et NGC7023. Ils ont utilisé une méthode de décomposition en valeurs singulières et un algorithme de Monte Carlo pour séparer les spectres propres des différentes populations émettrices. Trois spectres propres ont été isolés et attribués aux PAHs cations ( $PAH^+$ ), aux PAHs neutre ( $PAH^0$ ) et aux VSGs. L'étude de la distribution spatiale des trois composantes en relation avec les variations des conditions physiques (densité de matière, rayonnement) ont permis de dresser un scénario d'évolution mettant en jeu les trois populations. Aux abords de l'étoile, le champ de rayonnement intense ionise les PAHs. Plus profondément dans la PDR, les recombinaisons électroniques dominant par rapport à la photoionisation des PAHs en raison de l'atténuation du champ de rayonnement, et les PAHs sont donc neutres. Dans les couches plus denses du nuage, les PAHs se trouvent sous forme d'agrégats formant ainsi une population de VSGs qui émettent des bandes et un continuum important. Ceux-ci sont détruits par le rayonnement dans les couches externes de la PDR et relâchent alors les PAHs dont ils sont constitués. Suivant ce scénario d'évolution, nous pouvons ajuster le rapport d'abondance PAHs/VSGs en transférant une quantité (i. e. une abondance) appropriée de PAHs vers les VSGs. La figure 7.10 montre que le spectre au pic obtenu en transférant  $\sim 37\%$  de l'abondance des PAHs vers les VSGs par rapport à l'abondance dans les "Cirrus" permet de reproduire le spectre observé. Nous avons alors  $m/m_H = 2.7 \cdot 10^{-4}$  pour les PAHs et  $m/m_H = 6.3 \cdot 10^{-4}$  pour les VSGs. La profondeur utilisée pour ajuster l'intensité est de  $l_{PDR} = 0.07$  pc est toujours cohérente. Notons que le spectre attribué aux VSGs isolé par Rapacioli et al. (2005) contient des bandes d'émissions qui sont semblables à celles des PAHs. Les auteurs expliquent la présence de bandes par la nature aromatique de ces VSGs. Or, dans notre modèle de poussière (DUSTIAS), les VSGs n'émettent qu'un continuum sans bande. Ainsi, l'abondance relative PAH/VSG que nous avons ici appliquée au modèle est une limite supérieure puisque qu'une partie de l'intensité des bandes du spectre observé est due aux VSGs dans ce scénario.



## ***7.2. Modélisation de l'émission des poussières dans la Tête de Cheval***

---

Notons que les deux scénarios donnent des profondeurs proches ( $\sim 30\%$  d'écart) de la valeur estimée par Habart et al. (2005) ( $l_{\text{PDR}} = 0.1 \text{ pc}$ ) alors que l'abondance des PAHs dans les "Cirrus" imposait une profondeur  $\sim 3$  fois plus faible pour reproduire l'émission de ces derniers ( $l_{\text{PDR}} = 0.035 \text{ pc}$ ). L'abondance des PAHs au pic d'émission semble donc bien être moins élevée que dans les "Cirrus". Les valeurs comparables obtenues pour les profondeurs (0.085 pc et 0.07 pc) et le bon accord spectroscopique (Fig. 7.9 et 7.10) ne nous permettent pas de discriminer ces deux scénarios.

Comme nous l'avons évoqué à la section 2.4.3, les hydrocarbures aliphatiques hydrogénés (a-C :H) sont probablement la forme dominante des hydrocarbures dans les nuages denses et s'aromatisent sous l'effet du champ de rayonnement créant ainsi des complexes aromatiques liés par des ponts aliphatiques et oléfiniques (complexes a-C( :H)). Ces complexes a-C( :H) se fragmentent ensuite, toujours sous l'effet du rayonnement, par rupture de ponts aliphatiques et oléfiniques pour donner des espèces PAHs "free-flying" plus petites. Ainsi le rapport a-C :H/PAH pourrait diminuer depuis les couches profondes de la PDR vers les couches externes qui sont les plus irradiées. Notons que les PAHs sont vraisemblablement la forme dominante des hydrocarbures dans les "Cirrus". La diminution du rapport bandes/continuum (i. e. PAH/VSG du point de vue du modèle) au pic d'émission de la Tête de Cheval par rapport à celui des "Cirrus" pourrait alors être en lien avec cette évolution. En effet, dans ce scénario, les PAHs sont plus abondants dans le milieu diffus ("Cirrus") que dans les couches profondes de la PDR. De plus, les a-C :H qui devraient être plus gros que les PAHs "free flying", émettraient à plus grandes longueur d'onde et pourraient contribuer à l'émission continuum (i. e. participer à la composante VSGs du point de vue du modèle).

### **Détachement de la surface des gros grains**

Comme nous l'avons évoqué à la section 2.4.4, le détachement des très petites particules qui sont coagulées à la surface des gros grains dans les nuages denses pourrait expliquer les variations d'abondance relative PAH/VSG à la surface illuminée de tels nuages. L'abondance relative PAH/VSG au pic d'émission pourrait ainsi être expliquée si les VSGs sont efficacement décollés des BGs à cette profondeur alors que les PAHs ne se décollent efficacement que dans les couches moins profondes de la PDR. Les observations Herschel à grande longueur d'onde permettront de suivre l'évolution des propriétés des gros grains avec une résolution spatiale suffisante pour mettre en évidence les corrélations des ces propriétés avec les variations d'abondance relative PAH/VSG.

### **Effets dus au champ de rayonnement anisotrope**

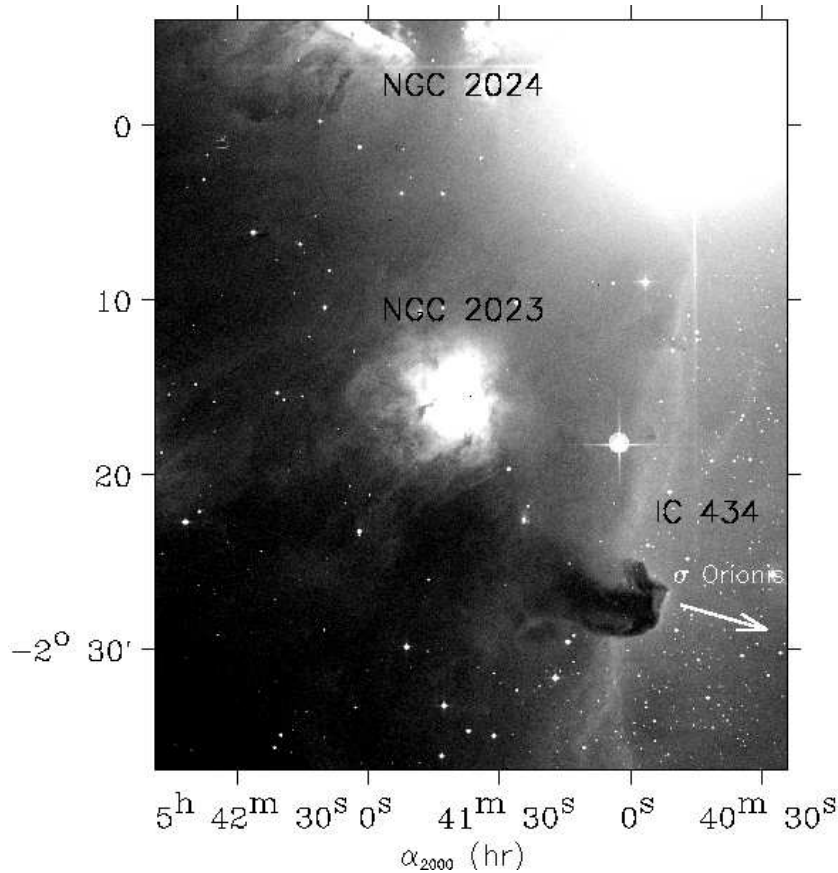
Les forces dues à l'anisotropie du champ de rayonnement, introduites à la section 2.4.4, entraînent les grains avec une vitesse qui croît avec la taille de ceux-ci (Weingartner &

Draine, 2001b). Comme nous l'avons évoqué à la section 2.4.4, il pourrait en résulter une ségrégation en taille créant ainsi des variations d'abondance relative. Une modélisation de ces effets est nécessaire pour quantifier les vitesses de dérive des grains en fonction de leur taille. Un travail est en cours avec le code CLOUDY (Ferland et al., 1998). Remarquons que ce code ne prend actuellement en compte que la force due à la pression de radiation et pas les forces dues à l'éjection de photoélectrons et à la désorption de particules gazeuses.

### **7.2.5 Différences spectroscopiques entre le modèle et les données**

Nous voyons dans les figures 7.9 et 7.10 que les bandes à 6.2 et 7.7  $\mu\text{m}$  sont correctement reproduites par le modèle. Par contre, la bande à 8.6  $\mu\text{m}$  est beaucoup moins marquée dans les observations que dans le modèle, ce qui peut être dû notamment à une diminution de l'intensité couplée à un élargissement de cette bande et d'un décalage vers les grandes longueurs d'ondes de la bande à 7.7  $\mu\text{m}$  (e. g. Abergel et al., 2002; Rapacioli et al., 2005). La bande à 11.3  $\mu\text{m}$  est surestimée certainement car la charge des PAHs, qui influe beaucoup les rapports de bandes (§ 2.2.3 et § 5.3) n'est pas calculée pas dans notre modèle. Le "plateau" d'émission observé entre  $\sim 11.3$  et  $\sim 15$   $\mu\text{m}$  n'est pas reproduit par le modèle. La présence de bandes non-résolues ou de bandes larges à ces longueurs d'onde, qui ne sont pas incluses dans le modèle, est responsable de ce déficit d'émission (pour ces bandes, voir par exemple Verstraete et al., 2001; Ysard & Verstraete, 2007). La présence d'un tel "plateau" et de la raie du [NeII] à 12.8  $\mu\text{m}$  rend difficile la mesure de la bande à 12.7  $\mu\text{m}$ . Enfin, la bande à 16.4  $\mu\text{m}$ , attribuée à la présence de cycles aromatiques pentagonaux, est largement surestimée dans le modèle.

### 7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023



**FIG. 7.11** – Nuage moléculaire L1630 vu dans le visible (photo obtenue avec le UK Schmidt Telescope et extraite du le Digitized Sky Survey). La nébuleuse NGC2023 est une nébuleuse par réflexion qui est due à la présence de HD 37903, une étoile B1.5V enfouie dans le nuage qui éclaire les poussières situées entre elle même et l’observateur (source: Abergel et al., 2002).

### 7.3 Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

NGC2023 est une nébuleuse par réflexion située, comme la Tête de Cheval, dans le nuage moléculaire L1630 (Fig 7.11). Cette nébuleuse est illuminée par l'étoile HD 37903 (Gatley et al., 1987) qui est une étoile B1.5V de température effective  $T_{\text{eff}}=23700$  K. La distance de HD 37903 a été estimée à  $d = 470 \pm 290$  pc grâce aux données Hipparcos (Perryman et al., 1997). Cette nébuleuse par réflexion est le résultat de l'illumination des poussières situées autour de l'étoile excitatrice qui est enfouie dans le nuage. Les poussières, diffusant le rayonnement de l'étoile, deviennent ainsi observables dans le visible comme le montre la figure 7.11. La figure 7.13 (partie de gauche) montre l'émission IR des poussières dans NGC2023 à  $5-8.5 \mu\text{m}$  observée avec ISOCAM au travers du filtre LW2. Rappelons que l'émission à ces longueurs d'onde est dominée par les bandes aromatiques.

L'extinction totale dans le visible au travers du nuage L1630 est estimée à  $A_V \sim 40$  (Har-

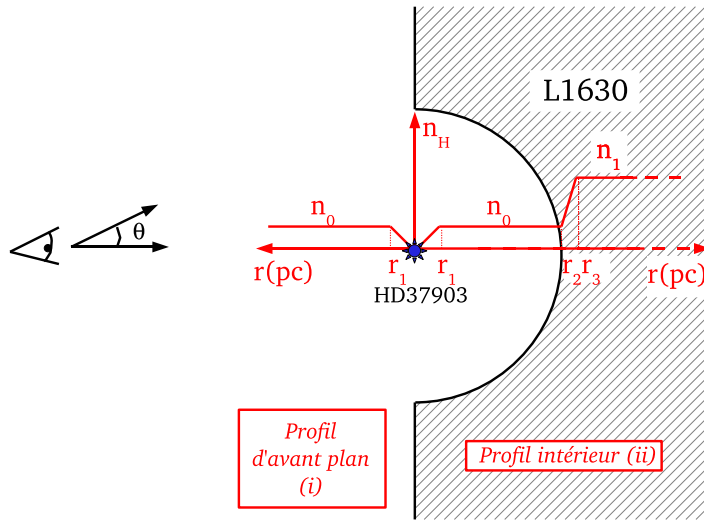


FIG. 7.12 – Schéma représentatif du modèle géométrique utilisé pour NGC2023

vey et al., 1980). Or, l'extinction dans le visible en direction de HD 37903 est de  $A_V \sim 1.4$  (Burgh et al., 2002), ce qui est cohérent avec la présence de la nébuleuse par réflexion (i. e. avec le fait que le rayonnement visible émis par l'étoile nous parvienne). L'étoile HD 37903 se serait donc formée près du bord du nuage moléculaire L1630. Les étoiles jeunes de type OB ont un champ de rayonnement dur et intense. Elles perdent de la masse sous forme de vent stellaire dont la quantité de matière et la vitesse dépendent des caractéristiques de l'étoile (masse, luminosité, température effective et métallicité, e. g. Leitherer et al., 1992). Ces étoiles creusent donc une cavité dans leur nuage moléculaire parent (e. g. Castor et al., 1975; Weaver et al., 1977; Freyer et al., 2003). Nous pouvons modéliser NGC2023 comme une cavité sphérique creusée par l'étoile et dont la paroi est éclairée par cette étoile. Notons que la géométrie sphérique a déjà été utilisée par Witt et al. (1984) et Burgh et al. (2002) pour modéliser la nébuleuse par réflexion. Dans leur cas, ils n'ont modélisé que la cavité diffuse qui est responsable de la nébuleuse par réflexion sans tenir compte de la partie dense du nuage. Dans le cas de HD 37903, la cavité ou "bulle" s'est probablement creusée à cause de la position de l'étoile en bordure du nuage. Cette nébuleuse apparaît alors avec une forme approximativement circulaire en IR proche (Fig. 7.13), puisque nous voyons cette cavité de face.

### 7.3.1 Modèle à géométrie sphérique

La géométrie sphérique est, tout comme la géométrie plan-parallèle, un cas idéal qui permet néanmoins de réaliser un modèle de travail pour l'étude de l'émission des poussières dans NGC2023. La figure 7.12 donne une représentation schématique du modèle. Dans ce modèle, le nuage dense L1630 qui a été creusé par l'étoile, présente alors un "bol" observé de face ("face-on"). Le schéma 7.12 est une vue par la tranche comme le montre la

### 7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

---

position de l'observateur par rapport au nuage L1630.

Il nous faut deux profils radiaux de densité définis en fonction de la distance à l'étoile notée  $r$  (Fig. 7.12) :

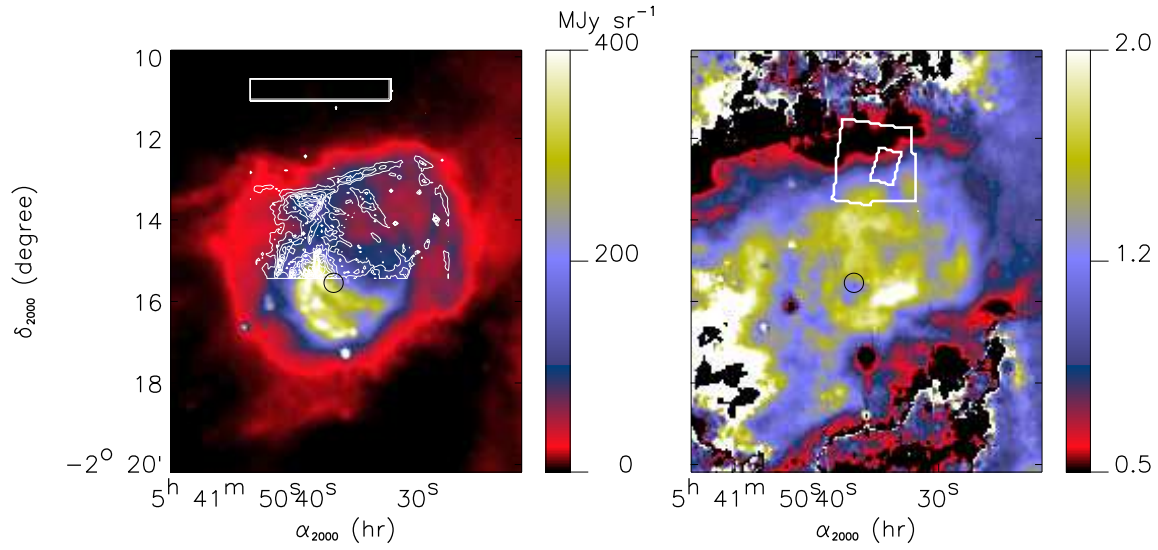
- (i) un profil pour la matière située à l'extérieur de L1630 (entre l'étoile et l'observateur). Nous nommerons "avant-plan" ce profil, ainsi que l'émission qui lui est associée.
- (ii) un profil de densité pour la matière à l'intérieur du nuage (cavité + bord dense).

En l'absence de contrainte, nous considérons que la densité de la cavité et la densité du milieu d'avant-plan sont égales. Cette densité est notée  $n_0$  et n'est atteinte qu'à une distance  $r_1$  de l'étoile autour de laquelle la densité croît linéairement depuis 0. Le profil de densité intérieur croît linéairement à l'arrivée dans le nuage dense, au rayon  $r_2$ , jusqu'à redevenir constante en  $r_3$ . Cette dernière densité (celle du nuage dense) est notée  $n_1$ . Nous avons choisi une forme linéaire en raison du manque de contrainte sur la forme du profil.

Les deux profils radiaux de densité étant définis, nous utilisons le modèle de transfert plan-parallèle décrit au § 7.1 pour calculer les profils radiaux d'émission des poussières correspondant (en  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ), en fonction de la distance à l'étoile  $r$ . Pour ce calcul, le champ de rayonnement est défini par une étoile de  $6 R_{\odot}$  et rayonnant comme un corps noir de température  $T_{\text{eff}} = 23700 \text{ K}$ . Nous tronquons ce champ de rayonnement pour les photons plus énergétiques que  $13.6 \text{ eV}$  qui sont vite absorbés dans une région HII restreinte autour de l'étoile (Wyrowski et al., 2000). Nous intégrons ensuite longueur d'onde par longueur d'onde l'émission des poussières sur chaque ligne de visées  $\theta$  pour obtenir le spectre résultant en  $\text{MJy sr}^{-1}$  (Annexe A.1). Notons que, contrairement à la géométrie plan-parallèle pour laquelle il faut définir une profondeur de matière émettrice ( $l_{\text{PDR}}$ , § 7.2.1) pour ajuster la valeur absolue de l'intensité modélisée, la géométrie sphérique impose naturellement une densité de colonne de matière émettrice fixée par le rayon de la cavité et la profondeur de pénétration du champ de rayonnement excitant les poussières.

#### 7.3.2 NGC2023 nord, contrainte sur le profil de densité

Le travail de modélisation porte sur la partie de la nébuleuse NGC2023 au nord de l'étoile HD 37903 ( $\alpha_{2000} = 5^{\text{h}} 41^{\text{m}} 38^{\text{s}}.32$ ,  $\delta_{2000} = -2^{\circ} 15' 32''.6$ , position marquée par un cercle sur la figure 7.13). Comme le montre la figure 7.13 (partie de droite), la partie nord de NGC2023 présente d'importantes variations du rapport d'émission des bandes ( $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$ ) sur le continuum ( $12\text{-}18 \mu\text{m}$ ) (§ 2.4 et Abergel et al., 2002). Un fond d'émission est soustré aux données d'imagerie ISOCAM-LW2 et ISOCAM-LW3. En effet, nous considérons que l'émission diffuse qui baigne NGC2023 n'est pas relative à cet objet. Cela est justifié par le fait que l'émission dans les bandes d'ISOCAM devient constante loin de l'étoile, ce qui est incompatible, à grande échelle, avec la dilution et/ou l'extinction du champ de l'étoile



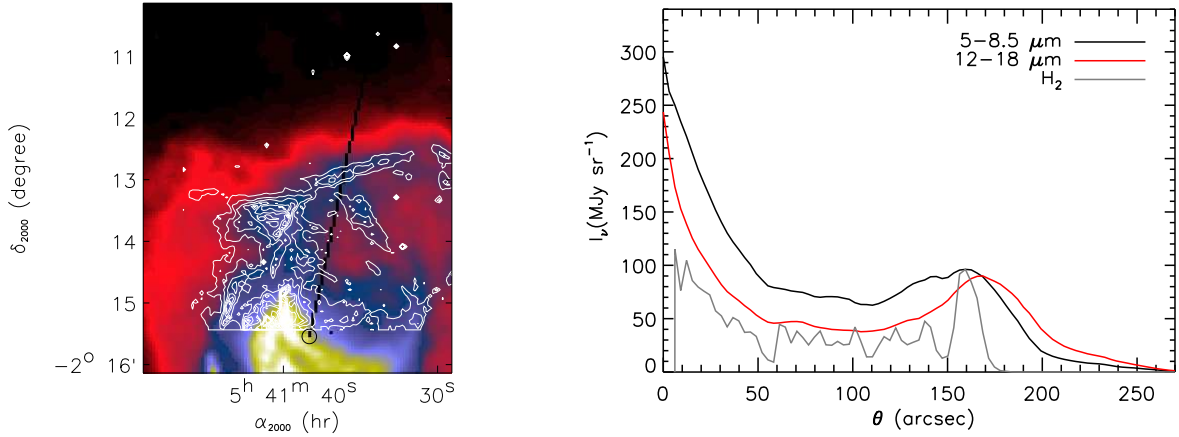
**FIG. 7.13 – A gauche :** Carte de l'émission de NGC2023 à 5-8.5  $\mu\text{m}$  vu par ISOCAM au travers du filtre LW2. Les contours sont des contours d'iso-intensité de l'émission de  $\text{H}_2$  à 2.12  $\mu\text{m}$ , observée avec SOFI. La zone rectangulaire indique les pixels utilisés pour calculer la valeur du fond d'émission (§ 7.3.2). **A droite :** Rapport d'émission 5-8.5  $\mu\text{m}$ /12-18  $\mu\text{m}$  (i. e. ISOCAM LW2/ISOCAM LW3). La grande zone délimitée par le contour est l'intersection entre les zones observées avec IRS-LL et ISOCAM-CVF et la petite zone est celle pour laquelle nous avons en plus des données IRS-SL. Sur les deux cartes, le cercle représente la position de l'étoile HD 37903.

qui excite les poussières. Nous calculons la moyenne de l'émission dans la zone rectangulaire indiquée sur la partie gauche de la figure 7.13, pour la soustraire aux données. Cette soustraction explique le comportement du rapport 5-8.5  $\mu\text{m}$ /12-18  $\mu\text{m}$  (partie droite de la figure 7.13) pour les pixels dont la valeur est proche de celle du fond et pour lesquels nous divisons alors des valeurs proches de 0.

Des observations de NGC2023 nord ont été acquises avec IRS dans le cadre du programme "SPEC-PDR". Ces observations recouvrent la zone observée avec ISOCAM-CVF. La grande zone (contour blanc) sur la figure 7.13 (partie de droite) représente la zone commune aux observations IRS-LL et ISOCAM-CVF, pour laquelle nous avons donc des spectres entre 5 et 35  $\mu\text{m}$ . La petite zone sur la même figure représente la partie pour laquelle nous avons des données IRS-SL. Nous avons également des données  $\text{H}_2$  dans la transition  $\nu = 1 - 0\text{S}(1)$  à 2.12  $\mu\text{m}$  obtenues avec l'instrument SOFI, représentées en contours d'iso-intensité sur la partie gauche de la figure 7.13. Nous voyons que le changement de rapport d'émission bandes/continuum coïncide avec la présence d'un bord dense tracé par l'émission de  $\text{H}_2$ .

Comme nous l'avons vu précédemment, le profil de densité de la Tête de Cheval a été

### 7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023



**FIG. 7.14 – A gauche :** Coupe dans les données vue sur la carte de l'émission de NGC2023 nord à 5-8.5  $\mu\text{m}$ . **A droite :** Coupes représentées sur la carte. En noir : émission 5-8.5  $\mu\text{m}$  (ISOCAM LW2), en rouge : émission 12-18  $\mu\text{m}$  (ISOCAM LW3) et en gris : émission  $\text{H}_2$  à 2.12  $\mu\text{m}$ . Les valeurs de l'émission  $\text{H}_2$  sont ajustées sur le profil à 5-8.5  $\mu\text{m}$  (i. e. l'unité  $\text{MJy sr}^{-1}$  ne s'applique pas à  $\text{H}_2$ ).

contraint par Habart et al. (2005). Ce travail s'appuie sur la comparaison du modèle PDR de Meudon (Le Boulrot et al., 1993) avec des données du gaz ( $\text{H}_2$ , CO,  $\text{H}\alpha$ ) et de la poussière (bandes IR des PAHs et émission millimétrique). Pour NGC2023 nord, un travail similaire, qui utilise les données du gaz  $\text{H}_2$  observées depuis le sol et avec IRS, est en cours (Habart et al., 2007). Une première estimation de la densité du bord dense ( $n_1$  dans le modèle) a été faite en comparant le profil d'émission de  $\text{H}_2$  à 2.12  $\mu\text{m}$  avec le modèle de PDR "de Meudon" de Le Boulrot et al. (1993) (à géométrie plan-parallèle). Pour cela, une étoile de  $T_{\text{eff}} = 23\,700\text{ K}$  et de rayon  $6 R_{\odot}$  (étoile B1.5V) est placée à la distance de 0.3 pc d'un bord dense dont la densité croît linéairement jusqu'à  $n_{\text{H,max}}$ . La largeur du profil d'émission de  $\text{H}_2$  modélisé dépend alors de  $n_{\text{H,max}}$  (elle diminue quand  $n_{\text{H,max}}$  augmente) et devient comparable à la largeur observée lorsque  $n_{\text{H,max}} \gtrsim 10^4\text{ H cm}^{-3}$ . Notons que l'élargissement causé par la sphéricité sur le profil d'émission  $\text{H}_2$  ne change pas l'ordre de grandeur de la densité estimée.

Par ailleurs, nous pouvons contraindre le rayon de la cavité de notre modèle ( $r_2$ ) en utilisant la distance entre l'étoile et le bord dense, au nord de l'étoile, qui est tracé par  $\text{H}_2$  et qui correspond au changement de rapport d'émission 5-8.5  $\mu\text{m}$  / 12-18  $\mu\text{m}$  (Fig. 7.13, à  $\delta_{2000} \sim -2^{\circ} 13'$ ). La figure 7.14 présente une coupe qui part de l'étoile vers le bord dense et que nous utiliserons pour la comparaison du modèle et des données. Nous voyons sur cette coupe que le bord dense se situe à 150'' de l'étoile. La valeur de la distance étoile - "bord dense", se situe alors dans l'intervalle [0.14 pc, 0.58 pc] d'après la valeur de la distance de HD37903 mesurée avec Hipparcos qui se situe dans l'intervalle [180 pc, 760 pc].

La partie “diffuse” du profil radial de densité ( $n_0$  et  $r_1$ ) n’est bien sûr pas contrainte par les données  $H_2$ . Cependant, notre modèle suppose une densité faible dans la cavité puisque l’étoile y a chassé la matière. La décroissance du champ de rayonnement dans la cavité et dans l’avant plan est donc dominée par la dilution et non par l’extinction. Ainsi l’intensité de l’émission des poussières du bord dense (au delà de  $r_2$ ) est indépendante du profil de densité de la partie diffuse (i. e. de  $n_0$  et  $r_1$ ) et ne dépend que de  $r_2$ ,  $r_3$  et  $n_1$ . Dès lors, la seule conséquence induite par une variation de  $n_0$  et  $r_1$  est une variation de l’intensité émise par les poussières de la cavité (au moins tant que l’extinction reste faible devant le facteur de dilution). Les poussières de la cavité étant responsables de la forme du profil d’émission de  $0''$  à  $50''$  de l’étoile (Fig.7.14), nous contraindrons la partie “diffuse” du profil radial de densité (i. e.  $n_0$  et  $r_1$ ) en ajustant la remontée de l’émission près de l’étoile. Notons que nous utiliserons une distance maximale pour le profil radial de  $r_{\max} = 1$  pc (pour le profil d’avant-plan comme pour le profil intérieur).

### **7.3.3 Modélisation d’une coupe dans les données ISOCAM-LW, définition du profil de densité**

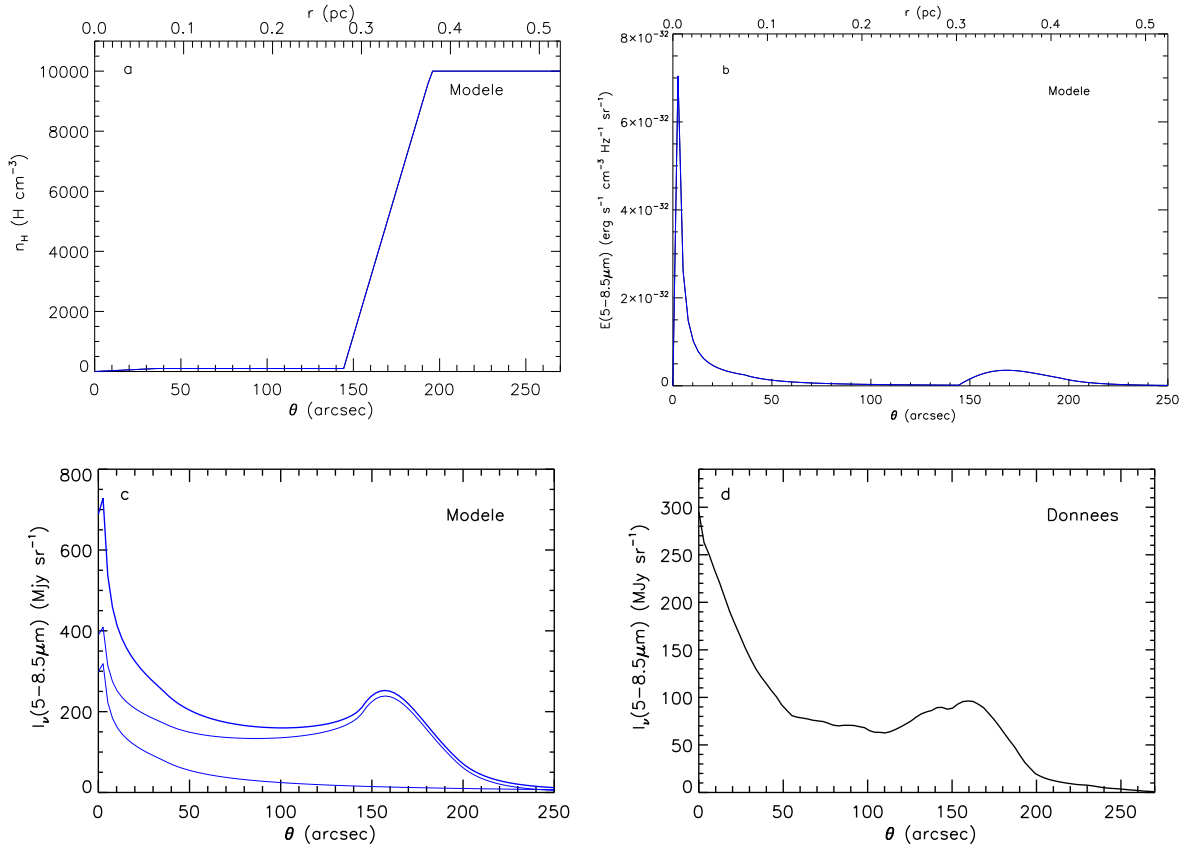
La figure 7.15 présente le résultat de la modélisation de la coupe d’émission intégrée dans la bande spectrale du filtre ISOCAM-LW2 ( $5-8.5 \mu\text{m}$ ). Les paramètres du profil radial de densité utilisés (Fig. 7.15 a) sont ajustés pour reproduire la forme du profil d’émission, tout en tenant compte des contraintes définies précédemment. Comme nous l’avons vu, l’émission  $H_2$  à  $2.12 \mu\text{m}$  impose  $r_2 \sim 150''$  soit  $r_2 \sim 0.3$  pc pour  $d_{\text{HD37903}} = 400$  pc (valeur utilisée pour la Tête de Cheval) et  $n_1 \sim 1-5 \cdot 10^4 \text{ H cm}^{-3}$ .

La forme du profil d’émission observé au delà de  $\sim 120''$  impose une contrainte supplémentaire sur les valeurs de  $n_1$ ,  $r_2$  et  $r_3$ . Les valeurs de  $r_1$  et  $n_0$  sont ensuite choisies pour ajuster l’émission à  $\theta \lesssim 120''$ . Nous prenons finalement  $r_1 = 0.07$  pc,  $r_2 = 0.28$  pc,  $r_3 = 0.38$  pc,  $n_0 = 100 \text{ H cm}^{-3}$  et  $n_1 = 10^4 \text{ H cm}^{-3}$ . Nous ne tenons pas compte de la résolution spatiale limitée des données ISOCAM pour la comparaison avec le modèle, puisque celle-ci est négligeable aux échelles étudiées. Le profil s’étend en effet sur plus de  $200''$  alors que la résolution (largeur à mi-hauteur de la PSF) d’ISOCAM dans les filtres LW2 et LW3 est de  $2.3''$  et  $4.6''$  respectivement (Blommaert et al., 2003).

La figure 7.15 b présente le profil d’émission des poussières associé au profil intérieur de densité de la figure 7.15 a et calculé avec le modèle de transfert plan-parallèle (§ 7.1). Notons que le profil de densité de l’avant plan est égal à celui de la cavité seule mais reste constant au-delà de  $r_2 = 0.28$  pc. Par conséquent, le profil d’émission d’avant plan associé est égal à celui de la partie intérieure (Fig. 7.15 b) mais continue à décroître au-delà de  $0.28$  pc en raison de la dilution du champ excitateur.



### 7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

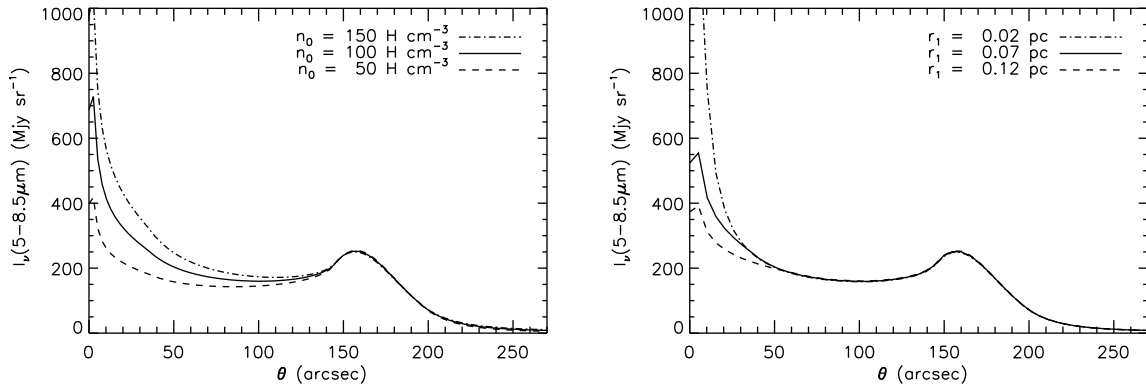


**FIG. 7.15** – Résultat de la modélisation du profil d'émission à 5-8.5  $\mu\text{m}$  pour  $d_{\text{HD37903}} = 400 \text{ pc}$ . **a** : Profil intérieur de densité (cavité et bord dense). **b** : Profil d'émission à 5-8.5  $\mu\text{m}$  calculé en géométrie plan-parallèle à partir du profil de densité a. **c** : Profils d'émission intégrée à 5-8.5  $\mu\text{m}$  en fonction de la distance angulaire à l'étoile ( $\theta$ ). Le trait épais est l'émission totale résultante de l'addition des émissions d'avant-plan et de l'intérieur du nuage (cavité + bord dense) qui sont représentées en traits fins. **d** : Profil d'émission observée à 5-8.5  $\mu\text{m}$  avec ISOCAM au travers du filtre LW2.

La figure 7.16 illustre l'influence du profil de densité de la cavité et de l'avant plan ( $n_0$ ,  $r_1$ ) sur le profil d'émission. Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous voyons que ce paramètre n'a d'effet que sur la partie du profil dont l'intensité n'est pas dominée par l'émission du bord dense.

#### Forme du profil d'émission, sphéricité

La forme du profil d'émission modélisé (Fig. 7.15 c) est semblable à celle du profil observé que nous avons défini dans la partie 7.3.2 et qui est représenté sur la figure 7.15 d. Cela confirme le caractère sphérique de NGC2023 nord dont les caractéristiques du profil d'émission sont bien reproduites par le modèle. Nous pouvons interpréter la forme du profil d'émission en le séparant en quatre parties :



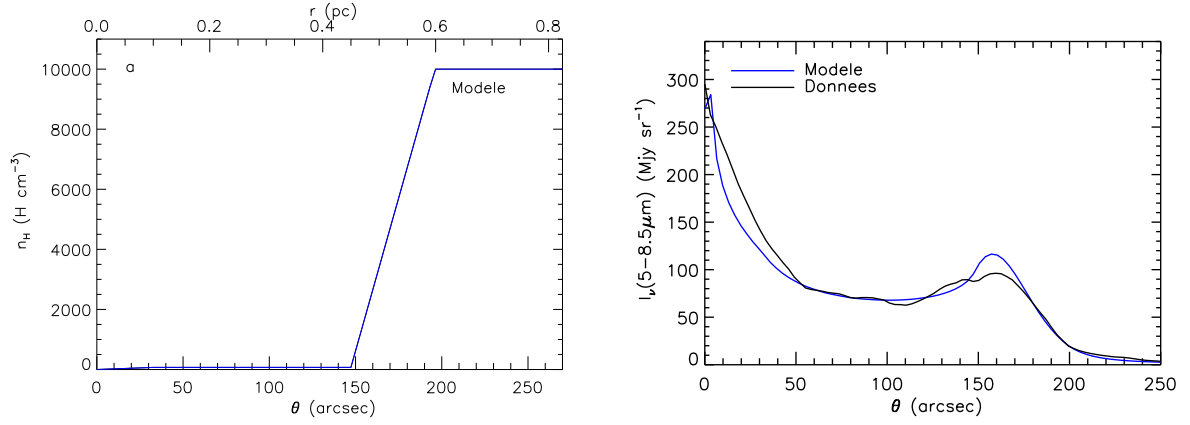
**FIG. 7.16** – Influence de la partie diffuse du profil de densité sur le profil d'émission à 5-8.5  $\mu\text{m}$  modélisé. Ces différents modèles utilisent le profil de densité de la Fig. 7.15 a avec différentes valeurs de  $n_0$  (**à gauche**) ou différentes valeurs de  $r_1$  (**à droite**).

- (i) La partie décroissante située entre  $0''$  et  $\sim 50''$ . L'émission y est dominée par les poussières du milieu diffus (avant plan + cavité) dont la densité est constante (au delà de  $r_1$ ). La décroissance de l'intensité du champ de rayonnement est dominée par la dilution.
- (ii) Un "plateau" d'émission entre  $\sim 50''$  et  $\sim 130''$ . L'émission y est dominée par l'émission des poussières du bord dense. Elle reste constante tant que la densité de colonne de poussières qui émettent sur la ligne de visée, reste constante.
- (iii) Une remontée de l'intensité entre  $\sim 130''$  et  $\sim 160''$ . La densité de colonne de poussière sur la ligne de visée augmente car cette dernière devient tangentielle au bord dense (en forme de bol).
- (iv) Une décroissance au delà de  $\sim 160''$ . Cette décroissance est due à l'extinction du champ excitateur dans le nuage dense. La densité de  $10^4 \text{ H cm}^{-3}$  pour le nuage dense permet de reproduire de manière satisfaisante cette décroissance au delà de  $\sim 160''$ .

### Intensité absolue du profil

Bien que la forme du profil modélisé soit satisfaisante, sa valeur absolue est  $\sim 2.5$  fois plus élevée que celle du profil observé. Dans le modèle utilisé, l'intensité absolue du profil est principalement fixée par la partie dont l'émission est dominée par le bord dense ( $\theta \gtrsim 130''$ ). En effet, comme nous l'avons décrit plus haut, (i) nous ajustons d'abord cette partie au moyen de  $n_1$ ,  $r_2$  et  $r_3$  puis (ii) nous ajustons la partie "diffuse" de l'émission (dont la densité n'est pas contrainte par  $\text{H}_2$ ) grâce à  $n_0$  et  $r_1$ , pour reproduire la forme du profil à  $\theta \lesssim 130''$ . Une diminution de la valeur absolue du profil nécessite donc une diminution de la densité du bord dense ou une augmentation de la dilution du champ de rayonnement qui illumine le bord dense. Or, la contrainte imposée par le profil d'émission de  $\text{H}_2$  à  $2.12 \mu\text{m}$  sur la densité du bord dense, nous empêche de diminuer cette dernière. Au contraire, la di-

### 7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

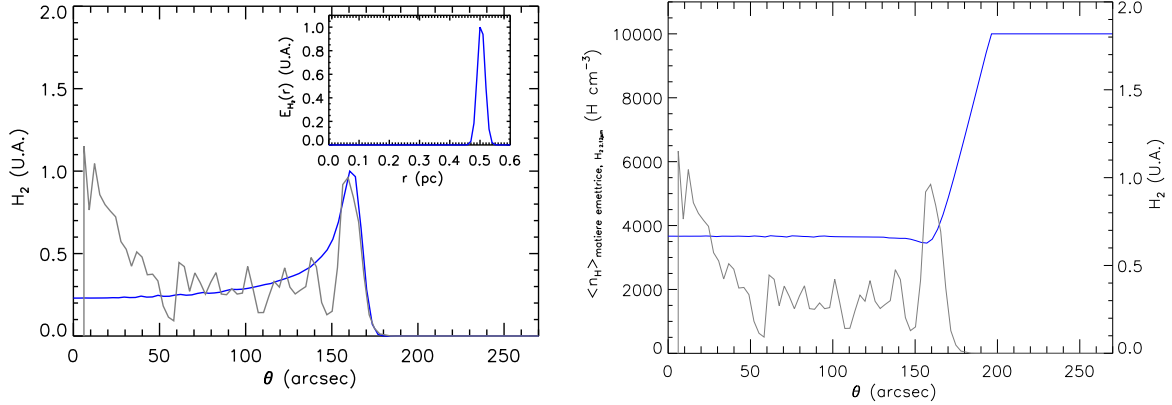


**FIG. 7.17** – Résultat de la modélisation du profil d'émission à  $5-8.5 \mu\text{m}$  pour  $d_{\text{HD37903}} = 630 \text{ pc}$ . **A gauche** : Profil radial de densité de la partie intérieure de L1630 (cavité + bord dense). Le profil radial de densité de l'avant plan lui est égal jusqu'à  $0.45 \text{ pc}$  ( $r_2$ ) mais reste constant au delà (i. e.  $n_1 = n_0$ ). **A droite** : Profils d'émission intégrée observé et modélisé à  $5-8.5 \mu\text{m}$  en fonction de la distance angulaire à l'étoile ( $\theta$ ).

lution du champ de rayonnement qui illumine le bord dense est un paramètre mal contraint que nous pouvons réduire d'un facteur 2.5. Notons qu'une valeur plus élevée de la densité dans la cavité pourrait également diminuer l'intensité du champ excitateur au niveau du bord dense en raison de l'extinction.

Une diminution d'un facteur 2.5 du facteur de dilution implique une distance étoile-“bord dense” 1.6 fois plus élevée, soit une distance de  $630 \text{ pc}$  entre l'observateur et HD37903 qui est dans les barres d'erreur sur la distance déterminée par Hipparcos (§ 7.3.2). La figure 7.17 présente le modèle avec  $r_2 = 1.6 \times 0.28 = 0.45 \text{ pc}$ . De la même façon nous prenons  $r_3 = 1.6 \times 0.38 = 0.6 \text{ pc}$  pour reproduire la forme de l'émission à  $\theta \gtrsim 130''$ . Nous prenons enfin  $n_0 = 70 \text{ H cm}^{-3}$  et  $r_1 = 0.1 \text{ pc}$  pour ajuster la forme du profil d'émission à  $\theta \lesssim 130''$ . Le profil d'émission obtenue reproduit bien la forme et la valeur absolue du profil d'émission observé.

Si nous adoptions une distance de  $630 \text{ pc}$  pour le modèle de la Tête de Cheval, cela nous obligerait à prendre une profondeur  $l_{\text{PDR}} \sim 2.5 \times 0.08 \sim 0.2 \text{ pc}$  pour la normalisation de l'émission absolue. Cette profondeur resterait compatible avec celle utilisée par Habart et al. (2005) qui est de  $0.1 \text{ pc}$  (à un facteur 2 près). La forme du spectre émis par les PAHs et les VSGs ne dépend pas de la dilution. En revanche, les gros grains seraient plus froids et émettraient à plus grande longueur d'onde. Cette conséquence aurait des effets limités sur la forme des spectres modélisés dans la gamme de longueur d'onde d'IRS puisque, comme le montre les figures 7.8, 7.9 et 7.10, les VSGs dominent l'émission continuum pour  $\lambda \lesssim 35 \mu\text{m}$  dans la Tête de Cheval.



**FIG. 7.18 – A gauche :** Profil d'émission  $H_2$  à  $2.12\mu\text{m}$  observé (en gris) et le profil obtenu (en bleu) en intégrant le profil analytique (gaussien) plan-parallèle  $E_{H_2}(r)$  présenté sur la même figure. **A droite :** Densité moyenne de matière émettrice de  $H_2$  à  $2.12\mu\text{m}$  sur chaque ligne de visée (en bleu, annexe A.2) et profil d'émission  $H_2$  à  $2.12\mu\text{m}$  observé (en gris).

Notons enfin que d'autres facteurs peuvent expliquer l'excès d'émission par manque de dilution du rayonnement exciteur dans NGC2023. En effet, la géométrie de l'objet peut évidemment ne pas être aussi simpliste que notre modèle. Ainsi dans le cas où l'étoile se trouverait légèrement à l'extérieur de la cavité, à  $0.35$  pc en avant de L1630 (vers l'observateur), la distance étoile-“bord dense” s'en trouverait augmentée d'un facteur 1.6. Quoiqu'il en soit nous utiliserons dans la suite le profil de densité défini par la figure 7.17 et dont les paramètres sont  $r_1 = 0.1$  pc,  $r_2 = 0.45$  pc,  $r_3 = 0.6$  pc,  $n_0 = 70$   $\text{H cm}^{-3}$  et  $n_1 = 10^4$   $\text{H cm}^{-3}$ .

Nous avons vu que l'extinction dans le visible en direction de HD 37903 est de  $A_V \sim 1.4$  (Burgh et al., 2002). Le profil de densité d'avant plan que utilisé est compatible avec cette valeur puisque qu'avec une densité constante de  $70$   $\text{H cm}^{-3}$  et des dimensions de l'ordre du parsec, l'extinction associée à notre modèle en direction de HD 37903 est de  $A_V \sim 0.1$ . Dans ce cas le reste de l'extinction doit donc être causée par la poussière qui se trouve sur la ligne de visée entre l'observateur et NGC2023. Burgh et al. (2002) attribuent la majeure partie de l'extinction aux poussières associées à NGC2023. L'utilisation pour le profil d'avant-plan d'une densité  $n_0 = 200$   $\text{cm}^{-3}$  sur une profondeur de  $3$  pc (pour  $r_{\text{max}}$ ) suffirait à rendre compte des 1.4 magnitudes d'extinction en direction de HD 37903 avec notre modèle. Cette densité d'avant plan est compatible avec le profil d'émission observé. Il faudrait alors ajuster  $r_1$  en conséquence comme le montre la figure 7.16.

### Emission $H_2$ et profil de densité

Nous testons ici la cohérence entre le profil de densité utilisé pour reproduire l'émission des poussières à  $5\text{-}8.5\mu\text{m}$  et l'émission  $H_2$  à  $2.12\mu\text{m}$ , sachant que la matière émettrice

### 7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

---

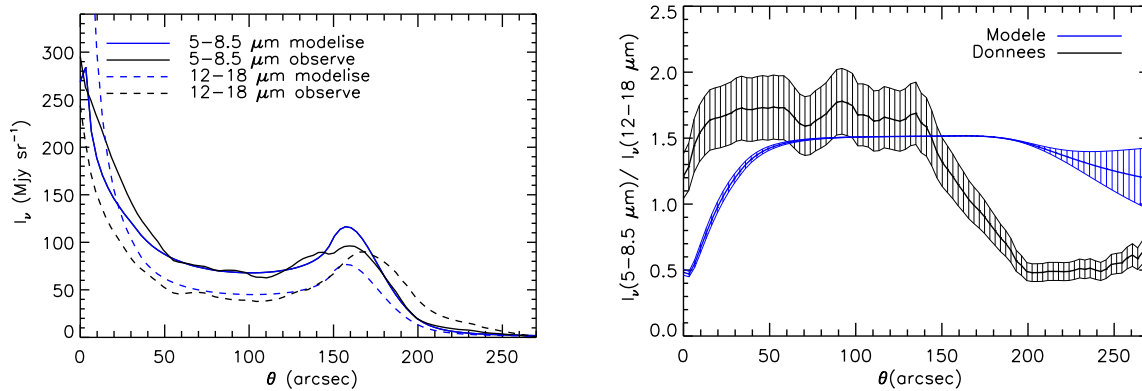
de  $\text{H}_2$  doit avoir une densité  $n_{\text{H}} \gtrsim 10^4 \text{ H cm}^{-3}$ . Pour cela nous calculons dans le cadre de notre modèle la densité moyenne de la matière émettrice de  $\text{H}_2$  à  $2.12 \mu\text{m}$  sur chaque ligne de visée pour la confronter au profil de  $\text{H}_2$  observé. Le principe du calcul de cette densité moyenne est décrit en annexe A.2 et nécessite l'utilisation d'un profil d'émission radial de  $\text{H}_2$  à  $2.12 \mu\text{m}$ . La partie gauche de la figure 7.18 montre le profil d'émission  $\text{H}_2$  observé et le profil obtenu en intégrant le profil radial analytique (gaussien)  $E_{\text{H}_2}(r)$  présenté sur la même figure. Ce profil gaussien  $E_{\text{H}_2}(r)$  permet donc de reproduire de manière satisfaisante le profil intégré en géométrie sphérique pour  $\theta > 50''$ . La croissance d'intensité des observations près de l'étoile ( $\theta < 50''$ ) n'est pas reproduite avec notre profil analytique. Cela est certainement dû à la présence de matière dense qui n'est pas prise en compte par la géométrie du modèle. Notons que le profil d'émission à  $5-8.5 \mu\text{m}$  est également sous estimé par notre modèle pour  $\theta < 50''$  (Fig. 7.17).

Nous utilisons ensuite le profil  $E_{\text{H}_2}(r)$  pour le calcul de la densité moyenne de matière émettrice de  $\text{H}_2$  sur chaque ligne de visée. Le résultat est présenté sur la partie droite de la figure 7.18 sur laquelle apparaît également le profil  $\text{H}_2$  observé. Nous voyons donc que le profil de densité qui permet de reproduire les observations à  $5-8.5 \mu\text{m}$  est  $\sim 2.5$  fois trop faible pour expliquer l'émission  $\text{H}_2$  observée qui nécessite une densité  $n_{\text{H}} \gtrsim 10^4 \text{ H cm}^{-3}$ . Cela pourrait être une première indication de la présence de variations d'abondance des PAHs (qui dominant l'émission à  $5-8.5 \mu\text{m}$ ) dans NGC2023. En effet, une diminution de l'abondance des PAHs impliquerait l'utilisation d'un profil de densité plus abrupt à l'arrivée dans le bord dense pour reproduire le profil d'émission  $5-8.5 \mu\text{m}$ . La valeur de la densité modélisée à la position où pique l'émission  $\text{H}_2$  observée serait alors plus élevée.

#### 7.3.4 Rapport d'émission $5-8.5 \mu\text{m} / 12-18 \mu\text{m}$

La figure 7.19 présente les émissions modélisées et observées à  $5-8.5 \mu\text{m}$  et  $12-18 \mu\text{m}$ . Nous avons ajusté les paramètres du profil de densité du modèle dans le but de reproduire le profil d'émission à  $5-8.5 \mu\text{m}$ . Nous voyons sur la partie de gauche de la figure 7.19 que contrairement au profil à  $5-8.5 \mu\text{m}$ , le profil à  $12-18 \mu\text{m}$  n'est pas bien reproduit par le modèle. Tout d'abord, le modèle prévoit une trop forte remontée de l'émission à  $12-18 \mu\text{m}$  aux abords de l'étoile ( $\theta \lesssim 50''$ ). Le "plateau" d'émission ( $130'' \gtrsim \theta \gtrsim 50''$ ) a une valeur satisfaisante. Le décalage entre les pics d'émission (à  $\theta \gtrsim 130''$ ) à  $5-8.5 \mu\text{m}$  et  $12-18 \mu\text{m}$  n'est pas reproduit par le modèle. Dans les observations, le pic à  $12-18 \mu\text{m}$  est décalé de  $\sim 10''$  par rapport au pic à  $5-8.5 \mu\text{m}$ , alors que les deux pics sont à la même position dans le modèle.

La figure 7.19 présente l'évolution du rapport d'émission  $5-8.5 \mu\text{m} / 12-18 \mu\text{m}$  modélisé et observé. La précision du rapport observé est de 14% (l'incertitude photométrique des données ISOCAM est de  $\sim 10\%$ ). La valeur du rapport modélisé est la moyenne des rapports avec et sans émission d'avant-plan et la précision de ce rapport dépend de la présence de

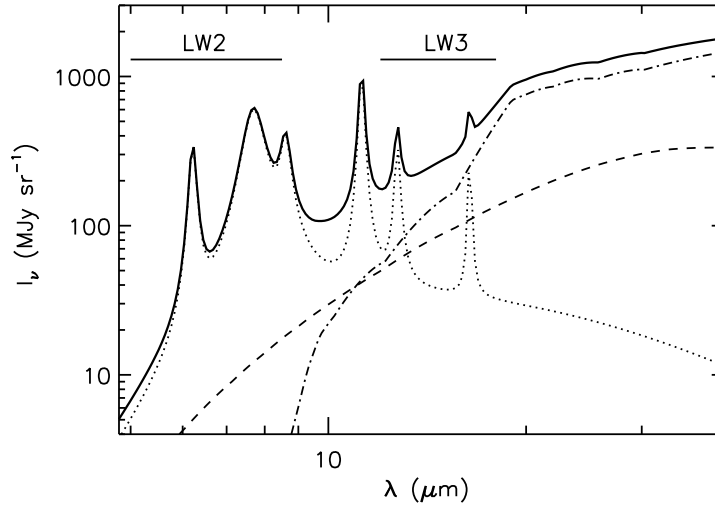


**FIG. 7.19 – A gauche :** Profils d'émission modélisés et observés à 5-8.5  $\mu\text{m}$  et 12-18  $\mu\text{m}$ . **A droite :** Rapport d'émission 5-8.5  $\mu\text{m}$ /12-18  $\mu\text{m}$  modélisé et observé. Le rapport observé est celui obtenu pour la coupe de la Fig.7.14. Ce rapport est précis à 14%. La valeur du rapport modélisé est la moyenne des rapports avec et sans émission d'avant plan et la précision de ce rapport est alors illustrée par la présence ou non de l'émission d'avant-plan.

l'émission d'avant-plan qui domine la valeur du rapport lorsque l'émission du bord dense devient faible (pour  $\theta \gtrsim 200''$ ). Or, nous ne pouvons pas définir de fond d'émission comme pour les observations car l'émission modélisée ne devient pas constante lorsque  $\theta$  devient grand.

### Croissance du rapport à $\theta \lesssim 20''$

La tendance croissante du rapport observé entre 0 et  $\sim 20''$  est reproduite par le modèle avec une trop forte amplitude. En effet, nous avons vu précédemment que l'émission à 5-8.5  $\mu\text{m}$  était bien reproduite alors que l'émission à 12-18  $\mu\text{m}$  modélisée augmente trop fortement aux abords de l'étoile par rapport aux données. Le modèle permet d'expliquer cette diminution du rapport 5-8.5  $\mu\text{m}$ /12-18  $\mu\text{m}$  aux abords de l'étoile. Celui-ci prédit que les gros grains (à l'équilibre thermique) y sont assez chauds pour émettent notablement à 12-18  $\mu\text{m}$ , comme le montre la figure 7.20. Le champ de rayonnement étant dilué à mesure que la distance à l'étoile croît, les gros grains deviennent plus froid et émettent à plus grande longueurs d'onde hors de la gamme 12-18  $\mu\text{m}$ . La surestimation de la diminution du rapport dans le modèle peut être expliquée par l'absence de gros grains très près de HD37903 comme l'avaient proposé Harvey et al. (1980). Les gros grains émettant à 12-18  $\mu\text{m}$  sur les lignes de visée proches de l'étoile seraient alors moins chauds que dans le modèle puisque situés plus loin de l'étoile.

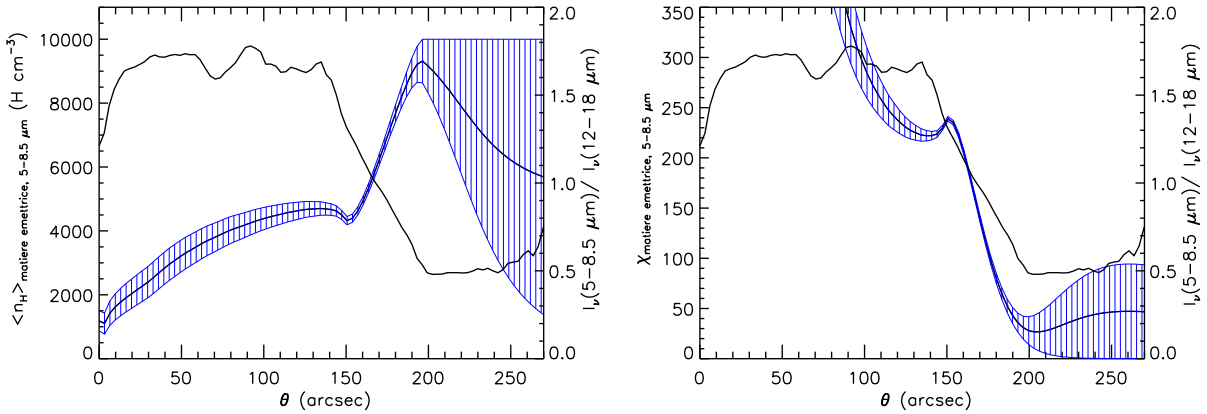


**FIG. 7.20** – Spectre modélisé à  $\theta = 10''$ . La courbe en trait plein épais représente l'émission totale du modèle. Les pointillés, tirets et tirets-pointillés représentent l'émission des PAHs, VSGs et BGs, respectivement. Les cassures du spectre des BGs sont dues à la nature silicatée de ces derniers (bandes de silicates amorphes à  $9.7$  et  $18 \mu\text{m}$ ). Les domaines spectraux des filtres LW2 et LW3 sont indiqués, mettant ainsi en évidence l'émission des grains à l'équilibre thermique dans la gamme LW3.

### Plateau et décroissance à $50'' \lesssim \theta \lesssim 200''$

La valeur du rapport  $5\text{-}8.5 \mu\text{m} / 12\text{-}18 \mu\text{m}$  pour  $50'' \lesssim \theta \lesssim 150''$  est constante et bien reproduite par le modèle. Le rapport observé décroît ensuite à  $\theta \gtrsim 140''$ . Bien qu'une décroissance du rapport modélisé intervienne à  $\theta \gtrsim 200''$ , son amplitude et sa position sont très différentes de celles observées.

La décroissance du rapport modélisé est due à des effets de transfert de rayonnement. Elle s'explique par la différence entre les sections efficaces des PAHs et des VSGs qui dominent l'émission respectivement dans les bandes  $5\text{-}8.5 \mu\text{m}$  et  $12\text{-}18 \mu\text{m}$ . En géométrie plan-parallèle, nous observons dans le modèle une décroissance de  $\sim 50\%$  du rapport  $5\text{-}8.5 \mu\text{m} / 12\text{-}18 \mu\text{m}$  entre  $A_V = 0$  et  $A_V = 5$ , ce qui n'est pas suffisant pour expliquer l'évolution du rapport observé. Le changement de rapport  $5\text{-}8.5 \mu\text{m} / 12\text{-}18 \mu\text{m}$  met donc en évidence une variation de l'abondance relative entre PAHs et VSGs. De plus, comme le montre notre modèle avec la figure 7.16, la distance de  $140''$  à laquelle commence la variation du rapport dans les données est celle pour laquelle le profil d'émission devient complètement dominé par l'émission du bord dense. En effet, au delà de  $140''$ , une variation de  $n_0$  ou de  $r_1$  n'a aucune influence sur le profil d'émission. Nous pouvons conclure qu'une diminution de l'abondance relative PAH/VSG intervient au bord dense entre  $\sim 140''$  et  $\sim 200''$ .



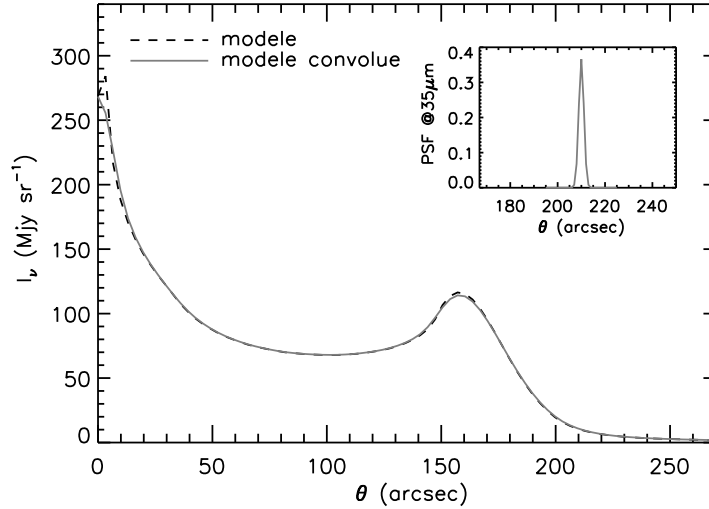
**FIG. 7.21 – A gauche :** En bleu, la densité moyenne de matière émettrice à 5-8.5  $\mu\text{m}$  du modèle (Annexe A.2). En noir : Rapport d'émission 5-8.5  $\mu\text{m}$  / 12-18  $\mu\text{m}$  observé. **A droite :** En bleu, l'intensité moyenne du champ excitateur des poussières émettrices à 5-8.5  $\mu\text{m}$  du modèle, en unité de champ de Mathis (Mathis et al., 1983) entre 6 et 13.6 eV. En noir : Rapport d'émission 5-8.5  $\mu\text{m}$  / 12-18  $\mu\text{m}$  observé.

Il est intéressant de noter que la densité ayant été ajustée pour reproduire l'émission à 5-8.5  $\mu\text{m}$ , la zone de variation d'abondance coïncide avec la croissance du profil de densité dans le modèle (entre  $\sim 150''$  et  $\sim 200''$ ) jusqu'à  $10^4 \text{ H cm}^{-3}$ . La partie de gauche de la figure 7.21, présente le rapport 5-8.5  $\mu\text{m}$  / 12-18  $\mu\text{m}$  et la densité moyenne de matière émettrice à 5-8.5  $\mu\text{m}$  sur chaque ligne de visée (Annexe A.2). L'incertitude sur cette densité est là encore calculée en tenant compte ou non de l'émission d'avant-plan. De la même manière, nous pouvons calculer l'intensité moyenne du champ excitateur des poussières émettrices dans le modèle. La partie de droite de la figure 7.21, présente cette intensité en unité de champ de Mathis (Mathis et al., 1983) entre 6 et 13.6 eV. Nous voyons que la variation d'abondance relative PAH/VSG a lieu dans la zone où la densité moyenne de la matière émettrice passe de  $\sim 4000 \text{ H cm}^{-3}$  à  $10^4 \text{ H cm}^{-3}$  et le champ de rayonnement de  $\chi \sim 250$  à  $\chi \sim 20$  dans le modèle. Cela indique que ces deux paramètres physiques jouent un rôle essentiel pour les processus responsables de ces variations d'abondance et que nous résolvons bien la zone sur laquelle la variation a lieu.

### Rapport constant à $\theta \gtrsim 200''$

Le rapport 5-8.5  $\mu\text{m}$  / 12-18  $\mu\text{m}$  redevient constant à  $\theta \gtrsim 200''$ . Les intensités observées à 5-8.5  $\mu\text{m}$  et 12-18  $\mu\text{m}$  continuent alors à décroître significativement sous l'effet de l'extinction comme le montre le modèle, indiquant que cette émission est bien relative à NGC2023. Les abondances relatives semblent donc ne plus évoluer après 200''. Deux explications sont possibles : (i) les paramètres physiques qui gouvernent l'évolution du rapport d'abondance PAH/VSG deviennent constants ou (ii) nous arrivons à saturation des variations (par exemple : les PAHs ont disparu complètement).



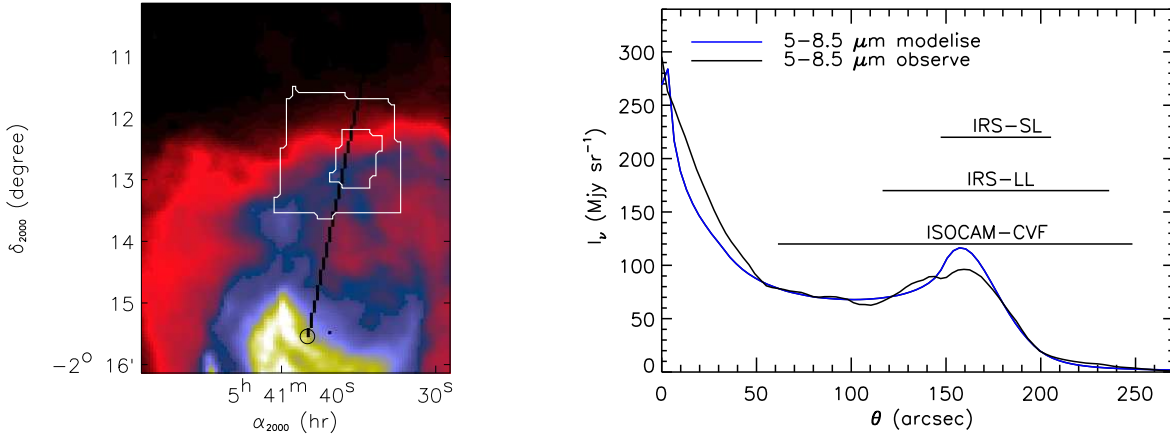


**FIG. 7.22** – Illustration de l’effet de la résolution IRS à  $35\ \mu\text{m}$  sur un profil modélisé. Nous utilisons, pour dégrader la résolution, la PSF du télescope puisque la résolution de IRS est limitée par la diffraction de ce dernier. La PSF du télescope à  $35\ \mu\text{m}$  est modélisée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de  $8.4''$  ( $0.24 \times \lambda$ , “Spitzer Observer Manual”, § 7.4).

#### 7.3.5 Evolution du spectre 5 et $35\ \mu\text{m}$

La coupe modélisée passe dans la zone du ciel pour laquelle nous avons des données spectroscopiques ISOCAM-CVF et IRS (Fig. 7.23, partie de gauche). Certains points de la coupe peuvent être associés à un spectre entre 5 et  $35\ \mu\text{m}$ , comme le montre la partie de droite de la figure 7.23. Nous pouvons donc suivre l’évolution du spectre émis par les poussières ente 5 et  $35\ \mu\text{m}$  dans la zone où a lieu le changement de rapport  $5\text{-}8.5\ \mu\text{m} / 12\text{-}18\ \mu\text{m}$ .

Nous allons comparer les données spectroscopiques observées et modélisées. La résolution spatiale des données étant différente à chaque longueur d’onde et pour les différents instruments (ISOCAM-CVF et IRS), il faut mesurer l’impact de ces différences et les corriger si nécessaire, en ramenant les données et le modèle à la résolution la moins bonne des données étudiées (i. e. la résolution d’IRS à  $35\ \mu\text{m}$ ). Pour estimer ces effets de résolution, nous utilisons la PSF du télescope de Spitzer à  $35\ \mu\text{m}$  que nous modélisons par une gaussienne de largeur à mi-hauteur de  $8.4''$  ( $0.24 \times \lambda$ , “Spitzer Observer Manual”, § 7.4). La figure 7.22 présente un profil modélisé, convolué et non convolué par cette PSF. Nous voyons que la différence entre les deux profils, et donc l’impact de la résolution d’IRS à  $35\ \mu\text{m}$ , est négligeable. Or les erreurs induites par des effets de résolution ne peuvent pas être plus grandes que dans ce cas puisque le modèle à une résolution infinie et que la PSF du télescope Spitzer à  $35\ \mu\text{m}$  représente la plus mauvaise résolution étudiée. Nous ne tiendrons donc pas compte des effets liés à la résolution spatiale limitée des données. Notons que la situation est différente du cas de la Tête de Cheval car les variations d’intensité ont



**FIG. 7.23 – A gauche :** Image ISOCAM à 5-8.5  $\mu\text{m}$ . Les contours représentent les zones pour lesquelles nous avons des données spectroscopiques. Grande zone : données ISOCAM-CVF + IRS-LL. Petite zone : données ISOCAM-CVF + IRS-LL + IRS-SL. **A droite :** Coupe à 5-8.5  $\mu\text{m}$  modélisée et observée (partie de gauche) avec les  $\theta$  pour lesquels nous avons des données spectroscopiques (ISOCAM-CVF, IRS-SL ET IRS-LL) associées.

lieu sur des échelles spatiales beaucoup plus grandes dans NGC2023.

ISOCAM-CVF a une résolution spectrale  $\lambda/\Delta\lambda \sim 40$  et IRS (SL et LL)  $\lambda/\Delta\lambda \sim 64-128$ . Nous modifions les résolutions spectrales des données IRS et du modèle pour les amener à celles des données ISOCAM-CVF, dans la gamme de longueurs d'onde 5-17  $\mu\text{m}$ , pour laquelle nous avons des données ISOCAM-CVF. Au delà ( $\lambda > 17 \mu\text{m}$ ), nous laissons inchangée la résolution d'IRS et ne dégradons pas la résolution du modèle qui ne contient alors qu'un continuum d'émission.

La figure 7.24 présente les spectres modélisés et observés pour différentes valeurs de  $\theta$  :

- $\theta = 120''$  correspond à la position la plus proche de l'étoile pour laquelle nous avons un spectre complet. Le spectre observé est alors un spectre ISOCAM-CVF+IRS-LL. Cette position se situe dans le "plateau" d'émission et correspond à une zone pour laquelle le rapport 5-8.5  $\mu\text{m}$  / 12-18  $\mu\text{m}$  modélisé est proche de celui observé.
- $\theta = 160''$  correspond au spectre au pic d'émission à 5-8.5  $\mu\text{m}$  dans les données et le modèle. Le spectre observé est un spectre ISOCAM-CVF,IRS-SL+IRS-LL. Comme nous le voyons sur la figure 7.23, pour cette valeur de  $\theta$ , le modèle surestime la valeur de l'intensité à 5-8.5  $\mu\text{m}$ . Nous avons donc, pour faciliter la comparaison des spectres, multiplié par 0.8 la valeur du spectre modélisé pour ajuster l'émission des PAHs.
- $\theta = 180''$  correspond au spectre au pic d'émission à 24  $\mu\text{m}$  dans les données. Le spectre observé est un spectre ISOCAM-CVF,IRS-SL+IRS-LL.

### 7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

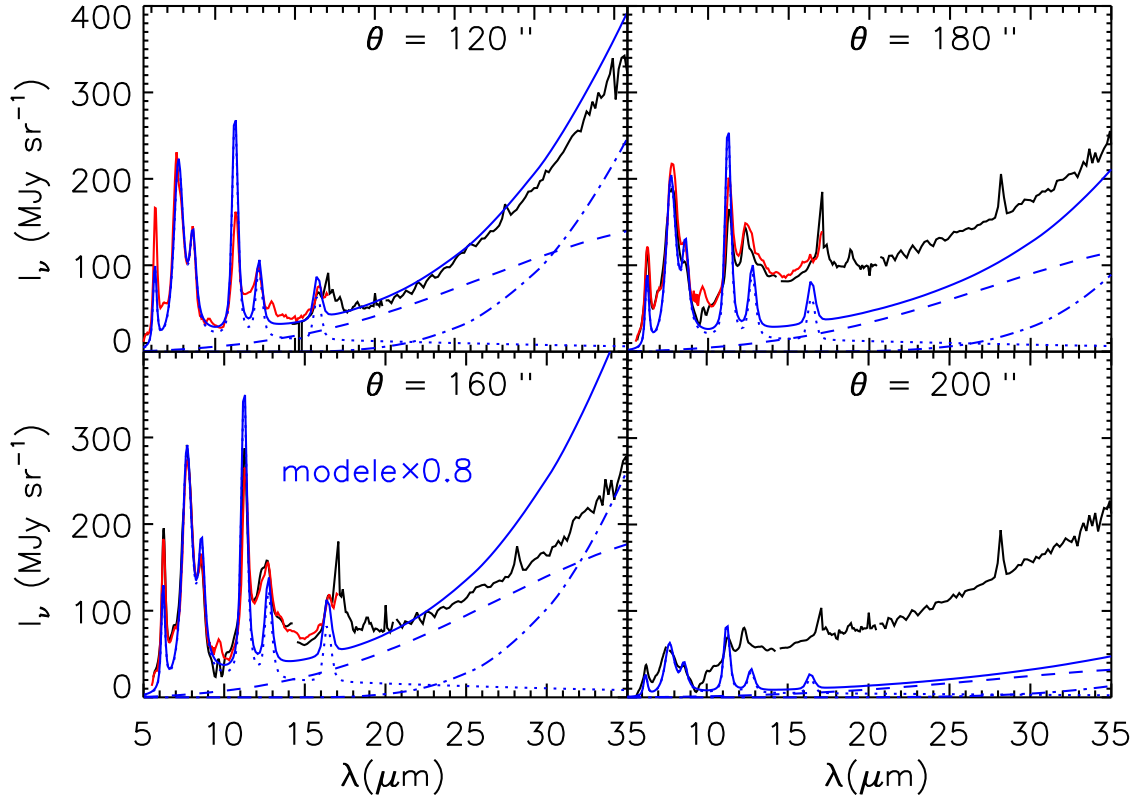
$\theta$	120''	160''	180''	200''
$\frac{(5-8.5 \mu\text{m})_{\text{fond}}}{(5-8.5 \mu\text{m})}$	9%	7%	10%	26%
$\frac{(12-18 \mu\text{m})_{\text{fond}}}{(12-18 \mu\text{m})}$	9%	7%	5%	10%

**TAB. 7.1** – Proportion du fond d'émission diffuse pour les positions des spectres présentés sur la figure 7.24. Les valeurs  $X_{\text{fond}}$  sont les valeurs du fond et les valeurs  $X$  sont les valeurs de l'intensité (fond compris) à l'emplacement du spectre.

- $\theta = 200''$  correspond à la position la plus éloignée de l'étoile pour laquelle nous avons un spectre complet IRS-SL+IRS-LL. Nous n'utilisons pas les données ISOCAM-CVF pour cette position car la lumière parasite (Boulanger et al., 2005) est très importante dans les données ISOCAM-CVF pour cette zone. La valeur du spectre ISOCAM-CVF est en effet jusqu'à 50% plus élevée que celle du spectre IRS pour cette position.

Nous ne soustrayons pas de fond d'émission aux données spectroscopiques comme nous l'avons fait pour les données d'imagerie en bandes larges (ISOCAM-LW2 et ISOCAM-LW3). En effet, nous n'avons pas d'observation assez éloignée de NGC2023 pour définir un tel fond. Il peut donc y avoir une composante due à l'émission diffuse d'avant ou d'arrière plan dans les spectres que nous présentons. A titre indicatif, nous donnons pour chaque spectre, les rapports  $(5-8.5 \mu\text{m})_{\text{fond}}/(5-8.5 \mu\text{m})$  et  $(12-18 \mu\text{m})_{\text{fond}}/(12-18 \mu\text{m})$  dans le tableau 7.1, avec  $X_{\text{fond}}$  les valeurs du fond (§ 7.3.2 et Fig. 7.13) et  $X$  les valeurs de l'intensité observée à l'emplacement du spectre (fond compris). Le fond dans la bande  $5-8.5 \mu\text{m}$  vaut au maximum 26% de l'intensité observée à  $\theta = 200''$ , alors qu'il ne dépasse pas 10% dans la bande  $12-18 \mu\text{m}$ . De plus, la proportion du fond est la même dans les deux bandes  $5-8.5 \mu\text{m}$  et  $12-18 \mu\text{m}$  pour  $\theta = 120''$  et  $\theta = 160''$ . Le fond a donc probablement les mêmes propriétés spectrales que les spectres observés à ces positions. Les proportions du fond dans chaque bande deviennent ensuite différentes en raison des variations spectrales de l'émission de NGC2023 nord.

Le modèle prédit une importante contribution des gros grains à l'émission continuum dans la gamme spectrale que nous étudions. A  $\theta = 120''$ , ceux-ci dominent le continuum dans le spectre modélisé au-delà de  $30 \mu\text{m}$  (Fig. 7.24). La forme du continuum modélisé pour les VSGs et les BGs est différente. Ainsi, le continuum des BGs présente une montée non-linéaire alors que le continuum des VSGs est pratiquement linéaire. Cette séparation du continuum en deux composantes est confirmée par les spectres observés. En effet, le spectre à  $\theta = 120''$  est dominé par un continuum non-linéaire qui peut être attribué à des gros grains chauds à l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement. Puis, à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile, la dilution et l'extinction du champ excitateur rendent les BGs plus froids. Ils émettent alors à plus grande longueur d'onde, laissant place à un continuum linéaire dominé par les VSGs.



**FIG. 7.24** – Evolution du spectre des poussières en fonction de  $\theta$ . Ces spectres sont associés à des points situés sur la coupe définie précédemment (Fig. 7.23). En rouge : spectre ISOCAM-CVF. En noir : spectres IRS (SL et LL). Des raies d'émission de  $H_2$  sont présentes dans les spectres observés à 6.9, 9.7, 12.3, 17 et 28.5  $\mu\text{m}$ . En bleu : les traits pleins sont les spectres modélisés et les pointillés, tirets et tirets-pointillés représentent les émissions respectives des PAHs, VSGs et BGs, respectivement. Notons que l'intensité du spectre modélisé pour  $\theta = 160''$  est multiplié 0.8 pour ajuster l'émission des PAHs par rapport aux données et ainsi faciliter la comparaison de la forme des spectres modélisé et observé.

Les formes du continuum émis par les BGs et les VSGs dans cette gamme de longueur d'onde sont différentes car les mécanismes de chauffage et les abondances sont différentes. Les VSGs qui sont chauffées stochastiquement ont une distribution de température très large qui a pour effet d'élargir la forme de leur continuum d'émission. Il est alors possible d'avoir une forme quasi-linéaire de ce continuum sur une gamme restreinte de longueur d'onde. Les BGs ont une distribution de température qui est beaucoup plus étroite puisqu'ils sont à l'équilibre thermique avec le rayonnement. De plus, leur spectre piquet à  $\sim 85 \mu\text{m}$  avec une valeur de l'intensité au pic qui vaut  $\sim 10$  fois celle des VSGs en raison de leur abondance plus élevée. Ainsi, dans la gamme de longueurs d'onde étudiée et pour les

### 7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023

---

champs de rayonnements considérés ( $\chi \lesssim 1000$ ), la forme du continuum des BGs apparaît comme une remontée non-linéaire qui correspond à la partie Wien de la loi de Planck.

L'accord satisfaisant entre les rapports  $5\text{-}8.5\ \mu\text{m}/12\text{-}18\ \mu\text{m}$  modélisé et observé à  $\theta = 120''$  se retrouve sur l'ensemble du spectre entre  $5$  et  $35\ \mu\text{m}$  à cette position. Les propriétés des poussières des "Cirrus" permettent donc de reproduire le spectre sur cette ligne de visée dont l'émission provient à la fois du milieu diffus (cavité+avant plan) et de la partie externe du bord dense. Comme nous le voyons sur la figure 7.24, cela n'est pas le cas pour les spectres aux  $\theta$  plus élevés, dont l'émission provient du bord dense.

Sans discuter du rapport bandes/continuum, nous pouvons constater que le continuum se "linéarise" plus vite dans les observations que dans le modèle. En d'autres termes, les BGs émettent trop dans le modèle, par rapport aux VSGs, pour les spectres dominés par l'émission du bord dense.

Comme cela avait été observé avec les spectres ISOCAM-CVF (Abergel et al., 2002) entre  $5$  et  $16\ \mu\text{m}$ , nous voyons dans les spectres IRS que la partie linéaire du continuum attribuée aux VSGs (pour  $\lambda \lesssim 25\ \mu\text{m}$ ) croît entre  $\theta = 160''$  et  $\theta = 180''$ , alors que l'intensité des bandes décroît dès  $\theta = 160''$ . D'autre part, ayant ajusté le modèle pour reproduire l'émission des PAHs entre  $5$  et  $8.5\ \mu\text{m}$ , la composante linéaire du continuum est largement sous estimée, et ce, de manière croissante lorsque  $\theta$  augmente. La conclusion d'une diminution de l'abondance relative PAH/VSG pour expliquer la sous-estimation du rapport  $5\text{-}8.5\ \mu\text{m}/12\text{-}18\ \mu\text{m}$  par le modèle dans le bord dense est donc confirmée. Nous pouvons conclure que l'abondance relative des VSGs par rapport au PAHs augmente dès l'arrivée dans le bord dense. La comparaison des spectres modélisé et observé à  $\theta = 200''$  montre que pour cette position  $(\text{PAH}/\text{VSG})_{\text{mod}} \sim 5 (\text{PAH}/\text{VSG})_{\text{obs}}$ . Or, l'évolution du rapport  $5\text{-}8.5\ \mu\text{m}/12\text{-}18\ \mu\text{m}$  nous apprend que le rapport d'abondance PAH/VSG n'évolue plus au-delà de  $\theta = 200''$  (§ 7.3.4). Ainsi, nous pouvons conclure que l'abondance relative PAH/VSG est jusqu'à 5 fois moins élevée dans les couches profondes de la PDR NGC2023 nord que dans les "Cirrus".

#### 7.3.6 Interprétation des variations d'abondance relative

Contrairement au cas de la Tête de Cheval, nous résolvons cette fois la zone sur laquelle la variation d'abondance relative a lieu. Nous avons alors une indication sur les conditions physiques dans lesquelles elle se produit. Là encore, plusieurs processus peuvent expliquer ces variations (§ 2.4.4) :

### **Evolution de la matière carbonée**

La photodissociation des PAHs par le rayonnement dans les couches externes de la PDR ne permet pas ici d'expliquer les variations d'abondance relative observées. En effet, les PAHs ont une abondance relative plus élevée dans la cavité diffuse, près de l'étoile où le rayonnement est plus dur et intense, que dans le bord dense où le rayonnement est éteint.

En revanche, le scénario de synthèse d'agglomérats de PAHs (e. g. Rapacioli et al., 2005, 2006) dans les nuages denses est plausible. Il prédit une abondance élevée de PAHs dans le milieu diffus (cavité+avant plan) par rapport aux VSGs en raison de la faible densité et de la photo-fragmentation des agglomérats. A l'inverse, dans le bord dense, les agglomérats de PAHs sont protégés du champ de rayonnement incident. Nous avons vu dans la section 7.3.4 que l'abondance relative PAH/VSG n'évolue plus après  $\theta = 200''$ . Dans le cadre de ce scénario, cela pourrait alors tracer la disparition des PAHs "free-flying". Le spectre observé à  $\theta = 200''$  serait donc le spectre des agglomérats de PAHs. De plus, ce spectre est très semblable au spectre isolé par Rapacioli et al. (2005) et attribué à ces agglomérats, ainsi qu'au spectre observé dans Ced201 par Cesarsky et al. (2000) et attribué au mêmes porteurs.

Le scénario d'évolution a-C :H  $\rightarrow$  PAH (§ 2.4.3) des couches profondes de la PDR vers les couches externes de la PDR sous l'effet du champ de rayonnement pourrait être en lien avec l'évolution du rapport bandes/continuum (PAH/VSG du point de vue du modèle). En effet, la formation progressive de PAHs "free-flying" vers les couches externes de la PDRs expliquerait l'augmentation de l'intensité des bandes aromatiques par rapport au continuum des VSGs. De plus, les a-C :H qui devraient être plus gros que les PAHs "free-flying" pourraient participer à l'émission du continuum.

### **Détachement de la surface des gros grains**

Comme pour la Tête de Cheval, les PAHs et les VSGs initialement coagulés sur les gros grains dans les nuages denses pourraient se détacher à différentes profondeurs de la PDR créant ainsi des variations d'abondance relative. Ce scénario pourrait aussi expliquer la surestimation de l'émission des gros grains dans notre modèle au-delà de  $\theta = 120''$ . En effet, la coagulation de très petites particules à la surface des gros grains a pour effet de former des agrégats dont l'émissivité submillimétrique est supérieure à celle des gros grains. Stepnik et al. (2003) ont mis en évidence une augmentation de l'émissivité d'un facteur  $\sim 3$  à des profondeurs de  $A_V \gtrsim 2$ , dans le cas d'un nuage dense éclairé par le champ de rayonnement interstellaire moyen (Mathis et al., 1983). Ceux-ci sont alors plus froids et émettent à plus grande longueur d'onde. Ainsi, la surestimation du modèle pourrait s'expliquer par des émetteurs plus froids dans le bord dense en raison de la coagulation. De plus, l'évolution du rapport d'abondance PAH/VSG indique que dans ce cas, les VSGs seraient relâchés plus facilement que les PAHs qui resteraient coagulés sur les BGs jusque

### ***7.3. Modélisation de l'émission des poussières dans NGC2023***

---

dans les couches externes de la PDRs.

#### **Ségrégation en taille par le champ de rayonnement anisotrope**

La ségrégation en taille due au champ de rayonnement anisotrope pourrait jouer un rôle important dans les variations d'abondances observées dans NGC2023 nord. En effet, comme nous l'avons déjà vu précédemment les vitesses communiquées aux grains sont d'autant plus grandes que ceux-ci sont gros (e. g. Weingartner & Draine, 2001b). Ainsi les espèces qui émettent le continuum IR moyen (les VSGs) et qui sont plus grosses que les espèces qui émettent les bandes (les PAHs) sont chassées plus facilement de la cavité autour de l'étoile et sont alors accumulées sur le bord dense, expliquant ainsi l'évolution du rapport  $5-8.5 \mu\text{m} / 12-18 \mu\text{m}$  observé. Cependant nous avons montré que l'abondance relative des gros grains n'est pas augmentée au bord dense par rapport à la cavité comme elle devrait l'être dans ce scénario. A l'inverse, nous surestimons l'émission de ces derniers au bord dense alors que nous la reproduisons bien dans les zones plus proches de l'étoile. Le scénario de ségrégation par le champ de rayonnement anisotrope semble donc en désaccord avec les observations.

La modélisation des variations d'abondances dans cette PDR est en cours et n'est pas présentée ici. Cette modélisation demande de travailler de manière itérative : chaque fois que les abondances relatives sont changées, le profil de densité doit l'être aussi pour reproduire l'émission. Il s'agit alors de trouver les abondances relatives et le profil de densité qui permettent de reproduire l'émission des poussières à toutes les longueurs d'onde. Les contraintes sur le profil de densité déduites des données H<sub>2</sub> (Habart et al., 2007) permettront de simplifier ce travail. Cependant, là encore, la modélisation du gaz dans la PDR dépend beaucoup des propriétés des poussières et en particulier de celles des très petites particules. Les variations des propriétés des poussières doivent donc être prises en compte dans la modélisation de l'émission du gaz dans la PDR.

## 7.4 Conclusion

La modélisation de l'émission des poussières dans les PDRs de la Tête de Cheval et de NGC2023 nord a permis de mettre en évidence des variations significatives des propriétés des poussières dans ces objets. En effet, les effets de transfert de rayonnement et de projection ne permettent pas de rendre compte des variations observées du rapport d'émission bandes/continuum. Nous avons interprété ces variations en terme de variations d'abondance relative PAH/VSG. D'autres processus liés à la distribution de taille ou à la nature des poussières pourraient expliquer ces variations. Cependant, l'interprétation en terme de variations d'abondances relatives permet d'appréhender les processus qui sont à l'origine des variations tout en limitant l'espace des paramètres. D'autres études réalisées sur d'autres objets et avec d'autres méthodes ont déjà mis en évidence des variations des propriétés des poussières qui ont été interprétées en terme de variations d'abondances relatives des différentes populations de poussières (e. g. Boulanger et al., 1990; Bernard et al., 1992; Miville-Deschênes et al., 2002).

### 7.4.1 La Tête de Cheval

Le rapport d'abondance PAH/VSG est environ 2 fois moins élevée autour du pic d'émission de la Tête de Cheval que dans les "Cirrus". Le filament d'émission IR de la Tête de Cheval est très étroit car le bord dense illuminé est vu de côté ("edge-on") et que la densité croît rapidement jusqu'à une valeur élevée. La Tête de Cheval apparaît comme un "mur" de densité à l'interface avec la région HII de sorte que les conditions physiques varient sur une faible distance angulaire. Pour l'instant, nous n'avons pas cherché à isoler l'émission provenant des différentes profondeurs de la PDR pour observer des variations de la forme du spectre au travers du filament. Les propriétés des poussières observées sont donc des propriétés "moyennes" sur différentes profondeurs de la PDR.

### 7.4.2 NGC2023 nord

Dans NGC2023 nord, les variations d'abondance se font sur une échelle spatiale qui permet de les résoudre et d'isoler les conditions physiques dans lesquelles elles ont lieu. Près de l'étoile et jusqu'à  $\sim 160''$  de celle-ci, les gros grains contribuent significativement à l'émission continuum aux longueurs d'onde  $\lesssim 35 \mu\text{m}$ . Nous avons séparé le continuum à  $\lambda \lesssim 35 \mu\text{m}$  en deux composantes : (i) une composante plutôt linéaire qui est attribuée aux VSGs (i. e. aux grains chauffés stochastiquement) et (ii) une composante non linéaire attribuée aux BGs (i. e. aux grains à l'équilibre thermique). Nous avons constaté que les propriétés des poussières (PAH, VSG et BG) des "Cirrus" permettent de reproduire le spectre d'émission à  $5\text{-}35 \mu\text{m}$  pour les lignes de visées contenant de l'émission la matière diffuse (cavité+avant plan) et de la partie externe du bord dense. L'abondance relative PAH/VSG décroît ensuite dans le bord dense jusqu'à atteindre une valeur  $\sim 5$  fois moins élevée que



## 7.4. Conclusion

---

dans les “Cirrus”.

Le profil de densité radial utilisé qui permet de reproduire le profil d’émission observé à 5-8.5  $\mu\text{m}$ , présente un léger désaccord avec l’émission de  $\text{H}_2 \nu = 1 - 0 \text{ S}(1)$  observée. La densité au pic d’émission de  $\text{H}_2$  dans notre modèle n’est que de  $\sim 4000 \text{ H cm}^{-3}$  alors qu’elle devrait être  $\gtrsim 10^4 \text{ H cm}^{-3}$ . Ce désaccord n’est pas surprenant. En effet, le profil de densité utilisé est ajusté pour reproduire l’émission des PAHs à 5-8.5  $\mu\text{m}$ . Or, nous avons mis en évidence une diminution de l’abondance relative PAH/VSG dans le bord dense. Une diminution de l’abondance des PAHs nécessiterait une plus grande densité pour reproduire l’émission à 5-8.5  $\mu\text{m}$  observée au bord dense, réconciliant ainsi ce dernier avec les observations de  $\text{H}_2$  à 2.12  $\mu\text{m}$ .

Il est très intéressant de remarquer que la forme du spectre IR moyen du milieu diffus est la même pour le milieu diffus de haute latitude galactique “Cirrus”, pour le milieu diffus près de l’étoile (dans NGC2023, dans la cavité) ou encore pour le milieu diffus située sur la ligne de visée de NGC2023 (couleur 5-8.5 $\mu\text{m}$ /12-18 $\mu\text{m}$  du fond d’émission de NGC2023). Il semble donc exister un spectre “universel” des très petites particules dans le milieu diffus. Cela indique que les très petites particules pourraient ne plus, ou peu changer après avoir évoluées rapidement entre le milieu dense et le milieu diffus, sur la zone spatialement restreinte que constituent les PDRs denses. Notons que cette évolution pourrait également avoir lieu à l’interface entre un nuage dense et le milieu diffus en l’absence d’étoile à proximité, avec un temps plus long si les processus qui en sont la cause font intervenir le rayonnement.

### 7.4.3 Les processus responsables des variations

Nous avons évoqué plusieurs scénarios pour interpréter les variations d’abondances observées. Parmi les processus évoqués dans chacun des objets :

- Le processus de photoévaporation d’agglomérats de PAHs donne une explication cohérente pour les deux PDRs. Celui-ci prédit une diminution de l’abondance des porteurs du continuum (VSG du point de vue du modèle) en même temps qu’une augmentation de celle des porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle) vers les couches extérieur de la PDR.
- Les processus liés au détachement des très petites particules coagulées sur les gros grains à des profondeurs différentes de la PDR en fonction de leurs tailles et/ou de leur nature pourraient également expliquer les variations d’abondance dans les deux PDRs. Dans ce scénario, les porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle) sont relâchés dans des couches plus externes de la PDRs que les porteurs du continuum (VSG du point de vue du modèle).
- Le processus d’évolution a-C :H  $\rightarrow$  PAH des couches profondes vers les couches ex-

ternes de la PDR semble cohérent avec les variations observées. Dans ce scénario, les porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle) deviennent plus abondants dans les couches externes de la PDR au détriment des a-C :H qui sont la forme dominante d'hydrocarbure dans le nuage dense, et qui pourraient émettre du continuum s'ils sont assez gros (contribution à l'abondance des VSGs du point de vue du modèle).

- Le processus de photodissociation des PAHs, que nous n'avons retenu que pour la Tête de Cheval, devrait pourtant être plus important dans NGC2023 où le champ de rayonnement est  $\sim 10$  fois plus intense pour les photons de  $h\nu < 13.6$  eV (les seuls qui pénètrent dans la PDR). Ce processus ne semble donc pas pouvoir expliquer la variation PAH/VSG observée. Dans ce scénario, seule l'abondance des porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle) diminue vers les couches externes de la PDR.
- Le processus de ségrégation en taille par le champ de rayonnement anisotrope ne permet pas de rendre compte des variations spectrales observées dans NGC2023. Pour la Tête de Cheval, un travail de modélisation est nécessaire pour quantifier ces effets. Dans ce scénario, les grains s'accumulent au bord dense sous l'effet du champ de rayonnement qui les chasse de la partie diffuse dans laquelle se trouve l'étoile. La dépendance en taille de la vitesse de dérive entraîne une plus grande augmentation de l'abondance des porteurs du continuum (VSG du point de vue du modèle) que de celle des porteurs de bandes (PAH du point de vue du modèle)

En conclusion, les processus liés à l'évolution a-C :H $\rightarrow$ PAHs, à l'évolution agglomérats de PAHs $\rightarrow$ PAHs et au détachement des très petites particules de la surface des gros grains paraissent les plus vraisemblables dans les deux PDRs. Les effets liés au champ de rayonnement anisotrope pourraient également jouer un rôle dans la Tête de Cheval. Ces processus pourraient être tous actifs avec des efficacités dépendantes de la taille et de la nature des émetteurs et aussi de la profondeur dans la PDR.