

Le milieu interstellaire

Sommaire

1.1 Les différentes phases du milieu interstellaire	5
1.2 Les régions dominées par le rayonnement	8
1.2.1 Les régions HII	9
1.2.2 Les régions de photodissociation	9
1.3 Abondance et déplétion des éléments	12

Le milieu interstellaire (MIS) est structuré sur une très large gamme d'échelles spatiales qui va de quelques unités astronomiques ($\sim 10^{13}$ cm) au millier de parsecs ($\sim 10^{21}$ cm, bras spiraux de la Galaxie). Constitué de gaz et de poussière presque toujours intimement mêlés, le MIS présente une large gamme de conditions physiques. Les propriétés du MIS sont gouvernées par l'interaction avec le rayonnement stellaire, les rayons cosmiques, les chocs, les champs magnétique et gravitationnel et la turbulence. Sa structuration est indissociable de l'évolution stellaire. Ainsi les structures les plus denses et froides qui s'effondrent gravitationnellement donnent naissance à de nouvelles étoiles et les structures les plus ténues et chaudes sont le résultat de l'explosion de supernovae. Cette introduction au milieu interstellaire est très inspirée des ouvrages de Dopita & Sutherland (2003) et Lequeux (2005b).

1.1 Les différentes phases du milieu interstellaire

Suivant le travail de McKee & Ostriker (1977) (pour une revue, on pourra se reporter à Cox, 2005), on considère de façon très schématique que le milieu interstellaire est séparé en différentes composantes caractérisées par leur température et densité ainsi que par l'état dans lequel se trouve l'hydrogène : ionisé, atomique ou moléculaire. L'hydrogène constitue en effet 70% de la masse du MIS. Ces composantes, aussi appelées "phases", et leurs pro-

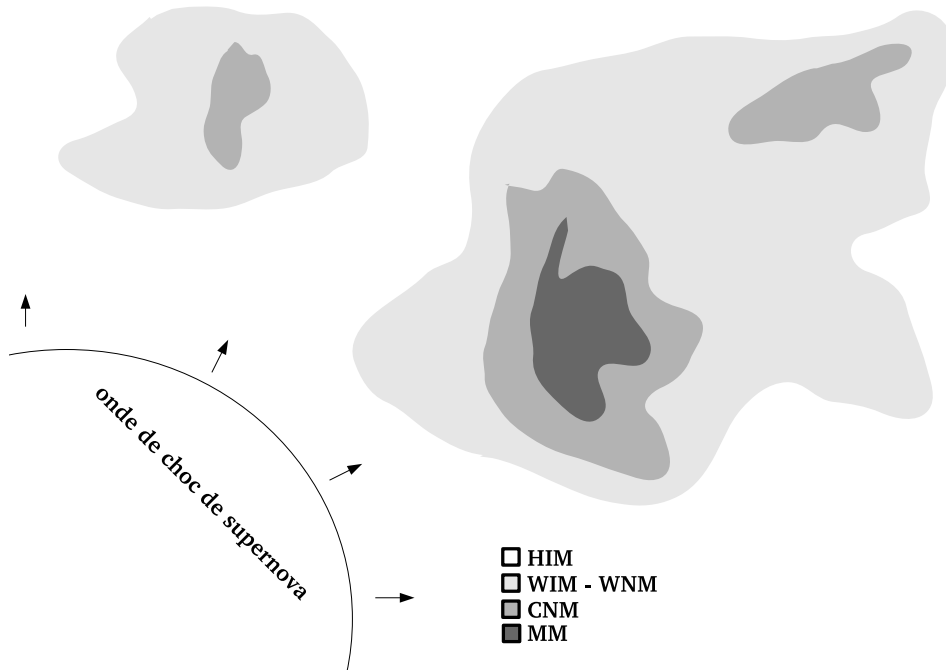


FIG. 1.1 – Représentation idéalisée de la structure des milieux diffus et denses du milieu interstellaire. Ce schéma est plutôt représentatif du MIS proche du plan galactique car le MIS de haute latitude galactique est dominé en volume par le HIM.

Phase	T(K)	n_H (cm^{-3})	Volume %	principaux traceurs
Milieu moléculaire (MM)	5 - 30	$> 10^3$	~ 1	CO
Milieu neutre froid (CNM)	10 - 100	$10 - 10^3$	1 - 4	HI absorption
Milieu neutre tiède (WNM)	~ 6000	~ 0.3	30 - 60	HI émission
Milieu ionisé tiède (WIM)	$\sim 10^4$	~ 0.3	~ 20	$H\alpha$
Milieu ionisé chaud (HIM)	$\sim 10^6$	$< 10^{-2}$	20 - 50	rayons X, UV

TAB. 1.1 – Cinq phases du MIS avec leurs propriétés et leurs principaux traceurs.

propriétés physiques sont résumées dans le tableau 1.1 et schématisées sur la figure 1.1. Nous pouvons distinguer :

- Le milieu moléculaire (MM). Bien que n'occupant qu'une faible fraction du volume du MIS, cette phase en constitue une fraction importante de la masse ($\sim 30\%$) en raison de sa densité élevée. Elle est froide et on la trouve sous la forme de nuages qui peuvent avoir une taille de plusieurs dizaines de parsecs au maximum. Ces nuages sont souvent liés gravitationnellement et peuvent s'effondrer sur eux-mêmes pour former de nouvelles étoiles lorsque leur masse dépasse une masse critique (masse de Jeans). Les profondeurs de ces nuages sont écrantées du rayonnement stellaire et le

1.1. Les différentes phases du milieu interstellaire

chauffage est alors principalement dû aux rayons cosmiques et aux collisions grains-gaz. Notons que le MM a généralement une pression plus élevée que celle des autres phases. Notons enfin que dans les parties les plus denses, des manteaux de glace se forment à la surface des poussières faisant ainsi diminuer l'abondance des molécules impliquées dans la phase gazeuse (§ 2.1.3).

- Le milieu neutre froid (CNM). Cette phase est distribuée en nuages et filaments assez denses et froids qui occupent quelques pourcents du volume du MIS. On la trouve également autour des nuages moléculaires. Elle n'est pas gravitationnellement liée et est approximativement à l'équilibre de pression avec les autres phases. Cette phase comme la phase WNM est chauffée principalement par l'effet photoélectrique sur les grains.
- Le milieu neutre tiède (WNM). Cette phase occupe une partie importante du volume. La séparation entre celle-ci et la phase WIM est plutôt floue et ne tient qu'à la fraction d'ionisation de l'hydrogène. Notons que si la densité de cette phase est généralement de $\sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$, elle peut être plus élevée dans un volume restreint autour des régions HII qui entourent les étoiles jeunes (régions de photodissociation).
- Le milieu ionisé tiède (WIM). Cette phase occupe également un volume assez important ($\sim 15\%$) quand elle est détectée loin des régions de formation d'étoiles. Elle peut être plus particulièrement associée aux régions HII (2-4% du volume) qui sont photo-ionisées par le rayonnement d'étoiles jeunes proches et qui peuvent être assez denses.
- Le milieu ionisé chaud (HIM). Cette phase très peu dense qui occupe une fraction importante du volume est chauffée par les ondes de chocs de supernova à des températures supérieures au million de degrés. Les chocs se propagent en effet plus facilement dans un milieu peu dense et peuvent alors chauffer un volume considérable du MIS. Le temps de refroidissement de cette phase est très long en raison de sa faible densité. Cette phase occupe une fraction relativement restreinte du volume près du plan de la galaxie. Hors du plan, elle occupe la majeure partie du volume.

Il ne faut pas perdre de vue que dans la réalité, la séparation entre ces composantes n'est pas claire, en particulier comme nous l'avons déjà mentionné, pour les phases WNM et WIM. Le MIS est en effet agité par des vents stellaires ou autres supernovae, ce qui provoque un certain mélange de ces phases.

Pour un gaz parfait, nous avons $P/k = nT$ où P est la pression, n est la densité, k est la constante de Boltzmann et T est la température. Ainsi à l'équilibre de pression entre les différentes phases nous devrions trouver une valeur constante de nT . On observe en

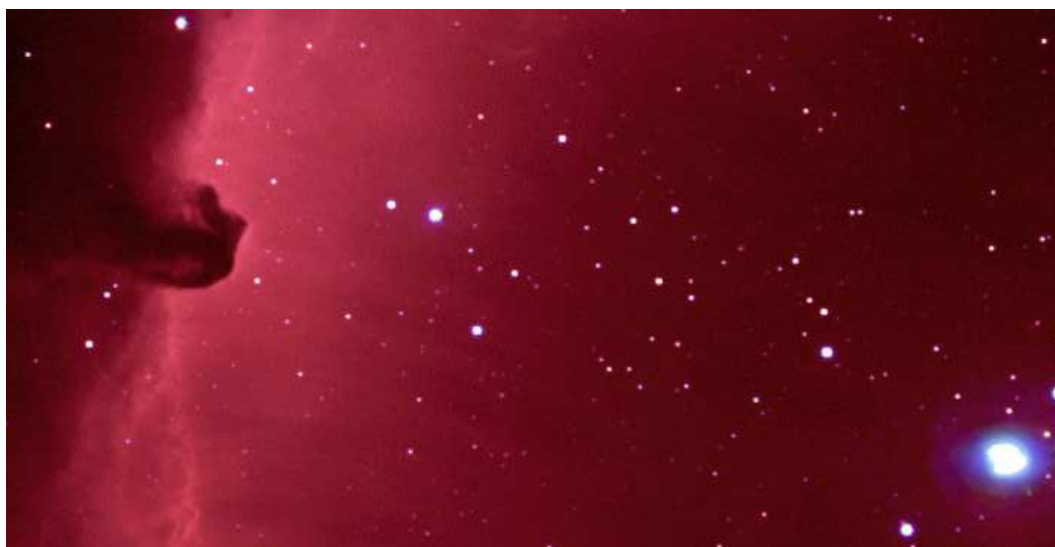


FIG. 1.2 – La Tête de Cheval et le système binaire σ Orionis (en bas à droite sur la photo) en visible. Le gaz situé entre le nuage dense et l'étoile se trouve sous forme ionisé. L'émission rouge est l'émission $H\alpha$ (transition α de la série de Balmer, 6563 Å) qui trace la recombinaison électronique de l'hydrogène. Le nuage moléculaire L1630 dont la Tête de Cheval fait partie se trouve à gauche. Il apparaît sombre en raison de l'extinction du rayonnement par les poussières.

moyenne dans le MIS une valeur de $\sim 2000 - 6000 \text{ K cm}^{-3}$. Cependant, l'équilibre de pression n'est généralement pas établi. De plus, la pression magnétique peut être du même ordre de grandeur que la pression thermique. Notons que si les nuages de la phase MM peuvent être liés gravitationnellement, les nuages des phases CNM, WNM et WIM sont maintenus par la pression (magnétique, thermique, turbulente) du milieu qui les entoure.

1.2 Les régions dominées par le rayonnement

Dans cette thèse, nous nous intéresserons particulièrement à l'évolution des poussières dans les régions dominées par le rayonnement que sont les régions de photodissociation et les régions HII. L'appellation de région de photodissociation (PDR pour Photodissociation Region)² désigne de manière générale toutes les régions neutres du MIS où les processus chimiques et physiques sont gouvernés par les photons d'énergie $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$. Là encore, nous entendons par région neutre, les régions pour lesquelles l'hydrogène n'est pas ionisé. La désignation PDR englobe donc une grande partie du gaz atomique et moléculaire. Pour une revue sur les PDRs, on pourra se reporter à Hollenbach & Tielens (1997, 1999). Nous nous intéresserons en particulier aux PDRs denses et régions HII associées qui apparaissent lorsque'un nuage moléculaire est éclairé par une (ou plusieurs) étoile(s) jeune(s). La figure 1.2 donne une illustration de ce type de région.

²Notons que l'acronyme PDR est parfois utilisé pour *PhotoDominated Region*, ce qui n'est pas le cas ici.

1.2. Les régions dominées par le rayonnement

1.2.1 Les régions HII

Une région HII est le résultat de la présence d'une (ou plusieurs) étoile(s) chaude(s) (étoiles O et B) qui émet(tent) un flux important de photons d'énergie $h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$ capables d'ioniser l'hydrogène. Comme nous l'avons déjà mentionné, ce type de région est associée à la phase WIM. Les régions HII ont généralement une pression supérieure à celle des phases voisines et sont donc en expansion. Le volume de gaz qu'une étoile peut maintenir ionisé est limité par le taux de recombinaison qui à l'équilibre est égal au taux de photoionisation. Ce volume dépend du taux d'émission de photons ionisants S_* ($h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$) émis par l'étoile. Dans le cas idéal d'une étoile plongée dans un gaz de densité uniforme n , ce volume est une sphère (la sphère de Strömgen) dont le rayon est

$$R_S = \left[\frac{3 S_*}{4\pi n^2 \alpha} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (1.1)$$

où

$$\alpha = 1.627 \cdot 10^{-13} T_4^{-1/2} (1 - 1.657 \log T_4 + 0.584 T_4^{1/3}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.2)$$

est le coefficient de recombinaison et $T_4 = T/10^4 \text{ K}$ (Hummer & Seaton, 1963). La température d'une région HII est typiquement de 10^4 K , si bien que nous avons alors $\alpha \sim 2.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Pour les valeurs de S_* en fonction du type spectral de l'étoile, on peut se reporter à Schaerer & De Koter (1997). A titre indicatif, pour une densité de $n_H = 10^3 \text{ H cm}^{-3}$ et une étoile de type O5V ($T_{\text{eff}} \sim 46000 \text{ K}$, $S_* = 3 \cdot 10^{49} \text{ s}^{-1}$), on a $R_S = 3.03 \cdot 10^{18} \text{ cm} \sim 1 \text{ pc}$. Au-delà de la sphère de Strömgen, il n'y a plus de photon ionisant ($h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$) et nous nous trouvons alors dans la région de photodissociation.

La température du gaz dans une région HII dépend au premier ordre de la température de l'étoile excitatrice et de la métallicité. En effet, le chauffage y est dominé par la photoionisation de l'hydrogène. Or le taux de photoionisation et l'énergie moyenne des photoélectrons dépendent du type spectrale de l'étoile. Le refroidissement quant à lui y est dominé par l'émission dans les raies de transitions interdites des ions d'éléments lourds (e. g. Ferland, 2003).

1.2.2 Les régions de photodissociation

Les régions de photodissociation sont caractérisées observationnellement par une forte intensité de l'émission IR et submillimétrique, particulièrement des raies de structure fine [CII] $158 \mu\text{m}$ et [OI] $63 \mu\text{m}$, des raies de rotation-vibration et de rotation pure de H_2 , des raies de CO, des bandes aromatiques et du continuum des poussières (voir section 2.2 pour l'émission des poussières). Les raies de structure fine de [CII] et [OI] sont de bons agents de refroidissement car les niveaux de structure fine sont proches du niveau fondamentale, donc facilement excitables et que l'oxygène et le carbone sont abondants. La forte intensité de l'émission IR des PDRs est le résultat de la présence simultanée d'une forte densité et

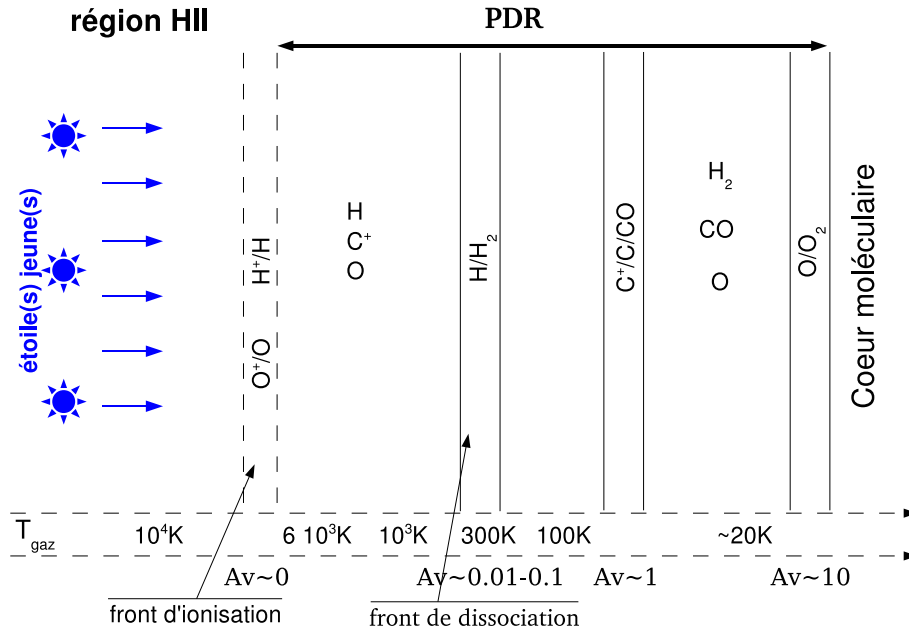


FIG. 1.3 – Schéma de la structure d’une PDR depuis la région HII jusqu’à l’intérieur du nuage moléculaire (cœur moléculaire). On y voit la température du gaz pour les différentes profondeurs. Inspiré de Lequeux (2005b).

d’un champ excitateur intense.

Comme nous le verrons dans la suite (§2.1), les poussières absorbent efficacement le rayonnement UV-visible (absorption continuum) qui devient alors moins dur et moins intense à mesure que nous pénétrons vers les couches profondes du nuage dense. Nous quantifions l’extinction avec la grandeur A_V qui rend compte de la diminution en magnitude de l’intensité du rayonnement à la longueur d’onde 5500Å. L’absorption du rayonnement par les espèces gazeuses (absorption dans des raies) a également un rôle important notamment pour H₂ et CO. Notons que l’absorption de photons UV par ces molécules entraîne environ 1 fois sur 10 la dissociation de ces dernières. L’épaisseur optique des raies conduit à un auto-écranage des molécules de H₂ et de CO situées à l’intérieur du nuage. Ce phénomène est particulièrement important pour H₂. Il devient notable dès $N_{H_2} = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ et total pour $N_{H_2} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Il y a donc une stratification depuis les couches externes dans lesquelles le rayonnement photodissociant empêche l’apparition de molécules jusqu’aux couches profondes où ce rayonnement est éteint. La figure 1.3 résume par une vue schématique cette stratification.

Les principales transitions sont celles qui impliquent H, C et O. L’hydrogène se trouve à l’état atomique entre le front d’ionisation ($A_V \sim 0$) et une profondeur de $A_V \sim 0.01-0.1$ à

1.2. Les régions dominées par le rayonnement

laquelle il devient moléculaire. L'auto-écranage détermine la position (i. e. la profondeur) de la transition H/H_2 lorsque $\chi/n_{\text{H}} \lesssim 0.01 - 0.1 \text{ cm}^3$ (Hollenbach & Tielens, 1997) (χ est l'intensité du champ de rayonnement en unité de champ de Habing, 1968). En raison de l'auto-écranage, la densité de colonne de H_2 augmente rapidement et la transition de H/H_2 est assez brutale. La formation de H_2 se fait à la surface des grains car son taux de formation en phase gazeuse est extrêmement faible dans les conditions du milieu interstellaire. En effet, cette dernière nécessite une réaction à trois corps qui est très improbable pour les densités du MIS. L'énergie de seconde ionisation du carbone est de 24.38 eV, si bien que celui-ci se trouve sous la forme C^+ au front d'ionisation et dans une partie de la région HII. A une profondeur de $A_V \sim 1$, C^+ se recombine pour devenir atomique et se transforme en CO à peu près à la même profondeur. L'oxygène se trouve partout sous forme atomique dans la PDR. Son abondance diminue légèrement en raison de la formation de CO à $A_V \sim 1$.

Le chauffage du gaz dans la PDR est dominé par l'effet photoélectrique sur les poussières et par les processus liés à H_2 (formation et absorption des photons UV). La formation de H_2 à la surface des grains est une réaction exothermique ($\Delta E = -4.48 \text{ eV}$). Une fraction de cette énergie est communiquée sous forme d'énergie cinétique à la molécule formée qui chauffera alors le gaz. Une autre fraction de l'énergie est également communiquée à la molécule mais sous forme d'excitation rotationnelle et vibrationnelle. La molécule peut alors chauffer le gaz en se désexcitant collisionnellement. L'absorption de photons UV par la molécule H_2 peut également chauffer le gaz. Cette absorption excite électroniquement la molécule qui se désexcite dans 10% des cas vers le continuum vibrationnel de l'état électronique fondamental donnant lieu à la dissociation et dans 90% des cas vers un niveau vibrationnellement excité de l'état électronique fondamental. Si la densité est assez élevée ($n \gtrsim n_{\text{cr}} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$), la désexcitation peut être collisionnelle, chauffant ainsi le gaz. Les autres mécanismes de chauffage tels que le chauffage par les rayons cosmiques ou le chauffage par collision sur les poussières, ne deviennent importants qu'à des profondeurs élevées dans la PDR.

Le refroidissement est dominé par les raies de structure fine (e. g. $[\text{OI}] 63\mu\text{m}$ et $146\mu\text{m}$, $[\text{CII}] 158\mu\text{m}$, $[\text{SiII}] 35\mu\text{m}$ et $[\text{CI}] 609\mu\text{m}$ et $370\mu\text{m}$), par les raies de CO et par l'excitation collisionnelle des niveaux de rotation de H_2 qui se désexcitent radiativement. Aux températures élevées l'émission dans les raies de $[\text{OI}] 63\mu\text{m}$ et $146\mu\text{m}$ peut être importante. Les raies $[\text{OI}] 6300\text{\AA}$, $[\text{SII}] 6730\text{\AA}$ et $[\text{FeII}] 1.26$ et $1.64\mu\text{m}$ dominent le refroidissement pour les températures supérieures à 4000 K. Pour les grandes densités, les collisions des particules du gaz sur les poussières plus froides et la recombinaison des électrons libres sur les poussières peuvent avoir de l'importance.

1.3 Abondance et déplétion des éléments

Après la nucléosynthèse primordiale, l'Univers n'était constitué que d'hydrogène et d'hélium (respectivement, 76% et 24% en masse). Les éléments plus lourds, que l'on appelle "métaux", se sont formés principalement par nucléosynthèse stellaire. À la mort d'une étoile, les éléments formés sont rejetés dans le MIS, enrichissant ce dernier en métaux. La fraction (en masse) de métaux est appelée "métallicité" notée Z . La métallicité solaire vaut $Z_{\odot} = 0.02$. La métallicité est un paramètre important pour l'étude des poussières puisque ces dernières sont presque exclusivement constituées de métaux.

Nous appelons "abondance cosmique" d'un élément sa proportion en masse par rapport à l'hydrogène. Cette valeur peut être écrite comme $12 + \log(\frac{X}{H})$ pour l'élément X et se mesure par l'observation des raies en absorption du gaz dans les atmosphères stellaires. Dans le MIS, les éléments peuvent se trouver à l'état gazeux ou solide (i-e, poussière). La mesure de l'abondance d'un élément dans le MIS donne donc une valeur systématiquement inférieure ou égale à l'abondance cosmique. Cette différence est appelée "déplétion". La déplétion peut être écrite comme $\log(\frac{X}{H})_{\text{MIS}} - \log(\frac{X}{H})_{\text{cosmique}}$. Cette valeur est alors négative ou nulle. L'importance de la mesure de la déplétion est évidente. Elle nous permet en effet de connaître la composition de la poussière interstellaire. Les abondances et déplétions peuvent également être exprimées en nombre sous la forme $[X/10^6H]$ comme cela est le cas dans le tableau 1.2 qui liste les abondances et déplétions rassemblées par Zubko et al. (2004).

Historiquement, le Soleil fut d'abord utilisé pour la mesure de l'abondance cosmique. Cependant, l'abondance de l'oxygène ainsi dérivée était incohérente avec l'abondance de ce même élément en phase gazeuse du MIS. La déplétion déduite impliquait en effet qu'une quantité trop importante d'oxygène, du point de vue de la minéralogie, soit incorporée dans les poussières. Le Soleil fut alors abandonné au profit d'étoiles B qui sont plus jeunes. Les étoiles jeunes doivent en effet avoir une métallicité plus proche de celle du MIS dont elles sont nées. Gies & Lambert (1992) et Snow & Witt (1996) ont trouvé une abondance de l'oxygène dans les étoiles B correspondant à $\sim 60\%$ de l'abondance solaire. Cette valeur donne des prédictions plus raisonnables quant à la quantité d'oxygène incorporée dans les poussières. Cependant, les abondances dérivées des étoiles B ont donné lieu à un nouveau problème. La "crise du carbone" est née du fait que la quantité de carbone nécessaire dans les modèles de poussières est bien supérieure à celle permise par les mesures d'abondance dans les étoiles B (Sofia et al., 1994; Snow & Witt, 1996). Les mesures d'abondance faites sur des étoiles jeunes F et G sont davantage en accord avec les contraintes imposées par les modèles de poussières. Elles ont une plus faible abondance en oxygène que celle mesurée sur le Soleil et une abondance du carbone plus élevée que celle des étoiles B (Sofia & Meyer, 2001). Notons qu'un travail de Holweger (2001) a ramené l'abondance en oxygène

	C	O	Si	Mg	Fe	N
	6	8	14	12	26	7
$[X/10^6H]_{\odot}$	391±98	545±100	34.4±3.9	34.5±4.8	28.1±5.4	85.2±21.9
$[X/10^6H]_{F,G\star}$	358±82	445±156	39.9±13.1	42.7±17.2	27.9±7.7	...
$[X/10^6H]_{B\star}$	190±77	350±133	18.8±8.9	23.0±7.0	28.5±18.0	64.7±34.2
$[X/10^6H]_{MIS,gaz}$	108±16	319±14	≈ 0	≈ 0	≈ 0	75.0±4.0
$[X/10^6H]_{dust/\odot}$	283±99	226±101	34.4±3.9	34.5±4.8	28.1±5.4	10.2±22.3
$[X/10^6H]_{dust/F,G\star}$	250±84	126±157	39.9±13.1	42.7±17.2	27.9±7.7	...
$[X/10^6H]_{dust/B\star}$	82±79	31±134	18.8±8.9	23.0±7.0	28.5±18.0	0.0±35

TAB. 1.2 – Abondances et déplétions des principaux métaux entrant dans la composition des poussières (Zubko et al., 2004). Les abondances cosmiques sont tirées de Sofia & Meyer (2001). La valeur de l'abondance du carbone en phase gazeuse du MIS est une moyenne entre les valeurs de Cardelli et al. (1996) (140±20) et Dwek et al. (1997) (75±25). Les abondances cosmiques tirées du soleil sont celles de Holweger (2001).

du Soleil à une valeur de 545 ppm (parties par million) au lieu de 851 ppm (Anders & Grevesse, 1989).

Les abondances issues d'étoiles B étant insuffisantes pour rendre compte des abondances nécessaires dans les modèles de grains, leur utilisation comme référence pour la détermination de l'abondance cosmique est donc désormais abandonnée (Sofia & Meyer, 2001). Les étoiles F et G jeunes ($\lesssim 2 \cdot 10^9$ ans) qui ont une abondance proche de celle du Soleil sont plus en accord avec les abondances requises par les modèles de poussières. Il faut noter que les étoiles, et en particulier les étoiles B, pourraient avoir une métallicité systématiquement moins élevée que celle du MIS. En effet, lors de la formation stellaire, différents processus peuvent empêcher les grains d'être incorporés dans les étoiles. Ainsi des processus tels que la sédimentation, la diffusion ambipolaire et la pression de radiation de l'étoile naissante peuvent appauvrir cette dernière en métaux (Snow, 2000).

La déplétion des éléments majeurs (Si, Fe, Mg, C et O) donne une estimation du rapport gaz sur poussière de ~ 165 dans la Galaxie (e. g., Li, 2005a) si nous utilisons le Soleil comme référence pour les abondances cosmiques (Holweger, 2001). Notons que les éléments lourds étant principalement dans les poussières, on s'attend à ce que le rapport gaz/poussière diminue quand la métallicité augmente.

Chapitre 2

Les poussières interstellaires

Sommaire

2.1 Extinction du rayonnement	15
2.1.1 Diffusion du rayonnement	19
2.1.2 Les “bandes interstellaires diffuses”	20
2.1.3 Absorption infrarouge et manteaux de glace	21
2.2 Émission des poussières	21
2.2.1 Les grains à l’équilibre thermique avec le rayonnement	22
2.2.2 Le chauffage stochastique ou impulsif	24
2.2.3 Les bandes d’émission infrarouge	25
2.2.4 L’émission rouge étendue	28
2.3 Polarisation et alignement des grains	29
2.4 Cycle des poussières interstellaires	29
2.4.1 Formation des poussières	30
2.4.2 Processus d’évolution des poussières dans le milieu interstellaire	31
2.4.3 Evolution des hydrocarbures dans le milieu interstellaire	32
2.4.4 Variation du spectre IR moyen dans les PDRs	33

Cette introduction sur les poussières interstellaires est inspirée en grande partie des livres de Lequeux (2005b) et Whittet (2003), ainsi que de la revue Draine (2003a).

2.1 Extinction du rayonnement

L’existence de particules solides dans l’espace interstellaire a été révélée grâce à leurs propriétés d’extinction du rayonnement. Ce processus a d’abord été considéré comme une nuisance avant que l’étude des propriétés des poussières ne devienne un domaine de recherche à part entière.

En 1785, Sir William Herschel a noté la présence de régions de l'espace dénuées d'étoile qu'il a décrit comme "des trous dans le ciel" (Herschel, 1785). Au milieu du XIX^{ième} siècle, Struve (1847) a entrepris un travail de comptage d'étoile qui l'a amené à conclure que la densité d'étoiles diminue avec l'augmentation de la distance au Soleil. Il a attribué cet effet à de l'absorption interstellaire. Il a fallu attendre le début du XX^{ième} siècle pour que la présence de nuages obscurs entre les étoiles et l'observateur soit clairement admise (Clerke, 1903; Barnard, 1919). En 1930, l'existence d'une extinction interstellaire a été définitivement prouvée grâce aux travaux de Trumpler (1930). Il a effectué une comparaison entre les distances photométriques et géométriques d'environ 100 étoiles appartenant à des amas ouverts et a trouvé que les distances photométriques étaient systématiquement plus élevées que les distances géométriques. Il a également observé un excès de couleur qui ne pouvait être expliqué que par la présence de petites particules solides. Pour un historique plus complet de l'étude des poussières interstellaires, on pourra se reporter à la revue de Li (2005b).

L'intensité $I(\lambda)$ d'une radiation qui traverse le milieu interstellaire est atténuée et diminue de la valeur $dI(\lambda)$ par unité de longueur dL traversée. Soit, σ_{ext} la section efficace d'extinction des poussières distribuées sur la ligne de visée avec la densité n . Nous avons alors :

$$\frac{dI(\lambda)}{I(\lambda)} = -n \sigma_{\text{ext}}(\lambda) dL \quad (2.1)$$

En intégrant cette équation sur toute la longueur traversée, nous pouvons écrire :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-\tau(\lambda)} \quad (2.2)$$

où $I_0(\lambda)$ est la valeur de l'intensité à $L=0$ et

$$\tau(\lambda) = \sigma_{\text{ext}}(\lambda) \int n dL = \sigma_{\text{ext}}(\lambda) N \quad (2.3)$$

est la profondeur optique due à l'extinction des poussières en considérant que les propriétés de ces dernières ne varient pas sur la ligne de visée. N est la densité de colonne de poussière sur la ligne de visée. La quantité A_λ qui est l'expression de l'extinction en magnitude est définie comme :

$$\begin{aligned} A_\lambda &= -2.5 \log \left[\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} \right] \\ &= 1.086 N \sigma_{\text{ext}}(\lambda) = 1.086 \tau(\lambda) \end{aligned} \quad (2.4)$$

La méthode la plus utilisée pour mesurer l'extinction A_λ est la comparaison des flux provenant de deux étoiles de même type spectral et de même classe dont l'une est très peu éteinte. L'extinction est le résultat de l'absorption et de la diffusion du rayonnement par les poussières situées entre l'étoile et l'observateur. En effet, les photons qui sont diffusés changent de direction et ne nous parviennent pas. Le spectre de l'extinction en fonction de

2.1. Extinction du rayonnement

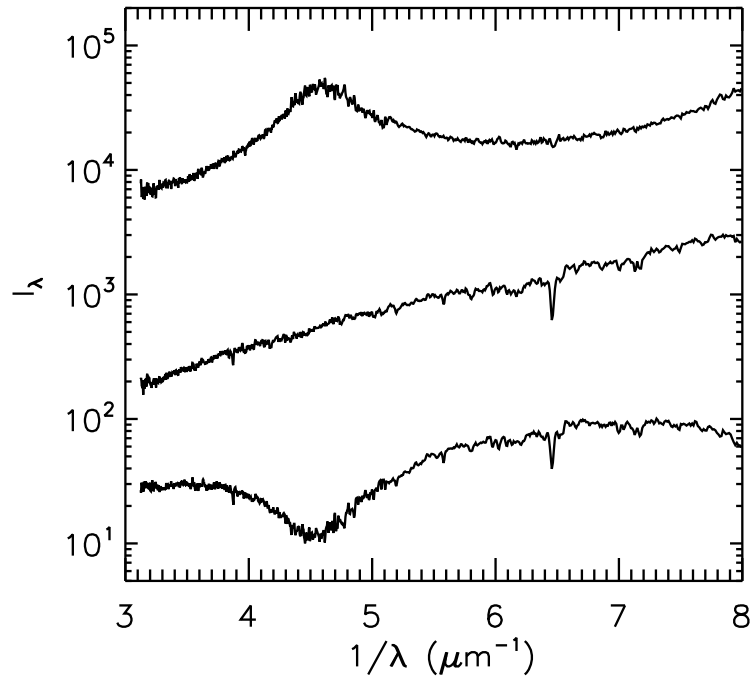


FIG. 2.1 – Illustration de la méthode par paire pour la détermination de la courbe d’extinction. Les deux étoiles utilisées proviennent du catalogue IUE Atlas of low-dispersion Spectra (Heck et al., 1984). Le spectre du milieu est celui de l’étoile HD38666 de type O9.5V, qui est très peu éteinte ($E_{B-V} = 0.03$). Le spectre du bas est celui de l’étoile HD34078 de même type spectral et pour laquelle $E_{B-V} = 0.54$. Le spectre du haut représente le rapport des intensités, ce qui est équivalent à la différence de magnitude. (Inspiré de Whittet, 2003, p74).

la longueur d’onde (généralement en fonction de l’inverse de la longueur d’onde) est appelé *courbe d’extinction*. La figure 2.1 présente un exemple de détermination de l’extinction à partir de deux étoiles O9.5V observées dans l’UV avec l’International Ultraviolet Explorer (IUE).

La courbe ainsi obtenue présente une valeur relative de A_λ . Il est donc important de la normaliser dans le but de pouvoir comparer les courbes d’extinction pour différentes lignes de visée. Nous normalisons habituellement ces courbes par leurs valeurs dans les bandes spectrales de Johnson dans le visible (centrée à 5500Å) et dans le bleu (centrée à 4400Å), en définissant l’excès de couleur : $E_{B-V} = A_B - A_V$. Il est également courant de normaliser la courbe d’extinction par sa valeur dans le visible en l’exprimant comme A_λ/A_V .

La courbe d’extinction moyenne est présentée sur la figure 2.2. Dans l’UV-visible, entre 1 et $2.5\ \mu\text{m}^{-1}$, l’extinction varie en λ^{-1} , ce qui indique la présence de grains de taille comparable à la longueur d’onde. La bosse à $4.6\ \mu\text{m}^{-1}$ (2175Å) est attribuée à des grains carbo-

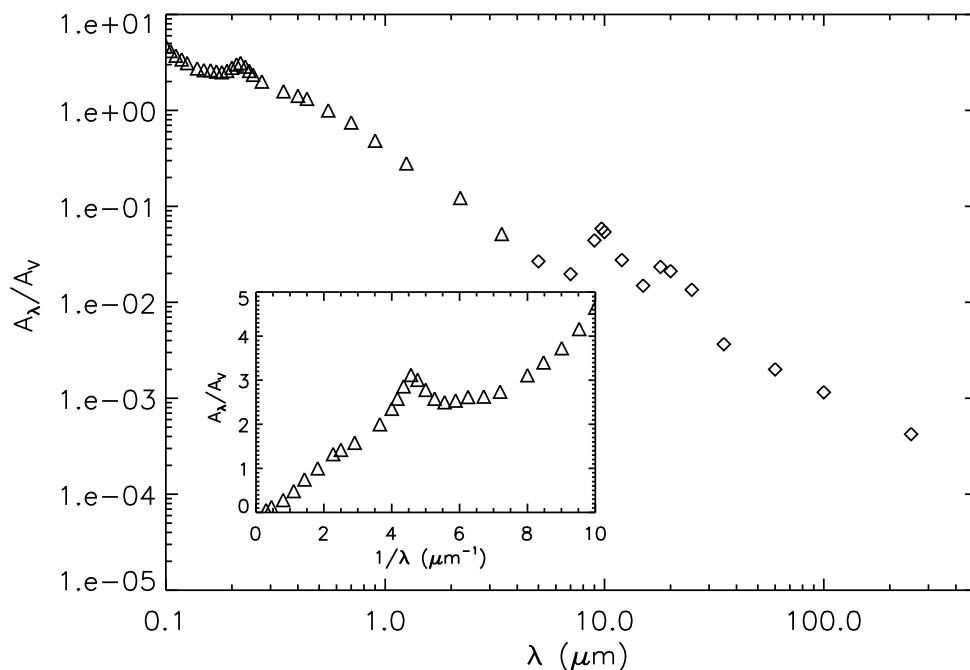


FIG. 2.2 – Courbe d’extinction moyenne du milieu interstellaire. Les triangles correspondent à la détermination de Savage & Mathis (1979). Les diamants sont les points de Mathis (1990). La partie UV-visible de la courbe d’extinction est représentée en fonction de λ^{-1} .

nés, et en particulier dont l’hybridation est sp^2 (e. g. le graphite). Ces grains doivent être assez abondants pour produire cette signature qui est intense par rapport aux autres parties de la courbe d’extinction. Notons que cette bosse présente une certaine variabilité en amplitude et en largeur d’une ligne de visée à l’autre, alors que sa position ne varie pas. La remontée non-linéaire au-delà de $5 \mu\text{m}^{-1}$ trace la présence de particules très petites devant la longueur d’onde (i. e. de grains qui interagissent avec le rayonnement dans la limite de Rayleigh à ces longueurs d’onde). Dans l’IR, entre 5 et $1000 \mu\text{m}$, la courbe d’extinction montre une tendance générale en λ^{-2} qui est associée à des grains silicatés dans la limite de Rayleigh (i. e. de taille très inférieure à la longueur d’onde). Cela est cohérent avec la présence des deux bandes à 9.7 et $18 \mu\text{m}$ qui sont caractéristiques des silicates. Ces bandes sont plutôt larges et ne présentent pas de structure mettant ainsi en évidence la forme plutôt amorphe des silicates interstellaires. L’absence d’extinction grise dans le milieu interstellaire indique que les grains de taille micronique ou supérieure y sont très peu abondants. De plus, une forte abondance de tels grains accaparerait une fraction importante des éléments déplétés, ce qui est incompatible avec les observations.

La courbe d’extinction dans l’UV-visible varie beaucoup d’une ligne de visée à l’autre (e. g. Fitzpatrick & Massa, 1990). Ces variations peuvent être mises en relation avec une

2.1. Extinction du rayonnement

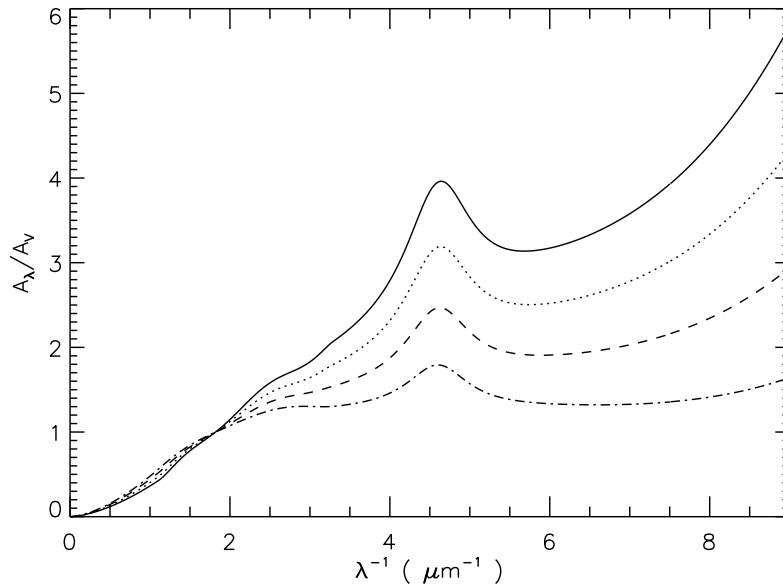


FIG. 2.3 – Courbe d’extinction analytique de Cardelli et al. (1989) pour $R_V=2.5$ (trait plein), 3.1 (pointillés), 4 (tirets), 5.5 (tirets-pointillés).

évolution des propriétés des poussières. Sur la base de la décomposition de Fitzpatrick & Massa (1986) et Fitzpatrick & Massa (1988), Cardelli et al. (1989) ont établi une formulation analytique de la courbe d’extinction qui ne dépend que du paramètre $R_V = A_V / E_{B-V}$. La figure 2.3 présente cette courbe d’extinction pour différentes valeurs de R_V . La courbe d’extinction moyenne présentée à la figure 2.2 correspond à une valeur de $R_V = 3.1$ (milieu diffus). Les valeurs plus élevées correspondent à un milieu plus dense pour lequel il y a moins de très petites particules par rapport aux grosses (i. e. accrétion, coagulation) et inversement les valeurs inférieures correspondent à un milieu dans lequel il y a relativement plus de très petites particules (e. g. milieux choqués).

2.1.1 Diffusion du rayonnement

Les poussières interstellaires diffusent efficacement le rayonnement UV-visible³. Une partie de ces poussières au moins a donc un albédo non nul (albédo = $\sigma_{\text{diff}}/\sigma_{\text{ext}}$) à ces longueurs d’onde. La mesure de l’albédo des poussières se fait surtout en direction des nébuleuses par réflexion et des nuages interstellaires de haute latitude. Bien que ces objets soient brillants, la mesure par observation de nébuleuses par réflexion est rendue difficile par la méconnaissance de la géométrie (i. e. de la position de l’étoile illuminatrice par rapport aux poussières observées). En effet, la mesure de l’albédo suppose une bonne contrainte du facteur d’assymétrie noté g , qui rend compte de la direction moyenne des photons diffusés par rapport à sa direction d’incidence. Bien que ceux-ci soient plus faibles

³Nous ne parlerons pas ici de la diffusion des rayons X (e. g. Draine, 2003b).

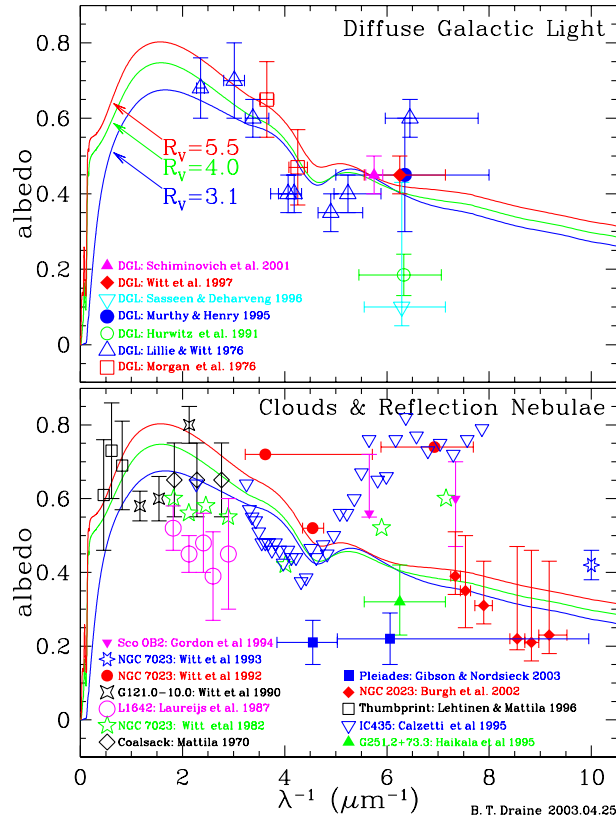


FIG. 2.4 – Albédo des poussières interstellaires dans le milieu diffus à haute latitude galactique et dans différentes nébuleuses par réflexion. (Source Draine, 2003a, voir dans cette revue pour les références)

en intensité, la mesure en direction des nuages à haute latitude bénéficie d’une meilleure contrainte sur la géométrie. On suppose que ces nuages sont éclairés par le champ de rayonnement interstellaire moyen émis dans le plan de la Galaxie. Pour une revue, on pourra voir Witt (1989).

La figure 2.4 présente l’albédo des poussières interstellaires mesuré dans les nuages diffus à haute latitude galactique et dans différentes nébuleuses par réflexion. La dispersion des résultats illustre la difficulté que représente l’extraction de l’albédo qui est complètement dépendante du modèle géométrique utilisé. Notons que la dispersion des résultats pour les différents objets peut également tracer une variation des propriétés des poussières. Notons enfin que dans l’UV, il y a un creux dans le spectre de l’albédo à $\sim 4.5 \mu\text{m}^{-1}$. Cela indique que la population responsable de la bosse à 2175\AA doit avoir un faible albédo à ces longueurs d’onde.

2.2. Émission des poussières

2.1.2 Les “bandes interstellaires diffuses”

Les bandes interstellaires diffuses sont observées en absorption aux longueurs d’onde visible ou proches du visible. Les premières observations de ces bandes remontent à plus de 80 ans (Heger, 1922) et leur nature interstellaire a été mise en évidence par Merrill (1934). Jenniskens & Desert (1994) ont listé 154 de ces bandes entre 0.38 et 0.868 μm . A l’heure actuelle nous ne connaissons toujours pas clairement les espèces responsables de ces bandes. Leur largeur est incompatible avec des porteurs moléculaires de la phase gazeuse. Les hydrocarbures aromatiques dont nous reparlerons dans la suite, pourraient être responsables de ces bandes.

2.1.3 Absorption infrarouge et manteaux de glace

Lorsqu’une densité de colonne de poussière suffisante est située devant une source d’émission continue dans l’IR, nous observons des bandes en absorption dont la largeur indique qu’elles sont causées par des solides. Certaines de ces bandes sont observées en direction du milieu diffus atomique, ce qui indique qu’elles sont dues à des grains constitués de matériaux réfractaires. C’est le cas des bandes des silicates à 9.7 et 18 μm ou encore des bandes interstellaires diffuses que nous avons évoquées précédemment. Des bandes ont également été observées à 3.4 μm attribuée aux hydrocarbures aliphatiques (mode d’élongation des liaisons C-H, e. g. Sandford et al., 1991) ou encore à 6.2 μm attribuée aux hydrocarbures aromatiques (mode d’élongation des liaisons C-C, e. g. Allamandola et al., 1989).

Lorsque la source de continuum IR est située derrière un nuage assez dense, nous observons des bandes d’absorption associées à la présence de glace sous forme de manteaux autour des noyaux réfractaires des poussières. La bande la plus intense est celle qui correspond au mode d’élongation des liaisons O-H dans la glace d’eau. Whittet et al. (1988) ont montré que les glaces apparaissent dans les nuages denses pour des profondeurs de $A_V \gtrsim 3.3$. Des glaces de CO, CO₂, NH₃ ont également été détectées. Dartois (2005) dresse une liste des bandes d’absorption dues aux glaces. Notons que la présence de manteaux de glace sur les poussières dans les nuages denses a pour effet de faire croître leur taille, faisant ainsi varier leurs propriétés optiques. En conséquence, nous observons une augmentation du paramètre R_V . De plus, la présence de glace à la surface des grains augmente l’efficacité de coagulation des grains entre eux.

2.2 Émission des poussières

Les échanges énergétiques des grains sont généralement gouvernés par les processus radiatifs dans le milieu interstellaire diffus. Comme nous l’avons vu dans la section précédente, les grains absorbent efficacement le rayonnement dans les longueurs d’ondes

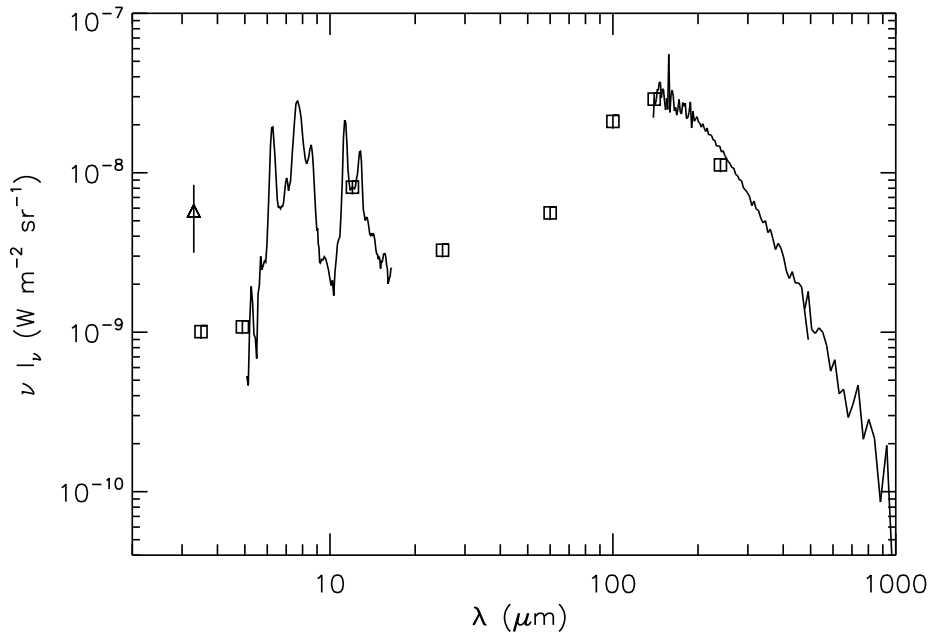


FIG. 2.5 – Spectre d’émission des poussières dans les Cirrus normalisé pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Le triangle représente les données AROME (Giard et al., 1994b). Les carrés représentent des données COBE/DIRBE (Dwek et al., 1997; Arendt et al., 1998). Le spectre IR moyen est un spectre ISOCAM-CVF (Boulanger, 2000). Le spectre dans l’IR lointain est le spectre COBE/FIRAS obtenu par Boulanger et al. (1996).

visible-UV dans lesquelles les étoiles émettent la majorité de leur rayonnement électromagnétique. L’émission diffuse des poussières a été prédite pour la première fois par Van de Hulst (1946) comme une conséquence de l’absorption du rayonnement. L’énergie absorbée chauffe en effet les poussières qui réémettent dans l’IR.

Les grains assez gros sont à l’équilibre avec le rayonnement. Van de Hulst (1946) a prédit une température de 10-20 K en considérant les poussières comme des sphères diélectriques de rayon $a \sim 0.1 \mu\text{m}$ à l’équilibre avec le rayonnement. Cette température a été confirmée par les observations environ 25 ans plus tard (Pipher, 1973). La détection d’un fort excès d’émission dans l’IR moyen a été une surprise et a mis en évidence l’existence d’une population de très petites particules chauffées à des températures élevées ($100 \text{ K} < T < 1000 \text{ K}$, e.g. Laureijs et al., 1988; Chlewicki & Laureijs, 1988). Ces particules ne sont donc pas à l’équilibre thermique (e.g. Andriessse, 1978). La figure 2.5 montre le spectre d’émission des poussières pour le milieu interstellaire diffus.

Notons que les échanges thermiques avec le gaz peuvent devenir importants et même dominants dans les nuages moléculaires denses (chauffage du gaz par les poussières, e.g.

2.2. Émission des poussières

Lequeux, 2005a) et dans les plasmas chauds (chauffage des poussières par le gaz, e. g. Dwek, 1986; Dwek & Arendt, 1992). Nous n'aborderons ici que les échanges radiatifs.

2.2.1 Les grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement

La température d'un grain à l'équilibre thermique avec le rayonnement est déterminée par l'équilibre entre la puissance absorbée et la puissance émise. Nous pouvons écrire la puissance absorbée par unité de surface du grain :

$$W_{\text{abs}} = \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(\lambda) c u_{\lambda} d\lambda \quad (2.5)$$

où u_{λ} est la densité d'énergie du rayonnement incident par unité de longueur d'onde et $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ est l'efficacité d'absorption du grain. La puissance émise par unité de surface du grain est

$$W_{\text{em}} = \int_0^{\infty} Q_{\text{em}}(\lambda) 4\pi B_{\lambda}(T_{\text{eq}}) d\lambda \quad (2.6)$$

où T_{eq} est la température d'équilibre du grain et

$$B_{\lambda}(T_{\text{eq}}) = \frac{2 hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{(hc/\lambda k T_{\text{eq}})} - 1}, \quad (2.7)$$

la fonction de Planck. D'après la loi de Kirchhoff, nous avons $Q_{\text{abs}} = Q_{\text{em}}$. A l'équilibre, nous pouvons écrire

$$\int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(\lambda) u_{\lambda} d\lambda = \frac{4\pi}{c} \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(\lambda) B_{\lambda}(T_{\text{eq}}) d\lambda. \quad (2.8)$$

Nous pouvons ainsi calculer la température d'équilibre d'un grain de section efficace d'absorption $Q_{\text{abs}}(\lambda)$ soumis à un champ de rayonnement de densité d'énergie u_{λ} .

Notons que d'après la loi de déplacement du corps noir de Wien, les grains émettent à des longueurs d'ondes d'autant plus faibles qu'ils sont plus chauds et donc que u_{λ} est élevé, comme le montre la figure 2.6. Cette figure représente l'émission des poussières non pas pour une seule taille mais pour une distribution de taille, comme c'est le cas dans le milieu interstellaire. Notons qu'un grain de $0.1 \mu\text{m}$ ($0.01 \mu\text{m}$) de rayon illuminé par un champ de 1, 10, 100 ou 1000 fois le champ interstellaire moyen de Mathis et al. (1983) a une température de, respectivement 17 (19), 25 (28), 38 (42), 57 K (63 K).

2.2.2 Le chauffage stochastique ou impulsif

Pour qu'un grain soit à l'équilibre thermique avec le rayonnement, deux conditions doivent être vérifiées : il faut que (i) son énergie interne soit grande par rapport à l'énergie reçue par l'absorption d'un photon et que (ii) l'énergie du photon soit redistribuée instantanément sur le volume du grain (i. e. le grain doit atteindre l'équilibre thermique interne)

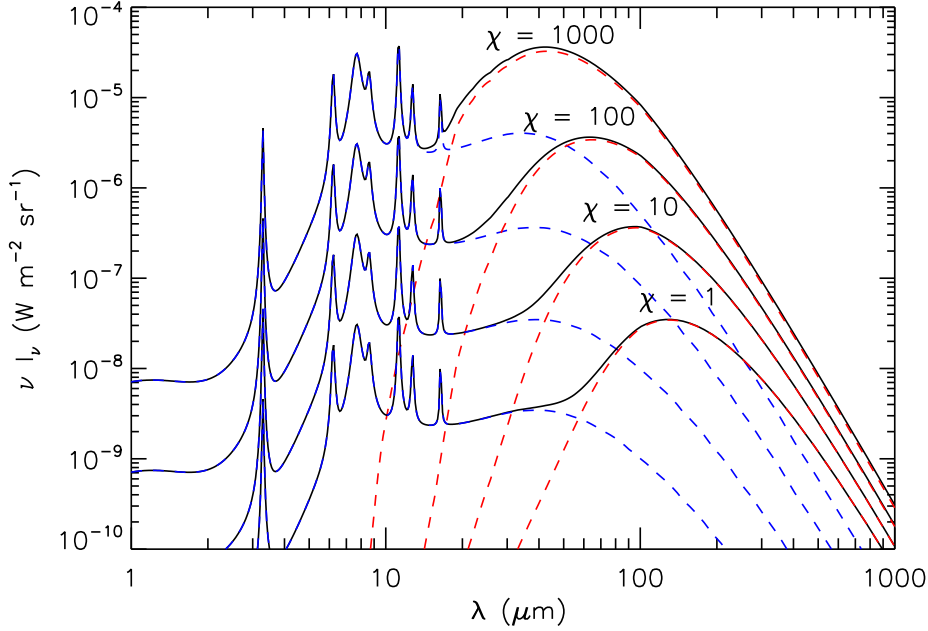


FIG. 2.6 – Spectre d’émission des poussières excitées par 1, 10, 100 et 1000 fois le champ de rayonnement interstellaire moyen de Mathis et al. (1983) et pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Les spectres en tirets bleus et rouges sont respectivement les contributions des grains chauffés stochastiquement et des grains à l’équilibre thermique. Ces spectres sont obtenus avec le modèle DUSTIAS décrit au chapitre 6.

avec un temps court devant le temps caractéristique d’émission. Or, les petits grains ont nécessairement une capacité calorifique faible de sorte que l’absorption d’un photon leur fait subir une élévation importante de température suivie d’un refroidissement rapide. Ainsi, typiquement, si le temps entre l’arrivée de deux photons successifs est plus long que le temps de refroidissement du grain, ce dernier fluctue en température comme l’illustre la figure 2.7 et la première condition n’est alors plus respectée.

L’absorption d’un photon de fréquence ν chauffe le grain à une température T telle que

$$h\nu = \int_{T_0}^T C(T) dT \quad (2.9)$$

où T_0 est la température initiale du grain et $C(T)$ est sa capacité calorifique. Par exemple, la température ainsi atteinte en négligeant la température de départ pour un grain de 50 atomes absorbant un photon UV de 1000\AA est de 1000 K. Il émet alors dans l’IR proche et se refroidit rapidement. Nous voyons sur la figure 2.7 que dans le champ de rayonnement interstellaire local, les grains de rayon $a \gtrsim 200 \text{\AA}$ peuvent être considérés à l’équilibre alors que les grains plus petits fluctuent en température. Notons que si le champ de rayonnement devient plus intense, le temps d’arrivée entre deux photons diminue, amenant ainsi

2.2. Émission des poussières

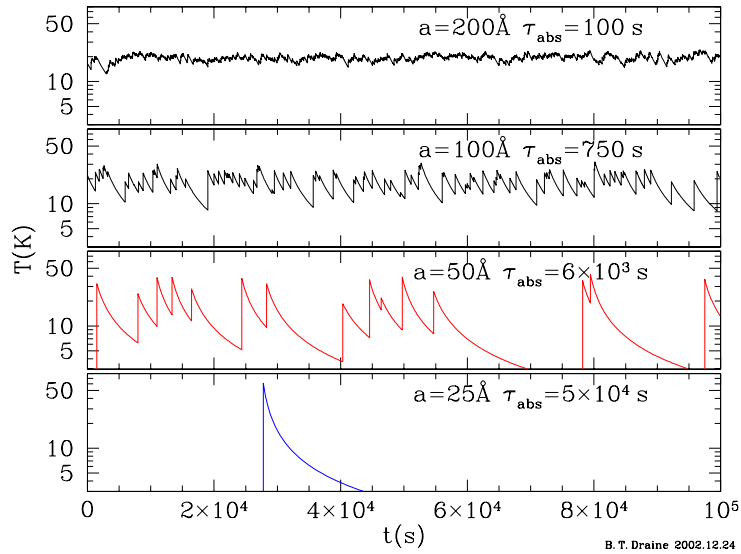


FIG. 2.7 – Illustration des fluctuations en température des très petits grains interstellaires chauffés par le champ de rayonnement interstellaire local. Les τ_{abs} sont les temps caractéristiques entre l’absorption de deux photons (source: Draine, 2003a).

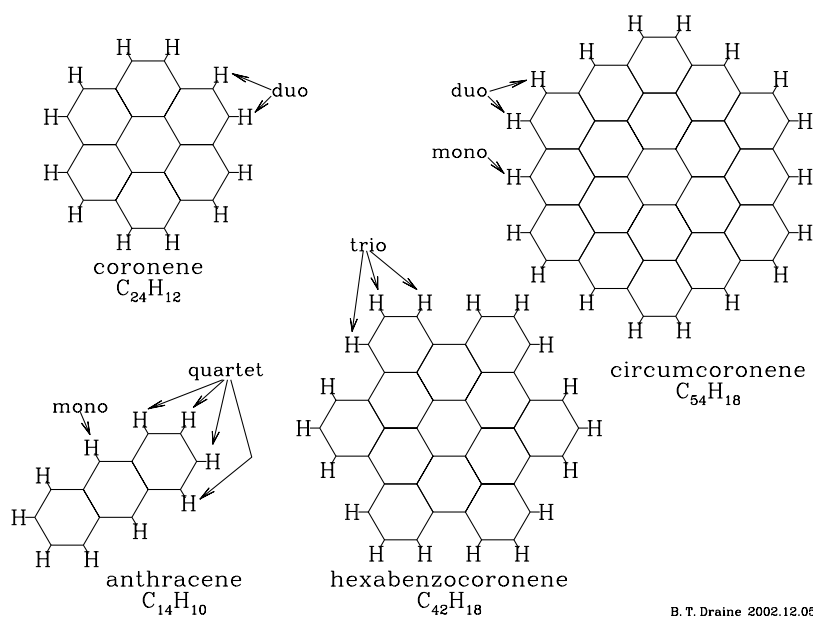
les grains plus petits vers l’équilibre thermique. Lors du refroidissement après absorption d’un photon, les photons émis sont bien sûr de longueurs d’onde de plus en plus grande. Suivant la loi de Stefan-Boltzmann, la puissance émise varie comme T^4 et l’essentiel de l’énergie est alors émise à haute température donc à courte longueur d’onde.

Le calcul du spectre émis passe par le calcul de la probabilité $dP(a,T)=p(a,T) dT$ de trouver un grain de taille a dont la température est comprise entre T et $T+dT$. Plusieurs auteurs ont détaillé ce calcul. Nous citerons notamment Draine & Anderson (1985), Désert et al. (1986), Guhathakurta & Draine (1989) et Draine & Li (2001). La brillance d’un grain de taille a s’écrit alors :

$$I_{\lambda}(a) = \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(a, \lambda) B_{\lambda}(T) p(a, T) dT \quad (2.10)$$

Pour les grains à l’équilibre thermique, la distribution de probabilité est un dirac centré sur la température d’équilibre du grain.

Une conséquence très importante du chauffage stochastique est que la forme du spectre des grains ainsi chauffés ne dépend pas de l’intensité du champ de rayonnement comme le montre la figure 2.6. Elle dépend par contre de la taille et de la composition des grains, ainsi que de la dureté du champ de rayonnement, via la température maximum que peut atteindre un grain. Notons que les bandes de silicates à 9.7 et $18\mu\text{m}$ que nous observons en extinction (Fig.2.1) sont absentes du spectre en émission des grains dans le milieu interstellaire diffus (Fig.2.5). Ainsi nous pouvons constater que les très petits grains de silicates qui seraient chauffés stochastiquement sont absents ou très peu abondants.



B. T. Draine 2002.12.05

FIG. 2.8 – Exemple de structures de PAHs “terrestres” illustrant la présence de sites mono, duo, trio et quartet. (source: Draine, 2003a).

2.2.3 Les bandes d’émission infrarouge

Comme le montre la figure 2.5, le spectre d’émission des poussières contient des bandes très intenses à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm , observées pour la première fois entre 8 et 13 μm par Gillett et al. (1973) dans la nébuleuse par réflexion NGC 7027. Grâce aux spectromètres embarqués à bord du satellite ISO, elles ont été détectées dans une grande diversité d’environnements du MIS (Cirrus, régions de photodissociation, nébuleuse par réflexion, région HII, nébuleuses planétaires, e.g. Boulanger et al., 1998a; Uchida et al., 2000), notamment dans des objets excités par des étoiles dont la température va de ~ 10000 à ~ 50000 K et pour des intensités du champ excitateur allant de $\chi = 1$ à $\chi = 10^4$.

Duley & Williams (1981) ont mis en évidence la concordance des ces bandes avec les modes vibrationnels des liaisons C-H et C-C des matériaux aromatiques. Léger & Puget (1984) et Allamandola et al. (1985) proposèrent que ces bandes sont émises par des hydrocarbures aromatiques polycycliques ou PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons). Bien que nous ne connaissions toujours pas la nature exacte des émetteurs de ces bandes, il est maintenant bien établi qu’ils sont constitués au moins en partie de cycles aromatiques. Le terme “PAH” est utilisé comme appellation générique pour ces émetteurs. La figure 2.8 montre différents PAHs contenant jusqu’à 54 atomes de carbone. Notons que les PAHs illustrés sur cette figure sont idéalement simples et ne présument en rien de la forme exacte des émetteurs astrophysiques des bandes aromatiques.

Les différentes bandes observées dans le MIS peuvent être expliquées par les modes

2.2. Émission des poussières

d'excitation des liaisons C-H et C-C des PAHs (Allamandola et al., 1989) :

- mode d'élongation des liaisons C-H : bande à 3.3 μm
- mode d'élongation des liaisons C-C : bande à 6.2 μm
- mode d'élongation des liaisons C-C : bande à 7.7 μm
- mode de pliage des liaisons C-H dans le plan de la molécule : bande à 8.6 μm
- modes de pliage des liaisons C-H hors du plan de la molécule
 - site mono : bande à 11.3 μm
 - site duo : bande à 12 μm
 - site trio : bande à 12.7 μm
 - site quartet : bande à 13.6 μm

Les sites mono, duo, trio et quartet sont illustrés sur la figure 2.8.

Bien que les largeurs et positions des bandes observées dans le MIS ne soient pas exactement reproduites par les PAHs terrestres, un mélange de différentes populations de ces PAHs terrestres pourrait permettre de s'en approcher. Notons que d'autres bandes attribuées aux PAHs ont été observées avec ISO et Spitzer, notamment à 16.4, 17, 17.4 μm (e. g. Verstraete et al., 2001; Moutou et al., 2000; Werner et al., 2004b; Smith et al., 2007). Notons enfin que la bosse en extinction observée à 2175Å (§ 2.1) doit être en partie produite par les PAHs puisque que ceux-ci sont constitués de carbone d'hybridation sp^2 et représentent une fraction importante du carbone déplété ($\sim 20\%$).

Variations du rapport de bandes : traceur des propriétés des PAHs

Le rapport d'intensité des bandes aromatiques dépend des propriétés des émetteurs, en particulier de leur état de charge, de leur état d'hydrogénation et de leur taille.

Les bandes à 3.3, 11.3, 12, 12.7 et 13.6 μm étant dues à des liaisons C-H et les bandes à 6.2, 7.7 μm à des liaisons C-C, le rapport d'émission entre ces deux groupes de bandes dépend de l'état d'hydrogénation. La structure du PAH (i. e. l'agencement des cycles carbonés) joue un rôle essentiel sur la présence de liaisons C-H et en particulier pour le rapport entre le nombre de site mono, duo, trio et quartet (Fig 2.8). Le taux d'hydrogénation est également fonction des conditions physiques dans lesquels les PAHs se trouvent. Le champ de rayonnement ambiant peut par exemple causer la photodissociation des liaisons C-H (e. g. Le Page et al., 2001, 2003).

La taille joue également un rôle pour les rapports de bandes (e. g. Verstraete et al., 2001). D'une part, pour une molécule compacte, si la taille de la molécule augmente, le rapport C-C/C-H augmente, ce qui provoque une augmentation du rapport des bandes correspondantes. D'autre part, du point de vue de l'excitation, pour une énergie moyenne de

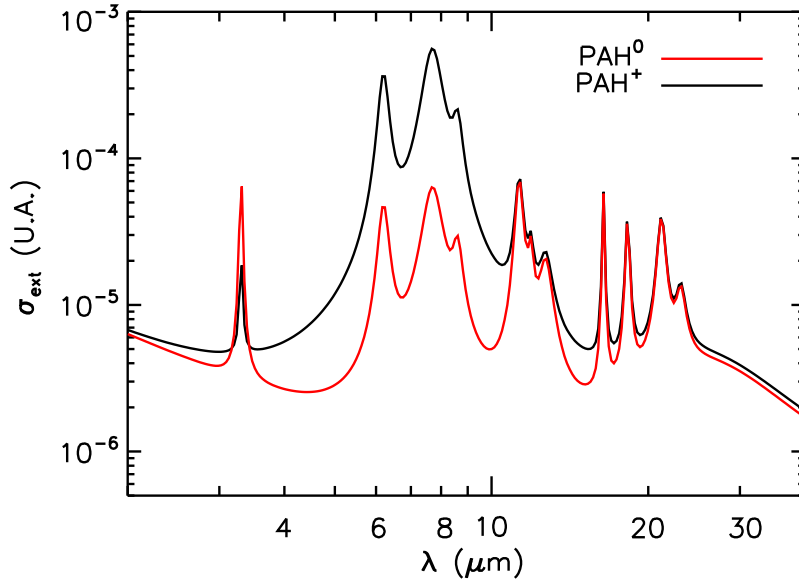


FIG. 2.9 – Sections efficaces des PAHs⁰ et des PAHs⁺ du modèle de Li & Draine (2001) pour une taille de $a \sim 6 \text{ \AA}$.

photons absorbés donnée, les espèces les plus grosses (qui ont une capacité calorifique plus élevée) auront en moyenne une température moins élevée et émettront alors dans les bandes à plus grande longueur d'onde.

Les travaux théoriques (e. g. De Frees et al., 1993; Langhoff, 1996; Bakes et al., 2001a,b) et expérimentaux (e. g. Szczepanski & Vala, 1993; Joblin et al., 1994, 1995) montrent que la charge des PAHs a un impact très important sur les rapports de bandes. Les PAHs neutres émettent beaucoup dans la bande à $3.3 \mu\text{m}$ due à l'élongation des liaisons C-H et dans les bandes à $10\text{-}15 \mu\text{m}$ dues à des modes de pliage C-H par rapport aux bandes à 6.2 et $7.7 \mu\text{m}$ dues à des modes d'élongation de liaisons C-C. Au contraire, les PAHs chargés (anions et cations) émettent plus dans les bandes à 6.2 et $7.7 \mu\text{m}$. La figure 2.9 illustre ces variations. Les variations spectrales observées dans les données ISOCAM au travers de certains objets ont ainsi été interprétées en terme de variation de charge des PAHs (e. g. Rapacioli et al., 2005). L'état de charge des PAHs et plus généralement celui des grains, est principalement déterminé par l'équilibre entre l'effet photoélectrique qui arrache des électrons aux grains les portant ainsi dans une charge positive et la recombinaison voir l'attachement électronique qui tend à porter les grains dans une charge négative (e. g. Weingartner & Draine, 2001c). Ces deux processus physiques dépendent respectivement de l'intensité du champ de rayonnement UV, tracé par χ , et de la densité électronique n_e . La charge des PAHs dépend alors du rapport χ/n_e . Pour les grandes valeurs de χ/n_e , ceux-ci seront plutôt cationiques tandis que pour les faibles valeurs de χ/n_e , ils seront plutôt anioniques.

2.3. Polarisation et alignement des grains

2.2.4 L'émission rouge étendue

L'émission rouge étendue (ERE) a été détectée pour la première fois par Schmidt et al. (1980) dans la nébuleuse "Red Rectangle". Cette émission se présente sous la forme d'une bande très large entre $\sim 5400\text{\AA}$ et $\sim 9000\text{\AA}$ qui est piquée à $6100\text{\AA} \lesssim \lambda \lesssim 8200\text{\AA}$. Sa forme et sa longueur d'onde au pic semble varier d'un objet à l'autre. Elle a été observée en direction d'une grande variété d'objets comme les nébuleuses par réflexion, les nébuleuses planétaires, les régions HII ou encore le milieu galactique diffus (voir Draine, 2003a, pour les références). Cette émission pourrait être due à la photoluminescence. L'efficacité de conversion des photons a été estimée à $10 \pm 3\%$ dans le MIS diffus par Gordon et al. (1998). Les émetteurs responsables de l'ERE ne sont pas encore identifiés. Différents porteurs ont été proposés comme les nano-particules de carbone (Seahra & Duley, 1999), les PAHs (Dhendecourt et al., 1986) et les nano-particules de silicate (Witt et al., 1998).

2.3 Polarisation et alignement des grains

Le rayonnement des étoiles qui est éteint par les poussières est partiellement polarisé (quelques pourcents). Il existe une corrélation entre le degré de polarisation et l'extinction (Serkowski et al., 1975; Jones, 1989; Jones et al., 1992) qui indique que ce sont bien les poussières qui en sont la cause. Il est communément admis que cette polarisation est causée par l'orientation de grains non sphériques dans le champ magnétique qui absorbent ainsi préférentiellement le rayonnement dans certaines directions.

La polarisation est dépendante de la longueur d'onde. Cette dépendance est bien reproduite par la loi de Serkowski (1973) :

$$P(\lambda) = P_{\max} \exp\left\{-K \ln^2\left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda}\right)\right\} \quad (2.11)$$

où λ_{\max} est la longueur d'onde pour laquelle la polarisation est maximum, P_{\max} la polarisation maximum et le facteur K détermine la largeur du pic de la courbe. La valeur de λ_{\max} varie entre 0.3 et $0.8 \mu\text{m}$ d'une ligne de visée à l'autre avec une valeur moyenne de $0.55 \mu\text{m}$. Des observations dans l'UV lointain (Anderson et al., 1996; Wolff et al., 1997) montrent que la polarisation y décroît bien comme le prédit la loi de Serkowski. Les très petites particules responsables de l'extinction à ces longueurs d'onde ne causent donc pas de polarisation et sont donc pratiquement sphériques et/ou peu alignées dans le champ magnétique.

L'émission IR lointain et millimétrique des poussières est également polarisée pour les mêmes raisons. Les gros grains qui sont asphériques et alignés dans le champ magnétique doivent émettre un rayonnement polarisé. En effet, ces grains rayonnent plus efficacement quand le champ électrique est dans la direction de leur grand axe. La polarisation du rayonnement IR lointain et millimétrique a été observée notamment dans la région de formation

d'étoile W51 (Dotson et al., 2000; Lai et al., 2001; Chrysostomou et al., 2002) et y atteint 10% à 1.3 mm (Lai et al., 2001). Des observations galactiques ont également été faites pour de plus grandes échelles spatiales par Archeops (e. g. Benoît et al., 2004; Ponthieu et al., 2005).

2.4 Cycle des poussières interstellaires

Les poussières interstellaires sont essentiellement carbonées et silicatées comme le montrent les différentes signatures spectrales en extinction et en émission que nous avons vu précédemment ainsi que la déplétion des éléments (§ 1.3). De plus, l'absence de signature spectrale des silicates en émission montre que les très petits grains qui sont chauffés stochastiquement sont plutôt carbonés alors que les gros grains sont plutôt silicatés.

Les poussières évoluent dans le MIS suivant les conditions physiques dans lesquelles elles se trouvent. Elles suivent donc le cycle d'évolution de la matière interstellaire qui est complètement lié au cycle d'évolution stellaire. La figure 2.10 illustre ce cycle depuis la formation de nouvelles poussières par les étoiles évoluées en passant par leur destruction/érosion dans les chocs de supernova, leur croissance dans les nuages moléculaires denses qui sont les sites de formation stellaire et enfin leur incorporation dans les étoiles en formation et les systèmes proto-planétaires. Notons également que les étoiles jeunes émettent une grande quantité de rayonnement UV qui a un impact sur l'évolution des poussières présentes dans les nuages parents de ces étoiles.

2.4.1 Formation des poussières

Les poussières sont formées dans les étoiles en fin de vie comme les étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB pour Asymptotic Giant Branch) ou les supernovae. Les enveloppes froides des étoiles AGB, qui sont des étoiles dont la masse initiale est inférieure à $8 M_{\odot}$, sont les principales sites de formation. Ces enveloppes présentent des conditions idéales pour les processus de nucléation et de croissance des grains. Ces grains sont ensuite balayés par la pression de radiation de l'étoile centrale et sont ainsi injectés dans le milieu interstellaire (e. g. Jones et al., 1997). On observe donc dans ces enveloppes des signatures spectroscopiques qui tracent la présence de matériaux solides tels que des hydrocarbures aliphatiques et/ou aromatiques, du graphite, des nanodiamants, du SiC, du TiC ou encore des silicates amorphes et cristallins (pour une revue on pourra se reporter à Waters, 2004).

Les éléments C et O se combinant préférentiellement en CO, le rapport d'abondance C/O des étoiles évoluées détermine lequel de ces deux éléments peut rester libre pour former des poussières. Ainsi, les poussières silicatées se forment dans les enveloppes d'étoiles avec $C/O < 1$ et les poussières carbonées dans les enveloppes des étoiles avec $C/O > 1$. Notons

2.4. Cycle des poussières interstellaires

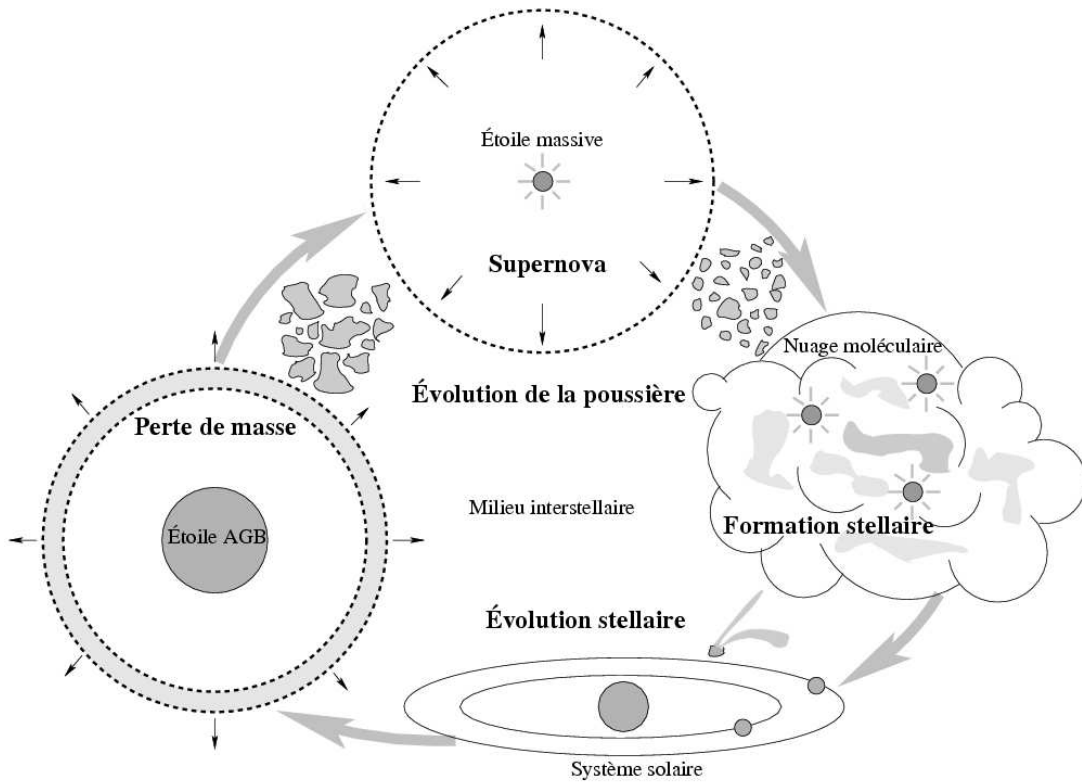


FIG. 2.10 – Schéma représentatif du cycle d'évolution des poussières (source: thèse de F. Galliano, inspiré de Jones, 2004).

que les silicates cristallins ne sont détectés que dans les AGBs qui ont un taux de perte de masse élevé ($\gtrsim 10^{-5} M_{\odot} \text{an}^{-1}$) et représentent alors typiquement 10-15% des l'abondance des silicates (Molster & Kemper, 2005). Les silicates du milieu interstellaire sont amorphes. Les silicates cristallins subissent donc vraisemblablement une amorphisation par les chocs et les rayons cosmiques (e. g. Demyk et al., 2001; Carrez et al., 2002).

2.4.2 Processus d'évolution des poussières dans le milieu interstellaire

Les ondes de choc de supernova dans le milieu diffus provoquent la fragmentation des grains (e. g. Jones et al., 1996) lorsque la vitesse des collisions grain-grain est typiquement $\gtrsim 1 \text{ km s}^{-1}$. La distribution de taille contient donc plus de petits grains après de tels chocs. Lorsque la vitesse de collision grain-grain est assez élevée ($\gtrsim 20 \text{ km s}^{-1}$), les grains peuvent être vaporisés et libèrent ainsi les éléments dont ils sont constitués dans la phase gazeuse. Les grains peuvent également être érodés par des atomes et des ions (essentiellement H et He) si les collisions se font avec une vitesse très élevée (e. g. Dwek et al., 1996). Ce processus peut être dû à la très haute température du gaz ou au passage d'un choc.

Le temps de vie des grains dans le milieu interstellaire est limité par la destruction dans les chocs de supernova. Il est estimé à $t_{\text{vie}} \sim 5 \cdot 10^8$ ans (e. g. Jones, 2004). Le temps de formation par les étoiles évoluées est de $t_{\text{formation}} \sim 3 \cdot 10^9$ ans (e. g. Jones, 2004). Des processus de régénération (coagulation, accrétion) des poussières au sein du milieu interstellaire sont donc nécessaires pour atteindre un équilibre (Dwek, 1998).

Dans les environnements plus denses, les grains peuvent accréter des atomes ou molécules du gaz, ce qui fait alors croître leur taille. La coagulation des grains dans les environnements denses s'opère lorsque la vitesse de collision grain-grain est plus faible que la vitesse limite de fragmentation (e. g. Chokshi et al., 1993). Elle fait croître la taille des grains et peut même faire disparaître les très petits grains qui se coagulent efficacement sur les gros grains (e. g. Stepanik et al., 2003). La coagulation est rendue plus efficace par l'apparition de manteaux de glace à la surface des grains dans les nuages moléculaires.

L'irradiation des grains par un rayonnement dur et intense peut altérer ces derniers. Les manteaux de glace formés dans les nuages denses sont évaporés lorsque les grains sont chauffés par le rayonnement. Une partie des glaces peut être photolysée pour produire des matériaux réfractaires organiques (Greenberg et al., 2000). Comme nous allons le voir dans la section suivante, le rayonnement peut aussi avoir un impact sur la nature de la matière carbonée.

2.4.3 Evolution des hydrocarbures dans le milieu interstellaire

Les très petites particules sont essentiellement carbonées. Elles peuvent se trouver sous forme de graphite, d'hydrocarbures riches en hydrogène et aliphatiques (notés a-C :H), d'hydrocarbures aromatiques (notés a-C, PAHs) ou encore de nanodiamants. La figure 2.11, qui s'appuie sur les travaux de Jones (2005), schématise le cycle d'évolution des hydrocarbures en fonction de l'environnement dans lequel ils se trouvent.

Les hydrocarbures peuvent se former dans les supernovae, les enveloppes froides d'étoiles évoluées riches en carbone et dans le milieu interstellaire dense ($n_{\text{H}} > 10^3 \text{ H cm}^3$) par accrétion. Les a-C :H se forment plutôt dans ces deux derniers environnements. Les bandes à 3.4, 6.85 et 7.25 μm vues en absorption au travers des nuages denses sont bien reproduites par ces a-C :H (e. g. Dartois et al., 2004; ?). Les a-C :H seraient alors la forme prédominante des hydrocarbures dans les nuages denses (e. g. Jones et al., 1990; Jones, 1990; Dartois et al., 2007).

La présence de rayonnement induit une aromatisation et une perte d'hydrogène des a-C :H par apport d'énergie (e. g. Dartois et al., 2005; Jones et al., 1990). Cela correspond à une transition d'une hybridation sp^3 du carbone vers une hybridation sp^2 aromatique.

2.4. Cycle des poussières interstellaires

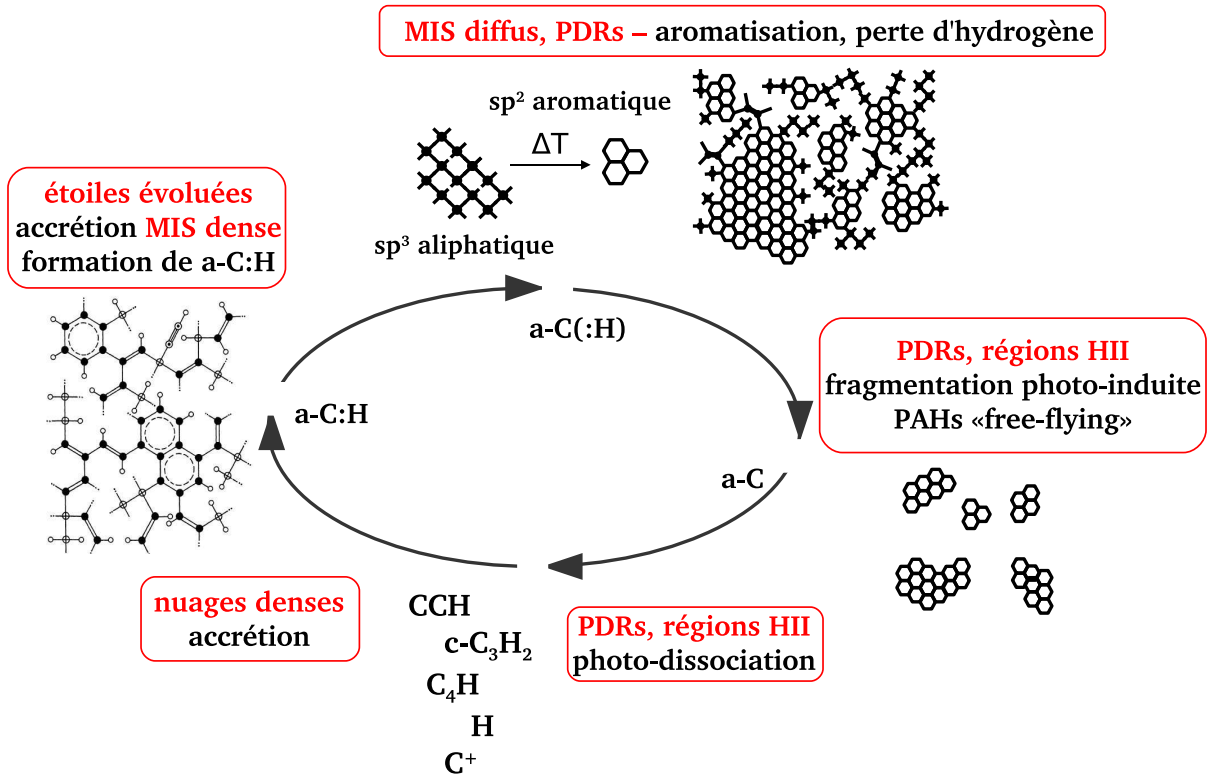


FIG. 2.11 – Schéma représentatif de l'évolution des hydrocarbures dans le milieu interstellaire. La structure des hydrocarbures qui est ici représentée en deux dimensions est plutôt à trois dimensions en réalité (inspiré de Jones, 2005).

Cette transition aliphatique-aromatique peut être assez rapide comme le montrent les modèles (e. g. Jones, 1990). Les espèces ainsi formées contiennent des groupements de 3 à 6 anneaux aromatiques en moyenne liés par des ponts aliphatiques ou oléfiniques (a-C(:H) sur la figure 2.11) (e. g. Duley, 2000; Petrie et al., 2003). Ces ponts aliphatiques peuvent ensuite être détruits par le rayonnement photodissociant pour libérer des îlots de matière aromatique pauvre en hydrogène (a-C, PAHs) (e. g. Duley, 2000). Les PAHs ainsi formés peuvent être à leurs tours détruits par un rayonnement photodissociant (e. g. Jochims et al., 1994, 1999) assez dur et intense pour donner des hydrocarbures plus simples et petits comme c-C₃H₂, CCH, C₄H (e. g. Pety et al., 2005) et qui pourront croître de nouveau par accréation dans les nuages denses.

Le cycle peut évidemment être "court-circuité". En effet, les espèces PAHs avant d'être détruites peuvent être incorporées dans des nuages denses lors de la formation de ces derniers. Dans ces conditions, ils pourraient donner naissance à des agglomérats d'hydrocarbures aromatiques. En présence de rayonnement photodissociant, ces agglomérats retour-

neraient sous forme de PAHs par évaporation (e. g. Rapacioli et al., 2005, 2006; Cesarsky et al., 2000). Notons que des espèces gazeuses comme $c\text{-C}_3\text{H}_2$, CCH, C_4H sont également présentes dans ces nuages denses. Les hydrocarbures formés par accrétion pourraient alors être un mélange des PAHs et de ces espèces gazeuses, de la forme a-C(:H).

2.4.4 Variation du spectre IR moyen dans les PDRs

Le satellite ISO a permis de révéler une diminution systématique du rapport d'émission bandes/continuum IR moyen des couches externes vers les couches profondes, dans les bords denses illuminés (i. e. dans les PDRs, e. g. Abergel et al., 2002). Si cette variation ne peut pas être expliquée par des effets de transfert de rayonnement, elle devrait alors tracer l'évolution des propriétés des poussières dans ces objets. En particulier, l'abondance des porteurs du continuum IR moyen pourrait y être plus élevée par rapport à celle des porteurs des bandes aromatiques. Plusieurs processus physiques peuvent expliquer de telles variations. Ces processus ont pour effet soit d'augmenter l'abondance des porteurs du continuum IR moyen, soit de diminuer celle des porteurs des bandes aromatiques soit encore, de cumuler les deux effets :

- Les processus liés à la nature anisotrope du champ de rayonnement (e. g., Lafon, 1990; Weingartner & Draine, 2001b). Un champ de rayonnement anisotrope a pour effet de créer des forces qui poussent les poussières dans le sens de propagation du rayonnement. Les trois forces qui dominent sont dues à la pression de radiation, à l'éjection anisotrope de photoélectrons et à la désorption anisotrope d'espèces faiblement liées à la surface des grains (e. g. atomes, ions). Ces forces impriment aux poussières une vitesse de dérive par rapport au gaz qui fait apparaître une force de frottement. La vitesse de dérive résultante est une fonction croissante de la taille des grains (e. g., Weingartner & Draine, 2001b). Les différences de vitesse entre les grains de tailles différentes peuvent induire des coagulations et/ou une ségrégation en taille par effet de chasse. Les plus gros grains (porteurs du continuum) pourraient alors être moins abondants près de l'étoile et accumulés au bord dense de la PDR.
- Les PDRs denses sont le lieu privilégié de l'évolution des hydrocarbures (§ 2.4.3) en raison de la présence simultanée de matière dense et de rayonnement. La variation du rapport d'émission bandes/continuum pourrait donc être une conséquence de l'évolution de la matière carbonée. Dans ce cas, la question est de savoir quel processus domine l'évolution du rapport bande/continuum. Voit-on moins de bandes en raison de la photo-destruction des PAHs dans les couches externes de la PDR? Voit-on des variations de l'abondance relative entre les agglomérats de PAHs (émetteurs de bandes+continuum IR) et les PAHs libres (émettrices de bandes)? Voit-on la synthèse des PAHs à partir des a-C :H sous l'effet du rayonnement dans les couches

2.4. Cycle des poussières interstellaires

externes de la PDR ?

- Les très petites particules (PAHs et VSGs) sont coagulées sur les gros grains dans les nuages denses (e. g. Stepnik et al., 2003). La naissance d'une étoile dans le nuage dense a pour effet de rendre plus diffuse la matière autour de l'étoile qui creuse une cavité dans son nuage parent (e. g. Weaver et al., 1977; Freyer et al., 2003) et d'illuminer la matière dense. Les très petites particules sont alors libérées de la surface des gros grains sous l'effet du rayonnement. Ce détachement de la surface des gros grains pourrait avoir lieu à différentes profondeurs en fonction de la nature et/ou de la taille des très petites particules. Si, par exemple, les porteurs des bandes aromatiques et du continuum IR moyen ont des énergies de liaisons différentes sur les gros grains, ils ne sont pas libérés à la même profondeur dans la PDR (i. e. dans les mêmes conditions physiques).

Il est important de garder à l'esprit que dans les PDRs, nous observons la transition de la matière interstellaire depuis un milieu dense, froid et protégé du rayonnement UV-visible vers un milieu plus diffus, chaud et irradié par une densité élevée de photons UV-visibles. Nous partons donc nécessairement de poussières dont les propriétés sont celles prévalant dans les nuages denses.