

Table des Matières

TABLE DES MATIERES	7
PRESENTATION GENERALE.....	13
CONTEXTE DE RECHERCHE.....	13
PRESENTATION DE LA THESE.....	14
CHAPITRE 1	17
INTRODUCTION.....	17
1.1 LE MILIEU INTERSTELLAIRE	18
1.1.1 Généralités	18
1.1.2 Les phases du MIS.....	18
1.1.2.1 Le milieu HI	19
1.1.2.2 Le milieu moléculaire.....	19
1.1.2.3 Le milieu HII	20
1.2 LE CYCLE DE LA MATIERE INTERSTELLAIRE.....	20
1.3 LA FORMATION DES ETOILES DE FAIBLE MASSE	21
1.3.1 Quelques unes des questions qui restent en suspens	21
1.3.1.1 La turbulence.....	21
1.3.1.2 Le champ magnétique.....	22
1.3.2 Processus de refroidissement du milieu	22
1.3.2.1 Refroidissement par rayonnement des molécules.....	22
1.3.2.2 Refroidissement par rayonnement des poussières	23
1.3.3 Le rôle important de l'interaction entre gaz et grains	23
1.3.4 Moyens d'études observationnelles des cœurs pré-stellaires.....	24
1.4 LES GRAINS DE POUSSIÈRES INTERSTELLAIRES	24
1.4.1 La découverte de la poussière interstellaire	25
1.4.2 Le cycle de la poussière interstellaire.....	25
1.4.3 L'importance du rôle des grains interstellaires.....	26
1.5 OBSERVATION ET MODELISATION DES GRAINS.....	27
1.5.1 Abondance des éléments.....	27
1.5.1.1 Abondance cosmique	27
1.5.1.2 Déplétion des éléments en phase gazeuse.....	28
1.5.1.3 Abondance des éléments dans les grains	28
1.5.2 Extinction de la lumière par les grains interstellaires	29
1.5.3 L'émission Galactique moyenne à grande échelle.....	31
1.5.4 La diffusion	32
1.5.4.1 Diffusion de la lumière visible et du rayonnement UV	33
1.5.4.2 Diffusion par les rayons X.....	33
1.5.5 Polarisation des grains	33
1.5.6 Récolte de grains interstellaires et observations in-situ	34
1.5.7 Evolution des propriétés des grains des milieux diffus vers les milieux denses et froids.....	34
1.5.7.1 Condensation des molécules à la surface des grains.....	36
1.5.7.2 Temps d'accrétion d'une molécule à la surface d'un grain	36
1.5.7.3 Le processus d'agglomération.....	37
1.5.7.4 Variation intrinsèque de l'émissivité des grains	38
1.5.8 Les modèles de grains	38
1.5.8.1 Le coefficient d'absorption massique des grains	38
1.5.8.2 Les modèles de grains du MIS diffus	39
1.5.8.3 Modèles de grains valables dans les environnements froids.....	42
1.5.8.4 Les approximations de ces modèles :	44

1.5.8.5	Les contraintes observationnelles marquantes que ces modèles ne prennent pas en compte	44
1.6	OBJECTIFS DE CETTE THESE	45
CHAPITRE 2		47
MODELES D'EMISSION SUBMILLIMETRIQUE DES GRAINS.....		47
2.1	INTRODUCTION AUX PROPRIETES D'EMISSION SUBMILLIMETRIQUE DES GRAINS.....	48
2.1.1	<i>Propriétés optiques des grains</i>	48
2.1.2	<i>La théorie de Mie</i>	48
2.1.3	<i>Propriétés d'absorption et d'émission des grains</i>	50
2.1.4	<i>Modèles classiques pour l'émission submillimétrique des grains</i>	50
2.1.4.1	Le modèle classique	50
2.1.4.2	Modèle de Lorentz - milieu diélectrique.....	51
2.1.4.3	Modèle de Drude- matériau conducteur et semi-conducteur	53
2.1.5	<i>Une approche quantique de l'absorption du réseau</i>	54
2.1.5.1	Notion de phonon	54
2.1.5.2	Le processus mono-phonon	55
2.1.5.3	Les processus multi-phonons.....	55
2.1.6	<i>Conclusions</i>	56
2.2	LES DONNEES DE L'OBSERVATION	56
2.2.1	<i>PRONAOS</i>	57
2.2.1.1	Objectifs scientifiques et description.....	57
2.2.1.2	L'anti-corrélation T- β observée par PRONAOS	58
2.2.2	<i>FIRAS (Far Infrared Absolute Photometer)</i>	59
2.2.2.1	L'instrument FIRAS du satellite COBE.....	59
2.2.2.2	L'excès submillimétrique et son interprétation.....	59
2.2.3	<i>Conclusions</i>	61
2.3	CONTRIBUTION A L'INTERPRETATION DE L'EMISSION SUBMILLIMETRIQUE DES GRAINS	61
2.3.1	<i>Absorption submillimétrique des matériaux amorphes</i>	61
2.3.2	<i>Une modélisation du désordre : le modèle de Schlömann</i>	62
2.3.2.1	Historique.....	62
2.3.2.2	Expression générale de l'absorption d'un solide amorphe	63
2.3.2.3	Le modèle de Schlömann	63
2.3.2.4	Expression de l'absorption	64
2.3.2.5	Dépendance fréquentielle de l'absorption	64
2.3.3	<i>Le modèle TLS</i>	65
2.3.3.1	Génèse.....	65
2.3.3.2	Description théorique	66
2.3.3.3	Une compréhension "intuitive" des systèmes à deux niveaux	66
2.3.3.4	Description quantique du système TLS	67
2.3.3.5	Paramètres physiques du modèle TLS.....	68
2.3.3.6	Réponse du système à deux niveaux à un champ externe.....	69
2.3.3.7	L'absorption résonnante	70
2.3.3.8	Les processus de relaxation	71
2.3.3.9	La densité d'états pondérée TLS	73
2.3.3.10	Interprétations phénoménologiques.....	74
2.3.3.11	Limitations du modèle.....	76
2.4	CONFRONTATION AUX DONNEES DE L'OBSERVATION.....	76
2.4.1	<i>Philosophie du modèle</i>	76
2.4.2	<i>Absorption comparée des différents processus du modèle « Schlömann-TLS »</i>	77
2.4.3	<i>Modélisation de l'anti-corrélation indice spectral /température</i>	80
2.4.3.1	Considérations sur le choix des paramètres libres	80
2.4.3.2	Simulation de l'anticorrélation T- β PRONAOS.....	81
2.4.3.3	Discussion des résultats.....	82
2.4.4	<i>Modélisation de l'excès d'émission millimétrique</i>	83
2.4.4.1	Choix des paramètres d'ajustement.....	83
2.4.4.2	Modélisation du spectre d'émission Galactique	83
2.4.4.3	Effet de la température	85
2.4.4.4	Discussion des résultats.....	86
2.4.5	<i>Développement du modèle</i>	87

2.5	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	87
CHAPITRE 3		89
DEPENDANCE EN TEMPERATURE DU COEFFICIENT D'ABSORPTION DE GRAINS SILICATES AMORPHES DANS LE DOMAINE SUBMILLIMETRIQUE.....		89
3.1	INTRODUCTION	90
3.1.1	Contexte de recherche.....	90
3.1.2	Objectifs de cette étude	92
3.2	MATERIAUX ETUDIES.....	92
3.2.1	Quels types de matériaux étudier ?	92
3.2.2	Structure des silicates.....	93
3.2.2.1	La structure des silicates.....	93
3.2.2.2	Les composés amorphes	94
3.2.3	Caractéristiques chimiques de la silice : influence de l'adsorption d'eau sur les propriétés optiques des silicates	95
3.2.3.1	Influence du processus d'adsorption sur les propriétés d'absorption des matériaux.....	95
3.2.3.2	Physiorption et chimisorption de l'eau.....	95
3.2.3.3	Les différents types de groupements OH.....	96
3.2.4	Nature des composés étudiés.....	97
3.2.4.1	La silice amorphe SiO_2	97
3.2.4.2	Composés silicatés MgSiO_3	98
3.3	LES METHODES DE MESURES UTILISEES	98
3.3.1	Mesures des propriétés optiques à grande longueur d'onde.....	98
3.3.2	Mesures de transmission par Spectrométrie à Transformée de Fourier (FTS).....	98
3.3.3	Le spectromètre.....	100
3.3.4	Le cryostat.....	100
3.3.5	Le détecteur submillimétrique : le bolomètre.....	100
3.4	LA PREPARATION DES ECHANTILLONS	101
3.4.1	Un support pour le matériau : la matrice	101
3.4.2	Préparation des pastilles dans le support PE : protocole expérimental	101
3.4.3	Une alternative au PE : l'eicosane	102
3.5	LES TRAVAUX SCIENTIFIQUES PRECEDENTS.....	102
3.5.1	Les travaux d'Agladze et al.	103
3.5.2	Les travaux de Mennella et al.	103
3.5.3	Les travaux de Bösch.....	104
3.6	ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNEES	105
3.6.1	Difficultés des mesures de transmission à grande longueur d'onde et basses températures	105
3.6.2	Déroulement typique d'une séance de mesures.....	105
3.6.3	Traitement des données.....	107
3.6.3.1	Correction des spectres de transmission	107
3.6.3.2	Calcul du coefficient d'absorption massique.....	108
3.6.3.3	Coefficient d'absorption dans un milieu composite : « effective medium theory ».....	110
3.6.3.4	Cassure dans la loi d'absorption des échantillons.....	113
3.7	PRESENTATION DES RESULTATS.....	114
3.7.1	Comportement global des échantillons	114
3.7.2	Variation de la loi d'absorption avec la température	115
3.7.3	Variation de la loi d'absorption avec la fréquence.....	116
3.7.4	Comparaison avec les données PRONAOS.....	117
3.7.5	Comparaison avec les résultats expérimentaux précédents	118
3.7.6	Premiers résultats sur des échantillons amorphes recuits	119
3.8	INTERPRETATION DES RESULTATS	120
3.8.1	Méthode de caractérisation des matériaux	120
3.8.1.1	La Microscopie électronique	121
3.8.1.2	La Diffraction par rayons X appliquée au matériau amorphe.....	121

3.8.1.3	L'analyse thermique différentielle et la thermogravimétrie : analyse de la teneur en eau des matériaux	121
3.8.1.4	Spectroscopie IR	121
3.8.2	<i>Influence de l'eau physisorbée</i>	122
3.8.3	<i>Influence de la teneur en OH sur le spectre submillimétrique de silicates amorphes</i>	123
3.8.3.1	OH, une impureté du silicate	123
3.8.3.2	Influence de OH sur les propriétés des silices amorphes	123
3.8.3.3	Résultats expérimentaux	123
3.8.3.4	Impuretés dans les espèces MgSiO_3	124
3.8.4	<i>Influence du degré d'amorphisation</i>	124
3.9	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	126
CHAPITRE 4		129
GAZ ET GRAINS DANS UNE CONDENSATION FROIDE DU TAUREAU		129
4.1	MOTIVATIONS ET CHOIX DE LA SOURCE	130
4.1.1	<i>Caractéristiques du filament du Taureau</i>	132
4.1.2	<i>Phénomène d'agrégation des grains</i>	132
4.1.3	<i>Corrélation gaz-grains : problématique</i>	133
4.2	ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES CŒURS DENSES	133
4.3	CHOIX DES RAIES OBSERVEES	135
4.3.1	<i>Etude spectroscopique du monoxyde de carbone</i>	135
4.3.2	<i>Etude spectroscopique de N_2H^+</i>	136
4.4	PRESENTATION DES OBSERVATIONS	136
4.4.1	<i>Observations Kitt Peak</i>	136
4.4.1.1	$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	137
4.4.1.2	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	137
4.4.2	<i>Observations IRAM</i>	137
4.4.2.1	$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	139
4.4.2.2	$\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ et $\text{C}^{17}\text{O}(2-1)$	139
4.4.2.3	$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	140
4.5	DESCRIPTION DES RESULTATS	140
4.5.1	<i>Définition de l'échelle de température</i>	140
4.5.2	<i>Le profil d'intensité de $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$</i>	140
4.5.3	<i>Le profil d'intensité de N_2H^+</i>	142
4.5.4	<i>La structure en vitesse du filament</i>	144
4.6	ANALYSE DES RESULTATS	145
4.6.1	<i>L'opacité du milieu</i>	146
4.6.2	<i>Etude de l'émission de N_2H^+</i>	146
4.6.3	<i>Modélisation de l'émission de CO</i>	147
4.6.3.1	Résumé des résultats obtenus au Kitt Peak	147
4.6.3.2	La méthode d'inversion linéaire	148
4.6.3.3	Le modèle de Monte-Carlo	149
4.6.4	<i>Discussion des résultats</i>	155
4.6.4.1	Phénomène de déplétion et propriétés des grains	155
4.6.4.2	Caractéristiques typiques de la déplétion de CO dans les cœurs denses	156
4.6.4.3	Comparaison avec le profil de densité de Stepnik et al. (2002)	158
4.7	STRUCTURE EN VITESSE	159
4.7.1	C^{18}O	159
4.7.2	N_2H^+	161
4.7.3	<i>Autres traceurs de l'effondrement</i>	162
4.8	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	162

CHAPITRE 5	165
L'EAU DANS CHA-MMS1 : OBSERVATIONS AVEC ODIN.....	165
5.1	CONTEXTE DE RECHERCHE : L'EAU DANS LES REGIONS DE FORMATION D'ETOILES 166
5.1.1	<i>L'eau : un vecteur de refroidissement des cœurs pré-stellaires ?</i> 166
5.1.2	<i>L'apport des satellites ISO et SWAS</i> 167
5.1.2.1	ISO 167
5.1.2.2	SWAS (Submillimeter Wave Astronomy Satellite)..... 168
5.1.2.3	Sous-abondance de l'eau dans les environnements froids et denses..... 168
5.1.3	<i>Quelques mécanismes de production de H₂O dans les environnements denses</i> 169
5.1.4	<i>L'apport du satellite ODIN</i> 170
5.2	LE SATELLITE ODIN..... 170
5.2.1	<i>Objectifs scientifiques</i> 171
5.2.2	<i>Présentation générale de l'instrument</i> 171
5.2.3	<i>Instrumentation : le radiomètre</i> 172
5.2.3.1	Architecture générale du radiomètre 173
5.2.3.2	Les récepteurs hétérodynes..... 174
5.2.3.3	Les spectromètres 175
5.2.3.4	Résumé des principales caractéristiques de l'instrument..... 176
5.2.4	<i>Modes d'observations</i> 177
5.2.4.1	Le mode « Dicke switching » : permutation de faisceau 177
5.2.4.2	Le mode « position switching » : commutation de visée..... 178
5.2.4.3	Première calibration des spectres..... 178
5.2.4.4	Contraintes liées au mode d'observation d'ODIN..... 178
5.2.5	<i>L'accès aux données</i> 178
5.3	TRAITEMENT DE DONNEES..... 180
5.3.1	<i>Le rapatriement et le traitement des données en Automne 2002</i> 180
5.3.2	<i>Le rapatriement des données de niveau 0 depuis le serveur SGDO du CNES</i> 180
5.3.3	<i>Des données satellitaires brutes vers les données de niveaux 1b</i> 180
5.3.4	<i>Traitement du signal effectué sur les données o-H₂O</i> 182
5.3.4.1	Tri des données..... 182
5.3.4.2	Calcul et retrait du spectre OFF..... 182
5.3.4.3	Retrait de la ligne de base..... 183
5.3.4.4	Filtrage par fenêtre de Hanning..... 183
5.3.4.5	Correction de vitesse LSR..... 183
5.3.5	<i>Applications : étude comparative de la source W3</i> 184
5.4	LA SOURCE CHAMÆLEON-MMS1..... 185
5.4.1	<i>La région du Chamæleon</i> 185
5.4.2	<i>La source Chamæleon-MMS1</i> 186
5.4.3	<i>Cha-MMS1, une étoile de classe 0 ?</i> 187
5.4.4	<i>La chimie au cœur de Cha-MMS1</i> 188
5.4.5	<i>Une chimie dominée par les phénomènes de désorption ou de déplétion ?</i> 189
5.4.6	<i>Observations de la raie o-H₂O avec ODIN</i> 189
5.4.7	<i>Analyse des résultats</i> 191
5.4.7.1	Détermination de l'abondance de ortho-H ₂ O 191
5.4.7.2	Limite supérieure de l'émission intégrée de l'eau 192
5.4.7.3	Le coefficient C _{ij} 192
5.4.7.4	Densité et densité de colonne du milieu 193
5.4.7.5	L'abondance fractionnelle de ortho-H ₂ O..... 193
5.4.7.6	Modèle de Monte-Carlo de Mika Juvela 193
5.4.8	<i>Interprétation des résultats</i> 194
5.4.8.1	Cœur dense avec proto-étoile de classe 0 : le cas particulier de B335..... 194
5.4.8.2	Les questions qui restent en suspens 195
5.4.8.3	Perspectives..... 195
5.5	CONCLUSIONS..... 196

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	197
ANNEXE A.....	201
NOTIONS DE TRANSFERT RADIATIF	201
A.1 DEFINITION DE L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL (ETL).....	201
A.2 EQUATION DE TRANSFERT	202
A.2.1 <i>L'épaisseur optique du milieu</i>	202
A.2.2 <i>Solution de l'équation de transfert à l'ETL</i>	203
A.3 EQUATIONS DE TRANSFERT RADIATIF ET COEFFICIENTS D'EINSTEIN	204
A.3.1 <i>Simplification à l'ETL</i>	205
A.3.2 <i>Application au cas du monoxyde de carbone : déduction de la densité de colonne</i>	206
A.3.2.1 La température d'excitation du milieu	206
A.3.2.2 L'opacité du milieu.....	207
A.3.2.3 La densité de colonne totale de la molécule.....	207
A.3.2.4 Déduction de la densité de colonne de H ₂	209
A.4 METHODE LVG	209
A.5 METHODE MONTE-CARLO.....	210
ANNEXE B.....	213
DIFFERENTS TYPES DE TRANSITIONS MOLECULAIRES.....	213
ANNEXE C.....	215
BILAN ENERGETIQUE D'UN GRAIN	215
C.1 GENERALITES	215
C.2 DEFINITION D'UNE TEMPERATURE D'EQUILIBRE.....	215
C.3 EQUILIBRE RADIATIF D'UN GRAIN	215
ANNEXE D.....	217
LA METHODE SOL-GEL.....	217
RENSEIGNEMENTS COMPLEMENTAIRES	219
LISTE DES FIGURES	223
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	228

Présentation générale

*« Même pour le simple envol d'un papillon
le ciel tout entier est nécessaire. »
Camille Claudel*

Contexte de recherche

Le milieu interstellaire est composé de gaz et de poussières. Bien que la poussière interstellaire ne représente qu'une très faible proportion en masse de la Galaxie, elle y joue un rôle fondamental au travers de la formation stellaire, de l'équilibre énergétique galactique et du cycle global de la matière.

Les grains de poussière interstellaire sont responsables de l'opacité du milieu. L'opacité est un des paramètres clés qui intervient dans les processus d'amorçage de la fragmentation des nuages denses conduisant à la formation d'étoiles. Les premières étapes de ces mécanismes restent encore largement incomprises. De nombreuses questions restent à ce jour en suspens : quelle est l'évolution physico-chimique des grains dans la Galaxie, et notamment vers les régions pré-stellaires denses et froides ? quelle est l'influence de l'interaction entre gaz et grains ? quelles sont les origines des variations des propriétés d'émission des grains et comment les prendre en compte dans les modèles de grains standard ? quels sont les processus de refroidissement des cœurs pré-stellaires ? Pour être capable de répondre à ces questions, il est indispensable d'avoir une meilleure connaissance des propriétés physico-chimiques de la matière interstellaire dans les régions froides et denses. L'étude de l'émission continuum submillimétrique des poussières et l'étude spectroscopique dans ces environnements froids s'avèrent deux moyens d'investigation particulièrement bien adaptés.

Les grains de poussière de grande taille ($\approx 0.1 \mu\text{m}$) rayonnent à l'équilibre thermique, principalement dans le domaine de l'infrarouge lointain et du submillimétrique, selon la loi de corps noir modifiée suivante : $I_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T)$

où β est l'indice spectral d'émissivité des grains, T la température d'équilibre moyenne des grains, κ une constante proportionnelle à la quantité de matière et B la fonction de Planck.

Depuis quelques années, de nouveaux développements technologiques ont permis l'exploration du domaine submillimétrique. Le ballon stratosphérique PRONAOS (1999), avec une couverture spectrale de $200 \mu\text{m}$ à $1100 \mu\text{m}$, a permis de caractériser l'émission continuum des grains (T, β, κ) dans différents sites du milieu interstellaire. Cette expérience a permis de découvrir des changements inattendus des propriétés des grains, des milieux denses vers les milieux diffus. Dupac et al. (2003) ont notamment démontré la variation de l'indice spectral d'émissivité des grains avec leur température et une variation du taux d'émission des grains dans les régions denses. Habituellement, les modèles standard de grains supposent une valeur constante de l'indice spectral d'émissivité des grains. Pourtant, un nombre grandissant d'observations démontre que l'indice spectral varie à la fois avec la température et la fréquence. Expliquer ces nouveaux comportements nécessite donc de progresser simultanément sur des terrains expérimentaux, théoriques et de modélisation. La compréhension des propriétés d'émission des grains est essentielle à l'exploitation des futures données des missions spatiales européennes que sont PLANCK et HERSCHEL. L'élaboration

d'un nouveau modèle de grains sera indispensable à la soustraction correcte des avant-plans galactiques dans le cadre de la mesure du fond cosmologique.

Par ailleurs, comprendre l'évolution des propriétés des grains dans les environnements froids et denses nécessite l'étude de l'interaction existant entre gaz et grains et donc la caractérisation des propriétés du gaz. Par exemple, la condensation du gaz interstellaire à la surface des grains favorise l'agglomération des grains entre eux ce qui modifie leurs propriétés d'émission. L'étude du gaz permet de caractériser les conditions physiques des environnements sondés : turbulence, température, conditions d'excitation du milieu. Ce sont autant de facteurs dont la détermination est primordiale à une meilleure compréhension des processus physiques à l'œuvre dans ces régions où la formation stellaire s'amorce.

Je présenterai brièvement le contenu des cinq chapitres qui seront exposés dans cette thèse.

Présentation de la thèse

Le premier chapitre de cette thèse est une introduction générale sur la poussière interstellaire, les faits observationnels qui nous renseignent sur ses propriétés et les modèles de grains qui permettent de synthétiser la connaissance que nous en possédons. Nous nous intéresserons particulièrement aux modifications que subissent les grains de poussières dans les régions denses et froides dans lesquelles la formation stellaire s'initie. Nous aborderons également quelques unes des grandes questions que soulèvent la physico-chimie des régions de formation d'étoiles.

Les chapitres 2 et 3 sont dédiés à **l'étude de l'émission des grains interstellaires dans le continuum submillimétrique**.

Dans le chapitre 2, **l'émission des grains interstellaires est abordée d'un point de vue théorique**. Nous commençons par présenter un bref rappel des modèles théoriques habituellement utilisés pour expliquer les propriétés d'émission des grains à grande longueur d'onde. Nous présentons ensuite des observations astrophysiques marquantes (PRONAOS, FIRAS) qui révèlent que les grains possèdent à grande longueur d'onde des propriétés d'émission inattendues qui ne peuvent pas être comprises par la seule considération des modèles théoriques usuels. Pour expliquer ces propriétés, nous proposons un modèle théorique original d'émission des grains, basé sur une distribution de double-puits de potentiel asymétriques. Après avoir décrit de manière détaillée ce modèle nous l'appliquons à l'interprétation des observations astrophysiques décrites en début de chapitre.

Le chapitre 3 aborde la même thématique mais par le biais **d'expériences menées en laboratoire sur les propriétés d'absorption de matériaux d'intérêt astrophysique, à basse température et grandes longueurs d'onde**.

Dans ce chapitre nous expliquons les différentes techniques expérimentales que nous avons mises en œuvre et la nature des échantillons que nous avons étudiés. Nous présentons les difficultés liées à l'étude de la transmission de ces échantillons dans ce domaine de température et de longueur d'onde puis nous expliquons le traitement des données réalisées. Nous exposons enfin les résultats obtenus et en proposons une interprétation qui peut être reliée au modèle théorique exposé dans le chapitre 2.

Les chapitres 4 et 5 sont consacrés à **l'étude spectroscopique des cœurs denses** et à la meilleure connaissance des processus fondamentaux de la formation stellaire : à la fois les processus de refroidissement des cœurs pré-stellaires par l'émission spectroscopique des

molécules mais également l'interaction existant entre les grains de poussières interstellaires et le gaz et son impact sur les modifications des propriétés d'émission des grains.

Le chapitre 4 présente des observations de **l'émission des molécules CO et N_2H^+** obtenues depuis l'observatoire de l'IRAM et du Kitt Peak en direction d'un filament dense de la constellation du Taureau. Ce filament est particulièrement intéressant à étudier car un phénomène d'agglomération des grains entre eux y a été identifié (Stepnik et al. 2003). Les résultats obtenus sont d'abord interprétés par le biais d'hypothèses simples sur l'état d'excitation du milieu. Une modélisation plus complète de l'émission de CO par modèle Monte-Carlo est ensuite présentée. Les résultats obtenus sont commentés en terme de structure en densité, de structure en vitesse, de turbulence et de conditions d'excitation du milieu et reliés à l'apparition du changement de propriétés d'émission des grains.

Le chapitre 5 est consacré à **l'étude de la raie d'émission de l'eau dans sa transition fondamentale dans les régions denses** du milieu interstellaire par le satellite ODIN, lancé en 2001, qui est un projet précurseur en matière d'observations des transitions moléculaires dans le domaine submillimétrique. L'intérêt de l'étude de l'émission de la molécule d'eau, vecteur de refroidissement des régions de formation stellaire est souligné puis nous résumons les principales caractéristiques instrumentales du satellite ODIN. Nous détaillons ensuite la chaîne de traitement de données développée pour analyser les données du spectromètre acousto-optique en direction de la région de formation stellaire W3 et d'une région moléculaire dense de la constellation du Chamæleon. Nous présentons plus particulièrement l'analyse de données réalisée en direction du nuage sombre du Chamæleon et proposons une première interprétation des résultats obtenus.

Chapitre 1

Introduction

*« Le plus beau sentiment que l'on puisse éprouver,
c'est le sens du mystère. C'est la source de tout art véritable,
de toute vraie science. Celui qui n'a jamais connu cette émotion, qui ne
possède pas le don d'émerveillement, autant vaudrait qu'il fût mort
ses yeux sont fermés. »*
Albert Einstein

1.1	LE MILIEU INTERSTELLAIRE	18
1.1.1	Généralités	18
1.1.2	Les phases du MIS.....	18
1.2	LE CYCLE DE LA MATIERE INTERSTELLAIRE.....	20
1.3	LA FORMATION DES ETOILES DE FAIBLE MASSE	21
1.3.1	Quelques unes des questions qui restent en suspens	21
1.3.2	Processus de refroidissement du milieu	22
1.3.3	Le rôle important de l'interaction entre gaz et grains	23
1.3.4	Moyens d'études observationnelles des cœurs pré-stellaires.....	24
1.4	LES GRAINS DE POUSSIÈRES INTERSTELLAIRES	24
1.4.1	La découverte de la poussière interstellaire	25
1.4.2	Le cycle de la poussière interstellaire.....	25
1.4.3	L'importance du rôle des grains interstellaires	26
1.5	OBSERVATION ET MODELISATION DES GRAINS.....	27
1.5.1	Abondance des éléments.....	27
1.5.2	Extinction de la lumière par les grains interstellaires	29
1.5.3	L'émission Galactique moyenne à grande échelle.....	31
1.5.4	La diffusion	32
1.5.5	Polarisation des grains	33
1.5.6	Récolte de grains interstellaires et observations in-situ	34
1.5.7	Evolution des propriétés des grains des milieux diffus vers les milieux denses et froids	34
1.5.8	Les modèles de grains	38
1.6	OBJECTIFS DE CETTE THESE	45

1.1 Le milieu interstellaire

1.1.1 Généralités¹

Le milieu interstellaire (MIS) est le milieu dans lequel baignent les étoiles. Il constitue 5 % de la masse des étoiles et 0.5 % de la masse totale de la Galaxie, qui est dominée par la matière noire.

La matière extrêmement ténue du milieu interstellaire, se présente sous forme d'atomes ou de molécules libres d'une part, et de microscopiques particules solides d'autre part. On distingue ainsi les deux constituants suivants :

- *Le gaz interstellaire*, composé de 70% d'hydrogène, 28% d'hélium et de 2% d'éléments plus lourds présents à l'état de traces.
- *La poussière interstellaire* qui ne représente que 1% en masse de la matière interstellaire. Les grains de poussière solides contiennent environ la moitié des éléments plus lourds que l'hélium du milieu interstellaire (Aannestad et Purcell, 1973).

Ces deux constituants sont mélangés de façon homogène à grande échelle et étroitement couplés par différents types d'échanges physico-chimiques et de transfert d'énergie par collision et rayonnement.

La matière interstellaire est soumise à un certain nombre de facteurs physiques qui vont lui communiquer de l'énergie :

- le rayonnement cosmique, composé de particules principalement relativistes,
- le champ magnétique galactique, de l'ordre de $5\mu\text{G}$ en moyenne,
- le rayonnement électromagnétique, composé du rayonnement stellaire mais également du rayonnement cosmologique.

Les densités énergétiques moyennes de rayonnement cosmique, de champ magnétique et de photons sont toutes de l'ordre de $1\text{eV} \cdot \text{cm}^{-3}$ dans le voisinage solaire. L'étude globale de la physique du milieu interstellaire nécessite donc la prise en compte de ces 3 formes d'énergie.

1.1.2 Les phases du MIS

Dans le milieu interstellaire, les températures peuvent varier entre 10 et 10000K ce qui induit l'existence de régions interstellaires de différentes natures, réparties selon l'état chimique de l'hydrogène qu'elles contiennent et les conditions physiques associées. Ces régions sont connues sous le nom de *phases du MIS*.

De manière simplifiée, on distingue :

- les environnements froids et neutres, constitués d'hydrogène moléculaire et atomique,
- les environnements chauds et ionisés, composés d'hydrogène ionisé
- les environnements situés entre ces deux extrêmes, composés d'hydrogène neutre ou ionisé.

Le Tableau 1 présente les caractéristiques des différentes phases du MIS en terme de densité, de température moyenne, de source de chauffage du milieu et de processus physiques permettant l'observation du milieu. On notera particulièrement les caractéristiques moyennes du milieu interstellaire dense et du milieu interstellaire diffus, auquel nous ferons souvent référence dans cet exposé.

¹ Nous citerons deux références bibliographiques qui permettent d'avoir une vue globale du milieu interstellaire : l'ouvrage détaillée de J.Lequeux (2002) mais également le papier de revue de K. Ferrière (2001)

Tableau 1 : ordres de grandeur des caractéristiques des différentes phases du MIS

Etat de l'hydrogène dans le milieu	Nom du milieu	Densité en H (cm^{-3})	Température cinétique du gaz (K)	Principale source de chauffage	Sources d'observations
Hydrogène atomique HI	Milieu diffus inter-nuages	~ 0.3	~ 8000	Photo-electrons provenant de la poussière	Emission raie à 21cm
	Nuages HI / milieu interstellaire diffus	~ 20	~ 100	Photo-electrons provenant de la poussière	Emission raie à 21 cm Raies d'absorption
Hydrogène moléculaire H_2	Nuages moléculaires milieu interstellaire dense	>1000	$\sim 10\text{-}30\text{K}$	Rayonnement cosmique/rayonnement étoiles enfouies	émission de CO, rayonnement de la poussière
Hydrogène ionisé HII (H^+)	Milieu diffus ionisé	~ 0.03	~ 8000	Rayonnement UV	Rayonnement $\text{H}\alpha$ [SII]
	Gaz coronal/ gaz chaud	$\sim 6 \cdot 10^{-3}$	$\sim 5 \cdot 10^5$	Explosions de supernovae	Rayons X Raies OVI
	Régions HII / nébuleuses gazeuses	$\sim 1 \cdot 10^4$	~ 10000	Rayonnement étoiles chaudes	Rayonnement $\text{H}\alpha$ Rayonnement radio Raies de recombinaison/ raies interdites

1.1.2.1 Le milieu HI

Le gaz atomique neutre est la composante la plus importante en masse du milieu interstellaire. Le gaz y est chauffé par effet photoélectrique (Bakes et Tielens, 1994)

Il est tracé par l'émission à 21 cm de l'hydrogène qui révèle une structure très hétérogène qui pourrait être dominée par la turbulence.

Il existe deux phases du milieu interstellaire atomique :

- **Le milieu interstellaire diffus (nuages HI)**

Le MIS diffus émet dans le domaine radio une intense raie à 21 cm de l'hydrogène neutre. L'étude de cette raie permet de découvrir la structure spirale du matériau galactique. Ce milieu est peu dense et il est chauffé par le rayonnement de l'ensemble des étoiles de la galaxie. Il est concentré au voisinage du plan galactique sur une demi-épaisseur $z \sim 100\text{pc}$. Ce sont les absorptions des atomes, ions et molécules présents dans ce gaz diffus et neutre qui ont révélé l'existence du milieu interstellaire.

- **Le milieu inter nuage**

Il s'agit d'un gaz tiède et peu dense que l'on ne voit pas en absorption. Cette composante tiède est distribuée de façon relativement uniforme. Elle est concentrée sur un disque de demi épaisseur moyenne $z \approx 180\text{pc}$ près du soleil.

1.1.2.2 Le milieu moléculaire

Observés dans les bras spiraux de la galaxie et dans la direction du centre galactique, les nuages moléculaires sont des condensations de matière denses et froides. La présence de poussières en grande quantité sur une ligne de visée rend ces nuages opaques au rayonnement visible et ultraviolet. Ils ne deviennent transparents qu'à grande longueur d'onde : ils peuvent être détectés en émission dans le domaine infrarouge, millimétrique et radio.

Préservés des rayonnements photodissociant des étoiles, ces nuages constituent un environnement privilégié où la formation de molécules complexes est favorisée. Plus d'une

centaine de molécules différentes y ont été identifiées² à ce jour. Parmi elles, on trouve de nombreuses molécules polyatomiques, composées principalement de H, C, O, N, Si, S et de leurs isotopes (la molécule la plus abondante du milieu interstellaire, H₂, reste cependant très difficilement observable³).

A l'intérieur des nuages denses, il n'est pas rare de détecter des sources très enfouies possédant des spectres infrarouges très froids. Ces spectres sont la signature de l'existence d'étoiles en formation, appelées proto-étoiles : les nuages denses sont le site privilégié de la formation stellaire (e.g. Strom, Strom et Grasdalen, 1974).

1.1.2.3 Le milieu HII

- **Les régions ionisées HII**

Le milieu doit être baigné par des sources d'énergie suffisamment puissantes pour ioniser le milieu : les régions HII sont ainsi majoritairement localisées au voisinage d'étoiles massives très chaudes. Elles émettent plusieurs types de rayonnement : rayonnement thermique continuum dans le domaine radio (émission libre-libre), raies de structures fines, raies de recombinaison radio, raies de recombinaison H α (désexcitation du niveau 3 vers le niveau 2 de l'hydrogène).

- **Le gaz ionisé diffus**

Ce gaz peut provenir de « fuites » de gaz ionisé HII par effet champagne, mais également de l'ionisation du gaz neutre par des étoiles chaudes isolées. Dans notre Galaxie, ce gaz a une masse très supérieure à celle présente dans les régions HII : il possède environ le tiers de la masse du milieu HI.

- **Le gaz coronal**

Le gaz coronal est une composante extrêmement chaude du milieu interstellaire. Il est chauffé et ionisé par les explosions de supernovae. Sa température peut atteindre un million de degrés. La présence de cette composante a été découverte principalement grâce à l'émission diffuse de rayons X mous (<1keV). Comme ce rayonnement est absorbé par le gaz neutre, la distribution de cette composante de gaz très chaude n'est pas connue au-delà du voisinage solaire. Des raies de l'oxygène cinq fois ionisé (O5⁺ ou OVI) ont été également détectées en absorption dans l'UV attestant de la présence de gaz extrêmement chaud permettant d'atteindre de hauts degrés d'ionisation par collisions.

1.2 Le cycle de la matière interstellaire

Le milieu interstellaire est extrêmement dynamique et en perpétuelle évolution: la matière interstellaire y est sans cesse recyclée et participe ainsi à l'évolution de la Galaxie. Le cycle de la matière est étroitement lié à celui des étoiles. De nouvelles étoiles se forment par condensation et fragmentation des nuages froids et denses tandis que des étoiles en fin de vie rejettent une partie de leur matière dans l'espace interstellaire et enrichissent ainsi le milieu en éléments lourds, formés lors de la nucléosynthèse. Cette matière, condensée dans les nuages moléculaires, sera à son tour le point de départ de la formation de nouvelles générations d'étoiles. Dans le cycle de la matière interstellaire, les étoiles constituent ainsi un point clé. Pourtant, même si les grandes étapes de la formation stellaire sont connues,

² Dans ces environnements, les raies émises par des molécules simples, excitées par collisions et retournant à leur état fondamental correspondent à des transitions de faible énergie et donc à une émission à grande longueur d'onde (cf. Annexe B).

³ H₂ étant une molécule symétrique elle ne possède pas de spectre rotationnel pur : elle ne possède que des transitions quadrupolaires de rotation d'intensités extrêmement faibles et situées dans l'IR moyen.

beaucoup de détails en demeurent encore incompris, notamment les toutes premières phases précédant la formation des étoiles.

L'étude du processus d'évolution des nuages moléculaires denses permet de mieux comprendre ces premières étapes. Ce processus d'évolution s'accompagne de grands changements des propriétés physico-chimiques du gaz et des grains et modifie également les interactions existant entre ces deux composantes (cf. le cycle des poussières 1.4.2).

Mieux comprendre les premières phases de la formation stellaire nécessite donc de caractériser les propriétés et les processus d'évolution des nuages denses.

1.3 La formation des étoiles de faible masse

Notre connaissance de la physique des cœurs pré-stellaires reste encore essentiellement basée sur des études théoriques (Shu et al., 1987, Ciolek et Mouschovias, 1995).

Le scénario standard de formation d'étoiles de faible masse est décrit par Shu, Adams et Lizano (1987). Il se base sur la contraction gravitationnelle spontanée d'une sphère isotherme isolée. Dans ce schéma habituellement admis pour la formation d'étoile 'isolée', on pense que la toute première étape consiste en la formation d'un cœur dense, sans étoile enfouie, et gravitationnellement lié (Myers 1999). La force de gravitation est supposée compensée par les forces de pression d'origine magnétique et/ou turbulente (Ward-Thomson et al. 1994). Le nuage pré-stellaire évolue ensuite lentement, via la diffusion ambipolaire (Mouschovias 1991) et/ou la dissipation de turbulence (Nakano 1998), vers des degrés de condensation plus importants, jusqu'à ce qu'il devienne instable gravitationnellement pour s'effondrer et former une protoétoile (objet de classe 0, André et al. 1993). Ces premières étapes vont probablement fortement influencer la suite du processus de la formation stellaire, notamment la fragmentation, le taux d'accrétion, et la masse de la future étoile (Foster et Chevalier 1993, Henriksen et al. 1997, Bacmann et al. 2000).

Au cœur de l'effondrement du nuage, la conservation du moment angulaire impose un mouvement global de rotation du globule pré-stellaire. Avant de s'agglomérer sur la future étoile, la matière forme un disque, appelée disque proto-planétaire. C'est au sein de ce disque que se formeront les futures planètes. La formation d'un système planétaire est donc reliée aux conditions de formation des étoiles. En ce sens, la connaissance de la formation des étoiles constitue un pas vers la compréhension de l'apparition de la vie sur les planètes.

1.3.1 Quelques unes des questions qui restent en suspens ...

Lors du processus de formation stellaire, l'effondrement du nuage sous son propre poids entre en compétition avec des processus qui peuvent ralentir ou empêcher l'effondrement : la turbulence du milieu, son champ magnétique et sa pression thermique.

L'une des questions phare de l'astrophysique des régions de formation d'étoiles demeure : **quelles sont les conditions physiques qui déclenchent ou inhibent l'effondrement gravitationnel ?**

Deux écoles s'affrontent sur l'importance du champ magnétique dans les processus de formation stellaire : pour certains le champ magnétique est le paramètre crucial qui va réguler le processus d'effondrement, pour d'autres l'influence du champ magnétique serait mineure, alors que la turbulence jouerait un rôle déterminant (Larson, 1981, Mac Low et Klessen, 2004).

1.3.1.1 La turbulence

La turbulence semble jouer un rôle important dans la structure et l'évolution des nuages moléculaires, depuis la formation des cœurs pré-stellaires jusqu'à l'effondrement et la

fragmentation des cœurs denses conduisant à la formation d'étoiles (pour une revue sur les processus de formation stellaire et l'impact de la turbulence, se référer à Mac Low et Klessen, 2004). Des vastes complexes de nuages moléculaires ($\sim 10^2$ pc, $\sim 10^6 M_{\text{sol}}$) jusqu'aux plus petites structures observables ($\sim 10^{-2}$ pc, $\sim 10^{-4} M_{\text{sol}}$), il existe des relations communes liant notamment la taille des structures à leur masse, mais aussi à leur dispersion de vitesse interne. Ces relations sont donc valables à plusieurs échelles différentes et suggèrent la possibilité que le milieu ait une structure fractale (e.g. Elmegreen et Falgarone, 1996). Les observations de telles structures dans le MIS suggèrent l'existence de la turbulence mais n'en fournissent pas une preuve irrécusable. Les simulations numériques de turbulence en présence de gravité (avec un champ magnétique faible) semblent bien reproduire le spectre de masse observé des cœurs denses. On pense que la turbulence permettrait de stabiliser des échelles instables gravitationnellement (Bonazzola et al. 1987, Klessen et al. 2000).

1.3.1.2 Le champ magnétique

Le champ magnétique a également un effet complexe sur la stabilité, l'effondrement et la fragmentation des nuages. Son flux est une source de support qui peut empêcher l'effondrement du nuage sur l'échelle de temps de la chute libre ($T_{\text{free-fall}} \sim 10^5$ ans pour un cœur dense typique). La densité requise pour que l'effondrement gravitationnel puisse se produire dépend du rapport entre la masse de la condensation et son flux magnétique. Le degré d'ionisation du nuage va déterminer l'importance du support magnétique. Dans les nuages faiblement ionisés tels que les cœurs denses, l'instabilité peut se produire quand le flux du champ magnétique va s'affaiblir graduellement par le mécanisme de diffusion ambipolaire : les ions sont maintenus par le champ B mais ne sont pas assez nombreux pour empêcher les neutres de dériver vers le centre du nuage. Le nuage pourra alors se contracter sous son propre poids pour former un cœur dense. L'augmentation de la densité du cœur est reliée au temps caractéristique de la diffusion ambipolaire, lui-même directement relié au degré d'ionisation du milieu.

Les propriétés des grains interstellaires vont affecter le temps caractéristique de la diffusion ambipolaire : les grains jouent un rôle très important sur l'ionisation du milieu, par leur impact sur la chimie du milieu. En outre, dans les nuages denses, la plupart des grains sont chargés et vont donc être fortement couplés au champ magnétique.

1.3.2 Processus de refroidissement du milieu

Pour que le processus de gravité l'emporte, le gaz en phase d'effondrement doit évacuer la pression thermique due au réchauffement du milieu. Pour cela, il doit transformer cette pression (dû au mouvement aléatoire des molécules dans le gaz), en rayonnement qui lui, sera capable de s'échapper du nuage. L'énergie peut être évacuée grâce au rayonnement submillimétrique des molécules et de la poussière.

1.3.2.1 Refroidissement par rayonnement des molécules

Les collisions entre molécules provoquent l'excitation interne de ces dernières qui se dé excitent par rayonnement dans le domaine infrarouge et submillimétrique. Les molécules émettrices doivent être en suffisamment grande quantité pour permettre à ce vecteur de refroidissement d'être efficace. Les molécules les plus abondantes dans le MIS, l'hélium et l'hydrogène, ne permettent pas un refroidissement efficace du milieu car aux faibles températures caractérisant le gaz dans les environnements froids elles ne sont pas excitées de manière efficace. Les modèles théoriques prévoient que le refroidissement du milieu soit dû à quelques molécules clés comme H_2O , O_2 , CO et C (cf. Figure 71). Pourtant, les résultats récents des satellites SWAS (Submillimeter Wave Astronomy Satellite) et ODIN ont montré

que ce n'était pas le cas pour H_2O et O_2 . Ces deux molécules n'ont pas été détectées dans la phase gazeuse des environnements froids et denses (e.g. Bergin et Snell (2002), Pagani et al. (2003)). Ainsi les molécules H_2O et O_2 que l'on pensait être les principaux vecteurs de refroidissement des cœurs près stellaires, ne sont pas présentes dans la phase gazeuse dans les environnements froids. **Quels sont alors les vecteurs de refroidissement qui viennent suppléer à l'absence de ces molécules ?**

1.3.2.2 Refroidissement par rayonnement des poussières

Les grains de poussières interstellaires constituent également une source de refroidissement du milieu par échange thermique entre les atomes du gaz et les grains. L'efficacité des poussières à rayonner de l'énergie dépend, entre autres, de leurs caractéristiques physico-chimiques, de leur structure et de leur température. La compréhension des propriétés d'émission/absorption des poussières est donc de toute première importance. Pourtant de nombreuses questions restent encore à élucider. Elles peuvent se résumer par la question générale : **quelles sont les propriétés exactes d'émission des grains dans les environnements froids et denses ?**

1.3.3 Le rôle important de l'interaction entre gaz et grains

Dans les nuages moléculaires, gaz et grains interstellaires sont en perpétuelle interaction. La compréhension des propriétés de chacune de ses entités implique donc la connaissance du couplage existant entre elles.

Les grains de poussière ont un grand impact sur la chimie qui se développe dans les condensations pré-stellaires. Ils favorisent la chimie interstellaire en phase gazeuse, en atténuant le rayonnement UV qui provoque la dissociation moléculaire. Dans les environnements froids et denses, ils sont le site de la condensation des molécules, et permettent à la chimie interstellaire en phase solide d'exister. En particulier, tandis que la densité du milieu augmente, les collisions entre gaz et grains se font plus fréquentes et les molécules peuvent se coller à la surface des grains (phénomène de déplétion) conduisant à une chute de l'abondance de certaines molécules en phase gazeuse. Ainsi, l'augmentation de la densité du milieu va conduire à une configuration où les bords externes des nuages, moins denses, auront une composition chimique classique, alors que les parties les plus internes auront une composition chimique modifiée par le phénomène de déplétion. La déplétion des espèces chimiques pourrait donc être, indirectement, l'un des premiers indicateurs des toutes premières phases du processus de formation stellaire. La déplétion dans ces milieux froids sera d'autant plus prononcée que les molécules piégées à la surface des grains ne pourront pas retourner à la phase gazeuse par évaporation. Selon Hartquist et Williams, 1989, la condensation des molécules à la surface des grains pourrait influencer la dynamique du nuage et dans certains cas empêcher son effondrement.

Certaines des réactions se produisant à la surface des grains sont impossibles en phase gazeuse si bien que les grains jouent le rôle de catalyseur. Les espèces chimiques condensées à la surface des grains pourront retourner à la phase gazeuse par phénomène de désorption. La condensation des espèces chimiques à la surface des grains entraîne l'apparition de manteaux de glace à leur surface. Ces manteaux vont favoriser l'agglomération⁴ des grains entre eux. L'interaction entre le gaz et les grains va jouer un rôle fondamental dans l'évolution physico-chimique des régions de formation d'étoiles. **Bien comprendre les processus à l'œuvre dans ces régions ne pourra se faire qu'en combinant l'étude du gaz à celle des grains.**

⁴ Le processus d'agglomération est souvent appelé « coagulation » dans les publications astrophysiques.

1.3.4 Moyens d'études observationnelles des cœurs pré-stellaires

L'étude observationnelle des cœurs pré-stellaires est nécessaire à la compréhension détaillée de l'évolution des cœurs pré-stellaires et des conditions initiales de la formation des étoiles. Les cœurs pré-stellaires rayonnant principalement dans le domaine de l'infrarouge lointain et du submillimétrique, ce domaine de longueur d'onde constitue un moyen d'étude privilégié.

Les avancées technologiques et l'avènement de nombreux outils observationnels puissants (radiotélescopes de l'IRAM, du JCMT...) ont permis de faire des progrès considérables dans notre compréhension des premières phases de la formation stellaire. De jeunes protoétoiles ont été identifiées (André, Ward-Thompson et Barsony, 1993) ainsi que des cœurs pré-stellaires dont la densité a pu être déterminée (Ward-Thompson et al. 1994). La mise en place progressive de caméras de bolomètres sur de grands télescopes (sub)-millimétriques a permis de contraindre la structure spatiale des condensations pré-stellaires.

L'analyse physico-chimique des cœurs pré-stellaires est un outil privilégié dans l'étude des premières étapes de la formation stellaire. Elle peut être menée de manière complémentaire grâce à la spectroscopie moléculaire et grâce à l'étude de l'émission des grains de poussières interstellaires.

Les molécules présentes dans la phase gazeuse permettent un accès direct au champ de vitesse dans le milieu (et donc à la dynamique et à la turbulence). Leur abondance fournit des contraintes sur la densité locale, le champ de rayonnement présent et sur la chimie du milieu (degré d'ionisation, déplétion des espèces ...). Elle est également un indicateur du degré d'évolution du nuage.

L'émission des grains fournit quant à elle une connaissance directe de la distribution de poussières présentes dans le milieu. La densité de colonne de poussières étant liée à la quantité d'hydrogène présente dans le milieu, l'étude de l'émission des grains fournit une estimation fiable de la distribution de H_2 . L'étude du continuum d'émission des poussières permet également de remonter de façon indépendante et complémentaire à la structure et aux profils de densité des cœurs pré-stellaires : ces informations sont d'une grande richesse et permettent une meilleure connaissance des conditions physiques présidant à la formation stellaire. Elle fournit également des informations précieuses sur les modifications des propriétés des grains dans ces environnements froids et denses. Nous exposerons dans la suite de ce chapitre les principales caractéristiques de ces grains interstellaires.

1.4 Les grains de poussières interstellaires⁵

Environ 1% de la masse du milieu interstellaire se trouve sous la forme de grains de poussières solides. Ces grains se retrouvent dans de nombreuses phases du MIS : milieu interstellaire diffus, régions HII, nuages moléculaires... La présence de ces grains de poussières est principalement révélée par son effet sur le champ de rayonnement : elle provoque notamment une atténuation du rayonnement dans la lumière visible. C'est cette particularité qui permit sa découverte au 18^{ème} siècle par Sir Herschel.

⁵ Une description détaillée de la poussière dans le milieu interstellaire peut être trouvée dans le papier de revue de Boulanger et al. (2000) ainsi que dans les résumés de la conférence « Astrophysics of Dust » 2004, ASP Conf. Series, vol. 309

1.4.1 La découverte de la poussière interstellaire

La présence de nuages sombres fut pour la première fois identifiée par Sir William Herschel. Il les dénomma « holes in the heavens » puisqu'il pensait que ces régions dépourvues d'étoiles étaient de véritables vides dans la distribution stellaire de la Galaxie. Il fallut attendre un siècle plus tard pour que les photographies de E.E. Barnard fournissent la preuve irréfutable que ces régions sombres n'étaient pas des régions dépourvues d'étoiles mais des nuages interstellaires obscurcissant la matière. Les observations de Trumpler (1930) sur le rougissement des étoiles à la périphérie de ces nuages démontrèrent qu'il existait une grande quantité de petits grains interstellaires à l'intérieur de ces nuages (cf.1.5.2). Ces derniers rendaient les nuages généralement opaques aux longueurs visibles. Les premières tentatives de détermination de la quantité de poussières dans les nuages sombres ainsi que de la structure de ces nuages furent entreprises grâce à des méthodes de comptage d'étoiles (e.g. Bok, 1956).

La découverte de l'émission à 21 cm de l'hydrogène atomique marqua une étape importante dans l'étude des nuages interstellaires. Les observations de Lilley en 1955 montrèrent que l'hydrogène atomique et la poussière étaient uniformément mélangés, tout au moins à faible extinction et que l'hydrogène contribuait majoritairement à la masse des nuages. Les grains de poussières ne représentaient que 1% de la masse des nuages.

1.4.2 Le cycle de la poussière interstellaire

Le cycle de vie de la poussière interstellaire est intimement lié à celui des étoiles. La poussière interstellaire participe au cycle global de la matière qui transporte les grains formés dans les enveloppes d'étoiles géantes évoluées dans le milieu interstellaire diffus puis dans les nuages moléculaires denses où la formation des étoiles se produit.

On suppose qu'une grande partie des grains de poussières se forme dans les enveloppes circumstellaires d'étoiles géantes. Des mouvements de convection amènent à la surface de l'étoile les éléments synthétisés dans leur cœur. Dans le gaz éjecté, des grains solides peuvent se former : l'apparition des premiers noyaux solides stables à partir du gaz s'appelle la nucléation. La condensation du gaz à la surface de ces noyaux favorise leur croissance.

Des grains de compositions différentes vont se former suivant l'abondance relative de carbone et d'oxygène dans le gaz.

La formation de poussières carbonées s'effectue autour des étoiles géantes et super-géantes carbonées. Dans ces étoiles une partie du carbone produit par les réactions nucléaires du noyau stellaire a été ramenée dans la photosphère de l'étoile. Le carbone réagit alors avec l'oxygène présent dans la photosphère de l'étoile pour former du CO. Le carbone étant plus abondant que l'oxygène, il en reste suffisamment en phase gazeuse pour conduire à la formation de grains carbonés.

Les enveloppes des étoiles évoluées riches en oxygène (type AGB, pour Asymptotic Giant Branch) constituent les principaux sites de formation de la poussière riche en oxygène (Jones, 1997). Autour des étoiles oxygénées, le carbone se trouve principalement sous forme de CO. Les grains qui apparaissent sont principalement des silicates amorphes composés de fer et de magnésium.

Les grains formés sont ensuite injectés dans le milieu interstellaire par le vent stellaire.

On estime qu'un grain de poussière interstellaire passe environ autant de temps dans le milieu interstellaire diffus que dans le milieu interstellaire dense ($\sim 10^7$ ans, McKee, 1989).

Dans le milieu interstellaire diffus, les grains subissent des processus principalement destructifs dus à la dynamique importante du milieu et au rayonnement énergétique le parcourant. Les grains sont érodés par les collisions avec le gaz, ils sont vaporisés lors de

collisions très énergétiques avec d'autres grains et leur surface est altérée par irradiation de photons et de particules énergétiques du milieu.

Dans ces environnements peu denses, les grains de poussière sont en partie détruits, notamment par les ondes de choc résultant de l'explosion des supernovae.

La condensation des nuages diffus donne naissance à des nuages moléculaires, dans lesquels les grains de poussière vont poursuivre leur vie. Les grains interstellaires y sont dans un environnement plus préservé. Ils y sont soumis, cette fois-ci, principalement à des processus constructifs : leur taille pourra s'accroître grâce à l'agglomération des grains entre eux et à la formation de manteaux de glace à leur surface. Si la turbulence du milieu est importante, elle induira un fractionnement des grains. Cependant, le nuage moléculaire finira par se contracter et les grains seront alors incorporés à la nouvelle étoile.

On estime la durée de vie moyenne des grains dans le MIS à environ 4.10^8 ans (Jones et al. 1997). Cette durée est inférieure d'un ordre de grandeur au temps estimé de formation de la quantité nécessaire de grains dans les milieux circumstellaires. Cela pose un problème dans le schéma actuellement admis du cycle formation-destruction des poussières. Un mécanisme suffisamment efficace, et encore aujourd'hui inconnu, doit être invoqué pour permettre la formation dans le MIS lui-même d'une fraction significative des grains.

1.4.3 L'importance du rôle des grains interstellaires

La poussière est omniprésente dans tous les environnements interstellaires et elle est intimement liée à l'évolution des objets astronomiques. Sa nature, son origine et son évolution demeurent des problèmes clés de l'astrophysique. En effet, elle joue un rôle central dans l'astrophysique du milieu interstellaire : elle influence la thermodynamique et la chimie du gaz ainsi que la dynamique des régions de formation d'étoiles.

Les grains de poussière interstellaire ont un effet majeur sur le transfert du rayonnement : ils absorbent le rayonnement UV et optique fourni par les étoiles et réémettent dans le domaine de l'infrarouge et du submillimétrique (cf. Annexe C). L'émission de la Galaxie dans ce domaine de longueur d'onde est dominée par celle de la poussière. Le milieu interstellaire étant transparent dans le submillimétrique, l'émission des poussières permet ainsi de tracer la structure des nuages, et d'accéder à la quantité totale de matière, même dans les milieux denses.

L'absorption et l'émission de rayonnement des poussières agissent sur l'équilibre énergétique du gaz. L'absorption de photons UV par les grains peut conduire à l'éjection d'électrons par effet photo électrique, électrons qui chaufferont ensuite le gaz. A des densités supérieures à 10^4 cm^{-3} , un transfert d'énergie significatif se produit entre gaz et poussières via les collisions.

Les propriétés des poussières influencent directement deux paramètres clés lors des premières phases vers la formation d'étoiles : l'opacité (dominée par les grains) et le degré d'ionisation du milieu (cf. 1.3.1.2).

Les grains vont permettre une chimie active à la fois en phase gazeuse et en phase solide (cf. 1.3.3). C'est en particulier à leur surface que se formera la molécule la plus abondante du milieu interstellaire H_2 .

Les poussières pourraient être à l'origine des rayons cosmiques : étant chargées, elles peuvent être accélérées dans les ondes de choc des supernovae, entrer en collision avec d'autres particules de la matière interstellaire pour libérer des éléments lourds qui seront ensuite eux-mêmes accélérés.

1.5 Observation et modélisation des grains

Nous présenterons dans ce chapitre les principales données observationnelles qui nous renseignent sur les propriétés des grains interstellaires (une description détaillée de ces observations peut être trouvée dans le papier de revue de Draine (2004)). Les connaissances acquises grâce à ces études observationnelles servent à l'élaboration de modèles de grains. Nous exposerons également dans ce chapitre les principaux modèles de grains utilisés.

1.5.1 Abondance des éléments

1.5.1.1 Abondance cosmique

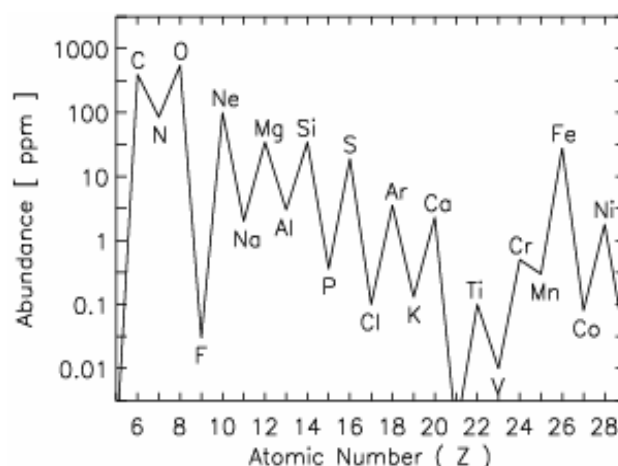


Figure 1 : abondance solaire des éléments selon leur nombre atomique Z reprise de Colangeli et al. 2003(ref : Anders et Grevesse, 1989 ; Grevesse et Noels, 1993 ; abondance élémentaire de C, N, O, Ne, Mg, Si et Fe prises de Howelger, 2001)

La détermination de l'abondance standard dans le MIS de notre Galaxie (appelée abondance cosmique) n'est pas triviale. Les mesures d'abondance ont longtemps eu pour référence l'abondance des éléments présents dans la photosphère du soleil, car elle était relativement simple à déterminer avec précision. Mais l'utilisation de ces mesures fut remise en question de part la grande quantité de C, N et O qu'elles impliquaient dans les poussières. Le choix du soleil comme système de référence supposait implicitement que le nuage moléculaire qui avait vu la formation du soleil il y a de cela 5 milliards d'années n'avait pas connu depuis d'évolution notable dans sa composition. Des études montrèrent que les étoiles jeunes fournissaient un meilleur indicateur des abondances cosmiques des éléments des nuages denses qui les avaient récemment formés (Snow et Witt, 1996). Cependant, des mesures de l'abondance des éléments dans la photosphère du soleil ont été réeffectuées récemment en prenant en compte les effets de déviation par rapport à l'équilibre thermodynamique local de la photosphère mais également les effets de granulation (Holweger, 2001). Ces nouvelles mesures semblent fournir une abondance cosmique raisonnable, en réduisant notamment la quantité d'oxygène à inclure dans les grains (Sofia et Meyer, 2001). L'abondance solaire des éléments est donnée sur la Figure 1.

Cependant, il faut être très prudent quant à l'utilisation des abondances déterminées. En effet, ces déterminations se basent sur l'hypothèse selon laquelle les abondances photosphériques des étoiles nouvellement formées sont représentatives du milieu interstellaire qui les a formées. Or, les études récentes de Ciolek et Mouschovias (1996) sur le rôle du champ

magnétique et de la diffusion ambipolaire dans les processus d'effondrement des nuages denses indiquent que 90% des petits grains du MIS ne sont pas incorporés dans l'étoile naissante. L'étoile possédera donc une abondance plus faible en éléments lourds que son nuage parent, et l'estimation de l'abondance cosmique à partir de l'étude de telles étoiles sous-estimera l'abondance de ces éléments dans le milieu interstellaire.

1.5.1.2 Déplétion des éléments en phase gazeuse

Une fois connues les abondances cosmiques des éléments par rapport à l'hydrogène, les mesures de déplétion des éléments chimiques de la phase gazeuse du MIS permettent de retrouver la fraction de ces éléments qui a été incorporée dans la phase solide par les poussières. En effet, la distribution spatiale du gaz et celle de la poussière étant bien corrélée (au moins à grande échelle), l'abondance des éléments présents dans les poussières pourra être déduite de leur déplétion, c'est-à-dire de la différence entre abondance des éléments en phase gazeuse et abondance standard attendues pour ces éléments dans le MIS :

$$X_{\text{poussière}} = X_{\text{cosmique}} - X_{\text{gaz}}$$

La déplétion en phase gazeuse des éléments rentrant dans la composition des poussières est déterminée par mesures spectroscopiques. Elle dépend de la phase du MIS considérée. En effet, les poussières expérimenteront des processus très différents selon la phase dans laquelle elles se trouvent. Leur nature sera donc modifiée. Dans le milieu diffus, les poussières seront érodées, fragmentées voire vaporisées. La fragmentation modifiera la distribution de taille des grains tandis que l'érosion modifiera la composition chimique des poussières. Dans les milieux denses, au contraire, les grains seront surtout soumis à des processus d'agglomération. Ainsi, les observations démontrent que plus le milieu possède un gradient de vitesse élevé et une densité faible, plus l'abondance en phase gazeuse des éléments formant les grains est importante.

1.5.1.3 Abondance des éléments dans les grains

L'abondance des éléments dans les grains varie selon la référence d'abondance cosmique choisie (abondance solaire, abondance de jeunes étoiles) et selon le milieu dans lequel la déplétion des éléments en phase gazeuse a été mesurée. Le Tableau 2 présente l'abondance des principaux éléments chimiques rentrant dans la composition des grains, déduite de l'abondance cosmique solaire (cette abondance de référence reste la plus utilisée) et de la mesure de la déplétion en phase gazeuse en direction de rho-Ophiucius (pour plus de détails se référer à Sofia, Interstellar Abundances and Depletions, Astrophysics of Dust, 2004). Les composants principaux des grains interstellaires sont le carbone et l'oxygène, suivis par le magnésium, le silicium et le fer. Les composés minoritaires sont le sodium, l'aluminium, le calcium et le nickel. Viennent ensuite à l'état de trace le potassium, le titane, le chrome, le manganèse et le cobalt. Ces abondances fournissent des contraintes très importantes sur la composition des grains interstellaires.

La minéralogie moyenne du silicate peut être déduite du rapport d'abondance (Mg+Fe)/Si des poussières dans le MIS. D'après Sofia et Meyer (2001) avec un rapport de 2.2 ± 1.4 , et malgré l'incertitude importante sur ce rapport, la poussière interstellaire aurait pour stoechiométrie moyenne celle de l'olivine $(\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x})_2\text{SiO}_4$. Les mesures de déplétion montrent que dans les nuages interstellaires, la plupart des éléments qui possèdent une température de condensation faible (ce qui est le cas de Si, Fe et Mg) se trouvent incorporés dans les grains. Pour les deux éléments les plus importants que sont l'oxygène et le carbone, une fraction comparable de ces éléments se trouve en phase gazeuse et en phase solide. Ces mesures permettent également de déterminer le rapport de masse existant entre la phase gazeuse et la phase solide : le rapport canonique de la masse de poussière par rapport à la masse de gaz est de 1%.

Tableau 2 : abondance des principaux éléments chimiques des grains interstellaires, calculée par rapport à l'abondance cosmique du soleil (Holweger, 2001) en utilisant les mesures de déplétion des éléments en phase gazeuse en direction de Rho-oph (Savage et al. 1992, Cardelli et al. (1993, 1994), Meyer et al, 1998) (d'après Sofia, 2004)

Elément chimique	C	O	Mg	Si	Fe
Abondance $X/10^6H$,	259	185	32	33	28

1.5.2 Extinction de la lumière par les grains interstellaires

La propagation du rayonnement électromagnétique dans le milieu interstellaire est modifiée par les processus d'absorption et de diffusion des photons par les particules de poussières. Ces deux processus combinés sont appelés extinction. Grâce à l'étude des amas ouverts, Trumpler, en 1930, posa les premiers jalons de l'astronomie du milieu interstellaire en déterminant une première valeur de l'extinction interstellaire et de sa variation avec la longueur d'onde. L'extinction s'exprime souvent sous la forme $E(\lambda-V)/E(B-V)$ où

$E(\lambda-V)=A_\lambda - A_V$, où A_X est l'extinction dans une bande spectrale particulière X. $E(\lambda-V)$ est la différence, en magnitude, entre l'extinction à la longueur d'onde λ et l'extinction dans la bande spectrale V (centrée en $\lambda \approx 550\text{nm}$ avec une largeur $\Delta\lambda \approx 100\text{nm}$). La bande B est quant à elle centrée en $\lambda \approx 430\text{nm}$ avec une largeur $\Delta\lambda \approx 150\text{nm}$.

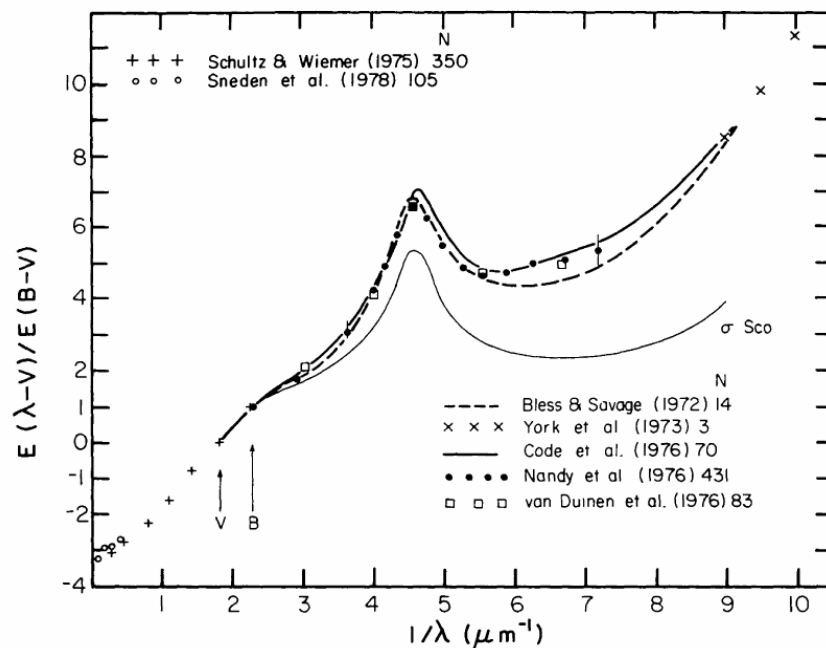


Figure 2 : extinction interstellaire observée dans différentes directions du plan galactique en fonction du nombre d'onde $1/\lambda$. (d'après Savage et Mathis, 1977). L'emplacement du centre des bandes spectrales B et V est indiqué.

Trumpler remarqua que l'extinction de la lumière était plus forte pour les courtes longueurs d'onde. Le rayonnement des étoiles lointaines était donc plus atténué dans le violet et le bleu que dans le rouge, ce qui provoquait un rougissement « relatif » du spectre. Avec une dépendance en $1/\lambda$ dans le visible, l'extinction ne pouvait être due qu'à des particules de tailles comparables à la longueur d'onde : des grains solides de quelques dizaines ou quelques centaines de nanomètres. En effet, des grains de taille très supérieure à la longueur d'onde auraient induit une extinction indépendante de la longueur d'onde. Des grains de taille très

inférieure à la longueur d'onde auraient eux un comportement en $1/\lambda^4$, conformément à la loi de diffusion de Rayleigh.

La diminution de l'éclat des étoiles dans le domaine du visible n'avait donc plus pour seule cause l'éloignement de la source lumineuse, il fallait y adjoindre une atténuation due à la présence de poussières interstellaires.

La courbe d'extinction moyenne du milieu interstellaire diffus est visible sur la Figure 2. Le maximum secondaire, appelée « bump » à $4.6\mu\text{m}^{-1}$ (217.5 nm) est vraisemblablement lié à la présence de petites particules carbonées amorphes comme des grains de graphite (Stecher, 1965, Stecher et Donn, 1965) ou des hydrocarbures polycycliques aromatiques (Duley et Seahra, 1998), même si son identification est encore sujet à débat.

A la fin des années 50, et dans les années 60, des mesures photométriques spatiales ont permis d'étendre notre connaissance de la courbe d'extinction interstellaire vers l'ultraviolet. Le satellite IUE, lancé en 1972, permit de mesurer l'extinction jusqu'à $\lambda=91.2\text{nm}$, soit $1/\lambda \approx 11\mu\text{m}^{-1}$. Il s'agit de la limite supérieure pour la courbe d'extinction : au-delà de cette valeur, l'hydrogène devient un obstacle à la propagation du rayonnement.

Dans les années 1970, le développement des récepteurs infrarouges a également permis de montrer que les grains interstellaires présentaient deux bandes d'absorption à 9.7 et 18 μm attribuées à la présence de silicates amorphes (élongation et étirement de la liaison O-Si-O). (Gillett et Forrest, 1973). Des silicates cristallins présenteraient une signature spectrale beaucoup plus structurée que les bandes d'absorption détectées.

La connaissance de l'extinction dans l'infrarouge moyen a été grandement améliorée grâce au lancement du satellite ISO (Infrared Space Observatory, Kessler et al. 1996) en 1995. Le satellite ISO a permis de faire une avancée remarquable dans la compréhension de la nature et de l'évolution de la matière solide dans le milieu interstellaire (cf. 'Proceeding 'The ISO revolution' 1998, ou la revue de Van Dishoek, 2004). Des régions du spectre infrarouge qui avaient été inaccessibles jusque là à cause de l'absorption atmosphérique furent explorées pour la première fois.

L'instrument SWS (Short-Wavelength Spectrometer) à bord d'ISO a permis de couvrir le domaine de longueur d'onde 2.4-45 μm . Ce domaine est particulièrement bien adapté à l'étude des modes de vibrations des molécules à l'état solide.

Les spectres obtenus dans le domaine de longueur d'onde couvert par SWS contiennent les signatures spectrales d'absorption des solides réfractaires, auxquelles se superposent les signatures spectrales en absorption de glaces moléculaires situées à la surface des grains interstellaires. Les raies d'absorption à 9.7 et 18 μm des silicates amorphes purent être étudiées en détail. Demick et al. (1999) montrèrent que ces bandes à 9.7 et 18 μm observées en direction de nuages denses pouvaient être expliquées par la présence de pyroxènes ($\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_3$) amorphes et poreux. La principale découverte d'ISO sur la nature des silicates fut la détection de silicates cristallins autour de certaines étoiles jeunes ou évoluées qui présentaient des spectres en émission (e.g. Waters et al., 1996).

Ainsi la courbe d'extinction interstellaire donne-t-elle des indications sur la nature physique et chimique des grains de poussières interstellaires ainsi que sur leur distribution en taille.

1.5.3 L'émission Galactique moyenne à grande échelle

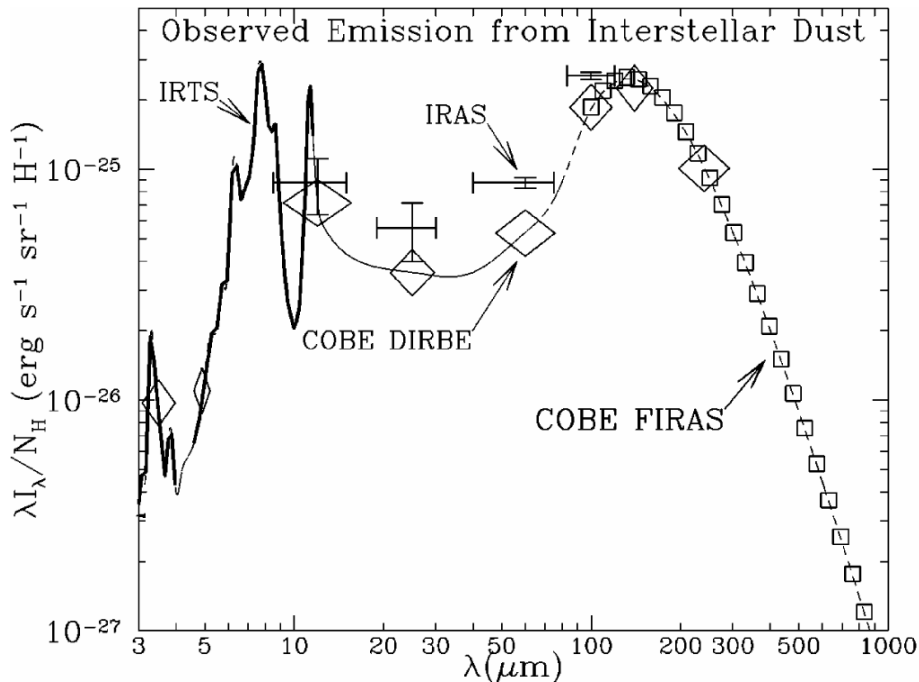


Figure 3 : synthèse de l'émission de la poussière présente dans le milieu interstellaire diffus, moyennée à grande échelle, obtenue à partir des données du satellite IRAS (Boulanger et Perrault, 1988), COBE-FIRAS (Finkbeiner et al. 1999), COBE-DIRBE (Arendt et al. 1998) et IRTS (Onaka et al. 1996) .

Du fait de l'absorption atmosphérique, les observations de l'émission infrarouge et submillimétrique de la Galaxie proviennent essentiellement de larges relevés spectraux obtenus depuis l'espace.

Avec une résolution de quelques arcs minutes et des longueurs d'onde caractéristiques de 12, 25, 60 et 100 μm , le satellite IRAS (Infrared Astronomical Satellite) a permis une cartographie complète du ciel « infrarouge ». Les instruments DIRBE (Diffuse Infrared Background Explorer) et FIRAS (Far Infrared Absolute Photometer) à bord du satellite COBE (Cosmic Background Explorer) ont étendu ce relevé complet de l'émission galactique au domaine submillimétrique, mais avec une résolution angulaire de 40' et 7° respectivement.

Les données de COBE-FIRAS et COBE-DIRBE ainsi que celle du satellite IRTS (InfraRed Telescope in Space) combinées aux données du satellite IRAS donnent une vue d'ensemble du spectre d'émission des poussières interstellaires dans le MIS diffus (Figure 3). Ce spectre d'émission thermique moyen des grains s'étend sur une large gamme de longueur d'onde : du proche infrarouge au millimétrique. Un spectre d'émission si étendu ne peut pas être émis par une seule population de grains possédant une température unique.

La présence d'un large continuum submillimétrique piqué à 140 μm est due à l'existence de grains diélectriques rayonnant à l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement interstellaire local. Les grains responsables de cette émission doivent être de taille suffisante pour être en équilibre thermique avec le champ de rayonnement local : de taille supérieure à 0.01 μm , ils sont généralement dénommés gros grains dans la littérature (BGs : big grains). Leur température moyenne est de 17.5K (Boulanger et al. 1996, Lagache et al. 1998). Ces grains participent au 2/3 de l'émission Galactique totale observée : ils absorbent le rayonnement des photons UV et réémettent majoritairement dans la gamme de longueur d'onde 100-1000 μm (cf. Annexe C), ils sont donc responsables de l'émission spectrale dans

le domaine sub-millimétrique. Ces mêmes grains sont à l'origine de la remontée linéaire de la courbe d'extinction dans le visible et le proche infrarouge.

Le spectre d'émission des gros grains à l'équilibre thermique suit une loi de corps noir modifié :

$$I_{\nu} = A.\nu^{\beta}.B(\nu,T)$$

où β est l'indice spectral d'émissivité des grains, T leur température moyenne d'émission, A une constante proportionnelle à la densité de colonne du milieu considéré et B la fonction de Planck.

L'émission à plus courtes longueurs d'onde ne peut pas être expliquée par la présence de grains rayonnant à l'équilibre thermique (Draine et Anderson, 1985). Cette émission proviendrait de petites particules rayonnant hors équilibre thermique :

- Le continuum d'émission entre 20 μm et 80 μm serait du à la présence de très petits grains carbonés (de rayon $<0.01\mu\text{m}$), qui de par leur faible taille rayonneraient hors équilibre thermique (e.g. Sellgren, 1984). Ils sont dénommés très petits grains (VSGs : Very Small Grains).
- Les bandes d'émission intenses observées à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 et 11.3 μm ont été détectées en direction d'un grand nombre d'objets astronomiques (e.g. nébuleuses planétaires (Gillett, Forrest, et Merrill, 1973), nébuleuses par réflexion, régions HII, enveloppes circumstellaires (Tielens et al. 2000 pour une revue). Ces bandes d'émission apparaissent toujours ensemble et sont accompagnées d'un fond continu en émission dont la température de couleur est environ de 1500 K. Cette température très élevée peut s'expliquer par le rayonnement émis par un composé lors d'une brève élévation de température provoquée par l'absorption d'un photon UV. Ce mécanisme d'excitation entraînerait la volatilisation de composés tels que la glace, dont la température d'évaporation est inférieure à 1000 K : seuls les grains suffisamment réfractaires sont capables de résister à de telles fluctuations en température. Ces bandes d'émission sont généralement attribuées à la présence d'hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAHs : Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) (e.g.. Léger et Puget, 1984, Puget, Léger et Boulanger, 1985) bien que d'autres porteurs carbonés de ces bandes soient possibles (e.g. charbons (Papoular et al. 1996), fullérènes (Webster, 1993), nano-diamants à surface graphitique (Jones et d'Hendecourt, 2000). Les PAHs sont des molécules planes constituées d'un assemblage de cycles carbonés portant à leur périphérie des atomes d'hydrogène. Le seul moyen de relaxation pour ces molécules excitées, isolées dans l'espace, est l'émission de photons IR dans leurs bandes caractéristiques. Ces bandes caractéristiques correspondent aux modes fondamentaux de vibration, élongation et torsion de la molécule carbonée. La taille des PAHs varie entre 0.4 et 1.2 nm. Ces molécules, de par leur processus d'excitation et de relaxation, rayonnent hors équilibre thermique.

1.5.4 La diffusion

Les propriétés de diffusion des petites particules dépendent de leur taille, de leur composition et de leur géométrie. Pour une revue des observations sur la diffusion interstellaire se référer à Gordon (Astrophysic of Dust, 2004). L'étude des propriétés de diffusion des poussières interstellaires fournit un outil unique permettant de faire la distinction, dans les phénomènes d'extinction, entre les phénomènes d'absorption d'une part et les phénomènes de diffusion d'autre part.

La diffusion de la lumière par les grains est décrite, dans l'approximation de Henyey-Greenstein (1941) par deux paramètres a) par l'albédo, décrivant le rapport entre efficacité de diffusion et efficacité d'extinction et b) la fonction de phase, donnant la distribution spatiale de la lumière diffusée. L'albédo du grain quant à lui est très sensible à la taille et au type de matériau qui le compose (diélectrique ou absorbant).

1.5.4.1 Diffusion de la lumière visible et du rayonnement UV

Les études des propriétés de diffusion ont permis une meilleure compréhension du « bump » à 217.5 nm de la courbe d'extinction. Cette caractéristique spectrale coïncide avec le minimum de l'albédo. Les grains responsables de cette signature spectrale posséderaient ainsi un albédo très faible.

1.5.4.2 Diffusion par les rayons X

La diffusion des rayons X par les poussières interstellaires se fait principalement dans des directions voisines de celles de la lumière incidente.

L'émission d'une source X ponctuelle est donc entourée d'un halo diffus provoqué par la diffusion des rayons X par les grains de poussières présents sur la ligne de visée rejoignant l'observateur à la source X (e.g. Overbeck, 1965). Les propriétés de ce halo dépendent beaucoup de la distribution de taille des grains les plus gros ainsi que de leur composition et de leur densité. Elles dépendent également de la distribution de la poussière le long de la ligne de visée. Les observations ROSAT mais également celles obtenues par le télescope CHANDRA fournissent des informations importantes sur les gros grains présents dans le MIS. Un des meilleurs jeux de données disponible sur la diffusion des rayons X a été fourni par l'observation par le satellite ROSAT de Nova Cygni 1992. L'étude de la distribution de son halo permet de contraindre les valeurs supérieures de la distribution de taille des gros grains (Witt, 2001, Draine et Tan, 2003). Il apparut qu'une large proportion de grains devait avoir un rayon supérieur à 1 μm pour expliquer les observations.

1.5.5 Polarisation des grains

La polarisation interstellaire a été découverte en 1948 par Hiltner et Hall. La lumière nous parvenant d'étoiles dont le spectre indique un rougissement est polarisée. La lumière provenant de ces étoiles est d'autant plus polarisée que le spectre de l'étoile présente un fort rougissement. Pourtant, les étoiles non magnétisées émettent un rayonnement caractérisé par un champ électrique dont l'orientation est distribuée aléatoirement. Des grains sphériques diffuseraient et absorberaient la lumière incidente sans privilégier une orientation particulière du champ autour de la direction de propagation. La lumière nous provenant de telles étoiles ne devrait donc pas être polarisée. Pour provoquer une telle polarisation, une partie des grains interstellaires doit donc être non sphérique et posséder une orientation commune (Spitzer et Tukey, 1951, Gold, 1952).

Le spectre de polarisation induit par les grains interstellaires présente deux pics de polarisation qui sont associés aux bandes d'absorption de la glace (3 μm) et du silicate (9.7 μm) (Whittet et Mathis, 1992). En outre, la position de ces pics de polarisation étant reliée à la taille des grains, les grains de silicates auraient une taille d'environ 0.1 μm dans le MIS.

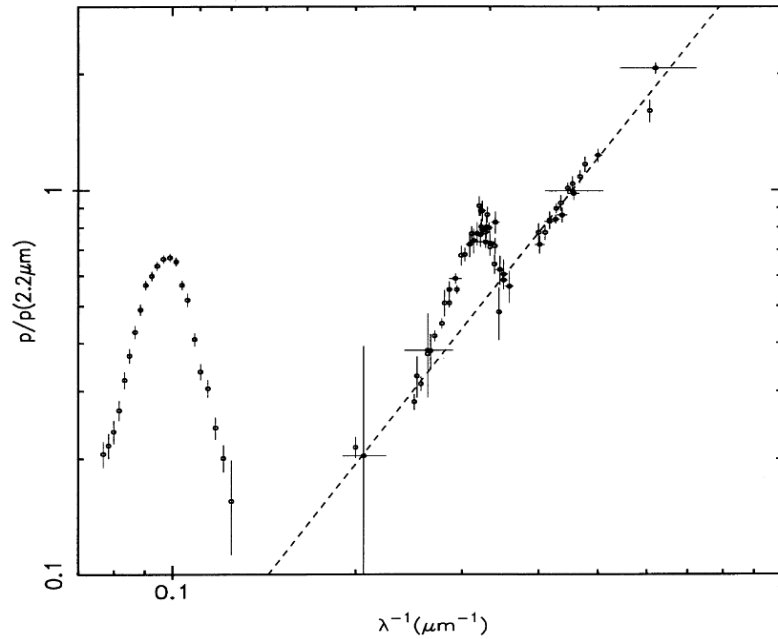


Figure 4 : spectre de polarisation du nuage moléculaire BN (d'après Martin et Whittet, 1990) issu d'une compilation de données (cf. Lee et Draine , 1985). Les pics de polarisation, reliés à la présence de silicate et de glace, sont nettement visibles.

1.5.6 Récolte de grains interstellaires et observations in-situ

Les mesures in-situ de la poussière libérée par les noyaux cométaires, les mesures de laboratoire effectuées sur des météorites et la collecte dans la stratosphère terrestre de grains interplanétaires ont amélioré notre connaissance de la matière interstellaire pré solaire, de sa composition minéralogique et isotopique. Cette matière est la trace des poussières interstellaires qui existaient dans le complexe moléculaire qui a vu la formation de notre soleil.

A contrario, les mesures réalisées in situ à partir de vaisseaux spatiaux (Ulysse, Galiléo), nous renseignent sur les propriétés actuelles des poussières présentes dans le milieu interstellaire local dans lequel le soleil est actuellement enfoui (e.g. Mann et Kimura, 2001), notamment sur leur distribution en taille. Ainsi, la distribution en taille des grains détectés par Ulysse est plus large que ne le prédisent les modèles actuels de poussières.

1.5.7 Evolution des propriétés des grains des milieux diffus vers les milieux denses et froids

Suivant l'environnement dans lequel évoluent les grains interstellaires, ces derniers vont être soumis à des processus physiques différents, qui modifieront leurs propriétés. Nous nous concentrerons plus particulièrement sur l'évolution des propriétés des grains des milieux diffus vers les milieux denses.

De nombreuses données observationnelles attestent du changement des propriétés des grains :

- La déplétion des espèces chimiques, notamment CO, dans les environnements froids et denses (e.g. Caselli et al. 1999, Gérin et al. 2002, Bacmann et al. 2002, Crapsi et al. 2004,) indique une condensation des espèces gazeuses à la surface des grains (cf. 1.5.7.1).
- L'apparition de bandes d'absorption infrarouges en direction des nuages interstellaires denses démontre que des manteaux de glace se forment à la surface des grains par condensation du gaz (e.g. Tielens et Allamandola, 1987). Sur les lignes de visée en direction

de proto-étoiles enfouies, la densité de colonne de la forme solide d'une espèce chimique peut dépasser sa densité de colonne sous forme gazeuse. Le constituant majoritaire des glaces interstellaires est H_2O (révélé notamment par le mode d'élongation de O-H), il constitue près de 70% de la composition totale des glaces sur la plupart des lignes de visée étudiées (Whittet et al, 2003). Il fait également partie des composés les moins volatiles. D'autres composants minoritaires des glaces interstellaires ont été détectés, par exemple : CO , CO_2 , OCS , CH_4 , CH_3OH , H_2CO (se référer au papier de revue de Gibb et al (2004) pour un inventaire des glaces interstellaires détectées par ISO).

- L'aplatissement de la courbe d'extinction dans les environnements denses pour les longueurs d'onde visible et UV indique l'existence de particules de tailles plus importantes que celles présentes dans le MIS diffus.

- L'émission interstellaire mesurée dans les bandes IRAS indique une chute de l'abondance des très petits grains dans le MIS dense (Boulanger et al, 1990, Laureijs, 1991, 1995, Abergel, 1994). Ce résultat a été déduit de la forte diminution du rapport de couleur I60/I100 du milieu diffus vers les milieux plus denses. Les données de COBE ont ensuite montré que la température moyenne des gros grains à grande échelle dans le MIS dense était significativement plus faible que celle du milieu diffus (14.5K au lieu de 17.5K, Lagache et al. 1998).

- L'émission thermique des gros grains a été mesurée dans le submillimétrique avec PRONAOS (3 vols en 1994, 1996, 1999) dans différents sites du MIS, incluant des régions de formations d'étoiles et des régions de milieu plus diffus (cf. 2.2.1). Les observations simultanées dans 4 bandes de longueur d'onde couvrant le domaine 180-1100 μm ont permis de caractériser pour la première fois à la fois la température moyenne des grains et leur loi d'émissivité. Les températures déduites dans le cirrus Polaris (Bernard et al. 1999) et dans un filament transluscent du Taureau (Stepnik et al. 2003) étaient significativement plus faibles que celle des grains du milieu diffus (17.5K) et également plus froides que celles prévues par la seule extinction du champ de rayonnement. Stepnik et al. (2001, 2003) montrèrent qu'une explication possible de la diminution de l'abondance des très petits grains et de celle de la température des gros grains était l'agglomération des grains. Cette coagulation conduirait à la formation d'agrégats constitués d'un mélange de gros et de très petits grains. Ces agrégats présentent une augmentation de leur émissivité intrinsèque d'un facteur 3.4 (Stepnik et al. 2004).

- De larges variations de la valeur de l'indice spectral de l'émissivité des grains (Figure 5) ont pu être mises en évidence (de 1 à 2.5) par PRONAOS. Cette variation est anti-corrélée avec la température moyenne des grains (Dupac et al. 2002, 2003).

Les propriétés de la poussière subissent donc des changements importants lors de leurs transitions des milieux diffus vers les milieux denses et froids.

Les observations du milieu interstellaire dense démontrent donc :

- l'existence de processus de condensation des molécules à la surface des grains conduisant à la formation de manteaux de glace
- l'existence de processus d'agglomération des grains entre eux
- une variation intrinsèque de l'indice spectral d'émissivité des grains avec la température.

Nous donnerons quelques détails sur chacun de ces phénomènes.

1.5.7.1 Condensation des molécules à la surface des grains

A l'intérieur des nuages denses, les grains des poussières sont protégés du rayonnement des étoiles et leur température peut alors atteindre des températures comprises entre 10K et 15K. A de telles températures, les espèces majoritaires présentes en phase gazeuse (H, O, C et N) vont venir se condenser à la surface des grains pour former un manteau de glace.

Les espèces chimiques peuvent se lier à la surface des grains par adsorption physique ou chimique. L'adsorption chimique (chimisorption) consiste en une liaison chimique. La formation de cette liaison exige des intensités de liaisons importantes ($\sim 0.5-5\text{eV}$). L'énergie nécessaire à cette liaison n'est pas disponible dans les nuages interstellaires où la température est faible. Ainsi, dans les milieux denses et froids, les molécules ne sont pas liées par adsorption chimique aux grains mais par adsorption physique.

L'adsorption physique (physisorption) est due à l'interaction du dipôle de la molécule en phase gazeuse avec la surface du grain. Il s'agit de liaisons de nature électrostatique et d'intensité faible ($< 0.1\text{eV}$), type liaisons hydrogène ou liaisons de van der Waals. Ces liaisons dépendent de la polarisabilité de la molécule adsorbée et des espèces formant la surface des grains⁶ (matériaux silicatés, manteaux de glace riche en H_2O ou en CO, Hasegawa et Herbst, 1993). Ainsi certaines espèces chimiques seront-elles plus liées aux grains que d'autres. Par exemple, des analyses théoriques suggèrent que N_2 serait moins liée à la surface des grains que ne l'est CO. Si la surface du grain est désordonnée, ce qui est le cas pour les grains amorphes, la structure surfacique présentera des défauts et des impuretés qui modifieront les processus de physisorption et la réactivité chimique.

1.5.7.2 Temps d'accrétion d'une molécule à la surface d'un grain

Le temps d'accrétion typique d'une espèce X à la surface d'un grain est donnée par :

$$t_{ac} = (S_X \pi a^2 n_d v_X)^{-1}$$

S_X est le coefficient de collage et est proche de l'unité à basse température pour la plupart des espèces, v_X est la vitesse relative de l'espèce X par rapport aux grains, n_d est la densité volumique des grains, et $\pi a^2 n_d$ est la section efficace géométrique du grain par unité de volume.

La valeur typique du temps d'accrétion est de : $t_{ac} = 3.10^9 \text{ n}^{-1} \text{ ans}$

en adoptant une taille de grains « classiques » de 1000 angströms, une densité de colonne de grains : $n \sim 1.3 \cdot 10^{-12} n(\text{H}_2) \text{ cm}^{-3}$ (Spitzer, 1978)

où $n(\text{H}_2)$ est la densité de colonne d'hydrogène) et une vitesse relative de 1km/s (vitesse thermique typique d'espèce chimique en phase gazeuse).

Dans les nuages denses pour $n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$, le temps d'accrétion des espèces chimiques à la surface du grain est beaucoup plus court ($< 10^4 \text{ ans}$) que le temps typique d'effondrement du nuage ($\sim 1-10 \text{ M ans}$). Ainsi, toutes les espèces chimiques qui peuvent se condenser sur les grains ont le temps de le faire. Les seuls éléments qui ne se condenseront pas sont les éléments qui possèdent de faibles coefficients de collage comme H_2 et les éléments inertes y compris He. Il est ainsi surprenant que des espèces chimiques soient encore détectables en phase gazeuse puisqu'elles devraient pour la majorité d'entre elles, être en phase solide, collées sur les grains. Puisque l'on détecte la présence de molécules en phase gazeuse dans ces environnements froids, c'est qu'il existe des mécanismes permettant aux molécules

⁶ les molécules polaires comme H_2O possèdent des liaisons hydrogènes très fortes avec la glace tandis que les molécules non polaires comme N_2 sont beaucoup moins liées.

piégées à la surface des grains de retourner à la phase gazeuse par évaporation : il s'agit des phénomènes de désorption. Ces phénomènes incluent notamment des mécanismes d'évaporation thermique, d'éjection de molécules légères (comme H_2) et de photo-désorption. Ces phénomènes de désorption ont une efficacité qui dépend beaucoup de la nature de l'espèce chimique liée au grain. Ainsi, les espèces les plus volatiles seront désorbées en premier tandis que les molécules les moins volatiles resteront à la surface du grain.

1.5.7.3 Le processus d'agglomération

Le processus d'agglomération des grains pour lequel deux grains possédant des vitesses faibles vont rentrer en collision et se coller l'un à l'autre va conduire à la formation de grains poreux constitués de grains de compositions différentes.

On pense que le mécanisme physique principal qui gouverne le processus d'agglomération des grains est la turbulence du milieu. Dominik et Tielens (1997) ont simulé le processus de croissance des agrégats. Ils ont démontré que deux agrégats de $0.1 \mu m$ de taille rentrant en collision subissaient un processus d'agglomération si leur vitesse relative était inférieure à $0.8 km/s$ alors qu'ils se fragmentaient si leur vitesse excédait $1 km/s$. Les travaux de Miville-Deschênes et al. (2002) sur un cirrus appartenant à Ursa Major attestent de la variation des propriétés des petits grains avec la turbulence du milieu.

Les calculs des propriétés optiques des agrégats poreux montrent que leur émissivité submillimétrique augmente significativement par rapport aux grains classiques, et dépend de la composition et de la forme des agrégats (Bazell et Dwek 1990, Ossenkopf 1993, Ossenkopf et Henning 1994, Stognienko et al. 1995).

Récemment, Stepnik et al. (2001, 2004) ont étudié la nature et les effets du processus d'agglomération permettant d'expliquer les résultats déduits des observations de PRONAOS dans un filament du Taureau : une diminution de l'abondance des très petits grains de 80 à 100%, une diminution de la température d'équilibre de 20% et une augmentation de l'émissivité de 300 à 400%. En utilisant un modèle à base de deux types de grains, de taille fixée, i.e. très petits (6nm) et gros grains (30nm), ils ont montré que la formation d'agrégats mixtes, de dimension fractale voisine de 2, pouvait reproduire les observations en incorporant la quasi-totalité des très petits grains disponibles, avec au moins 20 gros grains par agrégat.

Stepnik et al. (2001, thèse) ont estimé le temps caractéristique de coagulation dans les nuages moléculaires. Ils ont montré que le processus de coagulation était efficace, mais que pour rendre la durée typique de coagulation inférieure au temps de vie du nuage, il était nécessaire de rendre maximale l'efficacité de collage grâce à la présence de manteaux de glace sur les grains.

L'agglomération des grains en agrégats poreux semble être un processus d'évolution générale dans l'ensemble des nuages moléculaires. Des signatures de ce processus ont pu être identifiées de façon indirecte par d'autres observations :

- Diminution de l'abondance des très petits grains:
 - Laureijs et al. 1991, Abergel et al, 1994 : IRAS
 - Laureijs et al. 1996 : ISOPHOT
- Faibles valeurs de la température d'équilibre :
 - Lagache et al. 1998 : COBE
 - Bernard et al. 1999 : PRONAOS
 - Hotzel et al. 2001 : ISOPHOT
- Augmentation de l'émissivité submillimétrique
 - Cambrésy et al. 2001 : DIRBE
 - Boulanger et Bourdin 2002 : ARCHEOPS
 - Del Burgos et al. 2003 : ISOPHOT

Mieux comprendre la synergie des différents processus qui régissent les propriétés des grains (coagulation, formation de manteaux de glace...) permettra une meilleure compréhension de l'évolution de ces propriétés

1.5.7.4 Variation intrinsèque de l'émissivité des grains

Une synthèse des données obtenues par l'expérience ballon PRONAOS dans différents sites du MIS (Orion, M17, Cygnus, Polaris, NGC 891 entre autres) a mis en évidence l'existence d'une anticorrélation prononcée entre l'indice spectral d'émissivité des gros grains et leur température d'équilibre (Figure 5 ; pour plus de détails se référer au chapitre 2.2.1). Les régions froides ($T=11-20\text{K}$) présentent des indices spectraux élevés (1.6-2.4) tandis que les régions tièdes ($35-80\text{K}$) présentent des indices spectraux plus faibles (de l'ordre de 0.8-1.6). Plusieurs interprétations à cette anticorrélation ont été proposées : parmi elles, la possibilité d'une variation des propriétés intrinsèques des grains avec la température, corroborée par des mesures menées en laboratoire (Agladze et al. 1996) sur des grains de composition similaire à ceux présents dans le MIS. Cette variation des propriétés d'émission des grains avec la température n'est jamais prise en compte dans les modèles de grains.

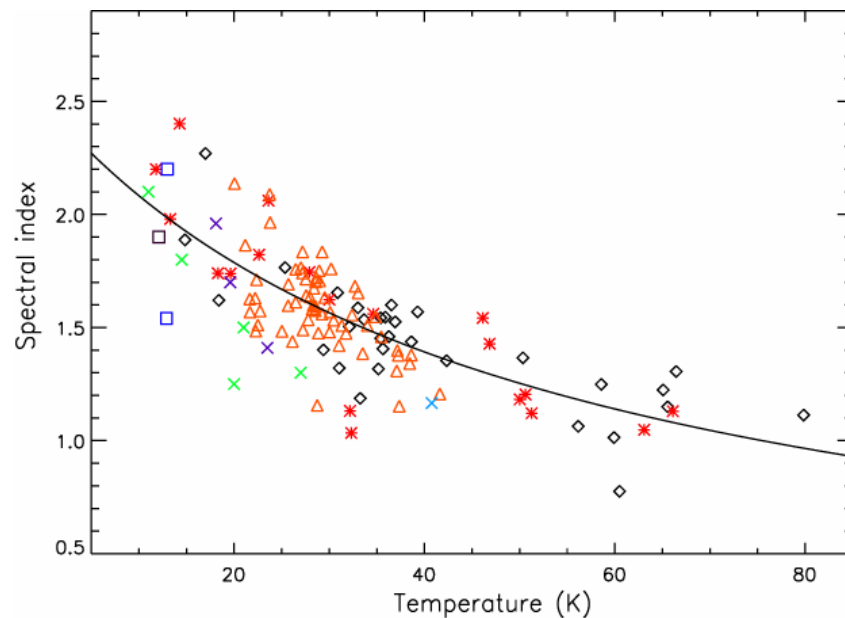


Figure 5 : anticorrélation entre la température et l'indice spectral d'émissivité β des gros grains du MIS pour différents sites du MIS. (d'après Dupac et al. 2003)

1.5.8 Les modèles de grains

Une manière de synthétiser notre connaissance de la poussière interstellaire consiste à en représenter les propriétés observationnelles au travers d'un modèle de grains. Nous présenterons quelques uns des modèles valables dans le MIS diffus et nous décrirons brièvement les modèles valables dans le MIS dense. Nous commencerons par rappeler que ces modèles permettent de déterminer un paramètre clé de l'astrophysique : le coefficient d'absorption massique.

1.5.8.1 Le coefficient d'absorption massique des grains

Une des quantités importantes qui peut être prédite par les modèles de grains est le coefficient d'absorption massique. Celui-ci permet d'estimer la masse des environnements sondés à partir de l'observation de l'émission thermique des poussières dans le domaine submillimétrique et millimétrique. La connaissance de la masse des nuages moléculaires est

indispensable à l'étude de la formation stellaire et à la compréhension de l'évolution du milieu interstellaire.

La masse d'un milieu est déduite de la formule:

$$M_{dust} = \frac{F_{\lambda_0} D^2}{\kappa_{\lambda_0} B(\lambda_0, T_{dust})} \text{ où } D \text{ est la distance à laquelle se trouve l'objet, } F_{\lambda_0} \text{ est le flux mesuré}$$

à λ_0 , κ_{λ_0} est le coefficient d'absorption massique par gramme de poussières, B la fonction de Planck à la température T_{dust} . La loi de variation du coefficient d'absorption massique dans le domaine submillimétrique est très souvent décrite par la simple expression :

$$\kappa = \kappa_{\lambda_0} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \text{ où } \kappa_{\lambda_0} \text{ est le coefficient d'absorption massique à la longueur d'onde}$$

λ_0 . La valeur κ s'exprime parfois en unité de masse de poussière, parfois en unité de masse totale (masse de la poussière plus masse du gaz). Dans ce dernier cas, les valeurs du coefficient d'absorption massique sont 100 fois inférieures puisque la poussière représente 1% en masse du gaz. La valeur du coefficient d'absorption et de l'indice spectral d'émissivité dépendent des propriétés diélectriques, de la forme, de la composition, de l'état d'agrégation et de la température des particules.

La précision de la déduction de la masse des environnements interstellaires repose entièrement sur la précision de la connaissance de la loi de variation du coefficient d'absorption massique. Les caractéristiques de certains modèles de grains (valables dans les milieux denses ou dans les milieux diffus) sont présentées dans le Tableau 4, en terme de composition chimique et de structure des grains, d'indice spectral d'émissivité β des particules mais également en terme de valeur du coefficient d'absorption massique à 1.3mm.

1.5.8.2 Les modèles de grains du MIS diffus

Les principales contraintes observationnelles sur lesquelles reposent les modèles de grains du MIS diffus sont généralement la reproduction de la courbe en extinction du MIS diffus et le respect de l'abondance des éléments chimiques dans les grains. Certains modèles ajoutent à ces contraintes principales, des contraintes supplémentaires : la reproduction de la polarisation interstellaire, du spectre infrarouge de l'émission de la poussière...

De nombreux modèles de la poussière interstellaire ont été proposés pour expliquer la variation spectrale de la courbe d'extinction, tout en tenant compte des abondances des éléments et, dans certains cas du spectre d'émission des poussières. Les premiers modèles de poussières incluant différentes populations de grains, de taille et de composition distinctes, datent des années 80. Chacune des populations de grains est alors introduite pour reproduire un phénomène observationnel particulier. Bien évidemment, ces modèles, de plus en plus contraints par les observations, ont suivi l'avancée de nos connaissances sur le MIS.

L'explication de la courbe d'extinction du MIS diffus tout comme celle de la courbe d'émission nécessitent l'utilisation de plusieurs composantes de grains différentes.

Les contraintes observationnelles actuelles permettent de distinguer deux grands types de poussières :

- La poussière carbonée, constituée de très petits grains nanométriques de matière carbonée et d'une population de molécules de grande taille contenant des cycles aromatiques, les PAHs.
- La poussière silicatée, riche en oxygène, constituée de gros grains de taille submicronique. Dans les environnements froids et denses, les grains silicatés sont recouverts d'un manteau de glace composé de molécules volatiles gelées à la surface des grains (H_2O , CO ...).

Ces deux grands types de poussière se retrouvent dans la plupart des modèles. L'existence de manteaux de glace à la surface des grains n'est prise en compte que dans les modèles s'attachant à reproduire les propriétés des grains dans les environnements denses.

La plupart des modèles supposent des grains sphériques, bien que les mesures de polarisation du milieu interstellaire indiquent que des grains non sphériques sont présents dans le MIS. Un exposé des différents modèles de grains dans le MIS diffus et des contraintes observationnelles auxquelles ils répondent peut être trouvé dans Li 2004 et Draine 2004.

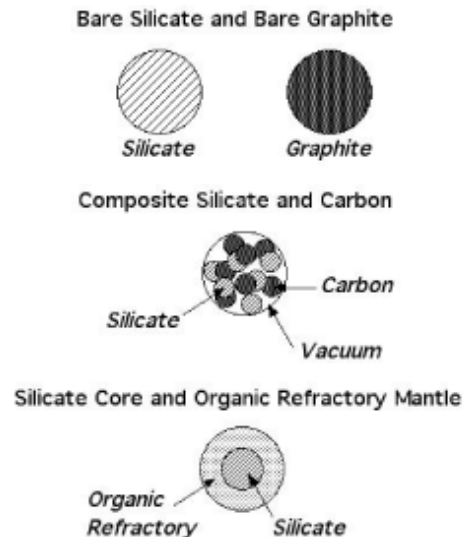


Figure 6 : illustration schématique des différents types de grains utilisés dans les modèles de grains valables dans le MIS diffus (d'après Mann et Kimura, 2001).

Nous illustrerons la variété des modèles de grains proposés pour expliquer les propriétés des grains dans le MIS diffus en prenant plusieurs exemples (les caractéristiques de certains modèles de grains en terme d'indice spectral et de valeur de κ sont données dans le Tableau 4)

Les modèles valables dans le MIS diffus peuvent être divisés en trois grandes catégories (cf. Figure 6):

- Les modèles silicate-graphite, basés sur l'existence de deux composantes de grains.
- Les modèles silicate + manteaux carbonés
- Les modèles de grains composites

Sur la base des données observationnelles, ces modèles s'accordent sur les caractéristiques suivantes :

Les grains sont composés de silicate amorphe et de grains carbonés. Suivant les modèles, la composante carbonée consiste en des carbones amorphes, des graphites, des charbons, des PAHs... (pour une revue des matériaux carbonés utilisés, voir Pendleton, 2004)

Il existe deux composantes de grains de tailles distinctes :

- De larges grains, de rayons supérieurs à $0.025\mu\text{m}$, responsables de l'extinction, de la polarisation et de la diffusion de la lumière dans le domaine du visible et de l'IR.
- De petits grains de rayons inférieurs à $0.025\mu\text{m}$ contribuant à l'extinction dans l'UV et responsables de l'émission dans l'IR moyen et proche, rayonnant hors équilibre thermique.

- **Les modèles silicate-graphite : Le modèle de Mathis et al. (1977)**

Ce modèle précurseur, élaboré en 1977, s'attachait à reproduire la courbe d'extinction interstellaire à partir d'une distribution de grains de graphite et de silicate. La distribution en

taille des grains suivait une loi de puissance avec des rayons de particules s'étendant de 5 à 250nm. Cette distribution peut être expliquée par des phénomènes de fragmentation dus aux collisions entre grains. Dans ce modèle, deux types de grains de forme sphérique coexistaient : des grains silicatés et des grains carbonés composés à 80% de graphite. Ces deux composantes suivaient la loi de distribution en taille :

$$\frac{dn_i}{da} \propto A_i \cdot n_H a^{-3.5} \text{ pour } 0.005 \mu m < a < 0.25 \mu m$$

où dn_i est la densité numérique de grains de types i possédant un rayon compris entre a et $a+da$, et n_H la densité en atomes d'hydrogène.

Le succès de ce modèle a conduit Draine et Lee (1984) à effectuer le calcul des constantes optiques entrant dans le modèle afin d'étendre ce modèle à la prédiction de l'émission des poussières dans l'infrarouge moyen et lointain. Ce modèle a par la suite été complété en y incluant de nouvelles composantes de grains (grains carbonés réfractaires, PAHs... : e.g. Dwek et al. 1997, Clayton et al. 2003).

En particulier, lorsque ce modèle a été élaboré, les PAHs n'avaient pas encore été reconnus comme étant un des constituants majeurs des grains interstellaires, les PAHs n'y étaient donc pas inclus. Il a été possible de développer ce modèle en prenant en compte l'existence des PAHs, en considérant simplement que la population des plus petits grains carbonés possédait la composition des PAHs (Weingartner et Draine, 2001a) : les propriétés physiques et chimiques de la population de grains carbonés restent celle des grains de graphite pour des rayons supérieurs à $0.01 \mu m$. Le modèle de Weingartner et Draine (2001a) permet de reproduire de manière satisfaisante à la fois l'extinction et l'émission produite par la matière interstellaire avec une distribution en taille des PAHs ajustée de manière à reproduire l'émission du milieu diffus dans le domaine infrarouge (Li et Draine, 2001b).

- **Les modèles composites : Le modèle de Mathis et Whiffen (1989)**

Les collisions entre grains dans le MIS peuvent conduire à la fragmentation des grains suivie de leur recombinaison par agglomération. C'est sur cette hypothèse que se base le modèle de Mathis et Whiffen (1989).

Ce modèle est très différent du précédent puisqu'il suppose que les grains de silicates et de carbone ne peuvent pas exister de façon séparée dans les nuages moléculaires, mais y sont mélangés. Ce modèle suppose donc l'existence d'agglomérats de graphite, de silicate et de carbone amorphe. Ces grains composites sont composés de 80% de vide et chacun des constituants à une taille de l'ordre du nanomètre.

Leur distribution de taille suit la loi : $\frac{dna}{da} = a^{-3.7}$ avec $0.03 \mu m < a < 0.9 \mu m$

Une deuxième population de grains de nature graphitique et de taille nanométrique est rajoutée à la précédente afin d'expliquer le bump à 217.5 nm de la courbe d'extinction. Le modèle de Zubco et al. (2004) a affiné ce modèle en y incluant la présence d'une population de PAHs.

- **Les modèles silicate +manteaux carbonés :**

- **Le modèle de Greenberg (1973,1999)**

Ce modèle, proposé en 1973 par Greenberg, essaie de simuler les processus physico-chimiques se produisant dans le MIS. Il est basé sur l'interaction existant entre les grains de poussière interstellaire et le gaz dans les nuages moléculaires. Un manteau se forme autour

des grains par l'accrétion de glace sur la surface des grains de silicates. Les processus photochimiques induits par les rayonnements UV agissant sur ces manteaux transforment les glaces en matériaux réfractaires organiques (Greenberg et Hage, 1990, Sandford, 1996).

Ce modèle suppose donc l'existence de grains de silicates recouverts d'un manteau réfractaire de grains carbonés.

Ces grains possèdent une distribution de taille décrite par une loi gaussienne centrée à 70nm. Pour reproduire la courbe d'extinction dans son intégralité (« bump » à 217.5 nm et remontée de l'extinction dans l'UV), il faut ajouter à cette première population de grains une population de petits grains carbonés et de PAHs.

De nombreuses modifications ont été apportées à ce modèle en considérant différents types de matériaux réfractaires recouvrant les silicates et en rajoutant de nouvelles composantes de grains ou en modifiant la distribution de taille des poussières (e.g. le modèle de Désert et al. présenté ci-après)

➤ Le modèle de Désert et al. (1990)

Désert et al. ont montré que les propriétés moyennes de l'extinction et de l'émission IR et sub-millimétrique du milieu interstellaire diffus pouvaient être reproduites grâce à un mélange de poussières composé de trois familles de grains différentes : les PAHs, les très petits grains et les gros grains.

Les très petits grains (VSGs) seraient constitués de petits grains de carbone amorphe. Leur taille varie entre 1.2 et 15 nm. Les gros grains seraient constitués d'un noyau de silicate recouvert d'une couche carbonée.

A chacun de ces types de grains est associé une distribution en taille de la forme :

$$n(a) \propto a^{-\alpha} \text{ pour } a \in [a_{\min}, a_{\max}]$$

où $n(a)$ est le nombre de grains par unité de volume, possédant un rayon compris entre a et $a+da$. Les paramètres α , a_{\min} et a_{\max} ont été choisis afin de reproduire le plus fidèlement possible les courbes d'extinction et le spectre IR du milieu interstellaire. La distribution en taille des particules est supposée continue d'une composante de grains à l'autre :

$$a_{\min}(\text{VSGs}) = a_{\max}(\text{PAHs}) \text{ et } a_{\max}(\text{VSGs}) = a_{\min}(\text{BGs})$$

Tableau 3 Caractéristiques du modèle de Désert et al. 1990 : Y est l'abondance par rapport à l'hydrogène, ρ la densité du matériau.

Type de grains	$Y=m/m_H$	α	a_{\min}	a_{\max}	ρ
PAH	$4.3 \cdot 10^{-4}$	3	0.4	1.2	$2.4 \cdot 10^{-7} \text{ g.cm}^{-2}$
VSG	$4.7 \cdot 10^{-4}$	2.67	1.2	15	2.3 g.cm^{-3}
BG	$6.4 \cdot 10^{-3}$	2.9	15	110	3 g.cm^{-3}

Ces modèles valables dans le milieu interstellaire diffus (e.g. Draine et Lee 1984, Désert et al 1990) prévoient des valeurs de l'indice spectral d'émissivité égales à 2 et une valeur de l'absorption massique par gramme de poussières, à 1.3mm, proche de 0.003.

1.5.8.3 Modèles de grains valables dans les environnements froids

Les premiers modèles de grains disponibles furent ceux rendant compte des observations à grande échelle du MIS diffus. Dans les environnements denses et froids que sont les nuages moléculaires on s'attend à ce que des phénomènes marginaux dans le MIS diffus deviennent déterminants dans le MIS dense. Dans ces régions, les grains sont recouverts de manteaux de glace et subissent des processus de coagulation. Des modèles basés sur la physico-chimie de ces milieux denses ont alors vu le jour. Ces modèles prennent en compte les phénomènes propres au milieu dense : existence de grains coagulés et de

manteaux de glace autour de ces grains. Nous ne rentrerons pas ici dans le détail de ces modèles, nous rappellerons pour quelques uns d'entre eux, sous forme de tableau, la loi de variation d'absorption massique qu'ils prédisent (pour un papier de revue voir Henning, Michel et Stognienko, 1995).

Dans les milieux de fortes densités, le modèle de coagulation de grains d'Ossenkopft et Henning (1994) montre que la formation de manteaux de glace à la surface des grains ajoutée aux processus d'agglomération de ces derniers augmentent la valeur du coefficient d'absorption à grande longueur d'onde (Pollack et al 1994, Stognienko et al. 1995, Henning et al. 1995).

Ce modèle préconise l'utilisation d'une valeur de l'absorption massique de $\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.01 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ pour des densités $n_{\text{H}_2} \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Dans les milieux de densités $n_{\text{H}_2} < 10^5 \text{ cm}^{-3}$, l'utilisation d'une valeur du coefficient d'absorption massique deux fois inférieure est recommandée $\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.005 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ (Preibish et al, 1993, Henning, Michel et Stognienko 1995). Suivant le modèle de grains utilisé pour le calcul du coefficient d'absorption massique, la masse des environnements déduite de la loi d'absorption peut ainsi varier d'un facteur 2.

Il existe donc une grande incertitude quant à la déduction des masses des objets astrophysiques. On notera que l'indice spectral d'émissivité des gros grains β est supposé invariant avec la température et la fréquence, et est souvent proche de 2.

Tableau 4 : illustration de la diversité des modèles de grains disponibles. Dans tous ces modèles l'indice spectral est indépendant de la température.

Auteurs du modèle	Domaine de validité du modèle	Paramètres du modèle	Valeur de $\kappa_{1.3\text{mm}}$ ($\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$) (gaz+poussières)	Valeur de l'indice spectral
Pollack et al. 1994	Milieu dense Cœur pré-stellaire	Mélange de silicates, de composés organiques, de glace d'eau, d'espèces minérales	$\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.0033$	$\beta = 1.5$
Preibisch et al. 1993	Enveloppe de nuages	Carbones amorphes + grains de silicates recouverts de glace de H_2O , NH_3 et CO	$\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.005$	$\beta = 1.5$
Draine et Lee, 1984	Milieu diffus	Grains silicatés + grains de graphite	$\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.0024$	$\beta = 2$
Mathis et Whiffen, 1989	Milieu diffus	Agrégats de silicates, de carbone amorphe et de graphite en structure poreuse	$\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.009$	$\beta \sim 1$
Ossenkopft et Henning, 1994	Milieu dense Cœurs pré-stellaires	Grains coagulés de silicates, carbone et glace	$\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.011$	$\beta \sim 1.8$
Stepnik et al., 2003	Milieu dense	Agrégats de petits grains carbonés sur des gros grains silicatés et carbonés		$\beta = 1.5-1.7$
Krüegel et Siebenmorgen 1994	Milieu dense Cœur pré-stellaire	Particules poreuses composées de sous particules de carbone amorphe, de silicate et de glace	$\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.02$	$\beta = 2$
Désert et al. 1990	Milieu diffus	PAHS, très petits grains, gros grains silicatés et carbonés	$\kappa_{1.3\text{mm}} \approx 0.003$	$\beta = 2$

1.5.8.4 Les approximations de ces modèles :

Les modèles présentés ne prétendent pas représenter exactement la réalité : ils utilisent un certain nombre d'approximations. Nous en citerons ici quelques unes.

- **Géométrie des grains**

Les propriétés optiques des grains dépendent autant de leur géométrie que de leur composition. Or, les modèles de poussières interstellaires considèrent très souvent les grains comme des particules sphériques. Quelle est la validité d'un tel choix ? L'étude de la dépendance en longueur d'onde de la polarisation interstellaire indique que les particules de taille supérieure à $0.1\ \mu\text{m}$ ne sont pas sphériques alors que les particules de taille plus petite ($<0.05\ \mu\text{m}$) le sont. Mathis et Whiffen (1989) furent les premiers à suggérer que les grains de taille supérieure à $50\ \text{nm}$ soient en réalité des agrégats poreux de particules plus petites. Cependant, les propriétés optiques de sphéroïdes d'ellipticité réduite ne sont pas notablement différentes de celles de sphères. Aussi les modèles utilisés permettent-ils de reproduire correctement les observations. Toutefois, il faudra garder à l'esprit que l'évolution complexe des grains interstellaires a forcément donné naissance à des structures irrégulières, que les modèles n'incluent pas dans leur composition de grains.

- **Propriétés optiques des composés**

Les propriétés optiques des grains silicatés dans le domaine submillimétrique restent mal déterminées en raison du grand nombre de composés silicatés possibles. Elles sont souvent en partie ajustées pour reproduire au mieux les observations (Draine et Lee, 1984).

- **Abondance des éléments**

L'abondance du carbone utilisée dans les modèles est souvent trop importante par rapport à la valeur disponible dans le milieu interstellaire. En 1995, Snow et Witt firent une revue détaillée des abondances cosmiques de carbone et de leurs implications sur l'abondance du carbone dans les grains interstellaires. Ils démontrèrent que pratiquement tous les modèles de grains qui étaient alors disponibles employaient une quantité de carbone très supérieure à celle effectivement présente dans les grains. Cet événement fut appelé la « crise du carbone ». Cependant, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1.5.1.1 de grandes incertitudes pèsent sur la détermination de l'abondance interstellaire des éléments.

1.5.8.5 Les contraintes observationnelles marquantes que ces modèles ne prennent pas en compte

Les propriétés optiques des grains sont influencées par leur taille, leur forme, leur composition chimique, leur structure mais aussi leur température.

Beaucoup de ces facteurs ont été étudiés de manière théorique afin de quantifier leur influence sur le spectre d'émission des grains : influence de la présence de manteaux de glace, des processus d'agglomération des grains, de la modification de la structure des grains (amorphe/cristallin). De tous ces facteurs, l'influence de la température sur les propriétés des grains reste la moins étudiée. Tous les modèles, qu'ils soient dédiés au MIS diffus ou dense, supposent que le coefficient d'absorption massique de la population des grains de grande taille est indépendant de la température et que sa dépendance fréquentielle est constante et proche de 2.

Ainsi, tous les indices spectraux des gros grains dans le domaine submillimétrique sont supposés constants (cf. Tableau 4). Pourtant l'expérience ballon PRONAOS a mis en évidence une variation prononcée de l'indice spectral d'émissivité des grains avec la température (Dupac et al. 2003) et des mesures en laboratoire (Agladze et al. 1996, Mennella

et al. 1998, cf. chapitre 3.5) ont également démontré que le coefficient d'absorption massique d'analogues de grains interstellaires variait de façon importante avec la température.

D'autre part, dans le domaine fréquentiel submillimétrique, il existe une seule loi d'absorption massique traduite par une invariance de β avec la fréquence. Or les mesures de FIRAS indiquent que l'émission submillimétrique à grande échelle est caractérisée par une baisse de l'indice spectral à grande longueur d'onde. Cette variation de l'indice spectral avec la fréquence a elle aussi été mise en évidence par des mesures de laboratoire (Bösch, 1978).

Bien que les modèles actuels reproduisent de manière satisfaisante un certain nombre de contraintes observationnelles, ils en ignorent encore certaines, même si ces dernières semblent particulièrement importantes dans les environnements denses et froids.

Un modèle de poussière plus complet devrait pouvoir reproduire les propriétés d'émission des gros grains de poussières révélées par les expériences astrophysiques récentes. La prise en compte de ces nouvelles contraintes observationnelles devrait avoir un impact important sur la déduction de la loi d'absorption massique et donc sur la déduction des masses dans le MIS.

1.6 Objectifs de cette thèse

Nous avons montré dans ce chapitre que les premières étapes du processus de formation des étoiles restaient encore largement incomprises et que de nombreuses questions sur la physico-chimie des cœurs denses demeuraient en partie irrésolues.

Mieux comprendre les processus de formation stellaire exige une meilleure connaissance des propriétés du gaz et des grains dans ces milieux denses et froids.

Sur le vaste thème de la compréhension de la physico-chimie des cœurs pré-stellaires, j'ai axé mon étude sur certains des points clés qui restaient encore incompris au commencement de ma thèse :

1. Quelles étaient les origines des variations des propriétés d'émission submillimétrique des grains et comment les prendre en compte dans les modèles de grains standard ?
2. Quelle était l'évolution physico-chimique des grains vers les régions pré-stellaires denses et froides ? Quelle était l'influence de l'interaction entre gaz et grains ?
3. Quels étaient les processus de refroidissement des cœurs pré-stellaires ?

Pour apporter des réponses à ces différentes questions, deux moyens d'investigation complémentaires sont particulièrement bien adaptés : l'émission continuum submillimétrique des poussières et les raies d'émission moléculaires. Mon travail s'est ainsi engagé sur :

1. L'étude des propriétés d'émission des poussières dans le domaine submillimétrique et à basse température, à la fois d'un point de vue théorique et par le biais de mesures de laboratoire.
2. L'étude des propriétés d'émission d'espèces moléculaires clés dans les régions de formation d'étoiles, grâce à des observations menées depuis des observatoires (IRAM, Kitt Peak) en vue de comprendre le couplage existant entre les propriétés d'émission des grains et celles du gaz.
3. L'étude d'une molécule qui est supposée être un vecteur de refroidissement important des régions pré-stellaires : l'eau et ce grâce à des observations provenant du satellite ODIN.

Je me suis ainsi concentrée sur **l'étude de l'émission des gros grains dans le domaine submillimétrique et à basse température** en menant en parallèle des études expérimentales et théoriques.

De nombreuses observations astrophysiques (e.g. PRONAOS, FIRAS) ont révélé des propriétés inattendues des poussières interstellaires. Ces propriétés ne peuvent pas être expliquées par les modèles actuels de grains. **L'étude théorique des mécanismes d'émission des grains à basse température** est donc indispensable. Dans ce cadre, j'ai étudié certains des mécanismes d'émission des grains reliés à leur nature amorphe et j'ai modélisé ces mécanismes afin de tester leur efficacité à expliquer l'anti-corrélation entre la température et l'indice spectral observée par PRONAOS ainsi que l'excès submillimétrique observé par FIRAS.

Les données de laboratoire sur les propriétés optiques d'analogues de grains interstellaires à basse température et à grande longueur d'onde sont très peu nombreuses. Pourtant, elles seules permettent un accès direct aux propriétés optiques des grains. Elles fournissent donc des contraintes uniques sur les propriétés d'émission des grains, propriétés qui doivent être prises en compte dans les modèles de grains. Ainsi, ai-je réalisé **des mesures expérimentales sur la dépendance en température de la loi d'absorption de grains silicatés amorphes**.

Améliorer notre connaissance des régions pré-stellaires requiert également une étude du gaz et de son interaction avec les grains. Dans ce cadre j'ai **traité et analysé des données moléculaires acquises en direction d'un filament dense du milieu interstellaire** dont les propriétés d'émission des grains étaient profondément modifiées par rapport aux propriétés de grains du milieu diffus. Une des propositions avancées pour expliquer de tels changements était l'agglomération des grains. Il apparaissait intéressant de relier les variations des propriétés des grains aux variations des propriétés des molécules en phase gazeuse.

Enfin, pour étudier les propriétés de refroidissement des régions pré-stellaires, j'ai **analysé les données du satellite ODIN d'un des vecteurs de refroidissement** supposé de ces régions froides et denses : l'eau.

Chapitre 2

Modèles d'émission submillimétrique des grains

*“Le mot est un bourgeon qui tente une ramille. Comment ne pas rêver en écrivant.
C’est la plume qui rêve, c’est la page blanche qui donne le droit de rêver.”*

Gaston Bachelard, La poétique de la rêverie

2.1	INTRODUCTION AUX PROPRIETES D'EMISSION SUBMILLIMETRIQUE DES GRAINS.....	48
2.1.1	Propriétés optiques des grains.....	48
2.1.2	La théorie de Mie.....	48
2.1.3	Propriétés d'absorption et d'émission des grains.....	50
2.1.4	Modèles classiques pour l'émission submillimétrique des grains.....	50
2.1.5	Une approche quantique de l'absorption du réseau.....	54
2.1.6	Conclusions.....	56
2.2	LES DONNEES DE L'OBSERVATION.....	56
2.2.1	PRONAOS.....	57
2.2.2	FIRAS (Far Infrared Absolute Photometer).....	59
2.2.3	Conclusions.....	61
2.3	CONTRIBUTION A L'INTERPRETATION DE L'EMISSION SUBMILLIMETRIQUE DES GRAINS.....	61
2.3.1	Absorption submillimétrique des matériaux amorphes.....	61
2.3.2	Une modélisation du désordre : le modèle de Schlömann.....	62
2.3.3	Le modèle TLS.....	65
2.4	CONFRONTATION AUX DONNEES DE L'OBSERVATION.....	76
2.4.1	Philosophie du modèle.....	76
2.4.2	Absorption comparée des différents processus du modèle « Schlömann-TLS ».....	77
2.4.3	Modélisation de l'anti-corrélation indice spectral /température.....	80
2.4.4	Modélisation de l'excès d'émission millimétrique.....	83
2.4.5	Développement du modèle.....	87
2.5	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	87

2.1 Introduction aux propriétés d'émission submillimétrique des grains

Nous présenterons dans la phase introductive de ce chapitre des modèles théoriques de l'émission des matériaux dans le domaine submillimétrique. Nous nous intéresserons particulièrement à la dépendance fréquentielle et en température des différents mécanismes présentés.

2.1.1 Propriétés optiques des grains

L'étude des propriétés optiques des grains est un préliminaire indispensable à la bonne modélisation de la poussière présente dans le MIS. Pour décrire les propriétés optiques des matériaux, deux grandeurs sont utilisées : l'indice de réfraction complexe et la permittivité complexe (ou fonction diélectrique complexe). L'indice de réfraction complexe s'exprime sous la forme :

$$N = n + ik$$

où l'indice de réfraction n est relié à la vitesse de phase et l'indice d'absorption k traduit l'absorption de l'onde par la matière traversée. La permittivité complexe, s'écrit quant à elle :

$$\underline{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega) \text{ , avec } \omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

ε' détermine la quantité de lumière réfléchie et ε'' la capacité du matériau à absorber ou réémettre le rayonnement. N et $\varepsilon(\omega)$ sont reliés par la formule : $N = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ et nous avons donc $\varepsilon'(\omega) = n^2 + k^2$ et $\varepsilon''(\omega) = 2nk$. Par commodité, on préférera utiliser le couple (n, k) pour décrire les phénomènes de propagation d'onde et le couple $(\varepsilon', \varepsilon'')$ pour expliciter l'absorption et la diffusion par des particules de tailles plus petites que la longueur d'onde. Comme nous nous intéresserons aux propriétés de particules petites devant la longueur d'onde, nous utiliserons dans la suite de nos calculs la permittivité. Les mesures en laboratoire de la permittivité ne sont disponibles que pour un nombre restreint de matériaux et pour des gammes de fréquences limitées. Cependant, les relations de causalité de Kramers-Kronig (relation KK) permettent, pour des conditions physiques normales, de relier entre elles les valeurs de ε' et ε'' . Ces deux dernières quantités sont reliées par la formule (e.g. Bohren et Huffman 1983) :

$$\varepsilon' = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{X \varepsilon''(X)}{X^2 - \omega^2} dX$$

où P désigne la valeur principale de l'intégrale. Cette formule permet de déduire de la valeur de $\varepsilon''(X)$ mesuré en laboratoire, la valeur de $\varepsilon'(\omega)$.

2.1.2 La théorie de Mie

L'interprétation quantitative du comportement de la matière interstellaire requiert l'utilisation d'une théorie de la diffusion de la lumière par de petites particules solides. La théorie complète de l'interaction d'une onde plane avec une particule sphérique homogène a été établie par le physicien allemand Gustav Mie en 1908. L'onde plane est décrite à l'aide de son champ électrique et de son induction magnétique. La théorie de Mie permet de calculer la

valeur de ces deux champs, dans toutes les directions de l'espace, après interaction avec la particule caractérisée par sa constante diélectrique complexe. L'intensité diffusée à grande distance du diffuseur (ainsi que la section efficace de la diffusion d'extinction de la fonction de phase) peut être modélisée par des séries infinies associées aux polynômes de Legendre et aux fonctions de Bessel. Une particule isolée est illuminée par une onde plane. Cette onde garde ses caractéristiques uniquement lorsqu'elle se propage dans un milieu homogène. La présence du diffuseur, dont les propriétés électriques et magnétiques diffèrent du milieu ambiant, provoque une déformation du front d'onde. Cette déformation engendre :

- une baisse de l'amplitude de l'onde plane
- l'existence d'une onde sphérique diffusée à une distance grande devant la longueur d'onde du rayonnement incident et la taille de la particule

L'énergie transportée par cette onde sphérique est l'énergie diffusée. L'énergie totale perdue par l'onde plane correspond à l'extinction. Pour une onde incidente plane et une particule diffusante sphérique, la théorie de Mie fournit une solution complète : elle permet notamment d'exprimer les efficacités d'absorption, de diffusion et d'extinction. L'efficacité mesure le rapport de la section efficace de diffusion, absorption ou extinction sur la section efficace géométrique. L'efficacité est une grandeur sans dimension, qui dépend de la composition du grain, de sa taille et de la longueur d'onde incidente. L'efficacité d'extinction est la somme de deux termes traduisant l'efficacité d'absorption et l'efficacité de diffusion :

$$Q_{ext} = Q_{sca} + Q_{abs}$$

En effet la perte d'énergie due à la présence d'une particule dans le faisceau incident provient

- d'un phénomène de diffusion qui dévie les rayons lumineux
- d'un phénomène d'absorption à l'intérieur de la particule

Pour expliciter les résultats, on introduit généralement le paramètre de taille

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda}$$

Qui constitue une comparaison de la taille 'a' de la particule à la longueur d'onde incidente. Comme nous travaillons sur des particules dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde incidente, soit $x \ll 1$ (limite de Rayleigh). Les expressions des efficacités peuvent être approximées par :

$$Q_{abs} = 4x \operatorname{Im} \frac{\underline{\varepsilon} - \underline{\varepsilon}_m}{\underline{\varepsilon} + 2\underline{\varepsilon}_m}$$

$$Q_{sca} = \frac{8}{3} x^4 \left(\frac{\underline{\varepsilon} - \underline{\varepsilon}_m}{\underline{\varepsilon} + 2\underline{\varepsilon}_m} \right)^2$$

où ε et ε_m sont les permittivités respectives de la particule étudiée et du milieu environnant. Dans le cas où le milieu environnant est le vide : $\varepsilon_m=1$. Dans le domaine spectral où nous étudions les propriétés des particules du milieu interstellaire, nous considérerons le phénomène de diffusion comme marginal : nous négligerons l'efficacité de diffusion par rapport à l'efficacité d'absorption : $Q_{ext} \approx Q_{abs}$

2.1.3 Propriétés d'absorption et d'émission des grains

La loi de Kirchoff stipule que l'efficacité d'absorption Q_{abs} est égale à l'émissivité e (Bohren et Huffman 1983) :

$$Q_{\text{abs}} = e$$

L'étude des propriétés d'émission des gros grains présents dans le MIS peut donc être ramenée à l'étude de leurs propriétés d'absorption.

Pour un nuage interstellaire optiquement mince, d'épaisseur l et contenant des grains sphériques de rayon a , l'absorption du rayonnement dans le domaine submillimétrique peut être écrite :

$I = I_0 e^{-\tau}$ où $\tau = \kappa \left(\frac{M_g l}{V} \right)$, V étant le volume du nuage, M_g sa masse de grains et $\kappa (\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1})$ le coefficient d'absorption massique des grains.

Dans le domaine submillimétrique, pour une densité massique ρ et des grains de rayon a , le coefficient d'absorption massique des grains (1.5.8.1) s'exprime à partir des propriétés fondamentales du matériau par l'équation :

$$\kappa_{\omega} = \frac{3}{4} \frac{1}{\rho} \frac{Q_{\text{abs}}}{a}$$

L'étude de l'efficacité d'absorption des grains nous renseigne donc directement sur le coefficient d'absorption massique et par voie de conséquence sur sa dépendance fréquentielle décrite par l'indice spectral β .

Nous définirons également le coefficient d'absorption α car nous serons amenés à travailler sur cette grandeur physique dans la suite de ce chapitre.

Lors de mesure de transmission dans le domaine submillimétrique d'un matériau massif, la transmission de l'échantillon, d'épaisseur d et de réflectance R , s'écrit :

$$T = \frac{(1 - R^2) e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}} \text{ où } \alpha \text{ est le coefficient d'absorption et s'exprime sous la forme :}$$

$$\alpha(\omega) = \frac{2\omega}{c} \text{Im} \left(\sqrt{\varepsilon(\omega)} \right)$$

Le coefficient d'absorption α possède la même dépendance fréquentielle que l'efficacité d'absorption Q_{abs} et donc que le coefficient d'absorption massique.

Le coefficient d'absorption α , l'efficacité d'absorption Q_{abs} et le coefficient d'absorption massique κ possèdent tous une dépendance fréquentielle identique en ω^{β} .

Les relations de KK sont souvent utilisées pour déterminer les valeurs limites de β . Ces relations prévoient que : $\beta \rightarrow 2$ quand $\omega \rightarrow 0$. Mais un problème demeure irrésolu : en dessous de quelle fréquence limite β tend-il vers 2 ?

2.1.4 Modèles classiques pour l'émission submillimétrique des grains

2.1.4.1 Le modèle classique

L'approche classique de l'émission des matériaux s'appuie sur les équations de Maxwell en présence d'un milieu constitué par un ensemble de charges (ions et électrons) auxquelles on adjoint des relations de milieu traduisant les différents mécanismes microscopiques d'interaction.

Le mouvement d'un porteur de charge q , de masse m , situé en r à l'instant t , muni d'une vitesse \vec{v} , est régi par la loi fondamentale de la dynamique⁷ :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \vec{F}' \quad (2.1)$$

où (\vec{E}, \vec{B}) est le champ électromagnétique et \vec{F}' la force qu'exerce le milieu matériel sur le porteur de charge. La force \vec{F}' qu'exerce le milieu matériel sur un porteur de charge q , de masse m est composée :

- d'une force d'amortissement visqueux $\frac{m}{\tau} \frac{d\vec{u}}{dt}$ où \vec{u} est le vecteur déplacement et τ la durée de relaxation des vitesses, et traduisant l'effet des différents mécanismes de diffusion des porteurs de charge dans le matériau (phonons, impuretés ionisées, impuretés neutres, défauts...)
- d'une force de rappel $K\vec{u}$ où la constante de raideur K est définie par : $\omega_0^2 = K/m$ où ω_0 est la pulsation de l'oscillateur classique que forme la charge en mouvement autour de sa position d'équilibre. Cette force de rappel traduit le fait que la particule liée reste retenue autour de sa position d'équilibre.

Les effets magnétiques sont en règle générale très faibles devant les effets électriques, le champ magnétique peut donc être négligé.

On distingue deux types de charges : les charges libres pour lesquelles la force de rappel élastique est nulle, et les charges liées qui possèdent une force de rappel non nulle. Nous nous limiterons ici à quelques rappels sur les modèles de Lorentz et Drude, en nous concentrant plus particulièrement sur la dépendance fréquentielle du coefficient d'absorption qu'ils induisent dans le domaine submillimétrique. Le modèle de Drude traite le cas de milieu conducteur (existence de charges libres : électrons de conduction) alors que le modèle de Lorentz s'attache au milieu diélectrique.

2.1.4.2 Modèle de Lorentz - milieu diélectrique

La loi fondamentale de la mécanique classique donnée par l'équation (2.1) s'écrit pour un milieu diélectrique :

$$m \frac{d^2 \vec{u}}{dt^2} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{m}{\tau} \frac{d\vec{u}}{dt} - K\vec{u} \quad (2.2)$$

En considérant que le champ électrique incident est sinusoïdal et de pulsation ω , la solution de l'équation différentielle (2.2) correspond à une solution du type :

$$\vec{u} = \frac{q}{m[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega/\tau]} \exp(-i\omega t) \vec{E}_0$$

Il est alors possible de déduire la valeur du moment dipolaire par unité de volume également appelé polarisation volumique :

⁷ Les vecteurs seront indiqués en caractères gras dans la suite du chapitre.

$$\underline{\vec{P}} = n_v q \underline{\vec{u}} = \underline{\vec{P}}_0 \exp(-i\omega t) = \frac{n_v q^2}{m[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega/\tau]} \exp(-i\omega t) \underline{\vec{E}}_0$$

, où n_v est la densité volumique des porteurs de charge.

Cette expression peut se réécrire en introduisant ω_p la pulsation plasma du milieu qui est la pulsation propre de l'oscillation collective des charges libres :

$$\underline{\vec{P}} = \left[\frac{\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega/\tau} \right] \varepsilon_0 \exp(-i\omega t) \underline{\vec{E}}_0 \text{ avec } \omega_p = \left(\frac{n_v q^2}{m \varepsilon_0} \right)^{1/2}$$

La relation existant entre $\underline{\vec{P}}_0$, l'amplitude complexe de la polarisation volumique, et le champ électrique macroscopique permet de définir la susceptibilité diélectrique complexe $\underline{\chi}(\omega)$:

$$\underline{\vec{P}}_0 = \underline{\chi}(\omega) \varepsilon_0 \underline{\vec{E}}_0$$

La permittivité diélectrique complexe se déduit simplement de la susceptibilité diélectrique complexe selon l'expression : $\underline{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega) = 1 + \chi'(\omega) + i \cdot \chi''(\omega)$, soit :

$$\varepsilon'(\omega) = 1 + \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2/\tau^2} \text{ et } \varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_p^2 \omega / \tau}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2/\tau^2}$$

Ce modèle est valable pour tous les types de charges liées présents dans le milieu. A chaque type de charges correspond une réponse diélectrique différente, caractérisée par une pulsation ω_0 (ω_0 proportionnel à $m^{-1/2}$).

On distingue deux grands types de charges liées :

- Les électrons, qui contribuent aux vibrations électroniques des atomes et des molécules du solide. Leur masse étant très faible, ce sont les seuls à pouvoir « suivre » les variations rapides du champ électrique. Leur pulsation électronique caractéristique est de l'ordre de 10^{16} rad/s, soit une longueur d'onde de résonance de l'ordre de 0.1 μm (domaine du visible et de l'UV).

- Les atomes du réseau ionique formant des oscillateurs qui interagissent avec le champ électrique, traduisant le phénomène de vibration du réseau cristallin. Leur pulsation fondamentale est relativement plus faible que celle des électrons puisque les masses impliquées sont 10^3 à 10^5 fois plus grandes. Ces vibrations se situent donc principalement dans le domaine spectral infrarouge (pulsations de l'ordre de 3×10^{13} rad/s). Ce phénomène n'est pas restreint aux cristaux ioniques; de telles vibrations de groupes d'atomes accompagnées de réarrangements de la densité de charges sont aussi présentes dans les matériaux isolants et semi-conducteurs.

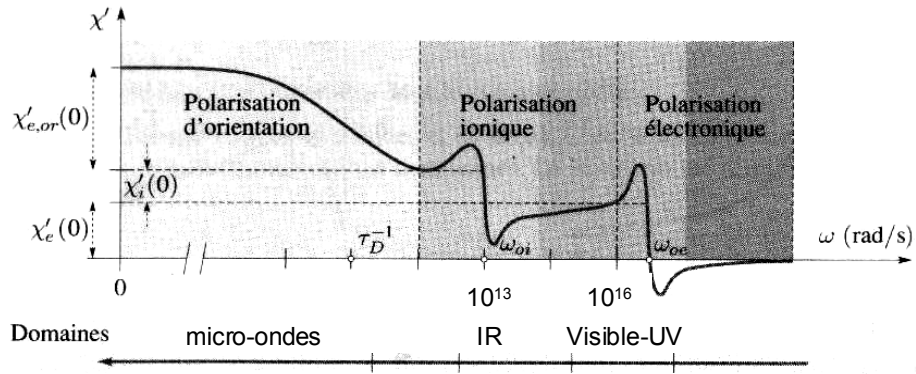


Figure 7 : susceptibilité diélectrique totale d'un matériau (d'après Perez et al. 1997)

La permittivité diélectrique totale du matériau induite par le modèle de Lorentz est la somme des permittivités diélectriques représentatives de ces deux types de charges liées (Figure 7).

Il peut aussi exister une polarisation d'orientation liée aux changements d'orientation (induits par le champ électrique) de molécules ayant un moment dipolaire permanent. L'effet induit sur la permittivité diélectrique est décrit par le modèle de Debye. Cette polarisation joue un rôle important principalement dans le cas des liquides polaires comme l'eau, dans le domaine des micro-ondes ou radiofréquences.

Dans le domaine submillimétrique (cf. Figure 7), l'influence des vibrations électroniques ne joue plus. De plus nous sommes suffisamment éloignés des pulsations correspondant aux états vibrationnels du réseau cristallin pour observer un comportement asymptotique de l'efficacité d'absorption :

Pour des pulsations ω très inférieures aux pulsations de résonance ω_0 , les expressions des permittivités diélectriques réelles et imaginaires se simplifient :

$$\varepsilon' \rightarrow 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} = \text{cte}, \quad \varepsilon'' \rightarrow \frac{\gamma \omega_p^2}{\omega_0^4} \omega \propto \lambda^{-1}$$

Compte tenu de l'expression de l'efficacité d'absorption déduite de la théorie de Mie, nous obtenons un indice spectral β de 2 : $Q_{abs} \propto \frac{1}{\lambda^2}$

Nous montrerons dans le chapitre 2.1.5.2 qu'une description quantique de l'absorption démontre que cette absorption est indépendante de la température.

2.1.4.3 Modèle de Drude- matériau conducteur et semi-conducteur

Pour des matériaux conducteurs, les charges libres apportent une contribution supplémentaire à la permittivité totale du milieu. Cette contribution peut être calculée à partir de l'expression générale de la permittivité en considérant que les charges libres ne sont soumises à aucune force de rappel ($\omega_0=0$). La permittivité complexe s'écrit alors :

$$\underline{\varepsilon}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 + i(\omega\tau)^{-1}}$$

Pour les métaux, une valeur typique de la pulsation plasma ω_p est 10^{15} rad/s soit $\sim 0.1 \mu\text{m}$.

Là encore, dans le domaine submillimétrique, $Q_{abs} \propto \frac{1}{\lambda^2}$, soit une valeur asymptotique de l'indice spectral de $\beta = 2$. De plus, cette valeur asymptotique de l'indice spectral est en

première approximation indépendante de la température, car le nombre d'électrons libres dans les métaux est indépendant de la température.

Dans le cas de semi-conducteurs, le nombre de porteurs libres dépend très fortement de la température, et/ou de la présence ou non d'impuretés donneurs ou accepteurs. Ce nombre de porteurs libres est en général à basse température très inférieur à ce qu'il est dans les métaux. La pulsation plasma ω_p est donc aussi très inférieure (de l'ordre de 10^{13} rad/s mais avec un très large domaine de variation), ce qui rend impossible la définition d'un seul indice spectral β valide dans le domaine submillimétrique. Cependant, les semi-conducteurs ne doivent pas jouer un rôle déterminant dans l'émission des gros grains.

2.1.5 Une approche quantique de l'absorption du réseau

2.1.5.1 Notion de phonon

Un traitement quantique montre que les modes propres de vibrations des atomes d'un cristal sont quantifiés, et traduits en terme de pseudo-particules nommées phonons. Un état individuel pour un phonon est caractérisé par un vecteur d'onde \mathbf{k} , une pulsation $\omega(\mathbf{k})$, et une polarisation. Dans cet état individuel, le phonon possède une quantité de mouvement $\hbar\mathbf{k}$, une énergie $\hbar\omega(\mathbf{k})$, et un spin lié à son état de polarisation. Dans un matériau cristallin avec au moins 2 atomes par maille, la relation de dispersion des phonons qui relie leur énergie $\hbar\omega$ à leur vecteur d'onde \mathbf{k} fait apparaître 2 types de branches (Figure 8) appelées branches acoustiques et branches optiques. Par ailleurs la distribution des états énergétiques $\hbar\omega$ possibles pour les phonons est traduite par une fonction de densité d'états $\rho(\omega)$. Il existe une relation entre la pulsation ω et le vecteur d'onde \mathbf{k} : $\omega(\mathbf{k}) = c \cdot |\mathbf{k}|$ où c est la vitesse du son liée à la branche de phonon acoustique considérée. Cette relation est appelée relation de dispersion. Dans le domaine des basses énergies, cette relation induit une dépendance fréquentielle quadratique de la fonction de densité d'états. Cette fonction de densité d'états est traduite par le modèle de Debye :

$$\rho(\omega) \propto \omega^2$$

Les phonons étant des bosons, le nombre d'occupation moyen n_ω de phonons d'énergie $\hbar\omega$, à la température T , est donné par la fonction de distribution de Bose-Einstein :

$$n_\omega = [\exp(\hbar\omega / kT) - 1]^{-1}$$

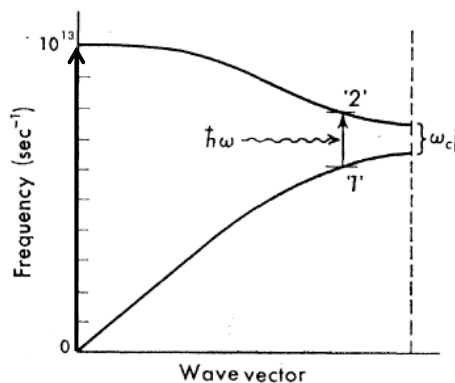


Figure 8 : diagramme de dispersion des phonons (branche acoustique + branche optique). Sont illustrés sur cette figure le processus mono-phonons à $k=0$ (un photon est absorbé en créant un phonon optique en $k=0$) et le processus de différence de deux phonons (d'après Stolen et Dransfeld, 1965)

2.1.5.2 Le processus mono-phonon

Le processus mono-phonon décrit l'interaction (création/ annihilation) entre un photon et un phonon. Les probabilités d'absorption et d'émission d'un phonon d'énergie $\hbar\omega$ sont respectivement $(n_\omega+1)$ et n_ω . La probabilité nette d'absorption (qui tient compte de la différence entre émission et absorption), donnée par $(n_\omega+1) - n_\omega$ est constante. Elle ne dépend donc pas de la température à travers la fonction de distribution de Bose-Einstein. L'efficacité d'absorption pour un processus mono-phonon est donc indépendante de la température (Mitra, Handbook of optical constants of solids).

- cas des cristaux :

Le modèle classique de Lorentz qui s'applique aux isolants cristallins décrit un processus mono-phonon. Au cours de cette interaction, dans les cristaux, l'énergie et la quantité de mouvement doivent être conservées. La quantité de mouvement $\hbar k$ des photons infrarouges étant très petite devant l'échelle des k de la relation de dispersion des phonons, le photon interagit avec un phonon optique en $k=0$ (Figure 8). Il s'en suit des absorptions résonnantes situées essentiellement dans l'infrarouge, autour des valeurs de pulsations propres des vibrations du réseau cristallin, selon le modèle de Lorentz.

- cas des amorphes :

Dans les matériaux amorphes, la présence de défauts et d'impuretés brise la symétrie de translation du réseau cristallin ce qui conduit à un relâchement des règles de sélection sur les nombres d'onde. Il devient alors potentiellement possible d'obtenir une excitation optique de la densité totale de phonons. Ainsi pour un matériau amorphe dont la contre partie cristalline ne présente pas de processus mono-phonon dans le domaine infrarouge (ce qui est le cas des solides homoatomiques), le coefficient d'absorption sera proportionnel à la densité d'états des phonons : $\alpha(\omega) \propto \rho(\omega)$.

Cette densité d'états, bien qu'élargie, est assez similaire à celle des cristaux puisque la densité d'états de phonons est gouvernée en premier chef par les interactions entre atomes plus proches voisins. Dans le domaine des basses énergies (i.e. dans le domaine submillimétrique) la densité d'états des phonons est bien décrite par le modèle de Debye. Dans le cas de matériaux à trois dimensions l'efficacité d'absorption possède une dépendance fréquentielle du type : $Q_{abs} \propto \frac{1}{\lambda^2}$ soit un indice spectral β de 2.

Dans le cas de matériaux à deux dimensions (Kittel, 1963) : $Q_{abs} \propto \frac{1}{\lambda}$ soit un indice spectral β de 1. Les solides amorphes présentant des structures en feuillets, comme le carbone amorphe, ont ainsi un indice spectral de 1 (Koike et al., 1980). Cette configuration à 2 dimensions se retrouve également dans le cas de très petits grains dont les modes de vibration de surface dominent les modes de vibration de volume. La densité d'états de phonon est alors celle d'un solide à deux dimensions (Seki et Yamamoto, 1980)

2.1.5.3 Les processus multi-phonons

L'absorption de phonons par le réseau ne se limite pas à l'absorption d'un seul phonon. Les processus multi-phonons sont des sources importantes de l'absorption dans le domaine infrarouge et submillimétrique (Henning et Mutschke, 1997). Des combinaisons de phonons optiques, acoustiques, transverses et longitudinaux peuvent provoquer une absorption induite de photons (pour plus de détails se référer à Mitra, Handbook of Optical Constants of

Physics). Ces processus multi-phonons sont d'autant plus rares qu'ils impliquent un plus grand nombre de phonons. La seule condition nécessaire dans les cristaux pour que ces mécanismes aient une probabilité non nulle de se produire est que la conservation de l'énergie et du moment soit satisfaite.

La dépendance fréquentielle et en température du coefficient d'absorption dans les domaines millimétrique et submillimétrique est souvent comprise en terme de processus multi-phonons. Dans le domaine de l'infrarouge lointain, le processus de différence de deux phonons est souvent dominant. Ce processus est illustré sur la Figure 8 : la flèche indique le processus où un phonon de la branche 1 est détruit alors qu'un phonon de la branche 2 ayant un même vecteur d'onde mais une énergie supérieure est créée. La différence en énergie est fournie par l'absorption d'un photon. L'absorption nette est déterminée par la différence de taux d'occupation des phonons entre les deux états impliqués : $n_1(1+n_2)-n_2(1+n_1) = n_1-n_2$ et doit donc varier linéairement avec la température pour des températures suffisamment hautes (i.e. lorsque $kT \gg \hbar\omega_i$). De façon plus générale, pour des températures suffisamment hautes, les processus de différence multi-phonons varient comme la température à la puissance $s-1$, s étant l'ordre du processus à différence multi-phonons, c'est à dire le nombre de phonons impliqués. Dans le domaine submillimétrique, les processus à 2 et 3 phonons dominant souvent, la dépendance en température de l'efficacité d'absorption s'écrit :

$$Q_{\text{abs}}(T) = A \cdot T + B \cdot T^2$$

Plus la température est faible, plus le niveau d'excitation vibrationnelle du réseau sera faible. Ainsi, à basse température, la densité de phonons sera moins importante et l'absorption induite par de tels processus plus faible.

2.1.6 Conclusions

Dans le domaine submillimétrique, tous les modèles que nous venons de présenter conduisent à une efficacité d'absorption Q_{abs} dont la dépendance fréquentielle est constante. En outre, à l'exception du modèle multi-phonons, les modèles théoriques ne prévoient pas de variation de Q_{abs} avec la température. Ainsi, en première approximation, la loi d'émission des gros grains de poussières du MIS dans le domaine submillimétrique est supposée indépendante de la température et caractérisée par un indice spectral d'émissivité β constant sur tout le domaine submillimétrique. Cet indice spectral est compris entre 1 et 2 suivant le type de matériaux considérés. Cette caractéristique se retrouve dans la plupart des modèles de grains, des milieux diffus comme des milieux denses (cf. 1.5.8.3).

2.2 Les données de l'observation

Même si les modèles de grains utilisés à ce jour supposent un indice spectral constant (cf. Tableau 4), des données observationnelles et de laboratoire récentes démontrent que l'indice spectral varie à la fois avec la fréquence et la température. Ces observations nécessitent donc une nouvelle réflexion sur les modèles actuels de grains. Nous présenterons dans ce chapitre les données astrophysiques attestant d'une variation de l'indice spectral β avec la température et la fréquence (les données de laboratoire présentant des variations similaires seront, pour leur part, présentées dans le chapitre 3.5).

2.2.1 PRONAOS

2.2.1.1 Objectifs scientifiques et description

Le projet PRONAOS, dédié à l'astronomie submillimétrique, (PROgramme NAtional d'Observations Submillimétriques) a été initié en 1985 sous l'impulsion de Guy Serra, directeur de recherche au CESR à Toulouse. Trois campagnes de vols ont été effectuées en 1994, 1996 et 1998. Ce projet est le résultat de la collaboration entre le CNES, le CESR, l'IAS, l'IAP, l'observatoire de Genève et le service d'aéronomie du CNRE à Verrière-le-Buisson. Cette expérience a permis de cartographier l'émission continuum des grains interstellaires dans différents sites du MIS dans une grande partie du domaine submillimétrique et avec une résolution angulaire de 2-3.5'. Ces mesures submillimétriques dans quatre bandes spectrales ont permis pour la première fois de caractériser totalement l'émission des gros grains en déterminant simultanément leur température d'équilibre, leur indice spectral d'émissivité et leur densité de colonne sur la ligne de visée. Dans l'optique d'une meilleure compréhension des changements d'indices spectraux avec la température, les données fournies par PRONAOS sont donc particulièrement intéressantes.

PRONAOS a observé l'émission du continuum submillimétrique d'une vingtaine d'objets astrophysiques appartenant à différents sites du milieu interstellaire :

- des nuages diffus dans la région Polaris et dans la région du Taureau
- des régions de formation d'étoiles massives telles qu'Orion, Messier 17, Cygnus B
- des régions de formation d'étoiles de faibles masses comme ρ -Ophiuchi, Serpentis

Nous ne donnerons ici qu'un bref récapitulatif des principales caractéristiques de l'instrument. Pour une description circonstanciée de l'instrument se référer à Lamarre et al (1994).

Parmi les instruments embarqués à bord du ballon stratosphérique, se trouvent :

- un télescope de 2 mètres de diamètre de type Cassegrain possédant une précision de pointage relatif de 5 secondes d'arc,
- l'instrument focal SPM (Système Photométrique Multibande) qui permet d'effectuer des mesures simultanées dans quatre bandes spectrales larges couvrant le domaine spectral : 180-1100 μm .

Ce dernier instrument est composé de quatre bolomètres refroidis à 0.3K grâce à un système cryogénique utilisant de l'Helium 3. Les quatre bolomètres mesurent le flux submillimétrique dans les bandes : 180-240 μm , 240-340 μm , 340-540 μm et 540-1200 μm avec une sensibilité de flux de 1MJy/sr dans la dernière bande spectrale (1Jy=10⁻²⁶ W/m²/Hz) . Les longueurs d'onde effectives correspondant à chacune de ces bandes sont respectivement : 200, 260, 360 et 580 μm . La résolution angulaire est de 2 minutes d'arc pour les bandes à 200 et 260 μm , 2.5 minutes d'arc pour la bande à 360 μm et enfin 3.5 minutes d'arc pour la bande à 560 μm . L'étalonnage interne s'effectue par le biais de deux corps noirs embarqués. La précision d'étalonnage relative entre bandes est de 5%. L'étalonnage absolu a une précision de 8%.

La loi d'émission des gros grains le long d'une ligne de visée est décrite par la loi de corps noir modifié :

$$I_{\lambda}^{fit} = \sigma Q_{abs}(\lambda) N_{grains} B(\lambda, T_{eq}) \text{ avec } Q_{abs} \propto \lambda^{-\beta}$$

σ est la section efficace géométrique des grains, elle vaut πa^2 dans le cas de grains sphériques de rayon a .

L'instrument PRONAOS est particulièrement bien adapté à l'étude de condensations froides étendues pour lesquelles il permet de déterminer à la fois les valeurs de l'indice spectral β (qui est supposé constant sur le domaine spectral observé), de la température T_{eq} et de la densité de colonne de gros grains N_{grains} . La détermination de ces quantités est réalisée par une procédure informatique de minimisation des moindres carrés. Le spectre observé est modélisé par un spectre suivant une loi d'émission du type :

$$I_{\lambda}^{fit} = \sigma Q_{abs}(\lambda_0) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\beta} N_{grains} B(\lambda, T_{eq})$$

Les valeurs de l'indice spectral et de la température sont déduites de l'ajustement spectral entre spectre observé et spectre modélisé en cherchant à minimiser le rapport (minimisation des moindres carrés) :

$$\chi^2 = \sum \frac{(I_{\lambda}^{fit} - I_{obs})^2}{\sigma_{obs}^2}$$

Les détails de cette procédure peuvent être trouvés dans Dupac et al. (2001).

2.2.1.2 L'anti-corrélation T- β observée par PRONAOS

Un des principaux résultats de cette expérience résulte de la synthèse des observations réalisées par PRONAOS en direction de différents sites du milieu interstellaire, synthèse à laquelle j'ai participé en effectuant le traitement des données de la région du Cygne. Cette synthèse des données a été réalisée en ne considérant que

- des pixels indépendants les uns des autres
- des observations qui permettent une détermination de la température et de l'indice spectral avec une incertitude relative inférieure à 20%
- des observations pour lesquels le flux mesuré est d'au moins 10MJy/sr .

Cette synthèse révèle l'existence d'une corrélation inverse prononcée (anti-corrélation) entre la température d'équilibre des grains et leur indice spectral d'émissivité (Dupac et al. 2003). Typiquement, l'indice spectral décroît de valeurs proches de 2.5 à 15K jusqu'à des valeurs de 1 à 80K (Figure 5). Ainsi les régions froides possèdent des indices spectraux élevés tandis que les régions plus chaudes possèdent des indices plus faibles. **Cette variation de l'indice spectral avec la température n'est pas prise en compte dans les modèles standards de grains qui supposent un indice spectral constant, indépendant de la température et souvent égal à 2.**

L'anti-corrélation observée par PRONAOS a souvent été remise en cause même si les arguments avancés ne résistent pas à une investigation approfondie. Il a principalement été évoqué les points suivants :

- Une anti-corrélation entre l'indice spectral et la température est induite par la procédure d'ajustement spectral : à basse température, l'émission du corps noir dans le domaine spectral observé par PRONAOS permet une très bonne détermination de l'indice spectral tandis que la détermination de la température est plus délicate. Au contraire, à hautes températures, la température est très bien contrainte alors que l'indice spectral est plus difficile à évaluer. Cependant des études détaillées de l'influence de cet artefact démontrent clairement que la large anti-corrélation observée par PRONAOS ne peut pas résulter d'un seul artefact d'analyse de données (Dupac et al. 2001).

- Une autre explication souvent avancée pour rejeter l'existence d'une telle anti-corrélation est l'existence de populations de grains à différentes températures sur les lignes de visée sondées. En effet, si les grains possèdent des températures distinctes sur une même ligne de visée, l'émission résultante sera la superposition de l'émission de corps noirs à différentes températures, possédant des maxima d'émission à d'autant plus grandes longueurs d'onde que leur température sera basse. Ce phénomène conduit à un abaissement de l'indice spectral global qui est artificiel puisqu'il n'est pas révélateur de la dépendance spectrale d'une seule population de grains mais de plusieurs populations de grains à différentes températures. Cependant, en premier lieu, cet effet ne peut conduire qu'à un abaissement de l'indice spectral et en aucun cas à une augmentation de celui-ci : des valeurs supérieures à 2 sont alors difficilement explicables par ce seul argument. En outre, si la distribution de températures le long de la ligne de visée peut expliquer l'abaissement de l'indice spectral jusqu'à des valeurs de 1, cela nécessite l'existence d'une grande quantité de poussières froides sur la ligne de visée. Cette hypothèse a été examinée par Ristorcelli et al (1998) et Dupac et al (2001,2003) qui ont démontré qu'elle requerrait une quantité de matière très importante, en profond désaccord avec la quantité de matière déduite des mesures spectroscopiques de $C^{18}O$ et $C^{13}O$. En outre, un tel phénomène impliquerait une forte anti-corrélation entre l'indice spectral et la densité de colonne des poussières, or cette anti-corrélation n'a pas été observée.

- Enfin, Miyake et al. (1993) ont montré, en utilisant la théorie de Mie, que pour rendre compte d'indices spectraux proches de l'unité dans les environnements circumstellaires, il suffisait d'étendre la distribution de taille des particules jusqu'au centimètre (contrairement à la valeur de 0.1mm habituellement utilisée). Cette explication a été reprise par Goldsmith et al. (1997) pour expliquer l'anti-corrélation entre l'indice spectral d'émissivité des grains et l'opacité du milieu qu'ils observaient. Néanmoins, même si cette explication en terme d'augmentation de la taille des grains est raisonnable pour les environnements très denses étudiés par Goldsmith sur de petites échelles spatiales, il paraît peu vraisemblable qu'à l'échelle du lobe instrumental de PRONAOS (3.5') un tel phénomène régit l'émission des poussières.

Une fois ces hypothèses écartées, nous avons été amenés à appréhender cette anti-corrélation en terme de variation avec la température des propriétés optiques intrinsèques des grains.

2.2.2 FIRAS (Far Infrared Absolute Photometer)

2.2.2.1 L'instrument FIRAS du satellite COBE

FIRAS est l'un des trois instruments qui était embarqué à bord du satellite COBE (Cosmic Background Explorer). Durant sa période de vie (1989-1990) ce satellite a cartographié 95% du ciel avec un lobe instrumental moyen de 7°. Il a couvert le domaine de longueur d'onde 100 μ m-10mm avec une résolution spectrale d'environ 20GHz (le spectromètre était un interféromètre de Michelson polarisant). Bien que cet instrument ait été prioritairement conçu pour effectuer des mesures du fond de rayonnement cosmologique, il a également permis de mesurer l'émission de la poussière présente dans notre Galaxie (Figure 9).

2.2.2.2 L'excès submillimétrique et son interprétation

L'émission moyenne des poussières à hautes latitudes galactiques indique que la température moyenne des grains interstellaires est de 17.5K. **L'analyse des données le long du plan galactique (Figure 9) indique qu'il existe un excès d'émission galactique dans le**

domaine millimétrique qui se traduit par un aplatissement de la loi d'émission et donc une chute de l'indice spectral à des valeurs plus petites que 2.

Les deux principales interprétations de cet excès millimétrique sont :

- L'existence de grains très froids rayonnant à des températures comprises entre 5 et 7K, proposée par Reach et al (1995). L'émission de ces grains est visible sur la Figure 9, elle provoque un aplatissement de la courbe d'émission à grande longueur d'onde. L'interprétation en terme de composantes de grains froids repose sur l'hypothèse que la valeur réelle de l'indice spectral soit égale à 2 dans le submillimétrique. En effet le théorème de KK prévoit que β tende vers 2 pour des fréquences tendant vers zéro. Cependant, les données de laboratoire sont en désaccord avec cette prédiction et prévoient en outre une variation de l'indice spectral avec la température à basse fréquence. Une interprétation de l'excès d'émission en terme de composantes de poussières froides apparaît donc comme incertaine.

- L'existence de deux composantes de grains de taille supérieure à $0.01\mu\text{m}$, l'une à base de carbone l'autre à base de silicate amorphe à l'équilibre thermique avec le rayonnement interstellaire, invoquée par Finkbeiner, Davis et Schlegel (1999). A partir des données IRAS, DIRBE et FIRAS et en se basant sur l'hypothèse de Pollack et al. (1994) sur l'existence de deux composantes de grains ils ont pu rendre compte de l'excès millimétrique. Le modèle de Pollack et al (1994) établi sur des mesures effectuées en laboratoire, des observations de nuages moléculaires et des ajustements de modèles d'enveloppes autour d'étoiles jeunes prédisait un indice spectral de 2.6 pour $\lambda < 600\mu\text{m}$ et de 1.5 pour $\lambda > 600\mu\text{m}$. Le modèle de Finkbeiner et al. prévoit l'existence d'une composante silicatée qui serait caractérisée par un indice spectral d'émissivité de 1.7 et une température d'équilibre de 9.5 K. La composante carbonée posséderait quant à elle un indice spectral de 2.7 et une température de 16K. Ce modèle, même si il reproduit avec succès les données observationnelles, reste avant tout phénoménologique puisque les caractéristiques de la poussière modélisées ne sont pas explicitement reliées aux propriétés optiques des matériaux composant les grains interstellaires.

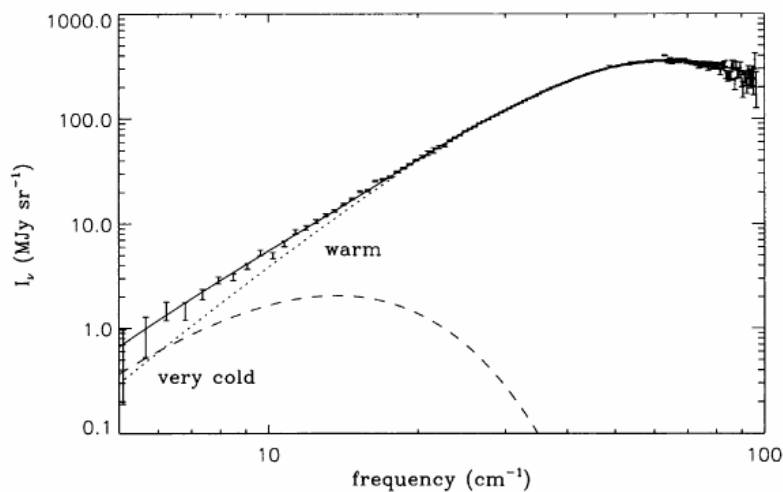


Figure 9 : spectre galactique ($l=45^\circ$, $|b|<3^\circ$) observé par FIRAS, la décomposition du spectre par une composante tiède et une composante froide est également indiquée d'après le modèle de Reach et al. 1995

A côté de ces deux interprétations en terme de 2 composantes de poussières découplées thermiquement, il n'est pas interdit de penser que d'autres modèles puissent rendre compte de cet excès d'émission en utilisant des propriétés optiques de grains interstellaires plus réalistes.

2.2.3 Conclusions

Les observations astrophysiques récentes des expériences COBE et PRONAOS révèlent que les grains interstellaires possèdent des propriétés d'émission inattendues. Des mesures menées en laboratoire sur des analogues de grains interstellaires (e.g. Mennella et al. 1998) sont parvenues à des conclusions similaires (cf. 3.5). Contrairement à ce que prédisent les modèles, les gros grains ne peuvent pas être décrits de manière simple par un indice spectral invariant avec la température et la fréquence. Cependant, aucune modélisation de l'émission de la composante gros grains du MIS ne considère une possible variation en température et en fréquence de l'indice spectral.

La compréhension du comportement des poussières dans le domaine FIR-submillimétrique est de toute première importance pour l'interprétation des données astrophysiques (COBE/FIRAS, WMAP, PRONAOS) et pour la préparation des futures missions spatiales telles Planck.

Dans ce cadre, il nous est apparu crucial d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes d'émission des grains susceptibles d'expliquer les données observationnelles. Guidés par la concordance existant entre certains résultats expérimentaux, modélisables théoriquement, (Bösch, 1978 ; Agladze et al., 1996, cf. 3.5) et les données astrophysiques que nous avons présentées, nous avons travaillé sur un modèle de grains basé sur les variations des propriétés intrinsèques des grains avec la température et la fréquence.

2.3 Contribution à l'interprétation de l'émission submillimétrique des grains

2.3.1 Absorption submillimétrique des matériaux amorphes

Mon et al. réalisèrent en 1975 les premières mesures en absorption de différents types de matériaux diélectriques amorphes dans le domaine millimétrique ($2\text{--}10\text{ cm}^{-1}$, soit $1\text{mm--}5\text{mm}$) à basse température (entre 0.5 et 10K). Jusqu'alors, seules les propriétés thermodynamiques des matériaux amorphes avaient été mesurées en laboratoire. Mon et al. observèrent une absorption fortement dépendante de la température, se traduisant notamment par un excès d'absorption millimétrique à basse température. Ils attribuèrent cet excès à la présence d'une distribution de systèmes à deux niveaux (modèle TLS pour Two Level Systems) dans les matériaux étudiés. De nombreux travaux expérimentaux vinrent confirmer l'hypothèse selon laquelle la dépendance en température de l'absorption millimétrique serait reliée à la présence de tels systèmes à deux niveaux. Ainsi, dans la thématique astrophysique, Agladze et al. (1996) mesurèrent l'absorption submillimétrique/millimétrique ($700\mu\text{m--}2\text{mm}$) à basse température d'analogues de grains interstellaires et observèrent un comportement compatible avec le modèle TLS. Ils purent ainsi expliquer la variation prononcée de l'indice spectral qu'ils mesuraient pour des températures comprises entre 10K et 30K .

Le modèle TLS invoqué offre une description phénoménologique des systèmes désordonnés. Le désordre y est modélisé par une distribution structurée de doubles puits de potentiels dont les caractéristiques reflètent la variété des configurations atomiques locales possibles dans les systèmes désordonnés. Le comportement de cette distribution de systèmes à deux niveaux est régie par trois phénomènes, tous trois dépendant de la température.

D'autre part, la structure désordonnée des matériaux amorphes conduit à l'existence d'une absorption de type vibrationnelle, indépendante de la température et possédant une dépendance fréquentielle qui varie comme λ^{-2} à λ^{-4} selon le domaine de fréquence. Cette absorption, étudiée par Schlömann (1964), prend en compte l'impact de la structure désordonnée du matériau en terme de défauts de charges. La variation de cette dépendance dépend essentiellement d'une longueur de corrélation caractéristique du matériau.

L'un des travaux scientifiques les plus frappant illustrant la pertinence de ces deux modèles théoriques est celui mené par Bösch en 1978 (pour plus de détails sur le travail de Bösch cf. 3.5.3). Bösch pu modéliser avec succès l'absorption de différents types de matériaux amorphes sur le domaine spectral 500 μ m-5mm pour des températures comprises entre 300K et 1.2K, grâce à l'utilisation combinée du modèle TLS et du modèle de Schlömann. Le modèle de Schlömann, en fournissant une absorption de fond indépendante de la température, lui permet de rendre compte d'indices spectraux supérieurs à 2. Le modèle TLS, en venant se rajouter à cette absorption de fond, permet quant à lui d'expliquer la variation de l'absorption avec la température. Ce modèle combiné permet à Bösch d'expliquer les propriétés d'absorption des matériaux amorphes dans une gamme de fréquence et de température proche de celle couverte par les expériences astrophysiques PRONAOS ou FIRAS. De plus, le comportement en température de l'indice spectral observé dans le domaine millimétrique est semblable à celui observé par PRONAOS dans le domaine submillimétrique. L'indice spectral observé par Bösch varie également avec la fréquence, ce qui est en accord avec les mesures FIRAS sur l'excès d'émission submillimétrique. Ce modèle combiné TLS-Schlömann apparaissait donc susceptible d'expliquer les propriétés inattendues de l'émission des poussières interstellaires, propriétés qui ne pouvaient pas être comprises à l'aide des modèles théoriques usuels (cf. 2.1.4).

Le but de cette étude était donc d'apporter des réponses aux questions suivantes :

- Etait-il possible de modéliser de façon satisfaisante l'anti-corrélation T- β observée par PRONAOS dans le domaine submillimétrique, grâce à un modèle rendant compte avec succès de l'absorption millimétrique de matériaux amorphes ?
- Quels seraient alors les paramètres du modèle à ajuster pour parvenir à un bon accord entre modèle et observations ?
- Les valeurs de ces paramètres d'ajustement seraient-elles physiquement acceptables ?
- L'excès submillimétrique vu par FIRAS serait-il lui aussi modélisable grâce à ce modèle ?

Ainsi, nous avons appliqué, pour la première fois, la modélisation TLS-Schlömann qui restait cantonnée à un champ d'utilisation relativement restreint (explication de l'absorption FIR-mm de matériaux amorphes) à l'interprétation de données observationnelles astrophysiques.

Nous commencerons par donner les fondements théoriques du modèle de Schlömann et du modèle TLS, puis nous présenterons les résultats de notre étude.

2.3.2 Une modélisation du désordre : le modèle de Schlömann

2.3.2.1 Historique

Par contraste avec l'état cristallin (dans lequel les atomes ont des positions fixes à l'intérieur d'une structure périodique), l'état amorphe peut en première approximation se comprendre en terme de variations par rapport à la structure cristalline du même matériau :

légères variations aléatoires des distances inter-atomiques, des masses atomiques, des constantes de forces entre atomes, ou de la distribution des charges.

La modélisation de l'absorption provoquée par de légères variations de charges dans une structure périodique a été traitée par Vinogradov dès 1960. Ce modèle simple fut repris par Schlömann en 1964, qui l'enrichit en y incluant le rôle de la corrélation entre les défauts de charges. A partir de ce formalisme, Schlömann calcula l'expression de la susceptibilité diélectrique χ dans un cristal ionique non conducteur possédant une distribution de charge désordonnée.

Enfin, Bagdade et Stolen, en 1968, montrèrent sur la base de mesures expérimentales, que cette théorie pouvait expliquer les propriétés dans le domaine de l'IR lointain, non seulement des matériaux cristallins présentant des défauts, mais également des matériaux amorphes.

2.3.2.2 Expression générale de l'absorption d'un solide amorphe

De manière générale, l'absorption dans l'IR lointain induite par un solide désordonné est proportionnelle à la densité d'états des phonons et s'écrit sous la forme (Strom et Taylor, 1977) :

$$\alpha(\omega, T) \propto \sum_k C(k) \times \rho(k, \omega)$$

où l'on effectue une sommation sur tous les vecteurs d'onde k des phonons présents dans le milieu. $C(k)$ traduit le couplage entre phonons et photons et $\rho(k, \omega)$ est la fonction de densité d'états des phonons. A basse énergie et à grande longueur d'onde, la densité d'états de vibration est correctement décrite par le modèle de Debye : $\rho(k, \omega) \propto \omega^2$ (2.1.5.1) :

$$\alpha(\omega, T) \propto \sum_k C(k) \times \omega^2$$

2.3.2.3 Le modèle de Schlömann

Le modèle de Schlömann est basé sur un polycristal composé d'ions dans lequel la structure désordonnée est modélisée sous la forme de perturbations de charges au sein du cristal : chaque ion présente ainsi une déviation de charge δe par rapport à sa charge normale, **mais la neutralité de charge reste préservée sur une échelle de longueur l , appelée "longueur de corrélation".**

Dans le modèle de Schlömann à fluctuations de charges, la variation de la dépendance fréquentielle est entièrement contrôlée par le facteur $C(k)$. Ce facteur est relié au facteur de corrélation $g(k)$ par : $C(k) = \text{const} \times g(k)$. Le facteur $g(k)$ traduit à la fois la neutralité de charges à l'échelle de la longueur de corrélation l et la décroissance exponentielle de la corrélation entre charges avec la distance, sous la forme $\exp(-r/l)$. $g(k)$ s'exprime ainsi par l'expression :

$$g(k) = 1 - \left(1 + k^2 \cdot l^2\right)^{-2}$$

Le facteur de corrélation peut être réécrit en fonction de la pulsation ω :

$$g(\omega) \propto \left[1 - \left[1 + \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)\right]^{-2}\right]$$

en se rappelant que k est égal à $2\pi/\lambda$ et en définissant la pulsation ω_0 par : $\omega_0 = 2\pi c_t/l$, c_t étant la vitesse transverse du son et l la longueur de corrélation.

2.3.2.4 Expression de l'absorption

A partir de l'expression de la permittivité calculée par Schlömann, et en utilisant la théorie de Mie, Bösch (1978) a exprimé le coefficient d'absorption ($\alpha \propto g(\omega) \cdot \omega^2$) induit par les défauts de charges sous la forme:

$$\alpha_{\text{back}} \approx \frac{2 \cdot (\epsilon + 2)^2}{3^3 \cdot c \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot c_t^3} \cdot \frac{\langle q^2 \rangle}{\bar{m}} \cdot \omega^2 \cdot \left[1 - \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^{-2} \right]$$

ϵ est la constante diélectrique du matériau, c la vitesse de la lumière, \bar{m} masse moyenne de l'atome considéré et $\langle q \rangle$ la déviation de charge moyenne.

2.3.2.5 Dépendance fréquentielle de l'absorption

En terme de longueur de corrélation, **deux comportements asymptotiques** de l'absorption peuvent être distingués :

- Lorsque la neutralité macroscopique est réalisée, la longueur de corrélation tend vers l'infini et donc ω_0 tend vers zéro. Le coefficient d'absorption suit donc une loi $\alpha_{\text{back}} \rightarrow \omega^2$
- Au contraire dans un matériau désordonné la longueur de corrélation tend vers zéro, ω_0 tend donc vers l'infini et $\alpha_{\text{back}} \rightarrow \omega^4$.

Entre ces deux cas extrêmes, la dépendance fréquentielle du coefficient d'absorption variera entre 2 et 4 suivant la valeur de la pulsation ω_0 et celle de la pulsation étudiée ω : en effet

lorsque : $\frac{\omega}{\omega_0} \gg 1$, $\alpha_{\text{back}} \rightarrow \omega^2$ et lorsque : $\frac{\omega}{\omega_0} \ll 1$, $\alpha_{\text{back}} \rightarrow \omega^4$

La pulsation ω_0 est donc la pulsation de transition entre deux régimes aux dépendances fréquentielles distinctes.

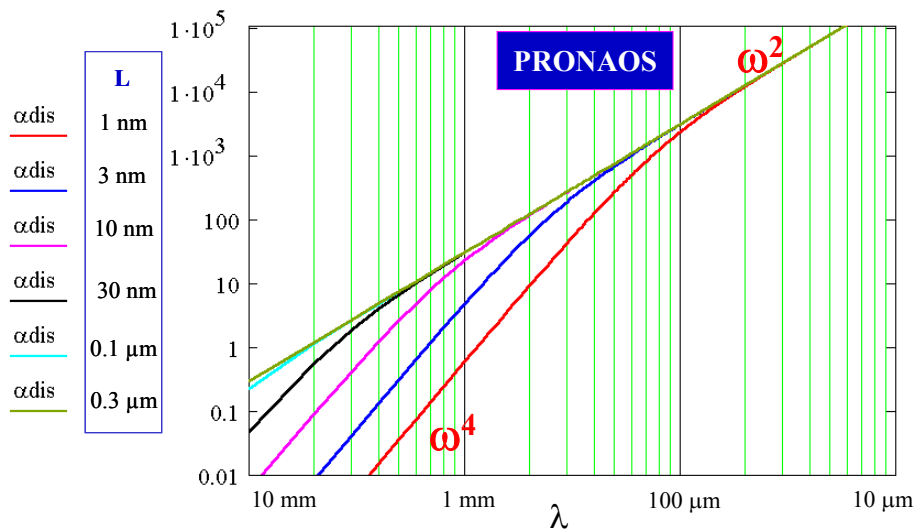


Figure 10 : variation de l'absorption α_{dis} décrite par Schlömann pour différentes valeurs de la longueur de cohérence L (entre 1 nm et 0.3 μm), en suivant les paramètres de la modélisation de Bösch (cf. Tableau 5).

L dicte la zone de transition en fréquence sur laquelle le dépendance de l'absorption évoluera de ω^2 vers ω^4 . Est également indiqué sur ce graphe le domaine spectral couvert par PRONAOS

Cette pulsation ne dépend que des propriétés du matériau : à savoir sa longueur de corrélation et la vitesse de propagation du son. En supposant une valeur connue de la vitesse du son dans le matériau, la variable qui va dicter la dépendance fréquentielle de l'absorption est donc la longueur de corrélation. La Figure 10 illustre l'importance de cette variable sur l'allure des spectres d'absorption. **L'absorption, indépendante de la température, possède une dépendance fréquentielle évoluant entre ω^2 et ω^4 suivant la valeur de la longueur de corrélation choisie.**

D'un point de vue astrophysique, la longueur de corrélation peut être vue comme la taille des plus petits grains sur lesquels la neutralité de charge est préservée. La seule contrainte astrophysique sur la longueur de corrélation est donc que celle-ci soit représentative des tailles des grains présents dans le milieu interstellaire. La longueur de corrélation doit être de l'ordre du nanomètre (entre quelques distances interatomiques et environ 10nm, taille inférieure de la distribution standard de la composante "gros grains" du MIS).

Bien que cette théorie modélise l'absorption provoquée par la présence de défauts dans un cristal, tout comme le suggérèrent Bagdade et Stolen, elle peut-être étendue aux matériaux amorphes en définissant des valeurs moyennes des grandeurs impliquées (longueur de corrélation moyenne, charge effective moyenne).

Strom et Taylor (1977) ont discuté de manière détaillée le modèle de Schlömann à la fois d'un point de vue théorique et expérimental. Ils ont réalisé des mesures de laboratoire sur différents matériaux amorphes pour des températures de 10K, 100K et 300K et pour des longueurs d'onde comprises entre 1mm et 10mm. Ils ont modélisé leurs données expérimentales à la lumière du modèle de Schlömann, en ajustant leur seul paramètre libre, la longueur de corrélation l . Pour les matériaux amorphes SiO_2 et As_2Se_3 , les limites supérieures et inférieures de la longueur de corrélation sont de 1 et 3 nanomètres et de 0,5 à 2 nanomètres respectivement. Les longueurs de corrélation déduites sont en bon accord avec les mesures de longueurs de corrélation déduites d'études par diffraction de rayon X.

2.3.3 Le modèle TLS

2.3.3.1 Génèse

Le modèle TLS fut développé pour expliquer les propriétés inattendues des matériaux amorphes à basse température.

En 1971, Zeller et Pohl, firent les premières mesures fiables du comportement à basse température de matériaux amorphes. Ils montrèrent qu'à des températures inférieures à 1K, ces matériaux présentaient des propriétés thermiques et acoustiques (notamment la capacité calorifique et la conductivité thermique) très différentes de celles des matériaux cristallins. La découverte expérimentale de ces propriétés était totalement inattendue : les propriétés thermiques des solides amorphes étaient supposées similaires aux propriétés thermiques des matériaux cristallins. La capacité calorifique à basse température des solides cristallins purs diélectriques suit la loi de Debye en T^3 (ce qui correspond à l'excitation de phonons de grandes longueurs d'onde) or on découvrit qu'en dessous de 1K la capacité calorifique des amorphes comportait un terme inattendu, linéaire avec la température. Ce terme linéaire en température se retrouvait dans presque tous les solides amorphes. Cette caractéristique commune fut interprétée comme étant une conséquence intrinsèque des états amorphes de la matière, même si les raisons exactes en restaient obscures. [Une description détaillée des propriétés à basse température des solides amorphes peut être trouvée dans Amorphous solids : Low temperature Properties (éditeur : Phillips)]

2.3.3.2 Description théorique

L'interprétation phénoménologique la plus répandue pour expliquer ces propriétés communes des solides amorphes à basse température est la présence de systèmes à deux niveaux. Elle a été formulée en 1972 par Anderson et al. et de manière indépendante par Phillips. Elle se base sur l'existence de systèmes à deux niveaux d'énergie (TLS) entre lesquels des processus par effet tunnel peuvent se produire. La nature désordonnée d'un solide amorphe laisse supposer que des atomes ou des groupes d'atomes peuvent changer de configurations spatiales par effet tunnel si celles-ci possèdent des énergies comparables.

Le modèle standard TLS est donc basé sur l'existence de « particules » pouvant se trouver dans deux états d'équilibre (ou plus) légèrement différents. En terme de potentiel énergétique, cette hypothèse se traduit par l'existence d'une distribution de potentiels énergétiques asymétriques, possédant deux minima (ou plus), séparées par une barrière de potentiel V . La forme de ce double puits de potentiel d'énergie est indiquée sur la Figure 11. Pour des raisons de simplicité, ce double puits de potentiel est modélisé à partir de l'adjonction de deux puits de potentiels identiques harmoniques, à une dimension.

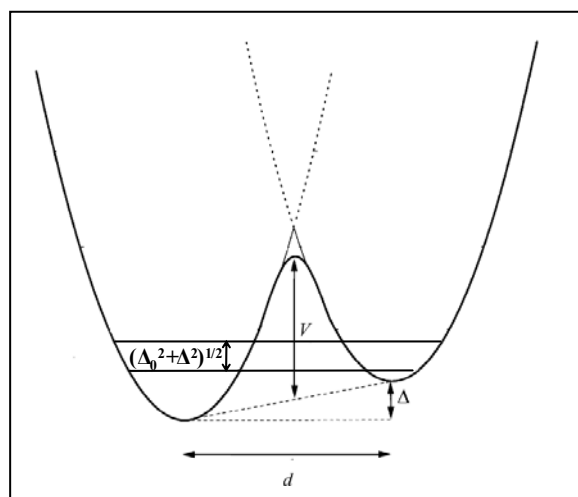


Figure 11 : double puits de potentiels de barrière énergétique V , de distance inter-puits d , d'asymétrie Δ . L'écart énergétique entre niveaux est de

$$E = (\Delta^2 + \Delta_0^2)^{1/2}.$$

2.3.3.3 Une compréhension "intuitive" des systèmes à deux niveaux

Il est possible d'avoir une compréhension intuitive des systèmes à deux niveaux, en se référant au mécanisme quantique qui préside à l'inversion de la molécule d'ammoniac (e.g. Cohen-Tannoudji et al. 1973 pour une description de ces systèmes). En effet la molécule d'ammoniac possède une énergie potentielle modélisable par un double puits de potentiel symétrique. D'un point de vue classique, cette configuration énergétique indique que la molécule possède deux configurations symétriques stables. La barrière de potentiel de hauteur V traduit la répulsion existant entre atomes d'hydrogène et atome d'azote.

Dans le cas où l'on approxime ce double puits de potentiel par deux potentiels carrés de hauteur infinie et de largeur a , les énergies possibles de la particule de masse m sont

quantifiées et égale à : $E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m}$ où $k_n = n\pi/a$.

Chacune de ces valeurs d'énergie est dégénérée deux fois car il lui correspond deux vecteurs d'onde (ϕ_1, ϕ_2) (l'un correspondant à la présence de la particule dans le puits de droite, l'autre correspondant à la présence de la particule dans le puits de gauche). Si l'on considère à présent une barrière de potentiel finie, on assiste à une levée de dégénérescence

des niveaux d'énergie. L'effet tunnel au travers de la barrière lève la dégénérescence de E_n en donnant des doublets (E_s^n et E_a^n) (cf. Figure 12). Dans le cas de deux puits de potentiel symétriques et carrés et pour les niveaux de plus basses énergies l'écart énergétique entre le niveau symétrique E_s^1 et le niveau antisymétrique E_a^1 s'écrit :

$E = E_s^1 - E_a^1 = \hbar\omega_1 = \Delta_0$ où Δ_0 est la différence énergétique due à la levée de dégénérescence des niveaux par effet tunnel. Les pulsations ω_n correspondent au passage par effet tunnel d'un puits à l'autre, ce sont les fréquences d'inversion de la molécule d'ammoniac.

Chacune des deux énergies E_s^1 et E_a^1 correspond à la valeur propre de la fonction d'onde symétrique ψ_1 et antisymétrique ψ_2 (ψ_1 et ψ_2 sont des combinaisons linéaires des fonctions d'onde ϕ_1 et ϕ_2 de chacun des deux puits).

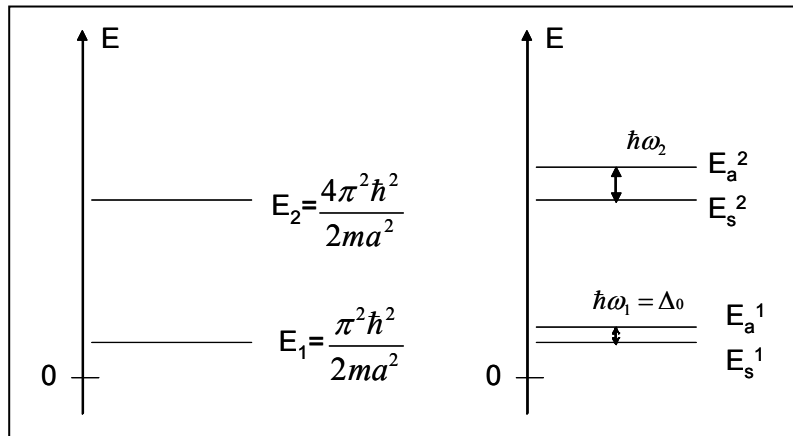


Figure 12 : A gauche : diagramme d'énergie de la molécule dans le cas de deux puits de potentiel infini. A droite : diagramme d'énergie de la molécule dans le cas d'un barrière de potentiel finie entre les deux puits : il y a levée de dégénérescence des niveaux E_n , les pulsations ω_n correspondent au passage par effet tunnel d'un puits à l'autre, ce sont les fréquences d'inversion de la molécule d'ammoniac. L'écart énergétique entre les deux niveaux de plus basses énergies est noté Δ_0 .

2.3.3.4 Description quantique du système TLS

Pour décrire le système TLS, le formalisme de la mécanique quantique est particulièrement adaptée (c.F. Phillips, 1981, 1987). Seuls les deux niveaux de plus basses énergies participent à la dynamique du système, et donc seuls ces deux niveaux seront considérés par la suite, conformément au modèle TLS. Les niveaux énergétiques peuvent être déterminés à partir des solutions du problème d'un simple puits de potentiel isolé.

On décrit le système TLS à partir de la base locale (ϕ_1, ϕ_2) où (ϕ_1, ϕ_2) sont les états stationnaires associés à chacun des deux puits de potentiel supposé harmonique V_1 et V_2 (cf 2.3.3.3).

L'hamiltonien du système s'écrit alors sous la forme :

$H_0 = H_1 + (V - V_1) = H_2 + (V - V_2)$ où H_1 et H_2 sont les hamiltoniens individuels des deux puits de potentiel V_1 et V_2 .

Dans la base locale (ϕ_1, ϕ_2), la matrice H_0 s'écrit :

$$\begin{pmatrix} E_1 + \langle \phi_1 | V - V_1 | \phi_1 \rangle & \langle \phi_1 | H_0 | \phi_2 \rangle \\ \langle \phi_2 | H_0 | \phi_1 \rangle & E_2 + \langle \phi_2 | V - V_2 | \phi_2 \rangle \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

On considérera que les termes $\langle \phi_i | V - V_i | \phi_i \rangle$ peuvent être négligés face à E_i (e.g. Phillips, 1987).

Si l'on choisit l'origine des énergies E_0 comme étant la moyenne des deux états fondamentaux E_1 et E_2 la matrice (2.4) s'exprime sous la forme :

$$\frac{1}{2} \begin{vmatrix} -\Delta & \Delta_0 \\ \Delta_0 & +\Delta \end{vmatrix} \quad (2.5)$$

avec $\Delta_0 = 2\langle \varphi_1 | H_0 | \varphi_2 \rangle$. La variable Δ_0 correspond à la différence énergétique entre niveaux, induite par l'effet tunnel entre les deux puits et Δ est l'énergie d'asymétrie du double puits de potentiel. Le modèle TLS suppose que Δ et Δ_0 sont indépendants (Anderson, 1972, Phillips, 1972).

Il est possible d'introduire une base propre constitués de vecteurs d'onde symétriques et antisymétriques (ψ_1, ψ_2), combinaison linéaire des vecteurs (φ_1, φ_2). La matrice (2.5) peut être diagonalisée dans cette base de vecteurs propres (ψ_1, ψ_2). Les valeurs propres associées à cette base propre sont $\pm E/2$. L'hamiltonien H_0 du système s'écrit dans cette base :

$$H_0 = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{vmatrix} \text{ avec : } E = (\Delta^2 + \Delta_0^2)^{1/2}$$

La différence énergétique E entre les deux niveaux de plus basse énergie est donc due, d'une part, à l'existence d'un effet tunnel entre les deux puits, traduit par le terme Δ_0 , et d'autre part à l'asymétrie des deux puits Δ (Figure 11).

2.3.3.5 Paramètres physiques du modèle TLS

Dans le cas de matériaux amorphes, le paramètre Δ_0 peut être écrit sous la forme (Phillips, 1981, 1987) :

$$\Delta_0 = \hbar \Omega e^{-\lambda} \text{ avec } \Omega = E_0 \text{ et } \lambda = \frac{d}{\hbar} \sqrt{2mV}$$

Il dépend du paramètre tunnel λ qui est relié à la hauteur de la barrière de potentiel V , à la distance d entre puits, et à la masse m de la particule transitant. Pour rendre compte des propriétés thermiques à une température T grâce au processus tunnel, Δ_0 doit être approximativement égal à l'énergie thermique $k_B T$.

La large variété de potentiels énergétiques présents dans un solide amorphe conduit à une distribution de double puits de potentiel où une large gamme de différence énergétique entre niveaux est possible : le paramètre Δ_0 ainsi que l'énergie d'asymétrie du potentiel Δ seront caractérisés par une distribution de valeurs $f(\Delta, \Delta_0)$.

Le domaine énergétique sur lequel l'énergie d'asymétrie du potentiel Δ peut varier est déterminé par la température de transition vitreuse T_g au-delà de laquelle le système est gelé. La distribution de l'énergie d'asymétrie Δ peut donc s'étendre jusqu'à kT_g . Cette température est comprise entre 200K et 1000K suivant les matériaux, soit une énergie moyenne de 0.02-0.1eV. La large gamme sur laquelle peut varier Δ et Δ_0 se traduit par une densité $N(\omega)$ de systèmes à deux niveaux. **La densité d'états est un paramètre crucial puisque c'est elle qui va dicter l'étendue spectrale sur laquelle les processus TLS auront lieu.**

Les paramètres qui vont gouverner les processus se produisant dans ce double puits de potentiel asymétrique seront donc :

- le paramètre Δ_0 dépendant de la hauteur de la barrière de potentiel, de la distance entre puits, et de la masse de la particule transitant
 - l'énergie d'asymétrie du double puits de potentiel Δ
- (Ces deux dernières quantités sont regroupées dans la densité d'états $N(\omega)$)
- la température
 - les propriétés intrinsèques du matériau.

Il existe deux processus par lesquels une absorption de lumière peut-être induite par interaction avec la distribution de double puits de potentiel : le phénomène de résonance et le phénomène de relaxation.

2.3.3.6 Réponse du système à deux niveaux à un champ externe

Pour connaître les propriétés physiques d'un solide amorphe, il faut connaître la réponse du système TLS à un champ externe. Ce champ externe peut être une onde électromagnétique ou une onde acoustique. L'amplitude des champs externes étant faible, l'interaction de ces champs avec les systèmes TLS peut être traitée en utilisant la théorie des perturbations et en ignorant la cohérence de phase entre ψ_1 et ψ_2 (Phillips, 1987). Les longueurs d'onde des phonons et des photons venant perturber le système sont beaucoup plus grandes que l'extension spatiale des systèmes à deux niveaux : l'approximation dipolaire qui postule que le champ électrique local ξ ou le champ acoustique local e sont uniformes est donc valable.

L'effet principal induit par le champ électrique ξ ou le champ acoustique e sur le système TLS est de modifier l'énergie d'asymétrie Δ du double puits de potentiel (le changement de la hauteur de la barrière de potentiel et du paramètre Δ_0 peuvent généralement être ignorés) : le champ externe va provoquer des changements de l'environnement de la particule qui transite entre les deux puits et donc une modulation $\delta\Delta$ de Δ . Dans le cas d'un champ externe électrique cette modulation $\delta\Delta$ est induite soit par le déplacement de charge soit par la réorientation de moments dipolaires permanents par rapport à la direction du champ. Il existe donc une relation entre la déformation du potentiel $\delta\Delta$ et le moment dipolaire du système TLS

qui se traduit par la constante de couplage : $p_0 = \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta}{\partial \xi}$ où p_0 est défini comme étant le moment dipolaire électrique effectif du système tunnel.

Il est à noter que les propriétés diélectriques des matériaux amorphes sont tout à fait équivalentes à leurs propriétés acoustiques : le champ acoustique e est l'analogue du champ électrique ξ , la constante de couplage γ défini par $\gamma = \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta}{\partial e}$ est l'équivalente de la constante de couplage p_0 et la vitesse du son est analogue à la constante diélectrique ϵ .

Nous ne considérerons par la suite que l'influence du champ électrique sur les systèmes TLS.

En accord avec Phillips (1981) nous considérerons que la perturbation induite par le champ externe ξ est diagonale dans la base locale (ϕ_1, ϕ_2) . En se plaçant dans la base propre

(ψ_1, ψ_2) l'hamiltonien de perturbation s'écrit : $H_{\text{int}} = \begin{vmatrix} \Delta/E & \Delta_0/E \\ \Delta_0/E & -\Delta/E \end{vmatrix} \vec{p}_0 \cdot \vec{\xi}$ où $\vec{p}_0 \cdot \vec{\xi}$ est

l'énergie du dipôle de moment p_0 placée dans le champ ξ . Cet hamiltonien traduit l'interaction entre le système TLS et le champ électrique extérieur

L'hamiltonien H_{int} peut également s'écrire sous la forme :

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \mu_p & \mu \\ \mu & -\mu_p \end{vmatrix} \xi$$

où μ_p et μ représentent respectivement le moment dipolaire permanent et le moment dipolaire induit :

$$\mu_p = \frac{2p_0\Delta}{E} \text{ et } \mu = \frac{p_0\Delta_0}{E}$$

Le terme non diagonal en μ_p va induire les transitions entre les états propres ψ_1 et ψ_2 tandis que le terme diagonal en μ conduira à une modification du niveau d'énergie relatif E entre les deux niveaux.

L'hamiltonien total du système à deux niveaux soumis à une perturbation par un champ électrique s'écrit donc sous la forme : $H = H_0 + H_{\text{int}} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{vmatrix} + \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \mu_p & \mu \\ \mu & -\mu_p \end{vmatrix} \xi$

Un système à deux niveaux présente des similitudes avec un système de spins $\frac{1}{2}$ plongé dans un champ magnétique et interagissant avec un champ de radiofréquence. La dynamique d'un système à deux niveaux peut donc être décrite grâce aux équations de Bloch qui ont été développées pour traiter la résonance magnétique d'un système de spins $\frac{1}{2}$. Ces équations de Bloch décrivent l'évolution temporelle de l'aimantation globale de ce système. Nous ne donnerons ici que les résultats déduits de ces équations (pour plus de détails se référer à Hunklinger et Von Schickfus, 1981).

A partir des solutions des équations de Bloch, on distingue deux types d'absorption distinctes : **une absorption de type résonnante** et **une atténuation** provoquée par la modulation de l'occupation des deux niveaux et **qui a la forme typique d'une relaxation et qui est non résonnante**.

2.3.3.7 L'absorption résonnante

L'absorption résonnante est induite par l'absorption directe de photons d'énergie $\hbar\omega$ égale à E , associée à la transition entre les deux états ψ_1 et ψ_2 . L'absorption résonnante entre les niveaux E_1 et E_2 séparés d'une énergie $E = \hbar\omega$ s'écrit sous la forme :

$$\alpha_{\text{res}}(\omega) = \frac{\hbar(\omega)}{nc} \cdot B_{12} \cdot \left(\frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \cdot [N_2(\omega) - N_1(\omega)]$$

où $N_1(\omega)$ et $N_2(\omega)$ sont les densités de population par unité de fréquence du niveau fondamental E_1 et du premier niveau excité E_2 , n est l'indice de réfraction, c la vitesse de la lumière et B_{12} le coefficient d'Einstein d'absorption.

L'absorption résonnante ne sera importante que si la différence de population $N_2(\omega) - N_1(\omega)$ est grande. Cette différence de population est contrôlée par la température : quand la température augmente, l'énergie thermique permet au niveau d'énergie excité d'être peuplé. Pour des températures suffisamment élevées, la plupart des niveaux sont également peuplés et le processus d'absorption résonnante devient très faible. La différence de population des niveaux peut se réécrire en terme de température et de fréquence en considérant la fonction de partition du système qui permet d'exprimer le taux de peuplement des niveaux. On aboutit à l'expression mathématique suivante, que l'on retrouve dans de nombreux articles traitant de l'absorption résonnante :

$$\alpha_{\text{res}}(\omega) = \frac{4\pi^2 \cdot N(\omega) \cdot \mu^2}{3c \cdot \sqrt{\epsilon_0}} \cdot \omega \cdot \tanh\left(\frac{\hbar\omega}{2kT}\right)$$

$N(\omega)$ est la densité d'état TLS qui va se coupler avec le champ de rayonnement, k la constante de Boltzmann, μ est le moment dipolaire électrique induit associé à la transition entre les deux états et vaut $\mu^2 = \mu_b^2 [(\epsilon_0 + 2)/3]^2$, ϵ_0 est la constante diélectrique du matériau. La quantité $N(\omega)\mu^2$ est appelée densité d'états pondérée. La tangente hyperbolique résulte de la description de la population relative des niveaux peuplés selon une distribution de Boltzmann.

2.3.3.8 Les processus de relaxation

La présence d'un champ de déformation créée par l'onde électrique périodique provoque la modulation $\delta\Delta$ de l'énergie d'asymétrie Δ (voir paragraphe 2.3.3.6).. Cette modulation provoque une variation périodique de l'espacement E entre les 2 niveaux fondamentaux du double puits de potentiel. Les populations N_1 et N_2 de ces deux niveaux perturbés ne sont plus, dès lors, à l'équilibre thermique. Dans la structure amorphe du matériau, chaque double puit de potentiel asymétrique n'est pas isolé, il voit un "environnement" qui lui est propre. Cet environnement joue le rôle d'un thermostat caractérisé par une température T . L'interaction du système avec cet environnement conduit à un rééquilibrage thermique des populations des deux niveaux perturbés. Ce rééquilibrage se traduit en terme de mécanismes de relaxation.

La relaxation d'un système à deux niveaux vers son état d'équilibre thermique après perturbation par un champ externe électrique est de nature purement élastique et ne fait donc intervenir que des phonons (Hunklinger et Schikfus, 1981). Deux processus de relaxation distincts peuvent être considérés. Le premier, appelé "relaxation par effet tunnel assisté par phonon", correspond à la transition tunnel (à travers la barrière de potentiel) du système d'un état à un autre, l'écart énergétique étant comblé par l'émission ou l'absorption d'un phonon. L'autre mécanisme de relaxation appelé "relaxation par saut activé thermiquement" correspond au passage du système d'un état vers l'autre par saut au dessus de la barrière de potentiel. Ce passage est possible à l'aide de deux phonons, l'un étant absorbé pour atteindre l'énergie de la barrière, et l'autre émis afin de rejoindre l'autre état d'énergie moindre.

Ainsi, la modulation périodique de l'énergie d'asymétrie Δ de chaque double puits de potentiel asymétrique conduit naturellement, grâce à des mécanismes de relaxation, à une modulation périodique de même fréquence mais avec un décalage de phase des populations des niveaux. De façon classique, ce décalage de phase entre ces deux phénomènes conduit à une dissipation de l'énergie.

Contrairement à l'absorption résonnante, les processus de relaxation à une fréquence ω n'impliquent pas uniquement les systèmes TLS possédant une différence énergétique $\hbar \omega$, ils impliquent la distribution entière de systèmes à deux niveaux. Les phénomènes de relaxation provoquent en outre une augmentation de l'absorption avec l'augmentation de la température.

- **Relaxation par effet tunnel assisté par phonon**

Le processus de relaxation par effet tunnel assisté par un phonon s'écrit (Phillips, 1987, FitzGerald et al., 2001):

$$\alpha_{ph}(\omega) = \frac{N(\omega)\mu^2}{6ckT\sqrt{\varepsilon_0}} \int_0^\infty \int_{\tau_{min}}^\infty (1 - \tau_{min}/\tau_r)^{1/2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{E}{2kT}\right) \frac{\omega^2}{1 + \omega^2\tau_r^2} d\tau dE$$

où τ_{min} est le temps de relaxation minimal du processus de relaxation par effet tunnel assisté par phonon et τ_r le temps caractéristique de relaxation.

Si l'on considère que les puits de potentiels ne sont pas asymétriques ($\Delta=0$) cette équation peut se réécrire :

$$\alpha_{ph}(\omega) = A \int \frac{\exp(E/kT)}{kT(1 + \exp(E/kT))^2} \frac{\omega^2\tau_r}{1 + \omega^2\tau_r^2} dE$$

où A est une constante reliée à l'intensité du processus de relaxation et qui inclut la densité d'états pondérée $N(\omega)\mu^2$. Cette simplification est valable si l'on considère que les temps de

relaxation des états asymétriques sont faibles. Pour plus de détails sur ce processus, se référer à Philips (1987) et Jäckle (1972). Le taux de relaxation des phonons (égal à l'inverse du temps caractéristique de relaxation τ_r) s'écrit sous la forme (Jäckle 1972) :

$$\tau_r^{-1}(E) = \left(\frac{1}{v_t^5} + \frac{2}{v_l^5} \right) \frac{\gamma^2 E \Delta_0^2}{2\pi \rho \hbar^4} \cot gh(E/2kT)$$

où v_t et v_l sont les vitesses transverses et longitudinales du son, ρ la densité du milieu et γ la constante de couplage **élastique**. Dans le cas où l'on considère des potentiels symétriques : $\Delta=0$ et $E=\Delta_0$ et le temps de relaxation se réécrit alors de manière simplifiée sous la forme :

$$\tau_r = a \cdot \tanh(E/2kT) / E^3.$$

• Relaxation par saut activé thermiquement

Pour des températures plus élevées, un phénomène d'absorption dû aux processus de relaxation activés par phonons mais cette fois-ci par passage au dessus de la barrière de potentiel se produit. Ce processus fait intervenir deux phonons. Il s'exprime de manière similaire au processus de relaxation assisté par phonon mais avec la probabilité de passage par effet tunnel assisté par phonon remplacée par celle de passage au dessus de la barrière de potentiel induite par les phonons. Ainsi, pour tenir compte de la distribution de barrière de potentiel V , la densité d'états $N(\omega)$ est remplacée par l'intégrale sur toutes les énergies de la distribution gaussienne des barrières de potentiel (Hunklinger et von Schikfus, 1981, Jäckle, 1981) : $N(\omega) \rightarrow \int P(V) dV$. L'absorption de photons induite par ce processus s'écrit :

$$\alpha_{hop}(\omega) = \frac{\mu^2}{3ckT\sqrt{\epsilon_0}} \int_0^{V_{\max}} \int_{V_{\min}} P(V) \sec h^2 \left(\frac{E}{2kT} \right) \frac{\omega^2 \tau_{hop}(V)}{1 + \omega^2 \tau_{hop}(V)^2} dV dE$$

$$\alpha_{hop}(\omega) = \frac{2\pi\mu^2}{3ckT\sqrt{\epsilon_0}} \int_{V_{\min}}^{V_{\max}} P(V) \frac{\omega^2 \tau_{hop}(V)}{1 + \omega^2 \tau_{hop}(V)^2} dV$$

L'absorption provoquée par saut activé thermiquement dépendra ainsi de la distribution des barrières de potentiel $P(V)$ (ie des énergies d'activation) et du temps de relaxation τ_{hop} qui sera lui aussi décrit par une distribution de valeurs.

Pour un processus thermiquement activé la relation d'Arrhenius donne une décroissance exponentielle du temps de relaxation avec la température :

$$\tau_{hop}(V) = \tau_0 \cdot \exp(V/kT)$$

où τ_0 est une constante et V une énergie d'activation (c'est-à-dire la barrière d'énergie que doit franchir le système pour passer d'un état initial à un état final plus stable). Des mesures de laboratoire effectuées sur des silices amorphes indiquent que $\tau_0 \sim 10^{-13}$ s (Bösch, 1978). On attribue le plus souvent à la distribution de barrière de potentiel $P(V)$ une distribution gaussienne du type :

$$P(V) = \exp [-(V-V_m)/V_0^2] \quad , \quad \text{si } V > T_{\text{seuil}}$$

$$= 0 \quad , \quad \text{si } V < T_{\text{seuil}}$$

L'absorption induite par ce processus peut se réécrire sous la forme habituellement citée dans la littérature et que nous avons utilisé dans notre modélisation (Bösch, 1978) :

$$\alpha_{hop}(\omega) = \frac{h}{T} \cdot \int_0^{\infty} P(V) \cdot \frac{\omega^2 \tau_{hop}(v)}{1 + \omega^2 \tau_{hop}(v)^2} \cdot dV$$

où h est la constante de relaxation :
$$h = \frac{2\pi\mu^2}{3ck\sqrt{\epsilon_0}}$$

L'importance de ce phénomène à basse température est difficile à évaluer car l'on connaît assez mal le seuil de coupure en température (T_{seuil}) de la distribution de barrière de potentiel.

- **Les questions qui restent en suspens**

Bien que le modèle TLS reproduise avec succès les propriétés acoustiques thermiques et diélectriques des matériaux amorphes à basse température, de nombreuses questions restent encore en suspens :

- **quelle est le profil de la densité spectrale d'états tunnels pondérée $N(\omega)\mu^2$ caractérisant ce processus ?**
- **quelle peut-être la nature exacte des particules transitant par effet tunnel ?**

Nous essaierons d'apporter des réponses à ces deux questions en nous appuyant sur les derniers résultats scientifiques parus sur ces sujets.

2.3.3.9 La densité d'états pondérée TLS

Le comportement des matériaux amorphes à basse température est très dépendant de la distribution de la densité d'états. Une première modélisation simple consiste à prendre une densité d'états pondérée constante : c'est le cas de la modélisation de Bösch (1978).

Cependant, des mesures expérimentales de la densité d'états pondérée ont été réalisées par plusieurs groupes scientifiques, sur des composés chimiques différents, et ont montré que la densité d'états n'était pas constante (Figure 13) :

- *Hubbard et al (2003)* ont mesuré la densité d'états pondérée TLS pour différents types de silices amorphes (soda lime silica glass (matériau utilisé par Bösch et présentant un phénomène TLS prononcé) ; silice amorphe dopée avec du GeO_2 , et différents types de SiO_2). Ils ont observé que la présence d'impuretés modifiant la structure du matériau augmentait l'extension fréquentielle de la densité d'états tunnel pondérée. Typiquement la densité d'états s'étend alors de 2 cm^{-1} à 17 cm^{-1} (5mm - $600\mu\text{m}$) contre une valeur maximale de 6 cm^{-1} (1.5mm) pour une silice amorphe pure. La forme de la dépendance spectrale dépend beaucoup de la nature exacte du matériau étudié, mais elle n'est pas constante sur tout le domaine de longueur d'onde étudié.
- *Agladze et al.(1996)* ont mesuré la dépendance spectrale de la densité d'états pondérée pour des matériaux analogues à ceux présents dans le milieu interstellaire (MgSiO_3 et Mg_2SiO_4 amorphes) et pour des longueurs d'onde comprises entre 3 mm et $700 \mu\text{m}$. Ils ont trouvé que la densité d'états sur cette étendue spectrale était quasiment constante avec la longueur d'onde mais pouvait varier d'un facteur 100 suivant les matériaux considérés.
- *Agladze et Sievers (1998,2002)* ont mesuré la densité d'états pondérée de glace d'eau amorphe H_2O et D_2O sur le domaine $2\text{-}30\text{cm}^{-1}$ (5mm - $300\mu\text{m}$). Ils ont observé que la densité d'états tunnel était indépendante de la nature isotopique H-D de la glace, en revanche l'effet tunnel n'est observé que sur les glaces à hautes densités et non sur celle à basses densités. La densité d'états présente un pic autour de 12 cm^{-1} ($830\mu\text{m}$) et décroît ensuite pour atteindre zéro à 30 cm^{-1} . La présence de deutérium ne change pas la fréquence de coupure au-delà de laquelle l'effet TLS n'est plus observable ce qui indique que ce sont les molécules entières qui participent à l'effet tunnel et non juste H ou D.

- *Fitzgerald et al. (2001)* ont procédé à une analyse fine des propriétés de cristaux possédant des comportements TLS similaires à ceux présents dans les matériaux amorphes. Ils ont mis en évidence l'existence d'une augmentation de la densité d'états pondérée avec la concentration du dopant incluse dans leurs cristaux mais également la possibilité d'un seuil en fréquence en deçà duquel la densité d'états pondérée serait nulle (typiquement un seuil entre 10 et 20 cm^{-1} soit 1mm-500 μm).

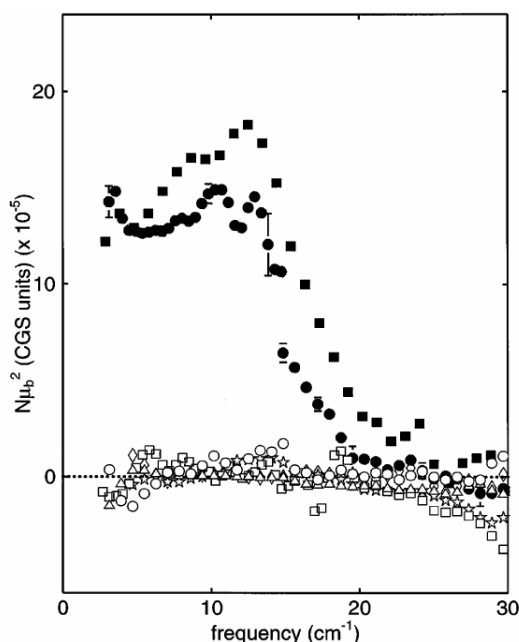


FIG. 4. Weighted density of states for the TLS spectrum versus frequency. Filled circles—HDA H_2O ; filled squares—HDA D_2O ; open squares—LDA H_2O ; stars—LDA D_2O ; open triangles— I_c H_2O ; diamonds— I_c D_2O ; open circles—regular I_h H_2O .

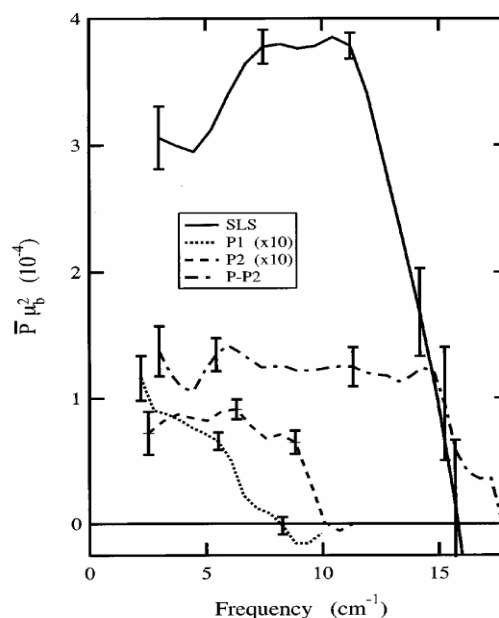


FIG. 8. The optical density of states of the soda lime silica (SLS), the $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2$ (P1), the SiO_2 (P2) and of the powdered SiO_2 (P-P2). Solid curve: SLS; dotted: P1; dashed: P2; and the dot-dashed: P-P2. The ODOS (and the associated error bars) of P1 and P2 have been multiplied by a factor of 10, to appear on the same scale.

Figure 13 : exemples de densités d'états pondérée TLS mesurées en laboratoire sur différents types de matériaux. A gauche : figure reprise de Agladze et al (1998) , à droite figure reprise de Hubbard et al (2003).

2.3.3.10 Interprétations phénoménologiques

D'un point de vue phénoménologique, l'effet TLS peut-être vu comme le réarrangement d'atomes ou de groupes d'atomes sur des échelles spatiales restreintes (cf. « Microscopic Implications » dans Tielbörger et al, 1992, Figure 15). Des travaux de modélisations théoriques ont été menés pour tenter d'élucider la nature microscopique des systèmes tunnel.

Trachenko et al. (1998) ont effectué des simulations de la dynamique de silice amorphe (cf. Figure 14). Ils ont pu montrer que des réorientations globales de groupes de tétraèdres de silice étaient possibles et ce moyennant un faible coût énergétique et des barrières de potentiel relativement faibles. Ces réarrangements se produisent pour des groupes d'une trentaine de tétraèdres de silice, pour des déplacements atomiques moyen de 0.8 angströms, pour des barrières énergétiques de 0.06eV (pour un mouvement de 30 tétraèdres) et pour un changement en énergie entre les deux états de 0.01eV. Ils ont considéré que cette modification de la configuration spatiale et énergétique de la silice pouvait être reliée à la présence de système à deux niveaux.

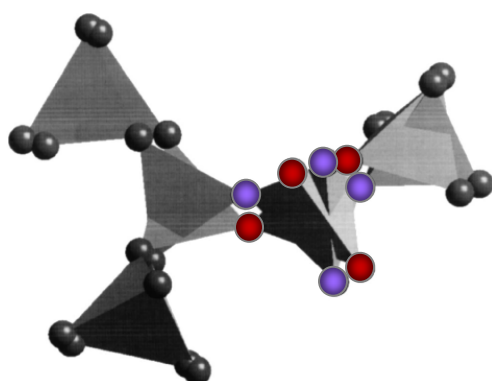


Figure 14 : Réorganisation de la configuration spatiale en trois dimensions de tétraèdres de SiO_4 par effet tunnel. (figure reprise de Trachenko et al, 1998)

Parallèlement, Heuer (1996) a réalisé des études sur le potentiel énergétique à trois dimensions de systèmes amorphes. Une projection à une dimension de ce potentiel énergétique a mis en évidence l'existence de double puits de potentiel. Ces double puits ont les caractéristiques requises pour induire des transitions entre minima locaux et donc provoquer des processus dynamiques de réarrangements atomiques à très basses températures. Cette modélisation permet en outre une estimation de la densité de systèmes TLS présente dans le milieu.

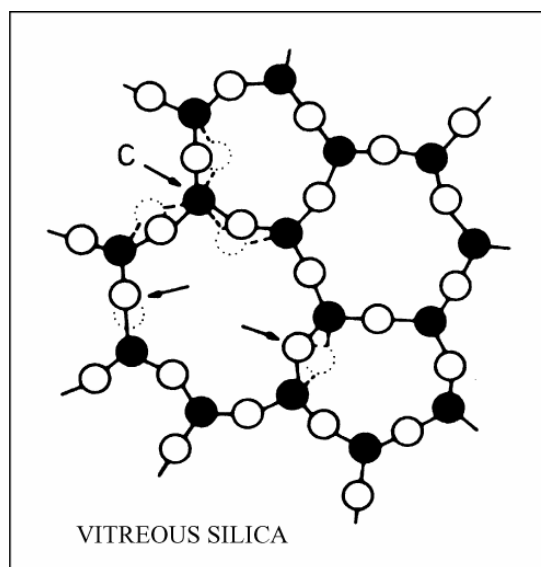
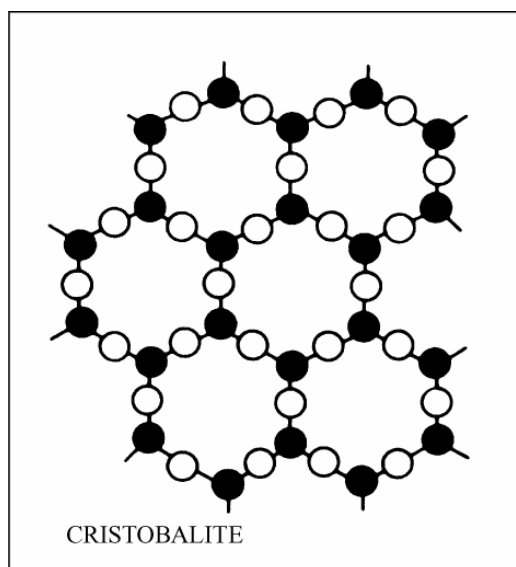


Figure 15 : représentation schématique à deux dimensions de la structure SiO_2 (atome d'oxygène en cercle vide, atome de silicium en cercle plein) d'un matériau cristallin (cristobalite) et d'un matériau amorphe (vitreous silica) . Trois réorganisations du matériau dû à l'effet tunnel sont représentées pour le matériau amorphe (flèches) : la configuration C correspond à une rotation du tétraèdre SiO_4 , deux autres réarrangements sont proposés : mouvement transversal des atomes d'oxygène mais également mouvement dans la direction de la liaison chimique. (d'après Amorphous Solids : Low-Temperature Properties, Springer, 1981)

Ces deux études s'intéressent directement à la modification de l'arrangement atomique des tétraèdres de silice. Cependant, d'autres études ont évoqué la possibilité de d'effet tunnel induit, non pas par la structure elle-même du matériau amorphe, mais par la présence d'impuretés dans ce matériau. La principale impureté étudiée dans les silices et silicates amorphes est le groupement OH (Ohsaka et Oshikawa (1997), Heuer et Neu (1997), Hubbard et al. (2003), Hutt et al (1989)). Les groupements d'hydroxyles OH peuvent être considérés

comme une impureté de la silice amorphe et induisent un comportement modélisable par effet tunnel (cf. 3.8.3).

D'autre part, des propriétés semblables à celles observées dans les matériaux amorphes à basse température (donc reliées à la présence de TLS) ont également été mises en évidence dans différents types de cristaux (FitzGerald et al, 2001) alors que certains matériaux amorphes (comme le silicone, dont la structure est très rigide) ne possèdent pas d'excitations TLS très prononcées (Liu et al, 1997). Ainsi un faisceau de plus en plus concordant d'observations tendrait à prouver que les phénomènes TLS ne sont pas une conséquence directe de la nature amorphe de la matière. La condition nécessaire à l'apparition de ces phénomènes ne serait pas la nature désordonnée commune à tous les amorphes mais plutôt la présence d'un nombre suffisant de degrés de liberté de configuration ou la présence de défauts, et ce même dans des cristaux (puisque tout cristal réel comporte des défauts ponctuels). Un exemple probant en est la faible présence de systèmes TLS dans des silices amorphes pures comparé à la forte présence de ces mêmes systèmes dans des silices composées d'autres constituants que SiO_2 (par exemple le « soda-lime silica glass » étudié par Bösch (1977) constitué de 75% SiO_2 et d'autres constituants comme Na_2O , CaO ...) Ainsi, le rôle des impuretés, des défauts ou d'atomes modifiant l'arrangement structural du matériau joue un rôle déterminant. Les défauts influençant le comportement TLS peuvent être intrinsèques à la structure du matériau (donc dû à sa nature amorphe par exemple) aussi bien qu'extrinsèques (par exemple dû à une contamination du matériau étudié par des éléments chimiques externes comme l'eau, cf. 3.8.3).

2.3.3.11 Limitations du modèle

Bien qu'il existe des états excités de plus hautes énergies, on suppose généralement que ces états ont des énergies suffisamment grandes pour que la dynamique du système à basse température soit bien modélisée par la seule considération des 2 niveaux de plus basses énergies. Cependant, à des températures supérieures à 100K, on peut s'attendre à ce que ces niveaux excités jouent un rôle dans les phénomènes d'absorption (Sievers et al., 1998 ; Hutt et al., 1989).

2.4 Confrontation aux données de l'observation

2.4.1 Philosophie du modèle

Notre modélisation prend en compte les quatre processus du modèle "Schlömann-TLS" précédemment exposés. Trois sont donc reliés à la phénoménologie du système TLS, le quatrième étant relié aux fluctuations de charge dans un réseau désordonné.

Certains paramètres inclus dans ce modèle sont à ce jour mal contraints et dépendent beaucoup des matériaux considérés. Nous avons donc choisi de prendre pour paramètres de départ de notre modélisation les différents paramètres utilisés par Bösch (1978). C'est en effet le seul auteur ayant modélisé avec succès ses données de laboratoire en utilisant les quatre processus qui nous intéressent. En outre, le matériau qu'il a étudié est relativement simple puisqu'il s'agit d'un silicate amorphe majoritairement composé de SiO_2 , dont il a par ailleurs mesuré un certain nombre de caractéristiques comme la vitesse du son et la constante diélectrique. Le détail des paramètres entrant dans la modélisation de Bösch est donné dans le Tableau 5.

Tableau 5 : récapitulatif des différents paramètres entrant dans les formules analytiques du modèle TLS et du modèle de Schlömann, utilisés par Bösch (1978) pour un composé amorphe de composition : 72% de SiO₂, 17% de Na₂O, 9% de CaO. Les valeurs indiquées en gras résultent de mesures.

Absorption de fond de Schlömann	Absorption résonnante	Absorption assistée par phonons	Absorption activée thermiquement
Vitesse transverse du son $v_t \approx 3.10^5 \text{ cm/s}$ Constante diélectrique : $\epsilon = 2.58$ Longueur de corrélation : $l = 30 \text{ Å}$, pulsation de transition $\omega_0 = 33 \text{ cm}^{-1}$ Déviation de charge par unité de masse de sodium $= \pm 1e^-$	Densité d'états pondérée constante sur tout le domaine de longueurs étudiées : $N\mu^2 = 1.4.10^{-3}$ (unité cgs)	La constante A contenant $N\mu^2$ est un paramètre ajustable $A = 1.3 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}$ $a = 4.2 \times 10^{-56} \text{ erg}^3 \cdot \text{s}$	Distribution de barrière de potentiels décrite par : $T_{\text{seuil}} = 50 \text{ K}$ $V_m = 550 \text{ K}$ $V_0 = 410 \text{ K}$ Temps de relaxation $\tau_0 \sim 10^{-13} \text{ s}$ Constante de relaxation: $h = 3.10^{-12} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}$

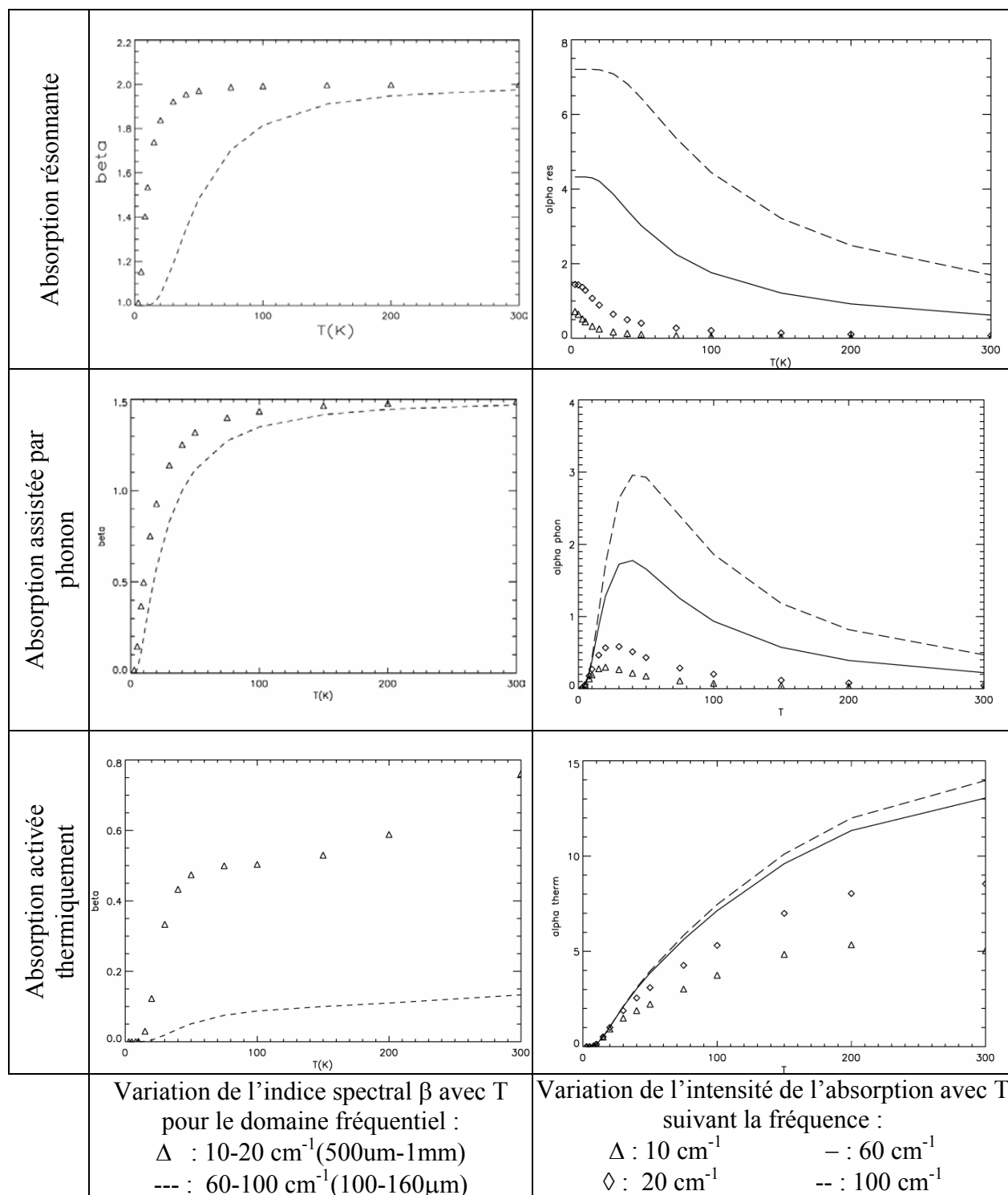
Dans un premier temps, l'absorption comparée de ces processus en fonction de la longueur d'onde et de la température est présentée, afin de mieux cerner les domaines de longueur d'onde et de température où chaque processus domine ainsi que le profil en absorption qu'il induit. Dans un second temps, nous testons l'aptitude du modèle "Schlömann-TLS" à reproduire l'anticorrélation indice spectral/température observée par PRONAOS. Dans un troisième temps, le modèle "Schlömann-TLS" est testé pour rendre compte de l'excès d'émission millimétrique observé par FIRAS.

Cette étude est une toute première approche qui consiste à indiquer une interprétation possible des données observationnelles en terme de propriétés physiques intrinsèques à la structure des grains elle-même. De ce fait, la modélisation des données observationnelles ne procède pas ici par une procédure d'ajustement des paramètres du modèle, par minimisation du χ^2 par exemple. De ce fait, les valeurs d'ajustement des différents faits observationnels (anticorrélation indice spectral / température, spectre galactique FIRAS) sont données sans barres d'erreur. Une telle procédure d'ajustement plus globale, portant à la fois sur des spectres galactiques issus des données DIRBE + Archeops + WMAP, et sur les données PRONAOS, est en cours d'élaboration à partir d'une évolution du modèle incluant un profil de densité d'états pondérée TLS non constant. Ce dernier point sera développé dans une quatrième partie où nous dresserons les perspectives du travail que nous avons amorcé en terme de poursuite et d'amélioration de la modélisation des données observationnelles, mais également en terme d'implications sur les modèles de grains.

2.4.2 Absorption comparée des différents processus du modèle « Schlömann-TLS »

La dépendance fréquentielle et en température de chacun des trois phénomènes du modèle TLS est présentée sous forme de graphes dans le Tableau 6 (pour des températures comprises entre 10K et 300K et des longueurs d'onde comprises entre 100 μm et 1mm). La distribution de système à deux niveaux modélisée, est décrite par les paramètres de Bösch (Tableau 5), avec notamment une densité d'état pondérée constante sur tout le domaine spectral considéré.

Tableau 6 : caractéristiques des différents effets TLS en terme de dépendance fréquentielle et en température. La densité d'états pondérée est supposée constante. Les paramètres de Bösch (1978) sont utilisés.



Le Tableau 7 donne une description quantitative de ces trois phénomènes ainsi que de l'absorption de fond de Schlömann.

Tableau 7 : description quantitative de chacun des phénomènes TLS et du phénomène de « fond » de Schlömann en utilisant les paramètres de Bösch dans la modélisation.

	Schlömann	Abs.résonnante	Abs. phonon	Abs. thermique
Variation de l'intensité du phénomène avec la température	Indépendant de la température	Intensité décroît avec la température avec chute plus prononcée pour $T > 30K$	Intensité présente un pic d'intensité variant suivant la fréquence étudiée : le pic se déplace de 50K à 100cm-1 vers 20K à 10cm-1	Intensité augmente avec la température, avec intensité très faible pour $T < 10K$
Variation de la dépendance spectrale du phénomène avec la température	Indépendant de la température	β croît de 1 à 2 pour T augmentant de 1K à 300K	β croît de 0 à 1.5 pour T augmentant de 1K à 300K	β croît de 0 à X pour T augmentant de 1K à 300K, X dépendant de la fréquence $\beta \sim 0$ pour $T < 20K$
Variation de la dépendance spectrale suivant le domaine de fréquence considérée	β peut varier entre les valeurs limites de 2 et 4 Selon la longueur de corrélation choisie et le domaine spectral considéré : β peut augmenter de 3 à 4 vers les grandes longueurs d'onde sur le domaine spectral 100 μ m-1mm, pour $l \approx 1$ nm. Pour $l > 30$ nm : $\beta \approx 2$ sur tout ce domaine spectral	Augmentation plus rapide de β pour les grandes que pour les courtes longueurs d'onde	Augmentation plus rapide de β pour les grandes que pour les courtes longueurs d'onde	Augmentation plus rapide de β pour les grandes longueurs d'onde. $\beta_{max} = 0.8$ entre 1mm et 500 μ m contre $\beta_{max} = 0.15$ entre 100 et 160 μ m

Le Tableau 6 et le Tableau 7 démontrent que l'importance relative de chacun des phénomènes en fonction de la température dépend étroitement de la longueur d'onde d'étude : en particulier, pour les phénomènes d'absorption résonnante et de relaxation par phonon, la plage de température où les phénomènes présentent un maximum d'intensité varie suivant la longueur d'étude. Pour des longueurs d'onde supérieures à 500 μ m, le phénomène d'absorption résonnante est prédominant à basse température ($< 10K$), les processus de relaxation sont eux dominants aux plus hautes températures. Le processus de relaxation par phonon est important entre 10K et 50K et le phénomène de relaxation par saut au dessus de la barrière devient important pour des températures supérieures à 50K.

La dépendance fréquentielle des phénomènes varie entre 0 et 2. Seule l'absorption de fond de Schlömann possède une dépendance fréquentielle supérieure à 2.

Nous avons caractérisé chacun des phénomènes. Cependant, l'absorption totale résulte de la somme des 4 phénomènes, sa dépendance en température et en fréquence dépendra donc de l'importance relative des processus d'absorption.

Pour des longueurs d'onde de l'ordre de 100 μ m, quelle que soit la longueur de corrélation choisie (Figure 10), l'absorption de fond de Schlömann a une intensité très forte par rapport aux autres phénomènes : elle masque les autres processus et la dépendance fréquentielle de l'absorption totale est celle de l'absorption de fond.

2.4.3 Modélisation de l'anti-corrélation indice spectral /température

C'est historiquement le premier travail que j'ai entrepris pour proposer une interprétation en terme de propriétés intrinsèques des grains à l'anticorrélation indice spectral / température, grâce au modèle "Schlömann + TLS". L'idée est ici de déterminer quels sont les paramètres à ajuster, et dans quelles proportions, pour reproduire ce résultat observationnel.

2.4.3.1 Considérations sur le choix des paramètres libres

Processus TLS

L'absorption liée aux processus TLS dépend de la température. Ce sont donc ces processus qui vont gouverner l'anticorrélation apparente observée.

Concernant les processus TLS qui gouvernent essentiellement le profil en absorption, nous n'avons pas d'indications particulières sur les valeurs de paramètres à adopter (cf. Tableau 5 pour la liste des paramètres impliqués). Nous n'avons pas d'informations pertinentes sur la distribution $P(V)$ en hauteur de potentiel intervenant dans le processus d'activation thermique par sauts, ni sur le profil de densité d'états pondérée TLS optiquement couplés $N(\omega)\mu^2$, ni sur les temps de relaxation propres à chaque processus TLS non résonnant. Aussi avons nous repris pour ces paramètres les valeurs données par Bösch, et considéré comme celui-ci une densité d'états pondérée TLS constante sur tout le domaine spectral étudié.

Les efficacités relatives des différents processus dépendent des paramètres qui modifient directement l'amplitude de l'absorption : $N\mu^2$ pour l'effet tunnel résonnant, le paramètre A pour l'effet tunnel assisté par phonon, et le paramètre h pour le processus de relaxation par saut. Nous avons repris pour valeurs de départ les valeurs des paramètres utilisées par Bösch.

Nous avons cependant modifié la valeur de la permittivité du matériau. En effet, comme il n'existe pas de matériau terrestre qui reproduise exactement les propriétés des silicates interstellaires, Draine et Lee (1984) ont proposé les constantes optiques d'un "silicate astrophysique" reproduisant les observations et compatibles avec les données de laboratoire (Draine B.T., 1984). Dans la suite de ce travail, nous utilisons donc la valeur de permittivité $\epsilon_r=11.5$ du "silicate astrophysique" dans le domaine submillimétrique.

Parmi les paramètres affectant l'intensité des phénomènes TLS, nous avons décidé de ne faire varier que la constante de relaxation h . Cette constante gouverne en effet l'intensité du processus d'activation thermique qui présente l'avantage de posséder des indices spectraux très faibles aux hautes températures et grandes longueurs d'onde observées par PRONAOS (80K). Si ce processus possède une intensité suffisante, sa dépendance fréquentielle est susceptible d'expliquer les faibles indices spectraux mesurés par PRONAOS.

Absorption de Schlömann

Comme nous l'avons vu, l'absorption de fond décrite par Schlömann est importante, car elle est la seule à présenter une dépendance spectrale supérieure à 2. L'amplitude de l'absorption de fond dépend de divers paramètres dont la valeur de la permittivité, celle de la vitesse de propagation transverse du son, et le quotient $\langle q^2 \rangle / m$, où q est la déviation de charge moyenne par unité de masse. A l'exception de la valeur de la permittivité du matériau, nous avons à nouveau repris les valeurs des paramètres adoptées par Bösch.

Le profil d'absorption de ce processus dépend de la valeur de la pulsation ω_0 (pulsation de transition entre deux régimes aux dépendances fréquentielles distinctes). Cette pulsation ω_0 dépend de la vitesse de propagation dans le matériau, et d'une longueur de corrélation de

charge caractéristique du désordre. En l'absence d'informations sur les valeurs de vitesses de propagation du son (vitesses longitudinales et transverses) dans les matériaux silicatés représentatifs de la composante gros grains du MIS, nous avons gardé dans le modèle la valeur $c_t = 3 \times 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ de Bösch, valeur tout à fait raisonnable, et nous avons pris comme paramètre libre la longueur de corrélation.

Nous avons repris toutes les constantes utilisées dans la modélisation de Bösch (Tableau 5). De tous les paramètres susceptibles de varier suivant la nature du matériau, les deux seuls paramètres que nous avons laissés libres dans notre modèle sont :

- la constante h , déterminant l'intensité de l'absorption des processus activés thermiquement
- la longueur de corrélation l qui détermine la dépendance fréquentielle de l'absorption de fond.

2.4.3.2 Simulation de l'anticorrélation T- β PRONAOS

Pour chaque jeu de paramètre (h , l), nous avons calculé le coefficient d'absorption de chacun des mécanismes, puis nous en avons effectué la sommation pour obtenir le coefficient d'absorption total. Afin de simuler les spectres en émission, nous avons multiplié l'absorption totale calculée à une température donnée par le spectre d'émission d'un corps noir à la même température. Pour cela nous avons considéré une proportionnalité stricte entre le coefficient d'absorption α et l'efficacité d'absorption Q_{abs} , hypothèse valable dans le domaine submillimétrique ($\epsilon'' \ll \epsilon'$ et $\epsilon' \approx \text{constant}$) :

$$I_V(\lambda, T) \propto Q_{\text{abs}}(\lambda, T) \cdot B_V(\lambda, T) \propto \alpha(\lambda, T) \cdot B_V(\lambda, T)$$

Les spectres en émission ont été calculés pour un ensemble de valeurs discrètes de températures entre 5K et 100K.

Afin de comparer nos résultats à ceux observés par PRONAOS, nous avons multiplié les spectres d'émission simulée par la transmission instrumentale de PRONAOS pour ces quatre bandes spectrales. Nous avons inséré ces spectres d'émission « simulée PRONAOS » dans la procédure de traitement de données de PRONAOS, qui permet de déduire l'indice spectral d'émissivité des poussières et leur température à partir de leur émission. Nous obtenons alors un jeu de paramètres (T , β) comparable à celui qui aurait été déduit des mesures PRONAOS (la procédure permettant de calculer (T , β) est basée sur une minimisation par moindres carrés, cf. 2.2.1).

Il n'était pas a priori certain que la procédure de traitement de données PRONAOS fournisse des résultats cohérents lorsque le spectre sur lequel elle s'applique ne possède pas un indice spectral constant. La différence entre la température injectée dans le modèle Schlömann-TLS pour calculer les spectres, et la température déduite par la procédure PRONAOS est inférieure à 7% dans le domaine de température 5K - 20K. L'écart croît ensuite lorsque la température augmente. En effet, le maximum du spectre d'émission simulée se déplace vers l'infrarouge moyen, et une estimation correcte de la température dans les bandes spectrales de PRONAOS devient difficile. Cependant l'essentiel de la variation de l'indice spectral se faisant dans le domaine 10K-30K, l'anticorrélation indice-spectral/température sera déterminée correctement dans ce domaine.

Résultats de la modélisation

L'allure de l'anti-corrélation entre la température et l'indice spectral observée par PRONAOS peut être modélisée de manière satisfaisante (Figure 16) grâce au modèle de Bösch en adoptant :

- Une constante de relaxation de l'ordre de 10^{-10} à 4.10^{-10} soit une augmentation de l'intensité des phénomènes activés thermiquement d'un facteur compris entre 30 et 100 par rapport à la valeur de référence de Bösch
- Des valeurs de longueurs de cohérence L comprises entre 1 et 5nm.

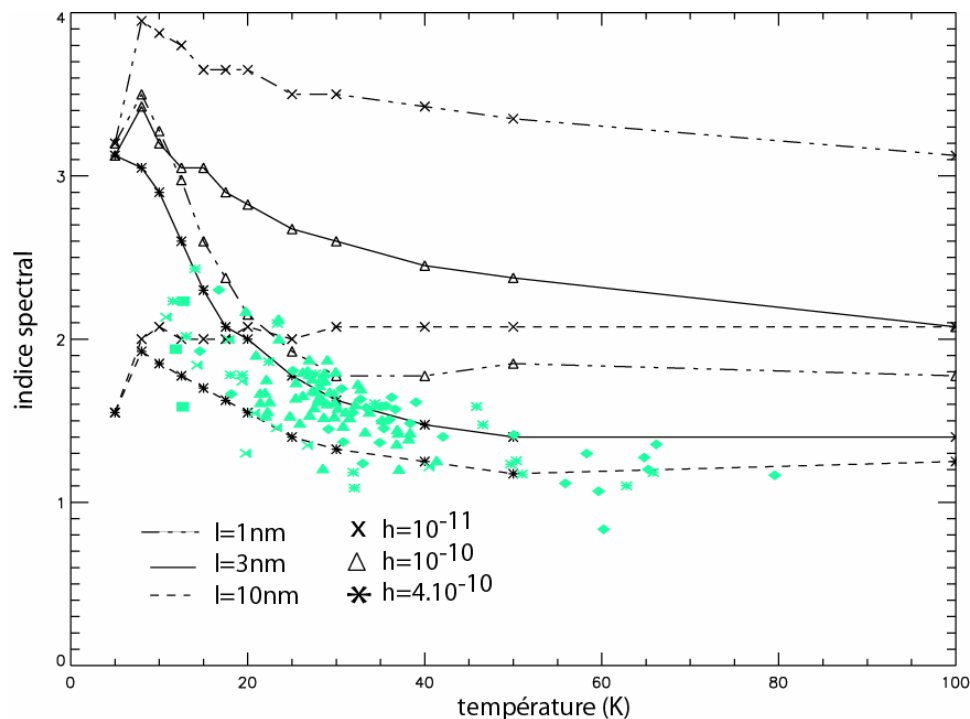


Figure 16 : Variation de l'indice spectral et de la température calculée par la procédure d'ajustement spectral de PRONAOS suivant les paramètres de longueurs de corrélation et de constantes de relaxation adoptés. (Boudet et al. 2003). Le nuage de points observé par PRONAOS y est superposé.

2.4.3.3 Discussion des résultats

Reproduire une valeur d'indice spectral proche de l'unité au-delà d'une température de 50K nécessite d'augmenter l'efficacité des mécanismes TLS de relaxation activé thermiquement d'un facteur compris entre 30 et 100 par rapport à la valeur initiale du modèle. En effet les processus activés thermiquement ont une dépendance fréquentielle relativement faible (de l'ordre de 0.4 à grande longueur d'onde et à 100K) qui permet d'obtenir, quand ces processus sont dominants, des indices spectraux totaux faibles à hautes températures.

Par ailleurs, l'obtention de fortes valeurs d'indice spectral à la température de 10K nécessite deux conditions. Dans le cadre de ce modèle où une densité d'état TLS constante est considérée, le seul phénomène pouvant posséder une telle dépendance spectrale est l'effet de fond de Schlömann, dont la dépendance varie de 2 à 4 suivant le domaine de fréquence étudiée et la valeur de la longueur de corrélation. Des indices spectraux supérieurs à 2 nécessitent donc d'une part que cette absorption de fond soit prédominante à basse température et d'autre part que sa dépendance soit supérieure à 2. Cette première condition est réalisée en n'augmentant pas l'efficacité de l'effet TLS résonnant dans les mêmes proportions que les effets TLS de relaxation. La deuxième condition nécessite des valeurs de longueurs de corrélation L comprises entre 1 et 5nm. Cette longueur de corrélation est un paramètre intéressant, car dans le modèle de Schlömann, elle caractérise la "taille caractéristique du désordre". Cette grandeur devrait pouvoir être reliée dans une étude future à la porosité du grain, ou à une "taille caractéristique" des grains élémentaires à l'origine des agrégats de la composante "gros grains" du MIS.

2.4.4 Modélisation de l'excès d'émission millimétrique

L'anticorrélation apparente indice spectral / température observée par PRONAOS donne une information "générale" sur la variation de loi d'émission des grains. En revanche, elle ne fournit pas d'informations sur la forme exacte du spectre d'émission dans les différents sites observés par PRONAOS. Ainsi, il est apparu intéressant de confronter le modèle Schlömann-TLS avec les données FIRAS. Avec une résolution angulaire de 7° , FIRAS n'est pas susceptible de distinguer des zones d'étendues angulaires faibles et présentant de fortes variabilités de spectres en terme de température ou d'indice, telles qu'observées par PRONAOS. Néanmoins, l'excès submillimétrique du spectre Galactique "moyen" révélé par FIRAS est une caractéristique du modèle Schlömann-TLS pour des températures voisines de 20K (cf. 3.5.3) , d'où l'intérêt de cette étude. Par ailleurs, l'ajustement des paramètres du modèle sur le spectre moyen FIRAS permet d'étudier l'évolution prévisible de l'émission du milieu interstellaire en fonction de la température (dans le domaine 10K - 80K), et de la comparer aux données PRONAOS.

2.4.4.1 Choix des paramètres d'ajustement

L'objectif de cette étude est de modéliser le profil du spectre Galactique issu des données FIRAS. L'intensité absolue du spectre d'émission dépend de la quantité de matière émettrice le long de la ligne de visée. Cette quantité est a priori inconnue et elle est généralement déduite des observations à partir de la connaissance de l'absorption massique des grains. Dans cette étude nous nous sommes concentrés sur la modélisation du profil d'émission et non sur la reproduction de l'intensité de l'émission. Le profil d'émission est déterminé par un paramètre de température T commun à la fonction de Planck $B_\nu(T)$, et au modèle Schlömann-TLS. Il est aussi déterminé par l'ensemble des paramètres du modèle Schlömann-TLS. Pour ces derniers, nous avons repris les valeurs de paramètres fixées dans l'étude précédente. Nous avons choisi pour paramètres libres : la densité d'état pondérée $N\mu^2$ pour l'effet tunnel résonnant (avec un profil constant avec la fréquence), le paramètre A pour l'effet tunnel assisté par phonon, et le paramètre h pour le processus de relaxation par saut. Une fois le profil correct du spectre d'émission obtenu, celui-ci est renormalisé pour permettre l'ajustement avec le spectre FIRAS exprimé en MJy.sr⁻¹.

2.4.4.2 Modélisation du spectre d'émission Galactique

Le meilleur ajustement du modèle au spectre Galactique est obtenu pour les valeurs de paramètres suivantes :

$$T = 20K ; N\mu^2 = 5.6 \times 10^{-2} \text{ (unités cgs)}; A = 2.6 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s} ; h = 6 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}$$

La comparaison entre le spectre ajusté et les points de données FIRAS est indiquée sur la Figure 17. L'ajustement du profil d'émission est remarquable à la vue des simplifications du modèle, notamment l'utilisation d'une densité d'états pondérée TLS constante sur tout le domaine énergétique (cf. 2.3.3.9). La proportion de l'émission attribuée aux mécanismes TLS (dépendant de la température) est importante, et cela dès 50cm^{-1} ($200\mu\text{m}$). Si cette idée d'une émission majoritairement due à des mécanismes thermiquement activés, dès 50cm^{-1} , semble inhabituelle, le chapitre suivant, dédié à l'étude spectroscopique submillimétrique en température variable (de 10K à 300K) de divers silicates, démontre l'existence d'un tel effet.

Les valeurs d'ajustement $N\mu^2$, A et h correspondent respectivement à une augmentation relative d'un facteur 40, 200 et 200 par rapport aux valeurs initiales utilisées par Bösch. Cela correspond à une augmentation globale d'un facteur 40 de l'intensité des processus TLS, avec

une augmentation relative d'un facteur 5 des mécanismes de relaxation par rapport au mécanisme TLS résonnant.

L'augmentation d'un facteur 40 de l'efficacité des processus correspond à l'augmentation du même facteur de la densité d'états TLS couplés optiquement. La densité d'état est le paramètre intuitivement le moins physiquement contraint : puisqu'elle représente une densité de défauts, elle peut varier sur plusieurs ordres de grandeur. Ainsi, sa variation par rapport à la valeur de référence de Bösch n'est pas surprenante. D'autre part, il est remarquable de constater que les paramètres d'ajustement ne modifient que d'un facteur 5 les amplitudes relatives des paramètres d'ajustement par rapport à celles déduites de Bösch.

Nous ne disposons pas d'une procédure d'ajustement automatisée qui permette de quantifier l'incertitude sur les valeurs des paramètres trouvées. Cependant, au vu des profils d'émission spécifiques qui caractérisent chacun des processus du modèle TLS, les valeurs des paramètres d'ajustement ne peuvent pas varier de manière significative. Un faible écart sur la valeur de l'un des paramètres caractérisant un effet particulier se traduit aussitôt par un désaccord avec le profil d'émission FIRAS, soit vers les grands nombres d'onde, soit vers les faibles nombres d'onde.

La Figure 18 montre, pour les paramètres d'ajustement déterminés, les contributions respectives des différents processus à l'émission globale. A la température de 20K, l'effet tunnel résonnant a une contribution importante à l'émission totale surtout dans le domaine des grands nombres d'onde. Les mécanismes de relaxation, quant à eux, agissent de manière prédominante à plus faible nombre d'onde. Ils sont caractérisés (et plus particulièrement la relaxation TLS par saut) par des indices spectraux qui diminuent rapidement avec la température. A grands nombres d'onde, ces mécanismes doivent donc rester faibles devant l'effet TLS résonnant, afin de garantir un indice spectral voisin de 2. A faibles nombres d'onde, ils contribuent de manière très importante à l'excès d'émission submillimétrique/millimétrique observé.

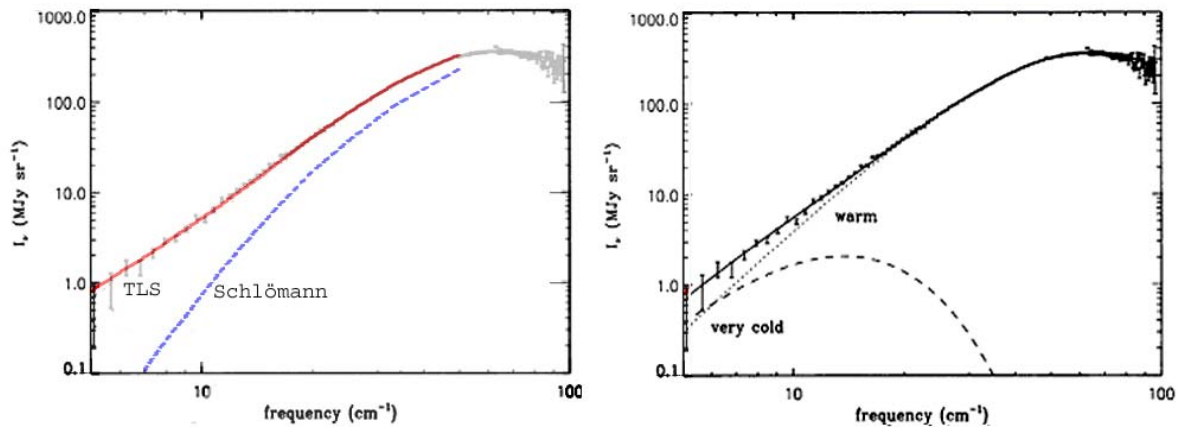


Figure 17 : A gauche : modélisation TLS-Schlömann superposée au spectre de l'émission galactique observé par FIRAS. La courbe en pointillée représente l'émission submillimétrique de fond, indépendante de la température, et due au modèle de Schlömann. A droite : rappel du modèle de Reach et al. 1995.

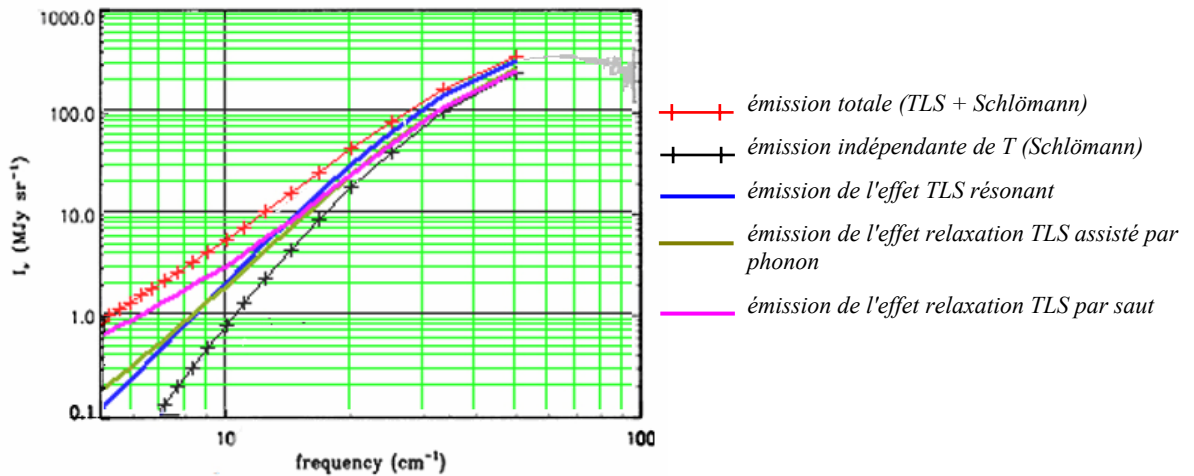


Figure 18 : Contributions respectives des différents processus du modèle (Schlömann + TLS) au spectre de l'émission galactique observé par FIRAS.

La Figure 17 illustre la différence fondamentale existant entre le modèle de Reach et al. (1995) possédant 2 composantes de température pour la poussière, et le modèle que nous proposons pour expliquer l'excès d'émission submillimétrique à grande longueur d'onde. Le modèle de Reach repose sur l'invariance des propriétés optiques des matériaux constitutifs des grains avec la température, dans le domaine spectral des très basses énergies. Le modèle de Finkbeiner, Davis et Schlegel (1999) reprend lui aussi, mais d'une façon plus élaborée, l'idée de deux composantes de températures distinctes pour deux populations différentes de grains. De ce point de vue, le modèle que nous proposons, avec un excès submillimétrique dû aux propriétés intrinsèques d'un matériau (constitutif d'une population unique de grains portée à une température unique) est très novateur.

2.4.4.3 Effet de la température

Le modèle TLS-Schlömann permet, une fois déterminées les valeurs des paramètres d'ajustement, de prévoir l'évolution en température de l'absorption ou de l'émission. La Figure 19 présente le coefficient d'absorption pour des températures de 10K, 20K, 30K, 50K et 80K (plage de température comparable à celle mesurée par PRONAOS). La Figure 20 indique la variation de l'indice spectral du coefficient d'absorption avec la température (l'indice spectral est calculé entre 200 μ m et 600 μ m en considérant un indice constant sur ce domaine spectral). Des résultats acquis dans le chapitre suivant indiquent que le coefficient d'absorption et la loi d'émission (coefficient d'absorption multiplié par une loi de corps noir) présente une variation similaire de leur indice spectral avec la température. Ainsi, nous pourrions comparer les résultats obtenus sur le coefficient d'absorption avec les résultats PRONAOS obtenus à partir de l'émission des grains. La Figure 20 montre que l'indice spectral présente une anticorrélation possédant un profil comparable à celui issu des données PRONAOS.

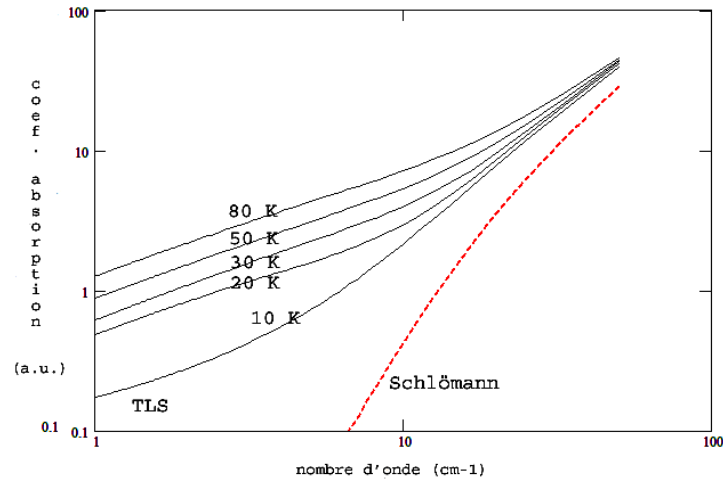


Figure 19 : coefficient d'absorption modélisé (en fonction du nombre d'onde $1/\lambda$) pour les paramètres TLS-Schlömann déduits de la modélisation de l'excès submillimétrique FIRAS. La courbe en pointillés rouges représente l'absorption type Schlömann indépendante de la température.

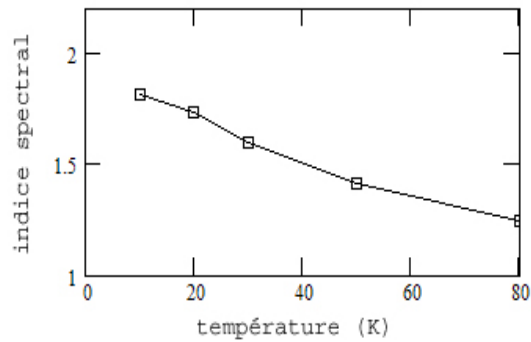


Figure 20 : variation de l'indice spectral de la loi d'absorption avec la température. L'indice spectral est calculée entre 50cm^{-1} ($200\mu\text{m}$) et 16cm^{-1} ($600\mu\text{m}$)

2.4.4.4 Discussion des résultats

L'efficacité des processus TLS de relaxation impose facilement une valeur d'indice spectral de 1.2. Par contre, par rapport à l'étude précédente, la valeur de l'indice à basse température reste inférieure à 2 (une valeur de 1.8 est calculée à la température de 10K). Cela provient de l'ajustement du spectre Galactique qui nécessite la présence d'un effet tunnel résonnant qui ne soit pas totalement dominé par les mécanismes TLS de relaxation. En effet dans l'état actuel des valeurs de paramètres qui imposent le profil en absorption des mécanismes TLS de relaxation ($P(V)$ et $N\mu^2$ notamment), l'effet tunnel résonnant (qui a une dépendance en température inverse de celle des deux autres mécanismes) est nécessaire pour limiter la dépendance spectrale de l'excès d'émission submillimétrique. L'importance de ce processus résonnant aux températures inférieures à 20K empêche l'absorption de tendre vers l'absorption de fond de Schlömann qui permet d'atteindre de fortes valeurs d'indice spectral. En l'état actuel de cette étude, ce résultat est très encourageant. Il montre que le modèle Schlömann-TLS propose naturellement une explication unique à 2 faits observationnels pouvant être perçus comme distincts : une anticorrélation apparente indice spectral/température, et un excès d'émission submillimétrique.

2.4.5 Développement du modèle

La faible résolution de FIRAS ne permet d'obtenir qu'un spectre "moyenné" de l'émission Galactique. L'accès aux variations locales des propriétés de l'émission submillimétrique observées par PRONAOS nécessite une résolution angulaire bien meilleure, de l'ordre de 3 à 10 minutes d'arc. Une intercalibration des données DIRBE, Archeops et WMAP doit permettre de faire des distinctions dans les spectres observés dans différentes zones du plan Galactique. Il devrait notamment être possible de distinguer de petites variations dans la température d'émission des grains, sans toutefois atteindre la gamme de variation en température des données PRONAOS. Par ailleurs une procédure automatique d'ajustement des paramètres du modèle simultanément sur les données PRONAOS et sur les spectres Galactiques doit permettre de mieux contraindre les paramètres du modèle. Cet ajustement prendra en compte l'existence d'une densité d'états pondérée TLS variant avec la fréquence. En effet les mesures de laboratoire de la densité d'états pondérée (2.3.3.9) indiquent que cette dernière possède une dépendance spectrale et cette densité d'états joue un rôle majeur puisqu'elle pondère tous les effets TLS. Dans la littérature, la plupart des modélisations de l'effet TLS suppose une densité d'états pondérée constante avec la fréquence/l'énergie et qui chute brutalement à zéro au-delà d'un certain seuil. Ce seuil est généralement de l'ordre de 20 cm^{-1} , soit $500\mu\text{m}$. Pour des longueurs d'onde inférieures à $500\mu\text{m}$, les absorptions liées à la présence de TLS n'existent plus, il ne reste plus alors que l'absorption de fond de Schlömann. De premières études menées au sein de notre équipe semblent montrer que la présence d'une variation spectrale de la densité d'états permet de mieux rendre compte du spectre d'émission galactique et de l'anti-corrélation T- β (en modélisant son profil exact). Il restera à s'assurer que l'élargissement de la densité d'états au-delà du seuil de coupure à $500\mu\text{m}$ mesuré expérimentalement est valable.

En outre, le modèle TLS ne prend en compte que les transitions entre les 2 niveaux fondamentaux dans chaque double-puits de potentiel asymétrique. Or à suffisamment hautes températures, la prise en compte du premier ou des deux premiers états excités doit être nécessaire pour rendre compte des phénomènes observés (e.g. Hutt et al. 1989). Une étape ultérieure sera donc de tenir compte de ces états excités dans la modélisation.

2.5 Conclusions et perspectives

Les premières études que nous avons menées, basées sur le modèle TLS associé à l'absorption de fond de Schlömann, visaient à tester l'aptitude de ce modèle à expliquer des observations astrophysiques jusque là mal comprises. Ce modèle basé sur des propriétés relativement complexe des solides amorphes n'avait jamais servi jusqu'ici à modéliser des observations astrophysiques. Les résultats que nous avons obtenus font du modèle TLS un bon candidat à l'explication de l'anticorrélation T- β mesurée par PRONAOS mais aussi à celle de l'excès submillimétrique observée par FIRAS. Le travail initié durant cette thèse a donc permis de définir le canevas d'un futur modèle de grains.

Une étude statistique et systématique de l'influence des différents paramètres décrivant les phénomènes utilisés dans la modélisation (dépendance spectrale de la densité d'états, intensité des différents processus ...) sur l'absorption totale est en cours. En particulier, une procédure de minimisation du χ^2 a été élaborée pour réaliser l'ajustement simultanée de l'anticorrélation T- β mais également de l'excès submillimétrique observé par FIRAS, Archeops et WMAP.

Ce modèle prometteur nécessite bien sûr d'être affiné. Le travail fourni durant cette thèse a notamment permis de mieux cerner les paramètres les plus pertinents à faire varier afin de pouvoir reproduire les données de l'observation. Il reste cependant un travail important à fournir, en particulier pour imposer à chacun des paramètres entrant dans la modélisation une plage de variation qui soit en adéquation avec les propriétés des grains interstellaires. Nous débutons à ce titre la modélisation de la dépendance fréquentielle et en température de spectres de laboratoire acquis durant ma thèse (cf. chapitre 3) sur des matériaux d'intérêt astrophysique. Une partie de ces spectres expérimentaux ayant été acquis à des températures supérieures à 100K, il faudra en particulier tenir compte de la présence d'états TLS excités.

Les propriétés des solides amorphes nécessiteraient de faire l'objet d'une étude théorique poussée qui permettrait, à terme, d'unifier le modèle TLS et le modèle de Schlömann pour en faire un modèle unique traitant des propriétés des solides amorphes. Ce travail a été amorcé grâce à la collaboration avec V. Gromov de l'Université de Moscou.

Ces modélisations menées à la fois sur des observations astrophysiques et sur des résultats de laboratoire devraient permettre de mieux contraindre les différents paramètres du modèle. Pour avancer efficacement sur la compréhension des propriétés des grains interstellaires à basse température et dans le domaine submillimétrique il apparaît essentiel de poursuivre le travail initié durant cette thèse sur ce modèle, en alliant travaux théoriques, expérimentations en laboratoire et efforts de modélisation sur des observations astrophysiques. Dans les modèles actuels, une valeur d'absorption massique indépendante de la température est toujours considérée. Or ce travail démontre que dans le cadre du modèle Schlömann-TLS, la valeur de l'absorption peut varier, par exemple d'un facteur 3 entre 10K et 80K à 10cm^{-1} ($\lambda=1\text{mm}$) (Figure 19). Une étude plus fine reste à réaliser sur l'impact de la prise en compte d'une telle dépendance en température de l'absorption sur les valeurs estimées de densité de colonne et donc de masses des environnements interstellaires.

Chapitre 3

Dépendance en température du coefficient d'absorption de grains silicatés amorphes dans le domaine submillimétrique

« C'est l'imagination qui a enseigné à l'homme le sens moral de la couleur, du contour, du son et du parfum. Elle a créé le monde, il est juste qu'elle le gouverne. L'imagination est la reine du vrai, et le possible est une des provinces du vrai. »
Charles Baudelaire, *Curiosités Esthétiques*

3.1	INTRODUCTION	90
3.1.1	Contexte de recherche.....	90
3.1.2	Objectifs de cette étude	92
3.2	MATERIAUX ETUDIES.....	92
3.2.1	Quels types de matériaux étudier ?	92
3.2.2	Structure des silicates.....	93
3.2.3	Caractéristiques chimiques de la silice : influence de l'adsorption d'eau sur les propriétés optiques des silicates	95
3.2.4	Nature des composés étudiés.....	97
3.3	LES METHODES DE MESURES UTILISEES	98
3.3.1	Mesures des propriétés optiques à grande longueur d'onde.....	98
3.3.2	Mesures de transmission par Spectrométrie à Transformée de Fourier (FTS).....	98
3.3.3	Le spectromètre.....	100
3.3.4	Le cryostat.....	100
3.3.5	Le détecteur submillimétrique : le bolomètre.....	100
3.4	LA PREPARATION DES ECHANTILLONS	101
3.4.1	Un support pour le matériau : la matrice	101
3.4.2	Préparation des pastilles dans le support PE : protocole expérimental	101
3.4.3	Une alternative au PE : l'eicosane	102
3.5	LES TRAVAUX SCIENTIFIQUES PRECEDENTS	102
3.5.1	Les travaux d'Agladze et al.	103
3.5.2	Les travaux de Mennella et al.	103
3.5.3	Les travaux de Bösch.....	104
3.6	ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNEES	105
3.6.1	Difficultés des mesures de transmission à grande longueur d'onde et basses températures	105
3.6.2	Déroulement typique d'une séance de mesures.....	105
3.6.3	Traitement des données.....	107
3.7	PRESENTATION DES RESULTATS.....	114
3.7.1	Comportement global des échantillons	114

3.7.2	<i>Variation de la loi d'absorption avec la température</i>	115
3.7.3	<i>Variation de la loi d'absorption avec la fréquence</i>	116
3.7.4	<i>Comparaison avec les données PRONAOS</i>	117
3.7.5	<i>Comparaison avec les résultats expérimentaux précédents</i>	118
3.7.6	<i>Premiers résultats sur des échantillons amorphes recuits</i>	119
3.8	INTERPRETATION DES RESULTATS	120
3.8.1	<i>Méthode de caractérisation des matériaux</i>	120
3.8.2	<i>Influence de l'eau physisorbée</i>	122
3.8.3	<i>Influence de la teneur en OH sur le spectre submillimétrique de silicates amorphes</i>	123
3.8.4	<i>Influence du degré d'amorphisation</i>	124
3.9	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	126

3.1 Introduction

3.1.1 Contexte de recherche

Le rayonnement de la Galaxie dans le domaine de l'infrarouge lointain et du submillimétrique est dominé par le rayonnement de grains de poussières de tailles suffisamment grandes pour rayonner à l'équilibre thermique. Ces grains interstellaires sont majoritairement constitués de silicates dont on a trouvé la signature spectrale à 9.7 et 18 μm . Les mesures du satellite ISO ont permis de démontrer que les silicates se trouvaient principalement dans un état amorphe.

Dans le cas où le milieu interstellaire est optiquement mince à grande longueur d'onde (hypothèse valable dans le domaine submillimétrique) on considère que le spectre d'émission de grains de poussières sphériques de rayon a est :

$$I_\nu = \pi \cdot a^2 \cdot Q_{\text{abs}}(\nu) \cdot N_{\text{grains}} \cdot B_\nu(T)$$

I_ν est l'intensité de brillance spectrale exprimée en MJy/sr, B_ν la fonction de Planck, $Q_{\text{abs}}(\nu)$ l'efficacité d'absorption (et qui est directement reliée au coefficient d'absorption massique κ_{abs} , 2.1.3) et N_{grains} la densité de colonne des grains. De nombreux facteurs affectent le coefficient d'absorption massique des grains de poussières dans le domaine de l'IR lointain et du submillimétrique : la taille des particules, leur forme, leur composition chimique, leur état d'agglomération, leur température (cf. Henning et Yorke, 1994, thèse de B. Stepnik, 2001). Pour être capable de comprendre l'influence de chacun de ces facteurs, des modèles théoriques alliés à des mesures de laboratoire sont indispensables.

Il est de toute première importance de connaître de façon précise le coefficient d'absorption massique : c'est-à-dire à la fois sa valeur absolue, sa variation avec la température et la fréquence. En effet, il est impliqué dans la déduction de paramètres astrophysiques déterminants puisqu'il permet à la fois de déduire la masse des objets interstellaires et de connaître la contribution des différentes phases du milieu interstellaire à l'émission totale de la galaxie. Il permet aussi de déduire la contribution de l'émission diffuse à la mesure du fond cosmologique.

L'estimation de certaines caractéristiques du coefficient d'absorption massique des grains (intensité, variation spectrale, variation en température) peut s'effectuer grâce à :

1. des modèles théoriques,
2. des observations spectroscopiques directes de sources astrophysiques,
3. des mesures spectroscopiques en laboratoire.

L'idéal est de mener ces trois approches en parallèle et de les confronter les unes aux autres.

1. Les constantes optiques des grains dans le domaine de l'IR lointain et du millimétrique sont encore aujourd'hui mal connues. Elles sont très souvent issues de calculs théoriques comme l'extrapolation à grande longueur d'onde des constantes optiques connues à plus courtes longueurs d'onde ou des calculs basés sur la variation en loi de puissance de l'efficacité d'absorption dont on suppose l'exposant connu. Dans le cas des modèles de Drude et de Lorentz (cf. 2.1.4), l'absorption submillimétrique des matériaux diélectriques ainsi que celle des métaux est indépendante de la température et possède une dépendance fréquentielle quadratique. Les modèles de grains valables dans le MIS diffus comme dans le MIS dense prévoient également une dépendance fréquentielle indépendante de la température, avec des indices spectraux variant typiquement entre 1 et 2 (cf. 1.5.8.3). Pourtant, des études théoriques réalisées en physique du solide sur les propriétés d'absorption des matériaux amorphes à basse température démontrent l'existence de systèmes à deux niveaux. Ces systèmes conduisent à une variation de l'indice spectral β à la fois avec la température et avec la fréquence. La présence de tels systèmes est reliée à la structure désordonnée du matériau et à la présence de défauts structuraux dans ce dernier (cf. 2.3.3.10).

2. Les mesures astrophysiques de l'émission submillimétrique des gros grains de poussières sont délicates à obtenir : il faut en effet s'affranchir de l'absorption atmosphérique. Il est donc nécessaire d'utiliser des mesures réalisées soit par des expériences ballons, soit par des satellites, soit par des observatoires depuis le sol qui profitent de quelques fenêtres atmosphériques permettant l'observation des sources les plus brillantes (Figure 70). L'observation de l'émission submillimétrique de sources astrophysiques ne permet pas de remonter à la connaissance de la valeur du coefficient d'absorption massique. Elle peut permettre en revanche, par l'étude à plusieurs longueurs d'onde de remonter à la connaissance de l'indice spectral d'émissivité des grains.

L'expérience ballon PRONAOS a ainsi mis en évidence une variation de l'indice spectral β d'émissivité des poussières avec la température et FIRAS a révélé l'existence d'un excès de l'émission submillimétrique (cf. 2.2). Bien que l'origine exacte de ces phénomènes n'ait pas encore été clairement identifiée, il est probable que ces phénomènes soient provoqués par les variations optiques des propriétés intrinsèques des grains (cf. 2.4).

3. Il est possible de déterminer en laboratoire le coefficient d'absorption massique d'analogues de grains interstellaires.

La dépendance en température du coefficient d'absorption massique nous renseigne sur les processus physiques gouvernant l'absorption et l'émission des grains. Cependant, il existe très peu de mesures expérimentales du coefficient d'absorption massique sur des analogues de grains interstellaires à grande longueur d'onde et à basse température. Les deux principaux travaux menés sont ceux d'Agladze et al. 1996 et Mennella et al. 1998.

Ces deux travaux scientifiques ayant mis en évidence une variation de l'indice spectral avec la température, ils sont souvent cités conjointement dans la littérature comme une preuve expérimentale de la variation de l'indice spectral avec la température. Cependant, ces deux études n'ont pas été réalisées sur des matériaux équivalents, ni sur des domaines de fréquence et de température identiques. En outre, bien que la dépendance en température des matériaux soit similaire, les explications avancées pour expliquer les propriétés d'absorption mesurées dans ces matériaux sont totalement différentes (TLS pour Agladze et al., processus de différence à deux phonons pour Mennella et al. 1998).

3.1.2 Objectifs de cette étude

Ainsi, à l'heure où des observations astrophysiques accréditent la thèse d'une variation de l'indice spectral d'émissivité avec la température et la fréquence et que des modèles théoriques sont capables de les modéliser (cf. Chapitre 2), peu de mesures de laboratoire sur des grains d'intérêt astrophysiques sont disponibles. Pourtant, de telles mesures sont particulièrement intéressantes car elles permettent de relier les propriétés intrinsèques des matériaux (structure, morphologie, composition) à leurs propriétés observables (e.g. leurs propriétés optiques).

Le travail théorique mené sur les systèmes à deux niveaux a montré que le modèle TLS-Schlömann pouvait expliquer l'anti-corrélation observée par PRONAOS et l'excès submillimétrique observée par FIRAS. L'origine de ces mécanismes est reliée à la nature désordonnée du matériau et/ou la présence de défauts ponctuels dans ce dernier mais l'influence exacte du désordre et des défauts présents dans le matériau est mal comprise. L'apport de nouvelles données expérimentales s'avère donc crucial à la meilleure compréhension des mécanismes physiques à l'origine des propriétés optiques des grains. Il nous est ainsi apparu primordial d'effectuer des mesures expérimentales sur un domaine de températures et de longueurs d'onde qui permettent des comparaisons avec les données observationnelles (PRONAOS/FIRAS).

Au regard des travaux expérimentaux déjà réalisés, il apparaissait également important de déterminer la dépendance fréquentielle et la valeur absolue du coefficient d'absorption massique de différents types de matériaux et de mener des études plus approfondies sur les origines de ses variations. Que ces origines soient chimiques ou physiques, elles ont été très peu étudiées par le passé.

Ainsi, nous avons étudié les propriétés d'absorption de différents silicates amorphes pour des longueurs d'onde comprises entre 100 μ m et 2 mm (soit des nombres d'onde compris entre 5cm⁻¹ et 100cm⁻¹) et pour des températures comprises entre 300K et 10K. Pour réaliser cet objectif nous avons entrepris un travail en collaboration avec le laboratoire d'astrophysique de Iéna (IAU), en Allemagne, laboratoire internationalement reconnu pour sa compétence et la qualité de son équipement en spectroscopie IR et submillimétrique. Pour réaliser ces mesures expérimentales, j'ai séjourné deux mois et demi à l'AIU de Iéna, durant l'Automne 2003 et le mois de Janvier 2004 et ce dans le cadre d'une bourse universitaire ATUPS puis d'un soutien PCMI

Ce travail s'est effectué sous la co-direction d'Harald Mutschke et a fait l'objet d'une publication (Boudet et al., 2005, ApJ, accepté) donnée en Annexe.

3.2 Matériaux étudiés

3.2.1 Quels types de matériaux étudier ?

Le milieu interstellaire est composé de différents types de matériaux : silicates, carbones agrégats de particules... L'émission submillimétrique résultant de l'observation le long d'une ligne de visée est donc la somme de l'émission de grains de types distincts. Le comportement général observé dans le domaine submillimétrique est donc révélateur des propriétés globales des matériaux et non de leurs propriétés spécifiques. Ainsi, mieux comprendre les propriétés d'absorption et d'émission des grains ne nécessite pas impérativement de travailler sur des analogues de grains interstellaires.

Dans le domaine submillimétrique, le rayonnement des silicates est prépondérant par rapport à celui des autres espèces chimiques présentes. Pour mettre en évidence les

phénomène physiques et chimiques communs aux silicates, nous avons travaillé sur les silicates de structure les plus simples : les silices SiO_2 . Nous avons couplé cette étude avec celle d'analogues de grains interstellaires classiques présentant la composition chimique de l'enstatite MgSiO_3 et produit par deux voies de synthèse différentes (fusion, méthode sol-gel). Nous avons ainsi étudié différents types de silicates amorphes, de structure physique, de morphologie et de composition chimique distinctes. Nous commencerons par rappeler les principales caractéristiques des silicates.

3.2.2 Structure des silicates

3.2.2.1 La structure des silicates

La combinaison d'un ion Si^{4+} et de 4 ions O^{2-} forme un tétraèdre de silice $[\text{SiO}_4]^{4-}$ (Figure 21).

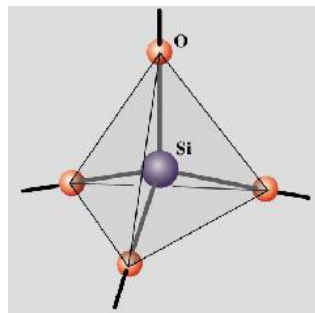


Figure 21 : tétraèdre de silice

Ce composé chimique est à la base de tous les minéraux silicatés. Chacun des quatre atomes d'oxygène est relié au minimum à un atome de silice pour former :

- soit une fonctionnalité Si-O-Si, également appelée fonctionnalité siloxane.
- soit une fonctionnalité Si-O-H, appelée fonctionnalité silanol. Le groupement OH est appelé groupement hydroxyle.

Un tétraèdre de silice est un anion $[\text{SiO}_4]^{4-}$ qui peut contrebalancer sa charge négative grâce à différentes configurations :

- en se combinant avec des cations (du type Mg^{2+}), il n'est alors pas lié à d'autres tétraèdres et il n'existe pas d'oxygène partagé, il s'agit de la configuration de l'olivine Mg_2SiO_4 (Figure 22). On est alors dans le cadre de tétraèdres isolés liés entre eux par des cations.

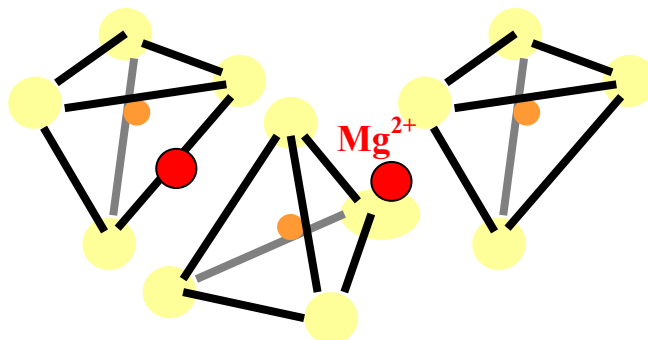


Figure 22 : structure de Mg_2SiO_4

- En partageant son oxygène avec d'autres tétraèdres silicates : chaque tétraèdre a deux oxygènes partagés et deux oxygènes non partagés. La configuration est alors celle de tétraèdres en chaînes simples. Les chaînes sont liées par des cations. Un exemple typique de cette configuration est le pyroxène de type MgSiO_3 (Figure 23). Dans ce cas ce sont les cations Mg^{2+} qui sont situés entre les tétraèdres SiO_4 . Le matériau est composé d'un réseau de tétraèdres SiO_4 reliés par des oxygènes pontants⁸ (Si-O-Si). L'incorporation d'ions métalliques dans la structure détruit en partie les oxygènes pontants et forment des oxygènes non-pontants accompagnés d'un relâchement de la structure.
- En partageant ces atomes d'oxygènes pour former de la silice SiO_2 :
La silice est composée de tétraèdres SiO_4 reliés entre eux par des atomes d'oxygène.

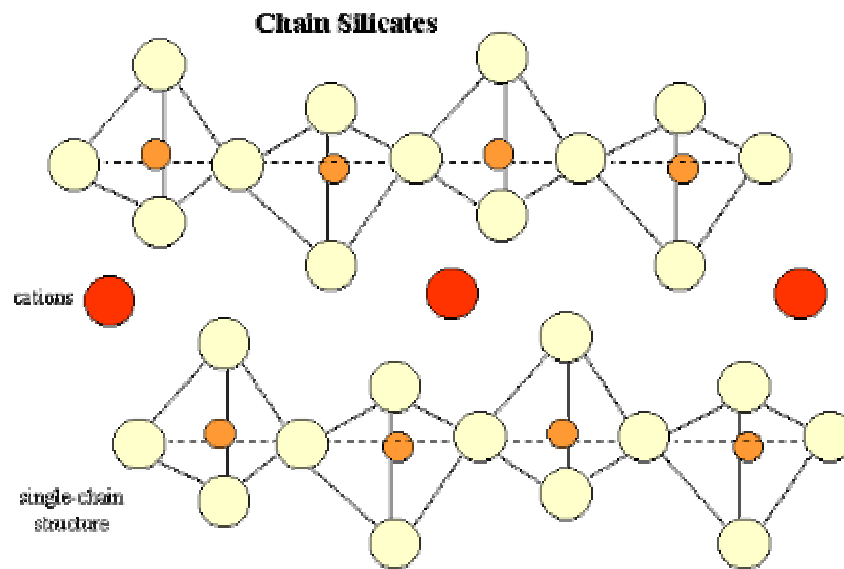


Figure 23 : structure de MgSiO_3

3.2.2.2 Les composés amorphes

Selon la définition de J. Perez dans son livre « Matériaux non cristallins et science du désordre », le modèle du réseau désordonné correspond au cas de solides à liaison dirigée. Localement, l'arrangement des liaisons conserve la symétrie imposée par la structure électronique. Toutefois il peut exister des distorsions entraînant une légère variation aléatoire des angles de liaisons et de la distance entre premiers voisins, autour d'une valeur moyenne qui est celle observée dans un cristal parfait. Dans le cas des silicates, la nature amorphe des composés se retrouve dans la distribution de valeurs que peut prendre l'angle de liaison Si-O-Si et les distances inter atomiques (cf. Figure 24 dans le cas de la silice SiO_2).

⁸ : chaque ion oxygène constitue un lien entre deux ions silicium Si^{4+} : ces oxygènes sont qualifiés d'oxygène pontants.

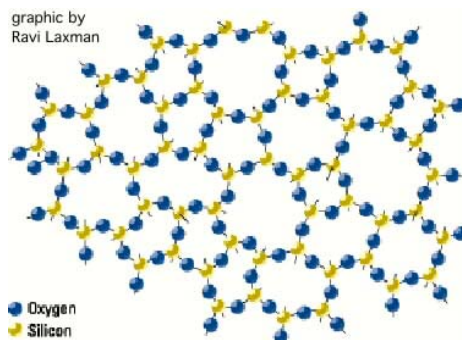


Figure 24 : structure de la silice amorphe

Cette contribution à la nature amorphe du matériau n'est pas la seule : il peut également exister des défauts ponctuels qui rompent l'agencement des tétraèdres de SiO_4 entre eux. Il est à noter que le degré de désordre des composés variera d'un échantillon à l'autre.

Dans le cas de MgSiO_3 formé par fusion à hautes températures, des structures comme des chaînes et des anneaux peuvent apparaître (Mysen et al. 1982). Les proportions relatives et la distribution spatiale des tétraèdres SiO_4 et des chaînes et anneaux formés dépendront de l'échantillon considéré.

3.2.3 Caractéristiques chimiques de la silice : influence de l'adsorption d'eau sur les propriétés optiques des silicates

3.2.3.1 Influence du processus d'adsorption sur les propriétés d'absorption des matériaux

La quantité de gaz adsorbé est directement reliée à l'aire du matériau en contact avec le gaz. Ainsi, plus le matériau sera poreux, plus son aire en contact avec l'atmosphère sera grande et plus le phénomène d'adsorption y sera important.

L'influence de l'adsorption de gaz atmosphérique sur des échantillons poly-cristallins formés par compression de matériau a été étudiée de manière détaillée par Fitzgerald et Sievers (1994). Ils ont démontré que parmi les différents composés chimiques présents dans l'atmosphère, l'eau était le composé majoritairement adsorbé en surface. L'eau joue donc un rôle déterminant dans les processus d'adsorption et peut modifier les propriétés optiques des matériaux. Les silicates étant très hydrophiles (Serp et al. 2002), ils vont être particulièrement sujet à ce type de processus. L'étude des propriétés intrinsèques des matériaux silicatés passe donc inévitablement par la compréhension de l'influence de l'adsorption de l'eau sur les propriétés des silicates.

3.2.3.2 Physisorption et chimisorption de l'eau

Il existe deux types d'adsorption :

La physisorption : elle préserve les caractéristiques propres de chacun des deux systèmes molécule adsorbée/ matériau adsorbant. Elle fait intervenir des forces du type électrostatique, de faible intensité (forces de van der Waals, liaison hydrogène...).

Les travaux d'Agladze et al. (1996) ont montré que pour des analogues de grains interstellaires *cristallins* conditionnés sous forme poudreuse, l'évaporation des composés adsorbés conduisait à une augmentation du coefficient d'absorption. Ils attribuèrent cette absorption supplémentaire à l'influence d'une couche d'eau physisorbée. Cette couche d'eau à la surface des grains cristallins pourrait leur conférer un caractère « amorphe » à la surface. L'eau physisorbée peut donc jouer un rôle sur les propriétés optiques des matériaux.

La chimisorption : elle conduit à la formation d'un seul système quantique. Elle implique une combinaison chimique entre la molécule adsorbée et le matériau adsorbant. Dans les

matériaux silicatés, la chimisorption de l'eau se traduit par l'existence de groupements hydroxyles OH (également appelés silanols) liés aux matériaux. Les groupements hydroxyles présents en surface vont accentuer le caractère hydrophile de la silice en favorisant la physisorption de l'eau par liaisons hydrogène.

L'influence des groupements OH sur les propriétés des silicates amorphes est d'un intérêt tout particulier puisque son effet se rapproche de celui produit par l'inclusion d'ions alcalins (sodium, lithium, potassium) qui agissent comme des modificateurs de la structure.

Il est possible de s'affranchir facilement de la présence d'eau physisorbée, faiblement liée au matériau par un processus de chauffage conduisant à l'évaporation de l'eau présente en surface du matériau. L'eau physisorbée est désorbée d'un matériau pour des températures avoisinant 200°C (Serp et al., 2002, Ek et al., 2001). En revanche, il est beaucoup plus difficile de s'affranchir de la présence des groupements hydroxyles OH fortement lié au matériau. Il est à noter que la teneur en eau et en OH varie beaucoup d'un matériau à un autre selon la voie de synthèse utilisée.

3.2.3.3 Les différents types de groupements OH

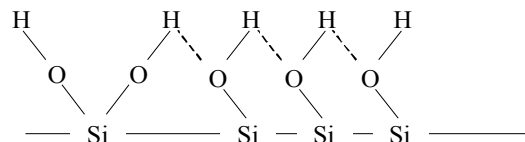
Suivant le processus de synthèse des composés silicatés, les groupements OH peuvent se retrouver (e.g. thèse de S. Marceau 2003, Iler 1979, Waddell et Evans 1997) :

- sous forme de couche à la surface du matériau : plus la surface du matériau est importante plus le pourcentage de groupements hydroxyles sera important.
- à l'intérieur même de la structure : il s'agit alors d'OH internes

Il existe différents types de groupements silanols (cf. thèse de S. Marceau) :

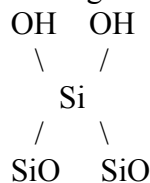
- les groupements vicinaux

Quand les groupements OH se trouvent suffisamment proche de la surface de la silice il peuvent interagir par le biais de liaison hydrogène (---) de faible intensité :

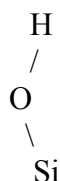


Silanols vicinaux

- les groupements géminaux : deux groupements OH liés à Si

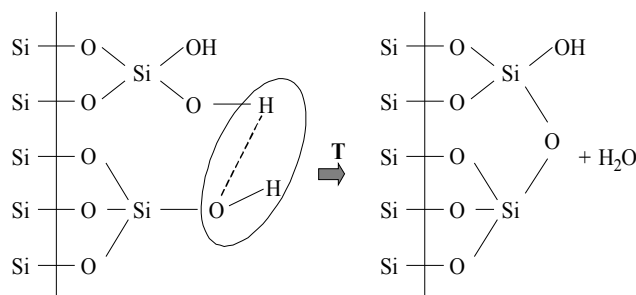


- les groupements isolés : un groupement OH lié à un Si



La perte des groupements OH (déshydroxylation) se déroule entre 200 et 1200°C (Serp et al. 2002, Ek et al. 2001). Les premiers groupements à disparaître sont les groupements les moins

liés à la surface : les groupements vicinaux. En chauffant jusqu'à 800°C, ces groupements se condensent, donnant lieu au dégagement d'une molécule d'eau pour le départ de deux OH :



Il ne reste alors plus que des groupements silanols isolés et géminaux. Ces derniers peuvent être complètement éliminés par traitement thermique à environ 1200°C.

La nature du désordre de la silice amorphe est due en partie à la nature désordonnée du réseau et en partie à la nature et au contenu en OH.

3.2.4 Nature des composés étudiés

3.2.4.1 La silice amorphe SiO₂

Au vu de la complexité des différents phénomènes influençant les propriétés optiques des analogues de grains, nous avons commencé par étudier le comportement d'une espèce chimique simple : la silice amorphe SiO₂.

Nous avons étudié trois types de silices, disponibles sous forme de poudre dans le commerce, très différentes par leur structure et leur morphologie (constantes diélectriques et densités sont donnée dans le Tableau 8).

- Des sphères microniques de silice

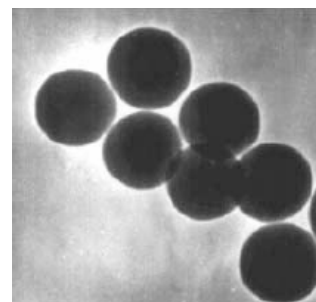
- Marque Lancaster

Il s'agit de silice commerciale composée de sphères de SiO₂ de 0.5 µm de diamètre (avec une très faible dispersion en taille) disperses ou coagulés selon leur dispersion dans le milieu.

- Monosphères 1.5, MERCK

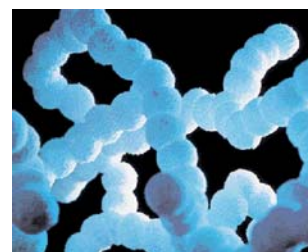
Ce sont des particules sphériques de diamètre 1.5 µm, de marque Merck.

Les fournisseurs de ces silices ne communiquent pas le procédé de fabrication.



- Silice « fumed » ALDRICH

Le processus de fabrication de ces particules nécessite de hautes températures et provoque la fusion de sphères nanométriques de SiO₂ qui forment alors des chaînes d'agrégats. Cette espèce chimique se présente donc sous forme de chaîne micronique (0.1-0.2µm) d'agrégats nanométriques (taille de l'ordre de 7nm). Sa structure est très poreuse et sa concentration en groupement hydroxyle est estimée à 3.5-4.5 groupement par nanomètre carré.



3.2.4.2 Composés silicatés MgSiO_3

Notre collaboration avec l'équipe allemande de Jena nous a offert l'opportunité de travailler sur des échantillons de forsterite et enstatite amorphes ($\text{Mg}_x\text{SiO}_{2+x}$).

Une partie de ces matériaux est issue de synthèse par méthode sol-gel (dont nous rappelons brièvement le principe en Annexe D). Ces matériaux avaient déjà été synthétisés par C. Jäger (Jäger et al., 2003) et avaient été étudiés dans le domaine IR. Un autre type de matériau avait été synthétisé par fusion à hautes températures. Le détail du protocole expérimental suivi pour la fabrication de ce matériau est donné dans Dorschner et al. (1995).

Nous avons choisi d'étudier plus particulièrement un échantillon d'enstatite MgSiO_3 produit par méthode sol-gel et un échantillon d'enstatite MgSiO_3 produit par fusion à hautes températures (dénommé MgSiO_3 glass dans la suite de ce chapitre). Les densités et constantes diélectriques de ces matériaux sont données dans le Tableau 8).

Tableau 8 : caractéristiques des échantillons

Matériaux	Densité (g.cm^{-3})	Constante diélectrique réelle ϵ_r
SiO_2	2	3.8
MgSiO_3 sol-gel	2.7	6.66
MgSiO_3 glass	2.71	6.66

3.3 Les méthodes de mesures utilisées

3.3.1 Mesures des propriétés optiques à grande longueur d'onde



En laboratoire, l'exploration des propriétés optiques d'analogues de grains interstellaires à basse température et dans les domaines de l'infrarouge lointain et du submillimétrique et millimétrique n'en est encore qu'à ses débuts.

En effet ces mesures requièrent des méthodes expérimentales spécifiques et relativement complexe à mettre en œuvre (spectromètre à transformée de Fourier ; détecteur submillimétrique très sensible ; cryostat en transmission à température variable). Nous

présenterons les méthodes expérimentales dans les chapitres suivants.

Par ailleurs, le conditionnement des matériaux à utiliser s'avère lui aussi délicat (nécessité d'une grande quantité de matériau pour avoir un niveau d'absorption suffisant). Tout ceci explique en partie le peu de données de laboratoire disponible sur cette thématique.

3.3.2 Mesures de transmission par Spectrométrie à Transformée de Fourier (FTS)

Son fonctionnement est basé sur le principe de l'interféromètre de Michelson (Figure 25). Une source de lumière polychromatique d'intensité : $I = \int I_\nu d\nu$ illumine une séparatrice (aussi appelée diviseur de faisceau) dont le rôle est de diviser le faisceau incident en deux faisceaux d'amplitudes semblables. Un premier faisceau réfléchi à la surface de la séparatrice

se dirige vers un miroir fixe puis est à nouveau réfléchi vers la séparatrice. Le deuxième faisceau traverse la séparatrice en direction d'un miroir mobile qui le réfléchit à nouveau vers la séparatrice. Les deux faisceaux se recombinaient au niveau de la séparatrice. Celle-ci redirige la moitié du rayonnement en direction du détecteur. Le rôle du miroir mobile est d'introduire une différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Cette différence de marche Δx introduit un déphasage $2\pi\nu\Delta x$ entre les deux faisceaux, déphasage variant avec la longueur d'onde.

L'intensité reçue par le détecteur pour une position du miroir mobile introduisant un déphasage Δx est dès lors proportionnelle à $\int I_\nu (1 + \cos(2\pi\nu\Delta x))$. L'intensité est enregistrée en fonction de la différence de la marche, sa partie variable $I(\Delta x) = \int I_\nu \cos(2\pi\nu\Delta x)$

s'appelle l'interférogramme. Une transformation de Fourier de cet interférogramme permet de trouver l'intensité spectrale. Le spectre en transmission d'un échantillon s'obtient en intercalant celui-ci entre la séparatrice et le détecteur, sur le trajet où les faisceaux issus des deux bras de l'interféromètre sont recombinaés. Le spectre de transmission de l'échantillon s'obtient par division de l'intensité spectrale obtenue avec échantillon par l'intensité spectrale obtenue sans échantillon (intensité spectrale de référence).

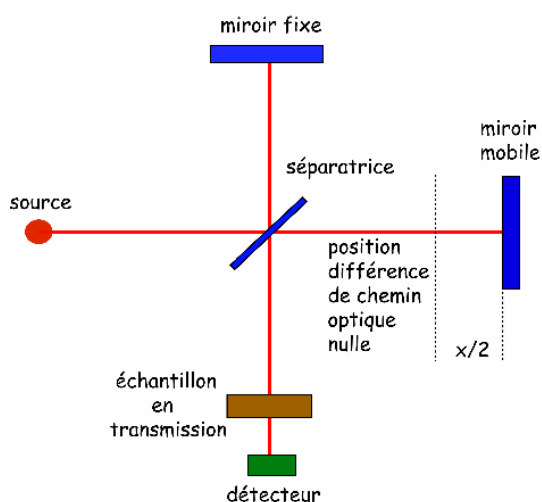


Figure 25 : Schéma du principe de fonctionnement d'un spectromètre à Transformée de Fourier

En pratique, plusieurs configurations expérimentales en terme de source/séparatrice /détecteur sont nécessaires pour couvrir un large domaine spectral (de l'infrarouge au millimétrique).

Les sources de lumière : les plus courantes sont les sources de global pour l'IR moyen, les lampes halogènes au tungstène pour le proche infrarouge et les lampes au mercure pour l'infrarouge lointain.

Les séparatrices : suivant leur composition chimique (Mylar, KBR, CaF_2) et leur épaisseur, elles sont dédiées à l'étude d'un gamme de fréquence spécifique.

Le choix du détecteur est lui aussi primordial à la fois en terme de sensibilité et de domaine spectral de détection. Les mesures dans le domaine de l'infrarouge lointain et du submillimétrique nécessitent le plus souvent l'utilisation de bolomètres refroidis à la température de l'hélium liquide. Bien que beaucoup moins sensible, le détecteur DTGS/PE (Deuterated TriGlycine Sulfate) est utilisé en standard pour les mesures dans l'infrarouge moyen.

3.3.3 Le spectromètre

L'équipe du laboratoire d'astrophysique de Jena est équipé d'un spectromètre commercial à transformée de Fourier IFS 113v FT-IR, de marque Bruker, pourvu de différents types de sources, séparatrices et détecteurs permettant de couvrir le domaine spectral $3\mu\text{m}$ - 2mm avec une résolution maximale de 0.1cm^{-1} . Le spectromètre acquiert les spectres directement en unité de nombre d'onde ($\sigma=1/\lambda$), exprimé en cm^{-1} . Par la suite nous utiliserons cette unité spectrale.

Pour couvrir le domaine 5cm^{-1} - 100cm^{-1} ($100\mu\text{m}$ - 2mm), nous avons utilisé 3 séparatrices en Mylar, dédiée à l'étude dans le FIR, d'épaisseur $125\mu\text{m}$, $23\mu\text{m}$, $12\mu\text{m}$ associées à une lampe FIR au mercure et à, soit un bolomètre refroidi, soit un détecteur DTGS.

Nous avons choisi une résolution spectrale de 0.5cm^{-1} dans le domaine 5 - 40cm^{-1} (utilisation de la séparatrice de $125\mu\text{m}$) et une résolution de 1cm^{-1} dans le domaine 40 - 100cm^{-1} (séparatrices de 12 et $23\mu\text{m}$).

3.3.4 Le cryostat



L'étude des propriétés en transmission à basse température d'analogues de grains interstellaires nécessite l'utilisation d'un cryostat permettant de refroidir les échantillons jusqu'à des températures de 10K et pourvu de fenêtres optiques. Nous avons utilisé un cryostat Cryovac-Konti Spektro B, à flux d'hélium liquide continu, cryostat régulé en température qui s'adapte au compartiment du spectromètre. A l'intérieur du cryostat, l'échantillon est refroidi par un gaz d'échange (He) qui permet d'obtenir une température uniforme de l'échantillon. La température minimale que peut atteindre le cryostat est de 6K et l'incertitude sur la détermination de la température de l'échantillon est de 1K .

3.3.5 Le détecteur submillimétrique : le bolomètre



Pour nos expérimentations, nous avons utilisé un bolomètre silicium standard, refroidi à 1.5K par pompage primaire sur de l'hélium liquide. Dans un bolomètre, le rayonnement incident est absorbé par un élément sensible (généralement un semi-conducteur) ; cette absorption d'énergie provoque un échauffement du composant et, par suite, une modification de sa résistance électrique. Le conditionneur associé (chaîne électronique de mesure) mesure la résistance électrique. Les bolomètres peuvent détecter l'intégralité du rayonnement électromagnétique. Cependant, les technologies mises en oeuvre spécialisent chaque type de bolomètre à un domaine de longueur d'onde défini et à une utilisation particulière. Afin d'accroître leur sensibilité et de réduire leur « bruit » intrinsèque, c'est-à-dire le rayonnement parasite qu'ils émettent, les bolomètres sont refroidis aux températures de l'hélium liquide .

3.4 La préparation des échantillons

3.4.1 Un support pour le matériau : la matrice

L'équipement spectroscopique et cryogénique dont nous disposons ne nous permet d'étudier des matériaux que sous forme d'une pastille solide compacte. Comme nous étudions des matériaux sous forme poudreuse, nous devons les enrober dans une matrice, ou support, qui permet la fabrication de pastilles solides.

La plage d'utilisation d'une matrice correspond à sa plage de transparence, c'est à dire le domaine de longueur d'onde pour lequel elle laisse passer le rayonnement. On choisira donc la matrice d'enrobage afin que sa plage de transparence coïncide avec la plage de longueur d'onde à étudier. Habituellement, pour étudier les propriétés d'absorption d'analogues de grains dans le domaine submillimétrique, on enrobe les grains dans une matrice de polyéthylène (dénote PE par la suite), de formule chimique $(C_2H_4)_n$. En effet, le PE avec une plage de transparence comprise entre 4 cm^{-1} et 125 cm^{-1} est l'un des seuls supports possédant une plage d'utilisation couvrant le domaine FIR-submillimétrique. Nos pastilles seront ainsi constituées du composé à étudier et du support de PE dans lequel elles auront été enrobées.

3.4.2 Préparation des pastilles dans le support PE : protocole expérimental

Plusieurs protocoles expérimentaux équivalents sont possibles pour enrober une poudre dans du PE, le PE étant conditionné sous forme poudreuse. Le premier s'effectue sans chauffage du PE, le second est réalisé par chauffage du PE jusqu'à son point de fusion ($T \sim 200^\circ\text{C}$). Pour des raisons de commodité nous avons retenu la première méthode. Un protocole expérimental bien défini doit être suivi pour assurer une bonne homogénéité de la pastille et éviter d'éventuels problèmes d'électrostatique. Notre protocole se décompose selon les étapes suivantes :

- Pesée du matériau et pesée du PE afin d'obtenir le rapport masse (PE)/masse (matériau) désiré.
- Versement des deux composés dans un mortier.
- Ajout d'éthanol (C_2H_5OH) pour permettre un mélange homogène des deux poudres en phase liquide et prévenir la formation de particules électrostatiques qui empêcheraient le bon mélange des poudres.
- Mélange dans le mortier jusqu'à obtention d'un mélange homogène.
- Evaporation de l'éthanol contenu dans le mélange par chauffage à 70°C dans un four pendant au moins 30 minutes.
- Pesée de la quantité de poudre désirée grâce à une microbalance de sensibilité $1\mu\text{g}$.
- Mise sous presse de la poudre : application d'une pression de 10 tonnes pendant 3 minutes.

A l'issue de cette manipulation, nous disposons d'une pastille solide de 13 mm de diamètre, directement utilisable pour les mesures spectroscopiques. La détermination de la masse finale de matériau enrobé dans le PE s'effectue par pesée de la pastille et utilisation du rapport masse (PE)/masse (matériau) du mélange initial. Bien qu'abondamment utilisé par les expérimentateurs, le support de PE présente un désavantage majeur. En effet, il est fortement probable que le mélange du PE avec le matériau modifie l'assemblage des particules du matériau entre elles : les particules sont-elles restées isolées les unes des autres ou se sont-elles rassemblées en agrégats ? Il est impossible d'avoir un contrôle sur la dispersion des

particules dans la matrice après réalisation de l'échantillon. Celui-ci ne peut donc pas être pleinement caractérisé.

3.4.3 Une alternative au PE : l'eicosane

Afin d'avoir une meilleure connaissance de l'échantillon étudié, nous avons exploré une voie expérimentale moins conventionnelle. Nous avons utilisé un support d'eicosane de formule $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{18}\text{CH}_3$ en remplacement du PE. L'eicosane est un polymère dont la température de fusion est comprise entre 36 et 38°C contre ~200°C pour le polyéthylène. La méthode utilisée pour la fabrication des échantillons réside en la liquéfaction de l'eicosane par chauffage à une température proche de 50°C. On mélange ensuite le matériau à étudier à l'eicosane liquide et on laisse refroidir le mélange à température ambiante jusqu'à obtention d'un échantillon solide. Il s'agit d'un protocole expérimental facile à mettre en œuvre qui permet un mélange en phase liquide du matériau et de la matrice ce qui assure une bonne homogénéité de l'échantillon final tout en ne nécessitant pas de chauffage à des températures élevées. La faible température de fusion de l'eicosane permet de caractériser plus facilement le mélange matériau +matrice.

L'eicosane permet d'étudier les propriétés de la pastille matériau+eicosane puisqu'il est possible de prélever une certaine quantité de mélange en phase liquide (ou bien de plonger directement une grille sur laquelle le mélange viendra se déposer). Une goutte peut alors être déposée sur une grille de microscopie électronique à transmission. Le grand intérêt d'un tel support est qu'il permet d'avoir une connaissance plus précise de la structure de l'échantillon mesuré : taux d'agglomération des particules, taille des particules, morphologie. Le protocole expérimental utilisant le mélange à froid du PE avec la matrice ne permet pas de telles caractérisations et il reste toujours une incertitude quant aux propriétés réelles du matériau dans la matrice : il est impossible de quantifier les effets produits sur le matériau par la procédure d'enrobage.

Malheureusement nous nous sommes heurtés à de nombreuses difficultés d'utilisation de ce support : difficulté de mise en œuvre d'un protocole d'enrobage efficace, non reproductibilité des mesures dû à un protocole expérimental manquant de précision (la vitesse de refroidissement du mélange, que nous ne pouvions contrôler, à un impact important sur la structure finale de la pastille solide en produisant probablement différents degrés de cristallisation). Ces difficultés nous ont contraint à abandonner cette technique d'enrobage. Toutefois, une caractérisation plus poussée et systématique des propriétés de l'eicosane associée à un protocole expérimental d'enrobage parfaitement maîtrisé, devrait en faire un support performant et novateur.

3.5 Les travaux scientifiques précédents

A ce jour, peu de travaux scientifiques sur les propriétés à basses températures et grandes longueurs d'onde sur des analogues de grains interstellaires ont été réalisés. Cependant deux publications astrophysiques majeures ont contribué à une meilleure connaissance des propriétés optiques des grains interstellaires dans les environnements froids et dans le domaine submillimétrique. Il s'agit des travaux de Mennella et al. 1998 et Agladze et al. 1996. Dans la classe des silicates, Mennella et al. ont principalement étudié des silicates cristallins alors qu'Agladze et al. ont également étudié des silicates amorphes. La Figure 38 présente quelques uns des résultats qu'ils ont obtenus. Les caractéristiques des matériaux

étudiés ainsi que leurs procédures de fabrication sont données dans le Tableau 9. Le travail précurseur réalisé par Bösch (1978) retiendra également notre attention.

3.5.1 Les travaux d'Agladze et al.

En 1996, l'équipe scientifique menée par N.I. Agladze a publié une étude sur les propriétés d'absorption de silicates amorphes et cristallins, à basse température (1.2K-30K) et à grande longueur d'onde (0.7mm-2.9mm), synthétisés par méthode sol-gel. Ils ont étudié le spectre d'absorption des silicates interstellaires amorphes : la forsterite Mg_2SiO_4 et l'enstatite MgSiO_3 . Pour certains échantillons, l'indice spectral β calculé dans le domaine millimétrique entre 0.7mm-2mm (et donc supposé invariant avec la fréquence sur ce domaine) présente une anti-corrélation prononcée avec la température (e.g. pour MgSiO_3 amorphe : variation de 2.7 à 2.2 entre 10K et 30K), attribuée à la présence de systèmes à deux niveaux (TLS).

Détails expérimentaux

Les grains ne sont pas conditionnés sous forme de pastilles, leurs propriétés sont directement étudiées sous forme de poudre. Ils sont donc placés sous forme poudreuse dans un cryostat. Pour éviter toute contamination des poudres par adsorption de gaz atmosphérique, les poudres sont chauffées, sous vide, à 150°C pendant une heure : l'évaporation des composés adsorbés en surface des grains (principalement l'eau) est donc assurée. La cellule dans laquelle la poudre a été chauffée est ensuite scellée sous vide empêchant tout nouveau processus d'adsorption de gaz après chauffage. Un tel dispositif expérimental permet de limiter la contamination des poudres par des éléments chimiques externes et assure aux expérimentateurs la mesure de propriétés optiques proches des propriétés optiques intrinsèques du matériau.

3.5.2 Les travaux de Mennella et al.

En 1998, l'équipe italienne de V. Mennella a publié un article sur la dépendance fréquentielle du coefficient d'absorption de carbones amorphes et de silicates amorphes et cristallins entre 20 μm et 2mm, pour des températures comprises entre 24 K et 295K. Ils ont déduit, sur le large domaine de longueurs d'onde (100 μm , 2mm) un indice spectral β indépendant de la fréquence, mais présentant une anti-corrélation avec la température, plus ou moins prononcée suivant le type de matériau considéré (e.g. pour FeSiO_4 amorphe, l'indice spectral varie de 2 à 1.3 entre 24K et 300K). Mennella et al. ont expliqué ces variations par la présence de processus de différence de deux phonons (cf. 2.1.5.3).

Détails expérimentaux

Les grains sont conditionnés sous forme de pastille par enrobage à haute température dans du PE. Les mesures de transmission réalisées sont du même type que celles que nous avons effectuées.

Tableau 9 : récapitulatif des principales caractéristiques des mesures spectroscopiques d'Agladze et al. et de Mennella et al.

Mennella et al .1998	Agladze et al. 1996
20 μm -2mm T = 24K – 294K	700 μm -2.9mm T = 1.2K -30K
Synthèse des matériaux par : condensation en phase vapeur / vaporisation laser Mesures d'absorption sur des matériaux enrobés dans une matrice de polyéthylène	Synthèse des matériaux par : méthode sol-gel Taille des particules : 0.1-1 μm Mesures d'absorption sur des poudres sous vide
Carbone amorphe : chaînons de grains sphériques de diamètre 10 nm Forsterite cristalline : Mg_xSiO_4 Fayalite cristalline : Fe_xSiO_4 Fayalite amorphe : Chaînons de particules sphériques de diamètre 13 nm + sphères de 35nm de diamètre	Forsterite cristalline Mg_2SiO_4 et son précurseur amorphe : $2(\text{MgO}).\text{SiO}_2$ Enstatite cristalline MgSiO_3 et son précurseur amorphe : $\text{MgO}.\text{SiO}_2$ Soda-lime silica glass : 72% en poids de SiO_2 Précurseurs amorphes :structure aerogel/ structure fractale

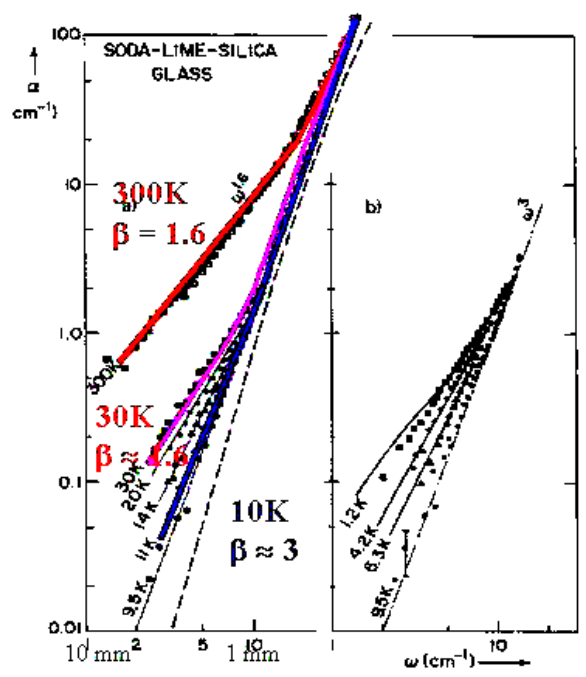
3.5.3 Les travaux de Bösch

A ces deux études scientifiques majeures, il faut ajouter les travaux fondateurs de M.A. Bösch en 1978, dont nous avons déjà souligné l'intérêt dans le chapitre précédent. Bösch a mesuré dans le domaine millimétrique (500 μm -1mm) la dépendance en température de l'absorption d'un composé silicaté amorphe composé à 72% de SiO_2 , 17% de Na_2O et 9% de CaO (Soda lime silica glass). Il a découvert un comportement fréquentiel de l'absorption tout à fait surprenant (Figure 26) qu'il a associé à une modélisation TLS. L'absorption présente une forte décroissance avec la température jusqu'à 10K.

En deçà de 10K, l'absorption α du matériau augmente. L'indice spectral caractérisant la loi d'absorption dans le domaine millimétrique reste constant et égal à 1.6 entre 300K et 30K puis augmente jusqu'à 3 à 10K pour à nouveau chuter entre 10 K et 1K.

Cette dépendance de l'indice est caractéristique des mécanismes liés à la présence de systèmes à deux niveaux dans le matériau. D'autre part, il est remarquable que la pente de la loi d'absorption, à température donnée, ne soit pas constante, elle présente un coude, une cassure, qui se produit à d'autant plus grandes longueurs d'onde que la température est faible. Cette caractéristique qui n'a pas été mise en évidence dans les travaux d'Agladze et Mennella retiendra notre attention dans la suite de ce chapitre.

Figure 26 : variation de l'absorption massique en fonction du nombre d'onde pour un matériau silicaté composé à 72% de SiO_2 (d'après Bösch, 1978)



3.6 Acquisition et traitement des données

3.6.1 Difficultés des mesures de transmission à grande longueur d'onde et basses températures

Les mesures en laboratoire du coefficient d'absorption massique montrent que de manière générale l'absorption entre $20\mu\text{m}$ et 1mm décroît d'un facteur compris entre 100 et 10000 suivant le type de matériaux considérés. Une telle chute du coefficient d'absorption nous contraint à étudier des échantillons contenant des quantités de matière élevées dans le domaine du millimétrique. En effet, pour caractériser de manière fine les propriétés d'absorption du matériau, le niveau du spectre de transmission de l'échantillon ne doit pas être trop élevé : si l'échantillon transmet la presque intégralité du rayonnement qu'il reçoit, il sera impossible de remonter à ses propriétés d'absorption. Pour couvrir le large domaine de fréquence que nous souhaitons étudier, puisque l'absorption décroît avec la longueur d'onde mais également avec la température, nous sommes contraints d'utiliser des échantillons de masses différentes et de masses d'autant plus élevées que nous voulons étudier les propriétés à plus grande longueur d'onde et à plus basses températures. Ainsi, pour les deux échantillons de MgSiO_3 , nous avons utilisé un échantillon contenant 10 mg du matériau enrobé dans 150 mg de PE pour étudier le domaine $40\text{-}100\text{cm}^{-1}$ et nous l'avons associé à un échantillon contenant 400mg de matériau enrobé dans 50 mg de PE pour explorer les propriétés d'absorption à grande longueur d'onde ($5\text{-}40\text{cm}^{-1}$). Pour les échantillons de silice pure SiO_2 , l'ensemble des études a pu être réalisé avec un échantillon de même concentration : tous les échantillons utilisés contiennent 100 mg de matériau enrobé dans 150 mg de PE (Tableau 10).

3.6.2 Déroulement typique d'une séance de mesures

Après refroidissement du bolomètre, l'échantillon est mis en place dans le porte-échantillon du cryostat, qui contient deux emplacements. Les mesures en transmission sont effectuées durant un cycle de refroidissement de l'échantillon de 300K à 10K. La température est abaissée par palier : la stabilisation de la température aux différentes températures d'étude est assurée par chauffage électrique. Les mesures effectuées sur les domaines spectraux $5\text{-}40\text{cm}^{-1}$ et $40\text{-}100\text{cm}^{-1}$ sont réalisées avec des configurations instrumentales différentes : (détecteur bolométrique-séparatrices de $125\mu\text{m}$ /détecteur DTGS/PE-séparatrice de $23\mu\text{m}$).

Acquisition du spectre de transmission de l'échantillon

Nous présentons ici les principales étapes conduisant à l'acquisition du spectre de transmission d'un échantillon. Ce cycle de mesures est répété à chaque température. Dans le cas où l'on utilise un échantillon de masse unique pour étudier tout le domaine spectral (échantillons de SiO_2), le cycle de mesures est réalisé à deux reprises sur chacun des domaines spectraux $5\text{-}40\text{cm}^{-1}$ et $40\text{-}100\text{cm}^{-1}$ sans changer la température, ni la position de l'échantillon. Dans le cas où deux échantillons de masses différentes sont utilisés, on effectue le cycle de mesures pour chacun des échantillons lors de deux sessions de mesures distinctes. Pour chaque configuration instrumentale et à chaque température les mesures suivantes sont réalisées :

- Acquisition de 100 interférogrammes en direction de la position du porte échantillon du cryostat contenant l'échantillon. L'interférogramme final est la moyenne de ces 100 interférogrammes et est appelé $I_{\text{éch}}$ (Figure 27).
- Acquisition de 100 interférogrammes I_{ref} en direction de la position vide du porte échantillon. L'interférogramme final est la moyenne de ces 100 interférogrammes et est appelé I_{ref} . (Figure 27)

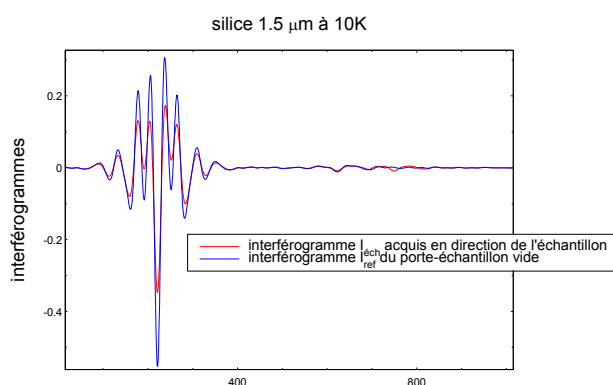


Figure 27 : interférogrammes moyens acquis par le spectromètre en direction du porte échantillon vide et en direction de l'échantillon dans le cas d'un échantillon contenant 100mg de silice de 1.5 μm de diamètre à $T=10\text{K}$.

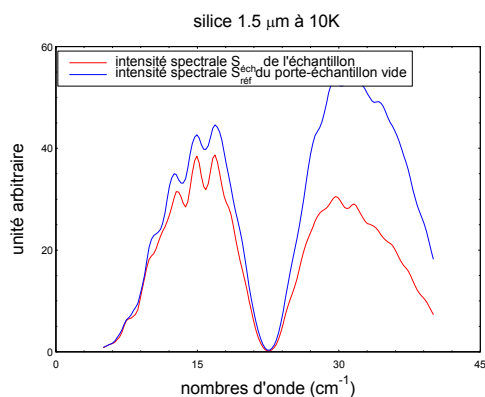


Figure 28 : transformée de Fourier des interférogrammes de la Figure 27, donnant les intensités spectrales $S_{\text{éch}}$ et $S_{\text{réf}}$. La chute prononcée des intensités autour de 20 cm^{-1} est due à un problème instrumental.

- Calcul de la transformée de Fourier des deux interférogrammes $I_{\text{éch}}$, et $I_{\text{réf}}$ permettant de retrouver les intensités spectrales $S_{\text{éch}}$ et $S_{\text{réf}}$ (Figure 28).
- Division de l'intensité spectrale $S_{\text{éch}}$ par l'intensité spectrale $S_{\text{réf}}$ pour obtenir le spectre de transmission final : $t(\lambda) = S_{\text{éch}}/S_{\text{réf}}$ (Figure 29).

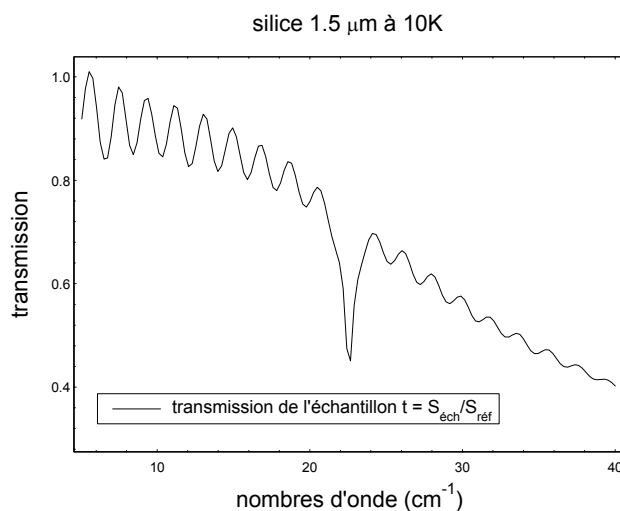


Figure 29 : transmission finale de l'échantillon de silice à 10K. Cette transmission est le rapport des deux intensités spectrales présentées sur la Figure 28. La chute de la transmission à 20cm^{-1} est due à un problème instrumental.

Une fois les spectres de transmission acquis aux températures désirées, l'échantillon est réchauffé jusqu'à 300K et son niveau de transmission est vérifié pour s'assurer de la validité des mesures effectuées et contrôler qu'aucun changement irréversible n'a été induit par le cycle de refroidissement. Un cycle de mesures étant relativement long, nous n'avons effectué qu'un seul cycle de mesures pour chaque échantillon.

3.6.3 Traitement des données

3.6.3.1 Correction des spectres de transmission

Les spectres de transmission que nous avons acquis à grande longueur d'onde ($5\text{-}40\text{ cm}^{-1}$) sont très peu bruités mais ils présentent des oscillations importantes dues aux réflexions multiples de la lumière entre les deux faces de l'échantillon (Figure 30). Leur périodicité en nombre d'onde est liée à l'épaisseur de l'échantillon⁹.

Pour pouvoir exploiter les données, il est indispensable de corriger les spectres de cet artefact de mesure. Ni la soustraction au niveau de l'interférogramme lui-même de l'information correspondante aux réflexions multiples, ni la soustraction de composantes fréquentielles dans la transformée de Fourier de la courbe de transmission ne permettent de soustraire efficacement ces oscillations. Nous avons donc choisi d'effectuer deux ajustements spectraux sur les deux jeux de données situés de part et d'autre du pic de bruit à 20 cm^{-1} grâce à un polynôme de degré 2. Nous avons ensuite effectué une interpolation quadratique entre ces deux jeux de données. Nous sommes ainsi parvenus à retirer les oscillations présentes sur les spectres. Les résultats obtenus sont indiqués sur la Figure 30 pour deux échantillons de masses différentes.

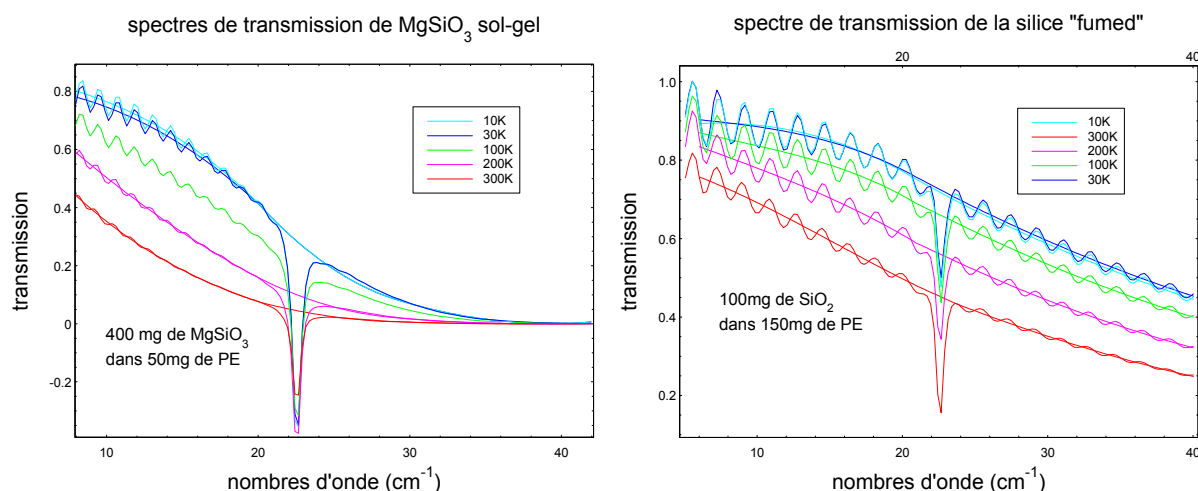


Figure 30 : Transmissions de l'échantillon contenant 400mg de MgSiO_3 produit par méthode sol-gel et de celui contenant 150 mg de SiO_2 « fumed ». Les spectres traités pour enlever les interférences sont superposés aux spectres bruts. La configuration instrumentale suivante a été utilisée : détecteur bolométrique, séparatrice en mylar de $125\mu\text{m}$ d'épaisseur, lampe FIR au mercure. La chute de la transmission à 20 cm^{-1} est due à un problème instrumental.

A plus courtes longueurs d'onde ($40\text{-}100\text{ cm}^{-1}$) les données ne présentent plus les fortes oscillations qu'elles présentaient à grandes longueurs d'onde et les spectres de transmission peuvent être directement utilisés sans y apporter de corrections (Figure 31). En effet, l'échantillon est suffisamment absorbant pour que l'énergie contenue dans les rayons subissant les réflexions multiples aux interfaces soit négligeable, rendant les oscillations correspondantes beaucoup moins importantes.

⁹ L'épaisseur des échantillons varie entre 1mm pour les échantillons pesant 250mg et 2.3mm pour les échantillons pesant 450mg.

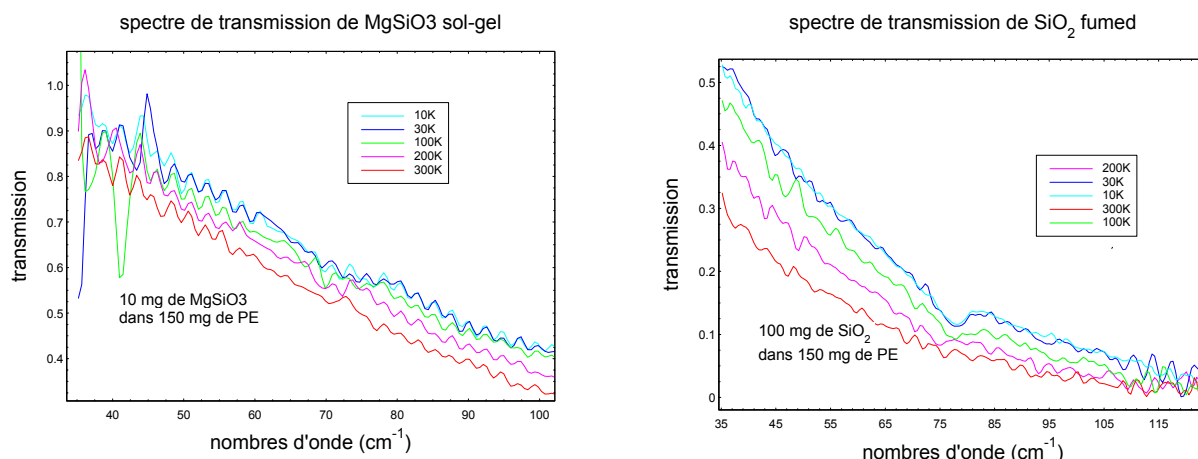


Figure 31 : Transmissions acquises sur le domaine de longueurs d'onde 40-100cm⁻¹ pour un échantillon de silice « fumed » et un échantillon de MgSiO₃. La configuration instrumentale utilisée est la suivante : détecteur DTGS/PE, séparatrice de 23µm et lampe FIR au mercure.

Incertitude sur les mesures

La majorité des effets qui ne sont pas liés à l'absorption par les échantillons en eux-mêmes mais à l'instrumentation utilisée sont soustraits des mesures grâce à la mesure d'un signal de référence pris à chaque température et pour chaque échantillon en direction du porte-échantillon vide du cryostat.

A la fin du cycle de refroidissement, l'échantillon est réchauffé de 10K à 300K et sa transmission à 300K est à nouveau mesurée pour vérifier que le niveau de transmission reste inchangé. Cette mesure nous permet de nous assurer de la validité de la valeur de transmission mesurée et d'estimer l'incertitude sur sa mesure.

A grande longueurs d'onde, nous ajoutons à l'incertitude sur le niveau de transmission des échantillons, l'incertitude liée à la procédure de correction des spectres présentant des oscillations. Nous évaluons ainsi à 2% l'incertitude totale sur les spectres en transmission entre 5 et 40 cm⁻¹. L'incertitude absolue sur le coefficient d'absorption est donnée par : $\Delta\kappa = S/M \cdot 0.02$, soit 0.26 cm².g⁻¹ pour les échantillons de silice, et 0.065cm².g⁻¹ pour les échantillons de MgSiO₃.

A courtes longueurs d'onde, l'erreur sur la transmission est également estimée à 2%. L'incertitude absolue est ainsi de 0.26 cm².g⁻¹ pour les échantillons de silice et de 2.6 cm².g⁻¹ pour les échantillons de MgSiO₃.

3.6.3.2 Calcul du coefficient d'absorption massique

La dépendance en température et en longueur d'onde du coefficient d'extinction massique est déterminée grâce à la formule suivante, déduite de la loi de Lambert-Beer (e.g Bohren et Huffman 1983) :

$$\kappa_{ext} = \frac{S}{M} \log \left[\frac{t(\lambda, T)}{t_{REF}(\lambda, T)} \right] \quad (3.1)$$

Où S est la section efficace de la pastille (elle vaut 1.3cm² dans notre cas), t la transmission de l'échantillon à étudier, t_{REF} la transmission d'un échantillon de référence. Dans le cas d'échantillons possédant une forte concentration en PE, l'échantillon de référence ne contient que du PE : t_{REF}=T_{PE}

Dans la limite où l'on étudie des grains dont la taille est très inférieure aux longueurs d'onde étudiées on peut négliger les effets de diffusion sur les grains (le coefficient de diffusion est considéré nul (Agladze et al. 1996, Mennella et al. 1998)). Le coefficient d'extinction mesuré se confond alors avec le coefficient d'absorption :

$$K_{ext} = K_{abs}$$

- **La transmission de référence t_{REF}**

Correction des effets de la matrice de polyéthylène

La procédure normale de correction des effets de l'enrobage dans une matrice de PE consiste à diviser la transmission t de l'échantillon par la transmission de référence T_{PE} du PE (cf équation (3.1)). Les échantillons contenant une masse de PE de 150 mg auront ainsi pour transmission de référence celle d'un échantillon de PE pur contenant 150mg de PE.

Nous avons mesuré la dépendance en température de la transmission T_{PE} d'un échantillon de PE de 150mg. (Figure 32). N'ayant pas pu acquérir le spectre de transmission à 300K, nous avons considéré que le spectre de référence à 300K était identique au spectre de référence à 200K. Entre 5 et 40 cm^{-1} les oscillations présentes sur les spectres ont été soustraites en considérant que la transmission était indépendante de la température et égale à 0.92, soit une absorption de la lumière par la matrice de PE quasiment nulle. Entre 40 et 60 cm^{-1} , la séparatrice de 23 μm utilisée induit un bruit important dans les spectres, du à sa faible efficacité à ce nombre d'onde. Pour ne pas ajouter du bruit au spectre de transmission final, nous avons modélisé la transmission, dans cette gamme de longueur d'onde, par une droite comme indiquée sur la Figure 32. A plus grands nombres d'onde, la large bande située à $\sim 70\text{cm}^{-1}$ se décale vers les grands nombres d'onde quand la température baisse.

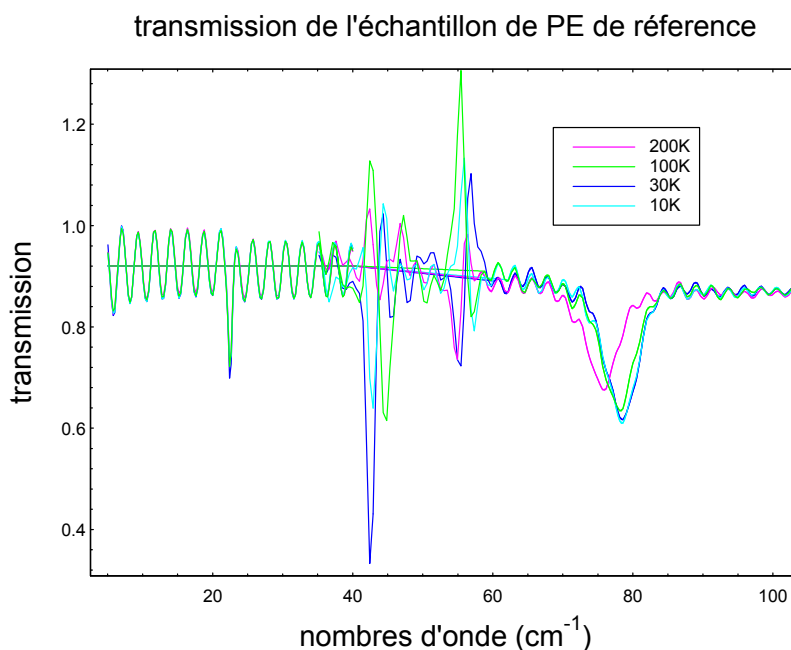


Figure 32 : transmission T_{PE} de l'échantillon de référence contenant 150 mg de polyéthylène. Pour les nombres d'onde compris entre 5 et 40 cm^{-1} la configuration instrumentale suivante a été utilisée : bolomètre, séparatrice de 125 μm d'épaisseur et lampe FIR au mercure. Pour les nombres compris entre 40 et 100 cm^{-1} la configuration : détecteur DTGS/PE, séparatrice 23 μm , lampe FIR a été utilisée. Nous avons superposé aux spectres observés les spectres modélisés.

Cas des échantillons de faible concentration en PE

Dans le cas d'échantillons ne contenant qu'une très faible proportion de PE (50mg de PE pour 400mg de matériau) la correction des effets de la matrice de PE n'a plus de sens et une autre procédure doit être appliquée. La valeur de la transmission de référence est alors simplement calculée par la formule : $t_{ref} = (1-R)^2$ où R est la réflectance d'un milieu constitué de l'échantillon et de la matrice. La transmission de référence vaut ainsi 0.783 pour MgSiO₃ glass et 0.834 pour MgSiO₃ sol-gel (le détail des calculs est donné dans la publication jointe en Annexe) .

Une fois la transmission t/t_{ref} calculée, on déduit le coefficient d'absorption massique des échantillons grâce à la formule (3.1).

• Raccordement des spectres

L'utilisation de différentes configurations instrumentales (séparatrices et détecteurs) pour mesurer les propriétés sur la large gamme spectrale étudiée impose d'effectuer un raccordement entre les spectres d'absorption κ obtenus entre 5 et 40 cm⁻¹ et ceux obtenus entre 40 et 100cm⁻¹. Ce raccordement est réalisé grâce au recouvrement des données spectrales entre 35 et 40 cm⁻¹. Comme le montre la Figure 33, les niveaux d'absorption au niveau du recouvrement des spectres sont très proches (moins de 10% de différence).

Les niveaux absolus d'absorption n'étant jamais exactement identiques, nous ajustons le coefficient d'absorption massique des mesures à courtes longueurs d'onde à celui à grandes longueurs d'onde par simple translation de la courbe d'absorption.

Pour les données MgSiO₃ l'utilisation de la séparatrice de 23μm induit un bruit important à 50cm⁻¹, nous avons donc lissé les données entre 40 et 60 cm⁻¹.

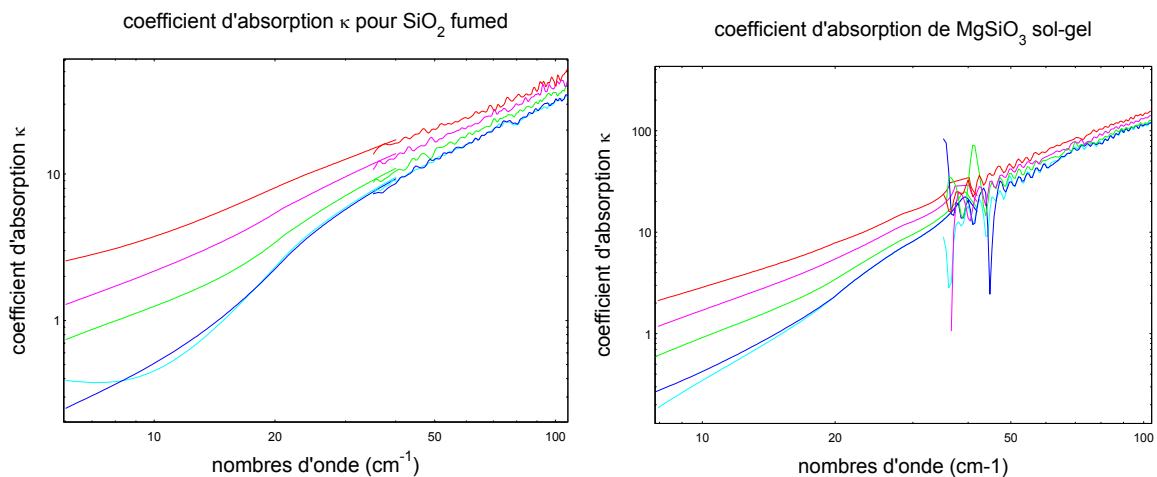


Figure 33 : Combinaison des mesures réalisées avec deux configurations instrumentales différentes pour couvrir le domaine de longueurs d'onde 5-100cm⁻¹ pour la silice « fumed » et MgSiO₃ sol-gel aux différentes températures d'étude.

3.6.3.3 Coefficient d'absorption dans un milieu composite : « effective medium theory »

L'équation (3.1) permet de remonter aux propriétés d'absorption de l'échantillon à partir des données en transmission d'une distribution de grains enrobés dans une matrice. Cependant, pour calculer le coefficient d'absorption d'un seul grain à partir de la connaissance du coefficient d'absorption de grains enrobés dans un support (ou de grains sous

forme de poudre, donc environnés d'air), il faut connaître l'interaction entre les grains et le milieu environnant et être capable de la soustraire car elle fausse la mesure du coefficient d'absorption. En effet, en enrobant les grains dans une matrice, les grains peuvent s'agréger pour former des agrégats. La section efficace de l'agrégat est alors différente de celle d'un seul grain et la déduction des propriétés d'absorption d'un seul grain isolé est plus difficile. L'utilisation d'une matrice de PE rend difficile l'accès au degré d'agrégation des grains. En revanche, le support d'eicosane, pour lequel le processus d'enrobage est initié en phase liquide, peut permettre de quantifier le degré d'agrégation des grains dans la pastille et ce AVANT la solidification de cette dernière. Généralement on suppose, que si la concentration de matériau dans la matrice est faible, les grains sont alors isolés les uns des autres et n'interagissent pas entre eux. Cependant, l'étude précise de l'influence du degré d'agrégation des particules sur le coefficient d'absorption massique de matériaux silicatés n'a jamais été réalisée. La présence d'un support, donc d'un milieu environnant les grains, d'indice de réfraction supérieur à un, affecte également la valeur du coefficient d'absorption mesurée.

Le coefficient d'absorption mesuré est relié à la permittivité du milieu composite par la formule :

$$\alpha(\lambda, f) = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im} \sqrt{\varepsilon_{eff}}(\lambda, f) \quad (3.2)$$

où f est la fraction volumique occupée par le matériau, $\alpha(\lambda, f)$ le coefficient d'absorption du milieu composite, $\varepsilon_{eff}(\lambda, f)$ la permittivité complexe (dite « effective ») du milieu composite. Cette permittivité effective est une fonction de la permittivité diélectrique du matériau constitutif des grains, de la permittivité du milieu environnant (dans notre étude, le PE) et du paramètre f qui quantifie la quantité de grains par rapport à celle du milieu environnant. f se calcule à partir de la formule :

$$f = \frac{\text{masse}(\text{matériau}, \text{mg})}{\rho(\text{matériau}, \text{g.cm}^{-3})} \left/ \left(\frac{\text{masse}(\text{matériau}, \text{mg})}{\rho(\text{matériau}, \text{g.cm}^{-3})} + \frac{\text{masse}(\text{matrice}, \text{mg})}{\rho(\text{matrice}, \text{g.cm}^{-3})} \right) \right.$$

Deux modèles permettent de relier la constante diélectrique du milieu composite à la constante diélectrique du grain et à la constante diélectrique du milieu dans lequel le grain est immergé : le modèle de Maxwell-Garnett (1906) et le modèle de Bruggeman (1935). Ces deux modèles diffèrent par leur hypothèse sur la configuration géométrique des particules et du milieu hôte. Le premier modèle suppose que le matériau est recouvert par une couche du matériau hôte, alors que dans le second modèle, matériau et hôte sont considérés comme deux composantes équivalentes.

Le second modèle est beaucoup plus approprié à nos études où matrice et matériau sont répartis de façon similaire dans l'échantillon. Nous nous concentrerons donc sur le modèle de Bruggeman (Devaty et Sievers, 1990).

• Le modèle de Bruggeman

Ce modèle permet de définir la relation existant entre la constante diélectrique complexe effective $\underline{\varepsilon}_{eff}$ (celle du milieu composite) et les constantes diélectriques complexes du milieu hôte $\underline{\varepsilon}_h$ et du matériau $\underline{\varepsilon}$:

$$f \frac{\underline{\varepsilon} - \underline{\varepsilon}_{eff}}{\underline{\varepsilon} + 2\underline{\varepsilon}_{eff}} + (1-f) \frac{\underline{\varepsilon}_h - \underline{\varepsilon}_{eff}}{\underline{\varepsilon}_h + 2\underline{\varepsilon}_{eff}} = 0 \quad (3.3)$$

○ **Faibles valeurs de f**

Dans la limite où f est petit ($f < 1/3$, c'est-à-dire que la proportion massique de la matrice est très supérieure à celle du matériau), il est possible de faire un développement en série de Taylor du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda, f)$ pour f voisin de 0.

En effectuant un développement jusqu'à l'ordre 2 avec $\alpha(0)=0$ on obtient :

$$\alpha(\lambda, f) = \left[\frac{\partial \alpha}{\partial f} \right]_{f=0} f + \left[\frac{\partial^2 \alpha}{\partial f^2} \right]_{f=0} \cdot \frac{f^2}{2}$$

avec, en utilisant l'expression (3.2) :

$$\left[\frac{\partial \alpha}{\partial f} \right]_{f=0} = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im} \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{\partial \epsilon_{eff}}{\partial f} \right)$$

$$\left[\frac{\partial^2 \alpha}{\partial f^2} \right]_{f=0} = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im} \left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{\partial^2 \epsilon_{eff}}{\partial f^2} - \frac{1}{\epsilon_{eff}^{3/2}} \left(\frac{\partial \epsilon_{eff}}{\partial f} \right)^2 \right]$$

Les dérivés de la permittivité efficace seront déduites de la relation de Bruggeman (3.3).

Il est alors possible de relier le coefficient d'absorption des grains enrobés dans un milieu hôte au coefficient d'absorption propre des grains.

Le coefficient d'absorption massique d'un seul grain est donné par l'expression :

$$\kappa_{grains} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \alpha(\lambda, f)}{\partial f} \Big|_{f=0}$$

Le coefficient d'absorption massique mesuré (grains dans le milieu hôte) est donné par :

$$\kappa(\lambda, f) = \frac{\alpha(\lambda, f)}{\rho \cdot f}$$

A partir de ces deux formules et connaissant la relation existant entre α et ϵ (cf. équation (3.2)) d'une part, et la relation de Bruggeman (3.3) d'autre part, il est possible de relier ces deux coefficients d'absorption :

$$\kappa_{grains} = g(\epsilon_{eff}, f) \cdot \kappa(\lambda, f)$$

$g(\epsilon_{eff}, f)$ est appelé coefficient correctif. Dans le cas de particules enrobées dans du PE, et pour de faibles valeurs de f, l'expression de $g(\epsilon_{eff}, f)$ est donnée par l'équation (5) de Mennella et al. (1998). Cette équation relie le facteur correctif g aux constantes diélectriques réelles et complexes du matériau étudié et du milieu hôte.

Pour les faibles valeurs de f, le facteur correctif g est très sensible à la forme des particules (Henning, Michel, Stogienko 1995) : pour des particules non sphériques, la déduction de ce facteur est entachée d'une grande erreur et le coefficient d'absorption massique déduit est peu fiable.

○ **Fortes valeurs de f**

Dans le cas où $f > 1/3$, on ne peut plus utiliser la formule (5) donnée par Mennella et al. (1998) : il est nécessaire d'effectuer une résolution exacte du modèle de Bruggeman pour calculer le facteur correctif g.

- **Corrections appliquées au coefficient d'absorption massique**

Les détails de l'analyse des données réalisée sur nos mesures sont indiqués avec précision dans la publication jointe en Annexe. Je ne donnerai ici que le schéma global de la réduction des données :

Après calcul des différents facteurs f (cf. Tableau 10), il s'avère que pour tous les échantillons de silice SiO_2 ($f = 0.23 < 1/3$) l'approximation de la formule (3.1) est utilisable pour déduire les valeurs du coefficient d'absorption massique (facteur correctif égal à 0.93).

Pour les échantillons d'enstatite MgSiO_3 de 400mg, le facteur correctif g est déduit de la formule complète de Bruggeman puisque f est largement supérieur à $1/3$. Les facteurs correctifs à appliquer sont très importants : 0.342 et 0.323 pour MgSiO_3 sol-gel et MgSiO_3 glass (cf. Tableau 10). Pour les échantillons contenant 10mg de MgSiO_3 , la détermination du facteur correctif g déduit du modèle de Bruggeman est peu fiable car les particules non-sphériques ont un facteur f faible. Nous avons donc choisi d'appliquer le même facteur correctif g (0.323 et 0.342 les deux types de MgSiO_3) aux échantillons de faibles concentrations (10mg de MgSiO_3 pour 160 mg de PE) qu'à ceux de fortes concentrations (400mg de MgSiO_3 pour 50 mg de PE (Tableau 10). Nous estimons que l'erreur maximale sur la valeur du coefficient d'absorption induite par l'utilisation du modèle de Bruggeman est de 30%.

Echantillons	Masse matériau	Masse PE	f	Facteur de correction g
MgSiO_3 glass	400mg	50 mg	0.74	0.323
	10mg	160mg	0.021	0.323
SiO_2	100mg	150mg	0.23	0.93
MgSiO_3 sol-gel	400mg	50 mg	0.74	0.342
	10mg	160mg	0.021	0.342

Tableau 10 : Propriétés des différents échantillons utilisés

Une fois ces différentes corrections appliquées, les spectres d'absorption massique des matériaux sont directement exploitables et donnés sur la Figure 34.

3.6.3.4 Cassure dans la loi d'absorption des échantillons

Les échantillons étudiés présentent pour la plupart une cassure dans leur transmission pour des nombres d'onde avoisinants 30 cm^{-1} qui se traduit par une cassure dans leur coefficient d'absorption (Figure 30, Figure 33). Il est primordial de s'assurer que cette cassure ne résulte pas d'effets systématiques liés à des problèmes instrumentaux ou à la procédure de traitement des données. Nous avons indiqué ci-dessous les sources possibles d'erreurs sur la déduction du coefficient d'absorption massique final des échantillons et avons avancé les principaux arguments permettant d'affirmer que la variation spectrale observée est réelle.

Reproductibilité des mesures : l'échantillon de silice « fumed » a été mesuré à deux reprises à trois mois d'intervalle. Une première série de mesures a été effectuée en Novembre 2003 pour des températures de 300K, 200K et 100K ; le même échantillon (resté dans le cryostat durant trois mois) a été remesuré en Février 2004 pour des températures de 300K, 200K, 100K, 30K et 10K. Les propriétés spectroscopiques sont très proches avec une cassure dans la loi d'absorption très nettement visible sur les deux séries de mesures pour un nombre d'ondes de 30 cm^{-1} : la variation du coefficient d'absorption avec la fréquence est strictement identique.

Problème instrumental : si la cassure dans la loi d'absorption était induite par un problème instrumental, cette cassure serait visible sur toutes les transmissions mesurées. Or

pour une même série de mesures, cette cassure n'existe pas aux plus hautes températures, elle n'apparaît qu'à basses températures. Si cette cassure était liée à un problème instrumental masqué à hautes températures par la trop faible transmission des échantillons, elle serait visible sur toutes les transmissions mesurées à basses températures. Or cette cassure n'est pas visible sur les mesures de la matrice de PE à basses températures. Cette considération exclut la possibilité que la cassure observée sur la plupart des échantillons silicatés à basses températures soit liée à un problème instrumental qui serait masqué à hautes températures.

Impact de la concentration en matériau des échantillons : si la cassure observée était reliée à la concentration de matériau dans un échantillon, les mesures de transmission réalisées sur des échantillons de concentrations différentes ne présenteraient pas une cassure identique. Or les mesures effectuées sur les échantillons de MgSiO_3 de concentrations différentes (400mg+50mg de PE, 100mg+150mg de PE¹⁰) présentent une dépendance fréquentielle similaire sur le domaine spectral 10-40 cm^{-1} , elles présentent en particulier la même variation de l'indice spectral avec la température entre 10 et 20 cm^{-1} . Ceci indique que les propriétés mesurées sont bien celles du matériau étudié et non un effet de l'agglomération des particules entre elles.

Raccordement des spectres : le raccordement effectué sur les coefficients d'absorption modifie uniquement la valeur absolue du coefficient d'absorption et non sa variation fréquentielle. En outre, le raccordement n'est pas effectué à la longueur d'onde où la cassure apparaît.

Correction par le modèle de Bruggeman : cette correction s'effectue directement sur le coefficient d'absorption à l'aide d'un facteur correctif constant sur le domaine de longueur d'onde 5-40 cm^{-1} . Cette correction n'affecte donc que le niveau absolu des mesures, elle n'a pas d'incidence sur la variation fréquentielle de l'absorption.

Ainsi, aucun biais expérimental ou incertitude de mesures ne semble pouvoir expliquer la variation de la loi d'absorption.

3.7 Présentation des résultats

3.7.1 Comportement global des échantillons

Le coefficient d'absorption massique κ est présenté sur la Figure 34 entre 5 et 100 cm^{-1} pour les échantillons de silice « fumed », de silice Merck de 1.5 μm de diamètre et de MgSiO_3 synthétisés par fusion à hautes températures et par méthode sol-gel, pour des températures de 300K, 200K, 100K, 30K et 10K. Le spectre des billes de silice Lancaster est présenté sur la Figure 39.

Tous les échantillons que nous avons étudiés présentent une forte dépendance de l'absorption avec la température et la fréquence.

Ce comportement est indépendant de la morphologie des particules, de leur composition chimique et de leur voie de synthèse :

- les particules sphériques de SiO_2 de 1.5 μm de diamètre présentent la même variation d'absorption que les chaînes microniques de particules nanométriques de silice « fumed »,
- les silicates à base de magnésium ont le même comportement que les billes de silice,
- les deux types de MgSiO_3 présentent une loi d'absorption semblable bien qu'ils aient été produits par deux voies de synthèse différentes.

¹⁰ mesures non utilisées car présentant un bruit plus important que celles contenant 400mg de matériau

Ce comportement commun se caractérise par :

- une chute systématique du niveau d'absorption avec la température,
- une variation de la dépendance fréquentielle de l'absorption avec la température,
- l'existence de deux domaines de fréquence sur lesquels la loi de variation de l'absorption est différente.

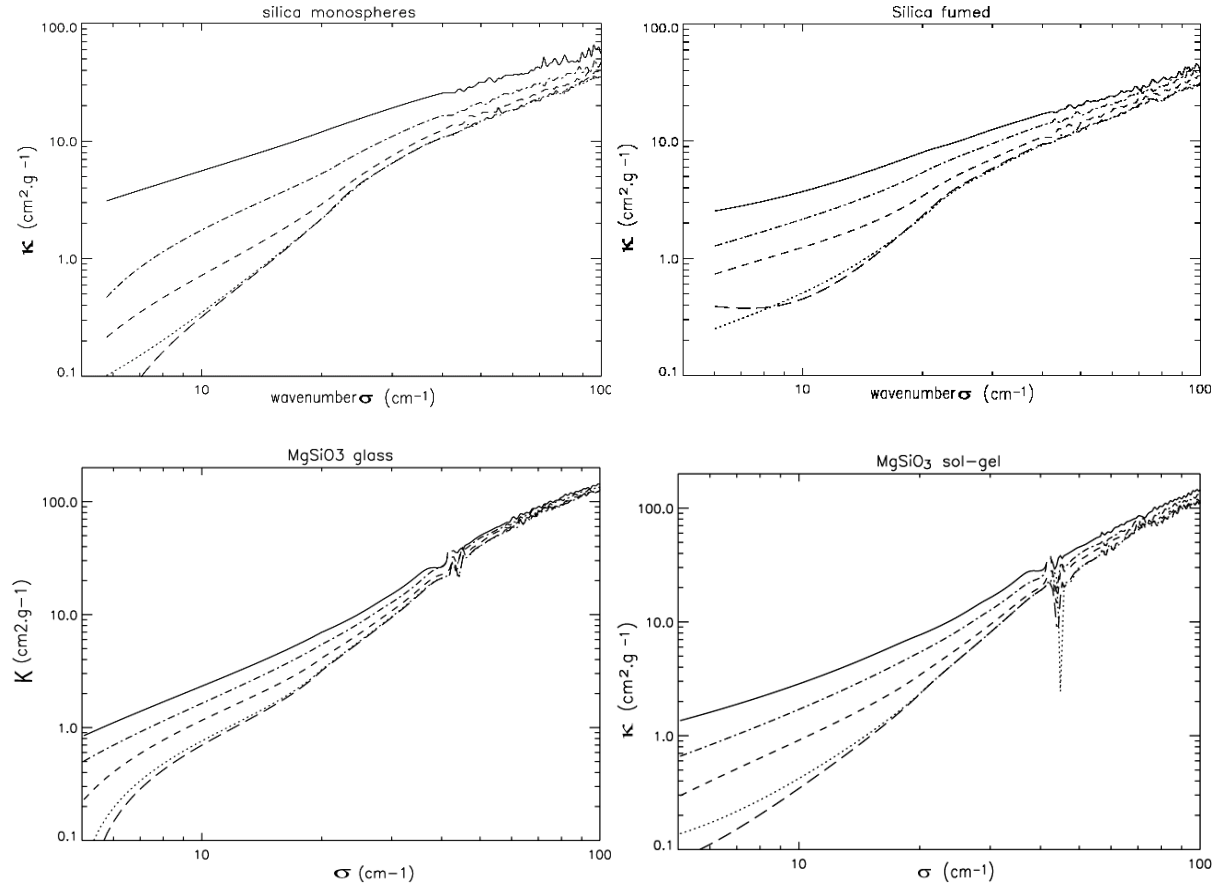


Figure 34 : Coefficient d'absorption massique de deux types de silice et de deux types de MgSiO₃ à 300K (ligne solide), 200K (ligne pointillée-tirée), 100K (ligne tiretée), 30K (ligne pointillée), 10K (ligne avec de grands tirets).

3.7.2 Variation de la loi d'absorption avec la température

Tableau 11 : Valeur du coefficient d'absorption à 10 cm⁻¹ (1mm)

	$\kappa(10K)$	$\kappa(30K)$	$\kappa(100K)$	$\kappa(200K)$	$\kappa(300K)$
MgSiO ₃ sol-gel	0.12	0.15	0.32	0.59	0.98
MgSiO ₃ glass	0.22	0.25	0.37	0.53	0.75
Monosphères 1.5 μm	0.33	0.36	0.73	1.79	5.66
Silice fumed	0.45	0.51	1.26	2.18	3.75

La croissance de l'absorption avec la température est reportée dans le Tableau 11 pour une fréquence de 10 cm⁻¹ (1mm). A 10 cm⁻¹, l'absorption croît d'un facteur compris entre 3 et 15 entre 10K et 300K. Même si ce comportement avait déjà été observé à grande longueur d'onde sur un certain nombre de matériaux, le facteur d'augmentation entre 10K et 300K

n'excédait pas 6 (cf. Mennella et al 1996). Ainsi, à cette longueur d'onde et pour ces températures, une dépendance si marquée de l'absorption n'avait jamais été observée. On notera également qu'entre 10K et 100K l'absorption peut croître d'un facteur 3, ce qui est comparable à la variation d'absorption avec la température modélisée par le modèle TLS-Schlömann dans le paragraphe 2.4.4.3.

Selon le type d'environnements astrophysiques étudiés, les valeurs du coefficient d'absorption massique (par unité de masse de poussière) données par les modèles de grains varient (cf. 1.5.8.3). Le modèle de Draine et Lee, valable dans le milieu interstellaire diffus préconise une valeur de $0.3 \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$ à 10 cm^{-1} alors que le modèle d'Ossenkopft et Henning recommande une valeur de $1 \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$ à 10 cm^{-1} pour les nuages denses et froids (Tableau 4). Avec des valeurs comprises entre 0.1 et $0.5 \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$, pour des températures de 10-30K, nous nous situons dans une fourchette compatible avec les valeurs théoriques habituellement utilisées dans les milieux diffus.

3.7.3 Variation de la loi d'absorption avec la fréquence

Selon le domaine de température et de fréquence considéré, la loi d'absorption des grains est différente. Il existe une rupture de pente pour des nombres d'onde avoisinants $20\text{-}30 \text{ cm}^{-1}$ qui est très visible par la cassure qu'elle engendre dans le profil d'absorption. On peut ainsi définir deux domaines spectraux dans lequel il est possible de calculer l'indice spectral β , c'est-à-dire la pente logarithmique de la loi d'absorption. Le premier domaine s'étend de 10 à 20 cm^{-1} ($1\text{mm}\text{-}500\mu\text{m}$), le deuxième de 50cm^{-1} à 100 cm^{-1} ($200\mu\text{m}\text{-}100\mu\text{m}$) (cf. Figure 35, Tableau 12, Tableau 13). L'existence de ces deux domaines fréquentiels n'avait jamais été démontrée de manière si incontestable jusqu'à présent.

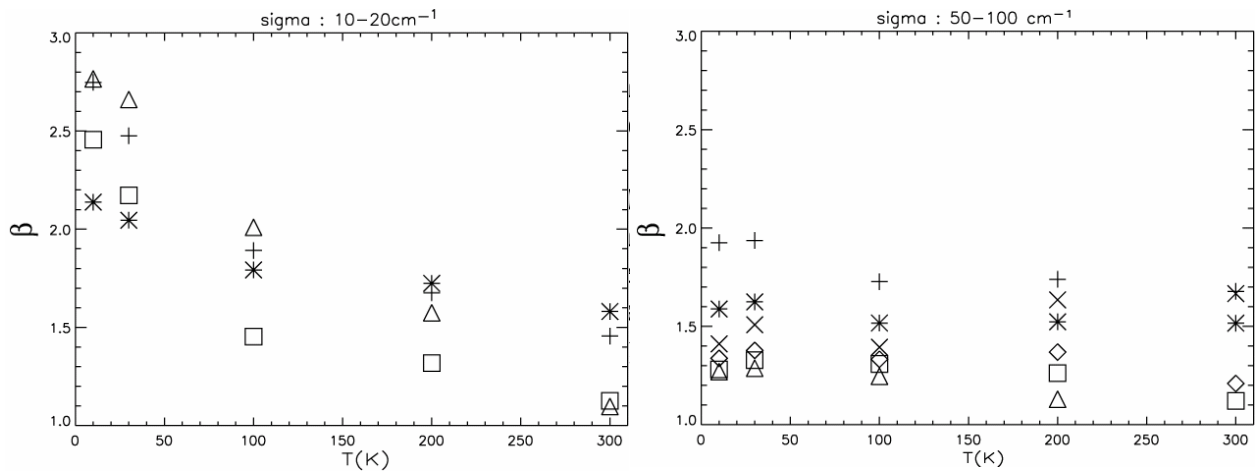


Figure 35 : Variation de l'indice spectral avec la température, selon le domaine spectral, pour les différentes espèces chimiques étudiées : + : MgSiO_3 solgel ; * : MgSiO_3 glass ; □ : silice fumed, ◇ : billes de silice Lancaster $0.5 \mu\text{m}$; triangle : billes de silice Merck $1.5 \mu\text{m}$.

Pour des fréquences comprises entre 10 et 20 cm^{-1} , il existe une très forte anticorrélation entre la température et l'indice spectral β , avec une baisse très marquée de l'indice spectral avec la température. Au contraire, pour des fréquences comprises entre 50 et 100 cm^{-1} , l'indice spectral est relativement constant avec la température. Les valeurs des indices spectraux à basse température diffèrent de la valeur habituellement utilisée (comprise entre 1.5 et 2 , cf Tableau 4) dans les modèles de grains standard.

3.7.4 Comparaison avec les données PRONAOS

Un des résultats marquants de cette étude est l'existence de deux domaines spectraux disjoints sur lesquels l'absorption présente une dépendance spectrale différente. Au vu de l'anticorrélation T - β présente dans les données expérimentales pour des nombres d'onde compris entre 10 et 20 cm^{-1} , il apparaissait intéressant de comparer cette anticorrélation à celle mesurée par l'expérience ballon PRONAOS. Cependant, la comparaison de nos données de laboratoire avec les données de l'expérience ballon PRONAOS ne peut pas se faire de manière directe. En effet la détermination de l'indice spectral à partir des observations PRONAOS se fait en supposant l'existence d'un indice spectral unique sur tout le domaine spectral couvert par le ballon (200 μm -1100 μm). Or nos mesures sur le domaine 100 μm -2000 μm démontrent l'existence de deux indices spectraux différents. La seule comparaison valable consiste donc à modéliser nos données de laboratoire telles qu'elles auraient été mesurées par PRONAOS. Pour ce faire nous avons multiplié nos spectres d'absorption par une loi de corps noir modifié à la température de mesure des spectres. Nous avons ensuite calculé, via la procédure classique utilisée pour l'analyse de données PRONAOS (cf. 2.2.1.1), l'indice spectral tel qu'il aurait été mesuré par PRONAOS.

Figure 36 : anticorrélation observée par PRONAOS

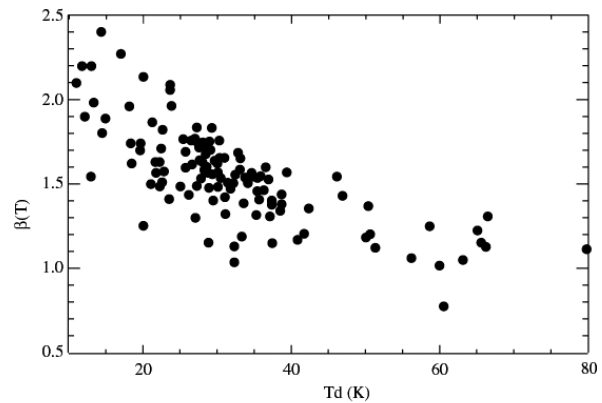
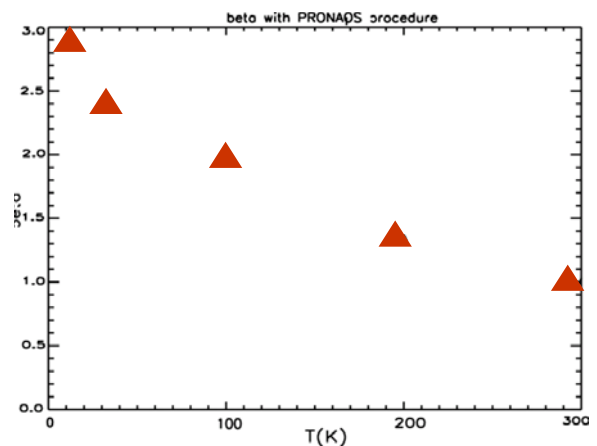


Figure 37 : simulation PRONAOS des données de laboratoire sur les billes de silice de 1.5 μm de diamètre.



La dépendance de l'indice spectral avec la température mesurée en laboratoire à la même allure que celle mesurée par PRONAOS (Figure 36, Figure 37). Que ce soit d'un point de vue observationnel ou d'un point de vue expérimental, on observe une baisse de β avec la température. Cependant, pour l'anti-corrélation PRONAOS, la décroissance de l'indice spectral se produit à plus faibles températures que pour les données de laboratoire ($\beta \approx 1$ à 80K).

pour les données PRONAOS contre $\beta \approx 1$ à 300K dans les données de laboratoire). Il est très probable que les grains interstellaires ne possèdent pas exactement les mêmes caractéristiques chimiques et physiques que les matériaux que nous avons étudiés. Il n'est donc pas surprenant de ne pas retrouver exactement la même dépendance en température de l'indice spectral. Il faudra mener des études systématiques sur un plus grand nombre d'analogues de grains interstellaires pour confirmer le comportement général révélé dans cette étude.

Tableau 12 : Caractérisation de la dépendance en température de l'indice spectral des échantillons entre 50 cm⁻¹ et 100cm⁻¹

ECHANTILLON	$\beta(10K)$	$\beta(30K)$	$\beta(100K)$	$\beta(200K)$	$\beta(300K)$
Monosphères 1.5 μm	1.27	1.28	1.24	1.13	0.94
Silice fumed	1.28	1.33	1.31	1.26	1.12
SiO ₂ Lancaster	1.34	1.38	1.33	1.37	1.21
SiO ₂ Lancaster recuits 900°C	1.41	1.51	1.39	1.63	1.66
MgSiO ₃ sol-gel	1.92	1.93	1.72	1.73	1.68
MgSiO ₃ glass	1.58	1.62	1.51	1.52	1.52

Tableau 13 : Caractérisation de la dépendance en température de l'indice spectral des échantillons entre 10 cm⁻¹ et 20 cm⁻¹

ECHANTILLON	$\beta(10K)$	$\beta(30K)$	$\beta(100K)$	$\beta(200K)$	$\beta(300K)$
Monosphères 1.5 μm	2.77	2.66	2.01	1.57	1.10
Silice fumed	2.44	2.16	1.44	1.31	1.12
MgSiO ₃ glass	2.14	2.05	1.79	1.72	1.58
MgSiO ₃ sol-gel	2.74	2.46	1.89	1.67	1.44

3.7.5 Comparaison avec les résultats expérimentaux précédents

De part leur étendue spectrale et leur couverture en température, nos mesures nous permettent une comparaison avec les résultats d'Agladze et al. (1996) et Mennella et al. (1998). Mennella et al. ont effectué des mesures sur un seul silicate amorphe, non pas à base de magnésium mais à base de fer : FeSiO₄. Ils n'ont pas mesuré de variation significative de la pente de la loi d'absorption avec la fréquence (Figure 38). Ils n'ont donc défini qu'un seul indice spectral sur le domaine de longueur d'onde 100 μm -2mm alors que nous en avons défini deux sur le même domaine spectral. De manière générale, nos échantillons présentent, entre 10 et 20 cm⁻¹, une variation de l'indice spectral avec la température plus prononcée que celle mesurée par Mennella et al. Nos valeurs d'indices spectraux peuvent décroître d'un facteur 2.5 entre 300K et 30K alors qu'ils ne baissent que d'un facteur 1.5 au maximum dans les résultats de Mennella (Figure 38).

Pour ce qui est des résultats d'Agladze, la comparaison ne peut qu'être limitée puisque leurs mesures ne couvrent que le domaine spectral 700 μm -3mm pour des températures comprises entre 1.2K et 30K. Nous retrouvons cependant une variation similaire de l'indice spectral, calculé entre 500 μm et 1mm (contre 700 μm -2mm pour Agladze et al.) entre 10K et 30K mais cette décroissance est moins prononcée que celle mesurée par Agladze et al. (Figure 38) et elle ne se traduit pas par un changement drastique du niveau d'absorption entre ces deux températures.

L'existence de domaines fréquentiels où la loi d'absorption est différente se rapproche des résultats observés par Bösch en 1978. Bien que Bösch ait surtout centré son étude sur le domaine millimétrique, ses mesures d'absorption reflètent bien l'existence de deux domaines de longueurs d'onde distincts où l'indice spectral varie, avec une zone de transition entre 500 μm et 1mm. Cependant, il a mesuré un décalage de la zone de transition vers les grandes longueurs quand la température décroît (zone de transition se décalant de 500 μm vers 1mm), caractéristique que nous n'avons pas observée dans notre étude. En revanche, tout comme dans nos résultats expérimentaux, Bösch observe qu'en deçà d'une certaine longueur d'onde, ses courbes d'absorption aux différentes températures se rejoignent et que leurs indices spectraux deviennent similaires. Les résultats de Bösch indiquent également qu'il existe dans le domaine millimétrique ($\sim 1.5\text{-}10\text{mm}$) une très grande différence entre les valeurs de l'indice spectral à 30K ($\beta=1.6$) et à 10K ($\beta=3$). Nous étant concentrés sur l'étude du domaine submillimétrique, nous n'avons pas retrouvé un écart aussi important entre la valeur de l'indice spectral à 30K et 10K.

Les résultats que nous avons obtenus sont donc très similaires à ceux présentés par Bösch mais pour un domaine de fréquence centré dans le domaine submillimétrique.

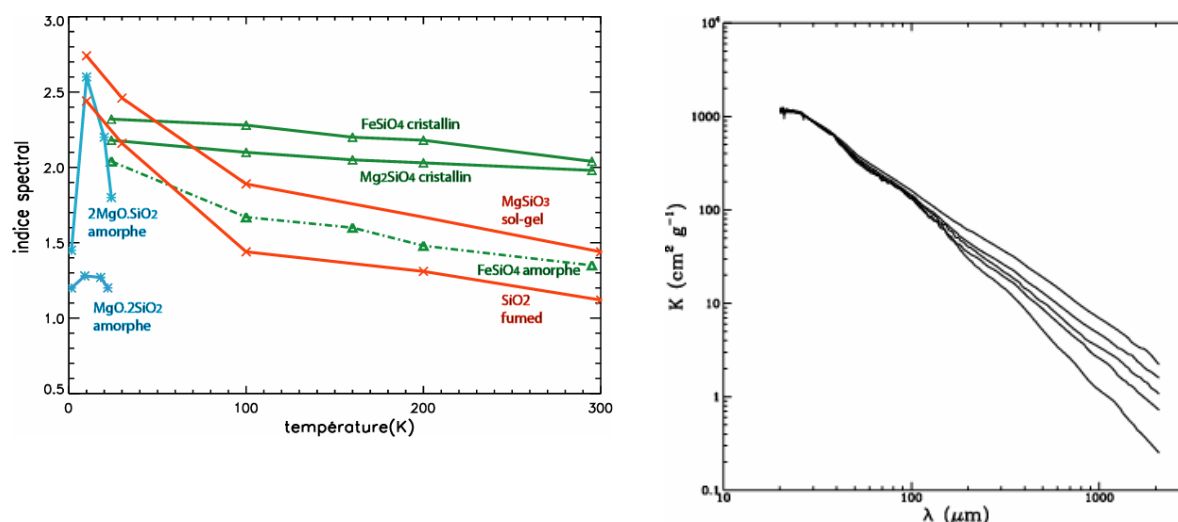


Figure 38 : A gauche : variations de l'indice spectral avec la température, de silicates mesurées par Agladze et al. (1996) en bleu, par Mennella et al. (1998) en vert, et celle que nous avons mesurée en rouge. A droite : variation du coefficient d'absorption massique de FeSiO₄ amorphe avec la température mesurée par Mennella et al. (1998).

3.7.6 Premiers résultats sur des échantillons amorphes recuits

Nous avons entrepris une étude préliminaire de l'influence du degré d'amorphisation sur le coefficient d'absorption massique des silices amorphes. Pour modifier la structure de la silice et changer son degré d'amorphisation, nous avons chauffé à hautes températures des billes de silice Lancaster. Deux paliers en températures ont été retenus : 900°C et 1100°C. En effet selon Brünig et Cottrell (2003) ces deux températures permettent d'induire des changements structuraux importants. Un échantillon de billes de silice a donc été chauffé à 900° pendant 24 h et un autre échantillon à 1100° pendant 22h.

Les spectres FIR-submillimétrique pour les deux températures de recuit sont très semblables (Figure 39). On notera que les variations d'absorption entre 10 et 20 cm^{-1} ne sont pas réelles : elles sont dues à la faible absorption des échantillons dans cette gamme de longueurs d'onde. Les intensités respectives des deux spectres sont très proches, voire confondues dans le

domaine 5cm^{-1} - 200cm^{-1} ($500\mu\text{m}$ - 2mm). Les spectres d'absorption n'ont plus de dépendance en température.

La seule différence notable réside dans le niveau d'absorption pour des longueurs d'onde comprises entre 100 et 200cm^{-1} ($50\mu\text{m}$ - $100\mu\text{m}$). L'échantillon recuit à 1100°C présente une large bande centrée à 150cm^{-1} . Cette bande pourrait être induite par l'apparition d'une bande cristalline.

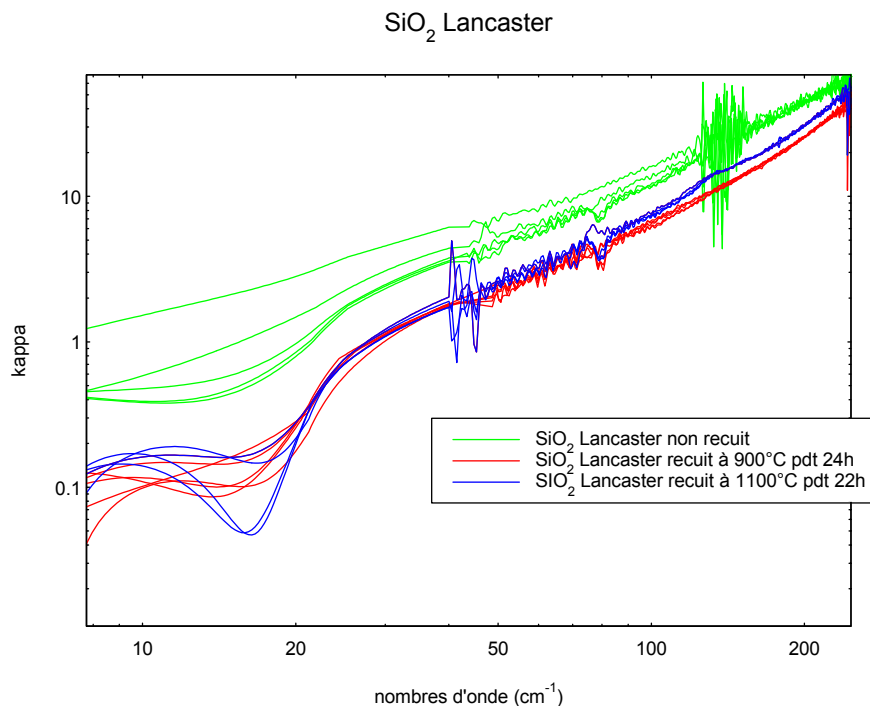


Figure 39 : Coefficient d'absorption massique des billes de silice Lancaster non recuites et recuites à 900°C et à 1100°C . Les variations du coefficient d'absorption observées sur les échantillons recuits entre 10 et 20cm^{-1} ne sont pas réelles.

3.8 Interprétation des résultats

Pour avoir une meilleure compréhension des comportements observés par spectroscopie FIR-submillimétrique, il s'avère primordial de comprendre quels sont les paramètres physico-chimiques (composition, structure, défauts...) qui provoquent un tel comportement.

La silice étant très hydrophile (cf. 3.2.3), il apparaissait important de comprendre l'influence de l'eau et des groupements OH sur son spectre d'absorption.

Dans ce but, nous avons entrepris de caractériser nos échantillons en terme de teneur en eau et de teneur en groupements OH. Nous avons également amorcé l'étude des échantillons qui avaient subi un recuit afin de caractériser leur structure.

3.8.1 Méthode de caractérisation des matériaux

Bien caractériser un composé amorphe est complexe : la nature irrégulière de l'agencement atomique rend ardue une détermination précise des propriétés du composé. Il faut ainsi mettre en œuvre plusieurs techniques différentes : chacune apporte sa contribution à la connaissance des propriétés du matériau. Un large éventail de méthodes de caractérisation est à notre disposition, certaines dédiées spécifiquement à l'étude des amorphes, d'autres utilisées également dans l'étude de matériaux cristallins.

Nous nous sommes appuyés sur quatre méthodes de caractérisation abondamment utilisées.

3.8.1.1 La Microscopie électronique

Afin d'étudier les propriétés optiques d'un matériau, il est important de connaître la morphologie du matériau : c'est-à-dire la taille, la forme et l'état d'agglomération des particules le composant. La microscopie électronique (à transmission (MET) et à balayage) est l'outil le plus efficace pour ce type de caractérisation en permettant une observation « directe » du matériau.

3.8.1.2 La Diffraction par rayons X appliquée au matériau amorphe

La diffraction par rayonnement X est la méthode privilégiée d'étude des matériaux cristallins. L'analyse par diffractométrie X permet de déterminer les distances inter atomiques et l'arrangement des atomes dans le réseau cristallin. En effet les rayons X sont diffractés de manières différentes selon la nature cristallographique du réseau. Les faisceaux diffractés par les plans cristallins du réseau le sont à des angles déterminés, appelés angles de diffraction. La relation entre angle de diffraction du rayonnement et distance interatomique est donnée par la loi de Bragg. Dans le cas de cristaux, le diffractogramme présente de fines raies de diffraction. Dans le cas de matériaux amorphes présentant un début de cristallisation, la diffraction X permet de quantifier le degré d'amorphisation (ou de cristallinité) du matériau. Les raies sont alors très larges, voire même inexistantes dans le cas extrême d'un composé purement amorphe.

3.8.1.3 L'analyse thermique différentielle et la thermogravimétrie : analyse de la teneur en eau des matériaux

Mesures de thermogravimétrie et d'analyse thermique différentielle s'effectuent simultanément (Figure 40). La thermogravimétrie permet de suivre la perte de masse des particules en fonction de la température. Cette perte de masse est attribuée à la perte de molécule d'eau. Suivant la température de chauffage, on peut distinguer la perte d'eau physisorbée ($T < 200^{\circ}\text{C}$) de la désorption des groupements OH ($200^{\circ}\text{C} < T < 1200^{\circ}\text{C}$). L'analyse thermique différentielle permet quant à elle de connaître les températures de transition pour lesquelles le composé voit ses propriétés physiques brusquement modifiées (température caractérisant les processus de cristallisation, de fusion, de transition vitreuse T_g).

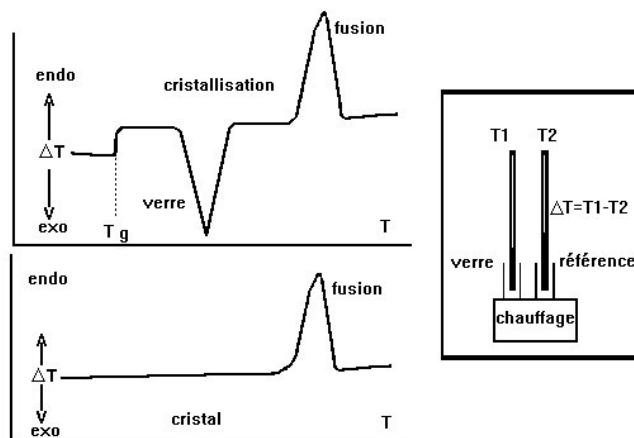


Figure 40 : schéma du dispositif d'analyse thermique différentielle pour un matériau amorphe (verre) et un matériau cristallin

3.8.1.4 Spectroscopie IR

La spectroscopie IR donne des indications sur les éléments chimiques présents dans le matériau étudié ainsi que sur leur teneur.

3.8.2 Influence de l'eau physisorbée

Le caractère hydrophile d'un échantillon varie beaucoup selon son état de surface et varie donc d'un échantillon à l'autre. La teneur en eau physisorbée des matériaux a été déterminée par analyse thermogravimétrique (analyse du pourcentage de masse perdue après chauffage à 200°C). Elle varie de manière importante d'un matériau à l'autre (Tableau 14)

Tableau 14 : Teneur en eau physisorbée des différents échantillons

silice 1.5 μ m	silice « fumed »	silice 0.5 μ m	MgSiO ₃ sol-gel	MgSiO ₃ glass
3.2%	3%	1.8%	4.7%	0.3%

Les deux variétés de silicates à base de magnésium que nous avons étudiées possèdent des teneurs en eau physisorbée très différentes : MgSiO₃ synthétisé par fusion à haute température est très pauvre en eau physisorbée alors que MgSiO₃ synthétisé par méthode sol-gel (donc issu de la phase liquide) a une teneur importante en eau. Le spectre IR de ces deux espèces (Figure 41) montre distinctement la disparition de la large bande à 3440 cm⁻¹ (attribuée à l'élongation de la molécule H₂O) pour le MgSiO₃ synthétisé à haute température. Malgré cette grande différence de contenu en eau physisorbée, le comportement en absorption dans le domaine submillimétrique est très semblable.

D'autre part, nous avons effectué un recuit de l'échantillon de silice Monosphères 1.5 μ m à 200°C. Ce recuit permet de désorber toute l'eau physisorbée (soit 3.2%). Pourtant, le comportement spectroscopique à grande longueur d'onde et à température ambiante est identique à celui induit par le même échantillon non recuit.

De ces deux constatations, nous concluons que l'eau physisorbée n'est pas à l'origine de la forte dépendance de l'absorption avec la température et la fréquence.

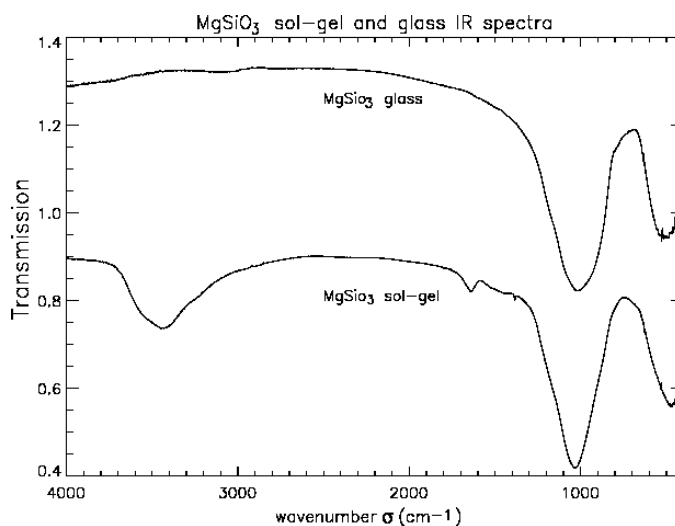


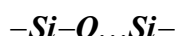
Figure 41 : spectres IR des espèces MgSiO₃ synthétisées par méthode sol-gel et par fusion à hautes températures.

3.8.3 Influence de la teneur en OH sur le spectre submillimétrique de silicates amorphes

La thèse selon laquelle l'eau physisorbée serait à l'origine des phénomènes observés a donc pu être infirmée. En conséquence, une caractérisation chimique plus poussée est nécessaire. Dans cette optique, nous avons analysé nos données au regard de leur contenu en groupements hydroxyles OH.

3.8.3.1 OH, une impureté du silicate

L'eau apparaît dans les silicates en tant que deux groupements Si-OH adjacents. En l'absence d'eau, la silice amorphe possède des défauts structuraux du type (Stolen et Walrafen, 1976) :



« ... » Représentant une liaison Si-O cassée

L'eau présente dans la silice ou diffusant au travers de sa structure sera préférentiellement piégée au niveau de ces défauts structuraux conduisant à la nouvelle structure :



où apparaissent deux groupements hydroxyles OH. Le nombre de groupement OH qui peuvent se lier à la structure dépend du nombre de défauts contenus dans la structure de la silice.

Les groupements OH peuvent alors être vus comme des impuretés du silicate. Des types différents de silice amorphe SiO_2 posséderont vraisemblablement des contenus en OH différents et leur état de désordre sera donc différent.

3.8.3.2 Influence de OH sur les propriétés des silices amorphes

De nombreuses études de physique du solide se sont intéressées aux variations des propriétés optiques et acoustiques des silices amorphes provoquées par la présence de groupements OH (Ohsaka et Oshikawa 1998, von Schikfus et Hunklinger 1976, Stolen et Walrafen 1976, Hutt et al. 1989). La concentration en groupements OH d'une silice a une influence très marquée sur la dépendance en température et fréquence du coefficient d'absorption à grande longueur d'onde. La présence de groupements OH produit une absorption FIR dépendante de la température centrée en 30 cm^{-1} et s'étendant de 20 à 100 cm^{-1} (Hutt et al. 1989, Ohsaka et Oshikawa 1998). La dépendance en température de l'absorption disparaît si le contenu en OH de la silice est très faible.

Certaines publications associent le comportement des groupements OH au passage par effet tunnel des groupements hydroxyles dans un double puits de potentiel asymétrique. Le désordre local induirait des minima locaux de potentiels au travers desquels les groupements OH pourraient transiter (Hutt et al., 1989). Cette vision en terme de TLS se traduit expérimentalement par une dépendance linéaire de la densité d'états tunnel avec la concentration en OH : la densité d'états tunnel augmente avec la teneur en OH (von Schikfus et Hunklinger, 1976).

3.8.3.3 Résultats expérimentaux

Une des signatures caractéristiques de Si-OH est la présence d'une bande d'élongation à 970 cm^{-1} (Zarubin, 2001 ; Fidalgo et Ilharco, 2001). Cette bande est visible sur les spectres IR des Monosphères de silice de $1.5\mu\text{m}$ et sur ceux de silice « fumed » (Figure 42). En revanche, cette bande n'est pas discernable sur les échantillons MgSiO_3 : en effet cette bande étroite est englobée par les bandes plus larges d'élongation de la liaison Si-O ($\approx 1100\text{ cm}^{-1}$) et de pliage de la liaison Si-O-Si ($\approx 800\text{ cm}^{-1}$). Cependant, la non détectabilité de cette bande sur ces spectres ne signifie pas qu'elle ne soit pas présente.

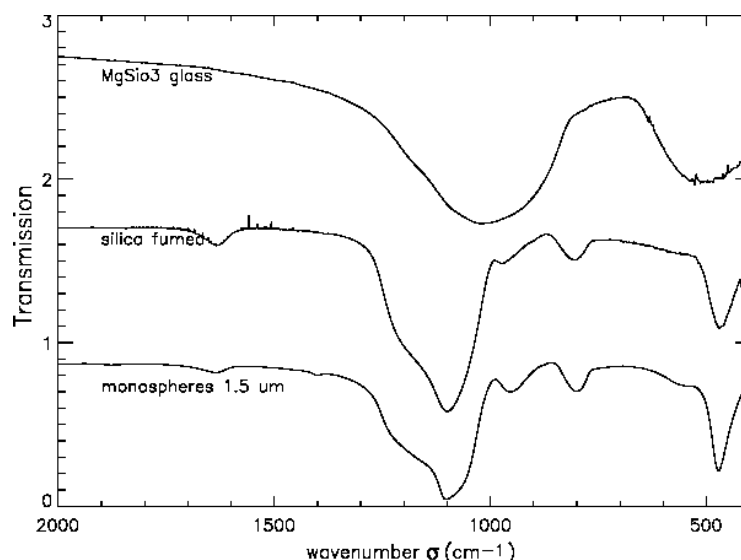


Figure 42 : spectres IR des billes de silices de 1.5μm, de la silice « fumed » et du MgSiO₃ synthétisé par fusion à hautes températures.

D'autre part, un recuit à 900°C réalisé sur les billes de silice de 0.5 μm de diamètre pendant 24 h (Figure 39) montre que cet échantillon ne possède plus de dépendance en température de son coefficient d'absorption. Or une analyse thermogravimétrique démontre qu'un recuit à 900°C provoque la disparition de la plupart des groupements OH de surface. La disparition des groupements OH provoque donc la disparition de la dépendance en température observée sur les billes n'ayant pas subi de traitement thermique.

Ainsi, la présence de groupements OH pourrait être une caractéristique commune à tous les échantillons présentant une forte dépendance de l'absorption avec la température.

3.8.3.4 Impuretés dans les espèces MgSiO₃

Dans le cas des composés MgSiO₃ de composition chimique plus complexe, l'existence d'une dépendance en température ne serait pas uniquement due à la présence d'ions OH. La concentration en ions Mg²⁺ est en effet beaucoup plus élevée dans ces matériaux que ne l'est la concentration en OH. Le phénomène observé sur les composés MgSiO₃ pourrait donc trouver sa source dans la présence d'ions Mg²⁺. Les ions Mg²⁺ agiraient de façon similaire aux ions OH. Ils modifieraient la structure amorphe du composé et pourraient être vus comme des défauts du matériau (Jäger et al. 2003, Iler 1979). Des études plus approfondies ont débutées sur l'influence de la stœchiométrie des matériaux Mg_xSiO_{2+x}. Ces études devraient permettre de préciser l'influence des impuretés autre que OH sur les propriétés des matériaux silicatés.

3.8.4 Influence du degré d'amorphisation

La microscopie électronique à transmission (MET) effectuée sur les billes Lancaster (Figure 43) donne des indications « visuelles » sur l'évolution de leur morphologie avec la température de recuit. Contrairement aux billes chauffées à 900°C, les billes ayant subi un recuit à 1100°C présentent des facettes, signe d'un début de cristallisation. Leur structure a donc été altérée.

Une caractérisation plus quantitative de ce changement structural est obtenue par diffraction des rayons X sur ces échantillons (Figure 45). L'intensité différente des pics des deux diffractogrammes indique clairement une différence structurale des deux échantillons, avec un degré d'amorphisation plus faible pour l'échantillon recuit à 1100°C. Il est cependant

impossible d'avoir une caractérisation fine de l'état de cristallisation/amorphisation de l'échantillon : par exemple, on ne peut pas donner la taille des premiers micro-cristaux formés.

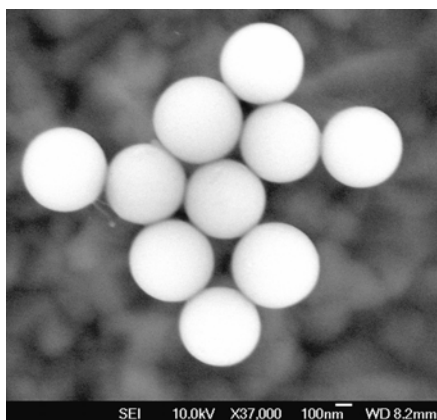


Figure 43 : MET sur billes Lancaster recuites à 900°C

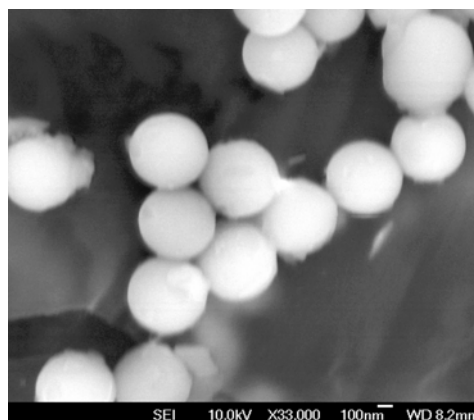


Figure 44 : MET sur billes Lancaster recuites à 1100°C

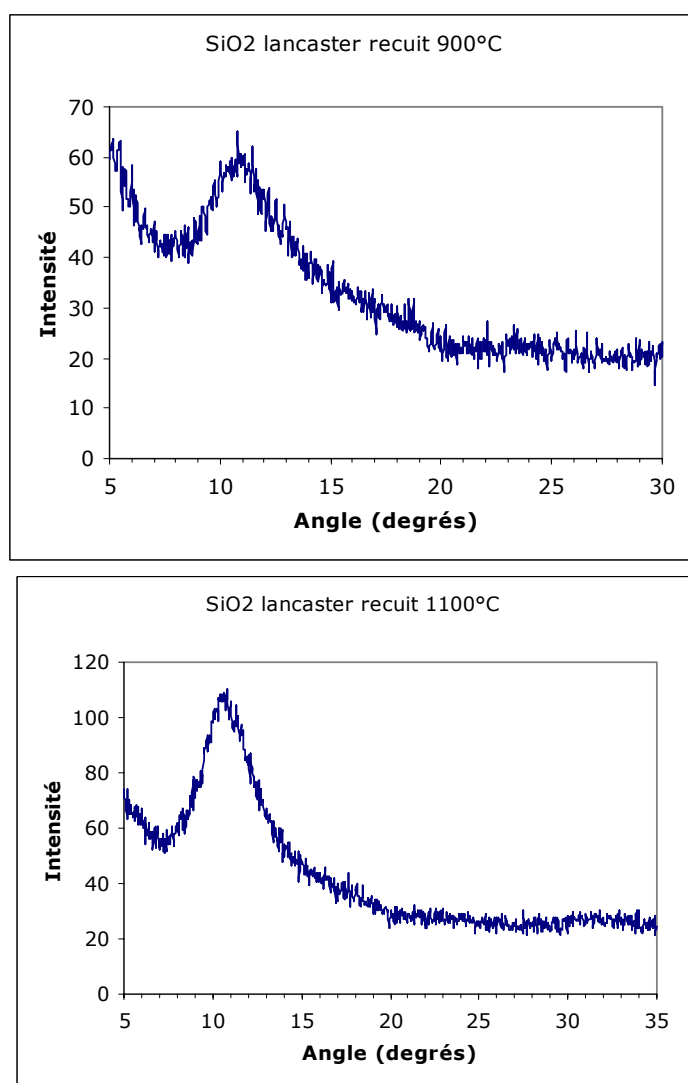


Figure 45 : figure de diffraction des silices Lancaster 0.5 μm recuites à 900°C et 1100° C

Amorphisation et modélisation TLS-Schölmann

Si l'on se réfère à la modélisation décrite dans le chapitre 2, la diminution du taux d'amorphisation devrait notamment conduire à la modification de la dépendance fréquentielle de l'absorption décrite par Schlömann. Cette absorption dépend en effet de la longueur caractéristique de l'ordre dans le matériau (dans le cas d'un cristal parfait, la loi d'absorption varie en ω^2 car la longueur de corrélation tend vers l'infini). La pente de la loi d'absorption devrait donc être différente pour les deux recuits mais également entre les échantillons recuits et l'échantillon non recuit.

Pourtant, la dépendance en température et l'allure des courbes en absorption pour les deux recuits sont relativement similaires. Cependant, l'intensité de l'absorption étant très faible, il est difficile de parvenir à une conclusion définitive. En outre, le niveau de cristallisation atteint pour le recuit à 1100°C étant faible, le changement structural qu'il induit n'est peut-être pas suffisant pour permettre une modification importante des propriétés du matériau. Cette étude préliminaire nécessite de plus amples investigations : nous envisageons une étude systématique de l'influence du degré d'amorphisation sur la loi d'absorption des matériaux.

3.9 Conclusions et perspectives

Nos mesures dans le domaine submillimétrique sur différents types de silicates amorphes ont montré une forte dépendance du coefficient d'absorption massique avec la température. Cette dépendance est aussi prononcée pour les analogues de grains interstellaires MgSiO_3 que pour les simples billes de silice SiO_2 . Ce comportement est indépendant de la morphologie, de la composition chimique du matériau et de sa voie de synthèse (méthode sol-gel ou fusion à hautes températures). Pour la première fois, nous avons analysé nos spectres d'absorption en distinguant deux domaines fréquentiels dans lesquels l'absorption présente une dépendance fréquentielle différente. L'indice spectral β présente une anti-corrélation marquée avec la température pour des longueurs d'onde comprises entre 500 μm et 1mm. Il ne varie que faiblement dans le domaine de longueurs d'onde 100 μm -200 μm . Cette anti-corrélation a une allure semblable à celle mesurée par le ballon PRONAOS bien qu'elle ne présente pas exactement les mêmes caractéristiques. Ce phénomène n'est pas provoqué par la présence d'eau physisorbée. Nous pensons que la présence de défauts (que ce soient des ions hydroxyles OH ou des ions qui modifient le réseau comme Mg^{2+}) peut expliquer les fortes variations de l'absorption avec la fréquence et la température. Cette explication est d'autant plus intéressante qu'elle peut être reliée aux phénomènes de relaxation et d'effet tunnel se produisant dans les systèmes à deux niveaux. Il reste encore beaucoup de travaux expérimentaux à entreprendre afin de comprendre avec précision les paramètres agissant sur les propriétés d'absorption des grains. Ce domaine d'étude reste largement ouvert à de nombreuses expérimentations.

Le travail initié dans cette thèse pourra se poursuivre par l'étude :

- de l'influence de la teneur en ions métalliques Mg^{2+} sur l'absorption massique
- de l'influence de la quantité de OH sur le niveau d'absorption,
- de l'impact du phénomène d'agrégation sur le niveau d'absorption des particules (à ce jour, l'influence de l'agrégation des grains entre eux a principalement été étudiée sur les matériaux carbonés)
- de la variation d'absorption induite par des changements structuraux des matériaux (par cristallisation progressive des échantillons)

Il sera également intéressant de poursuivre notre analyse sur des matériaux autre que silicatés comme les matériaux carbonés. Toutes ces informations nous permettront de mieux contraindre les processus physiques à l'œuvre dans les grains interstellaires et d'avoir une meilleure compréhension des observations astrophysiques. Une connaissance précise du coefficient d'absorption massique à grande longueur d'onde est également très important puisque ce coefficient est régulièrement utilisé dans la déduction de masses des objets interstellaires. Sa connaissance avec le plus de finesse possible est donc cruciale.

Actuellement la plupart des modèles de grains utilisés ne prennent pas en compte l'influence de la température sur les propriétés des grains et considèrent un indice spectral constant, or il apparaît clairement que l'indice spectral varie fortement avec la température. Dans ce contexte, il apparaît essentiel d'élaborer un nouveau modèle de grains dans lequel les variations des propriétés intrinsèques des grains avec la température soient prises en compte. Dans la perspective du futur lancement des missions phares de l'ESA que sont Planck et Herschel, connaître avec précision l'émission des grains interstellaires et être capable de la modéliser est un objectif primordial.



Chapitre 4

Gaz et grains dans une condensation froide du Taureau

*« Voir le monde dans un grain de sable
Et les cieux dans une fleur sauvage
Tenir l'infini dans la paume de la main
Et l'éternité dans une heure du temps qui passe »
William Blake*

4.1	MOTIVATIONS ET CHOIX DE LA SOURCE.....	130
4.1.1	Caractéristiques du filament du Taureau.....	132
4.1.2	Phénomène d'agrégation des grains.....	132
4.1.3	Corrélation gaz-grains : problématique	133
4.2	ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES CŒURS DENSES.....	133
4.3	CHOIX DES RAIES OBSERVEES	135
4.3.1	Etude spectroscopique du monoxyde de carbone.....	135
4.3.2	Etude spectroscopique de N_2H^+	136
4.4	PRESENTATION DES OBSERVATIONS.....	136
4.4.1	Observations Kitt Peak.....	136
4.4.2	Observations IRAM.....	137
4.5	DESCRIPTION DES RESULTATS.....	140
4.5.1	Définition de l'échelle de température.....	140
4.5.2	Le profil d'intensité de $C^{18}O(1-0)$	140
4.5.3	Le profil d'intensité de N_2H^+	142
4.5.4	La structure en vitesse du filament.....	144
4.6	ANALYSE DES RESULTATS	145
4.6.1	L'opacité du milieu	146
4.6.2	Etude de l'émission de N_2H^+	146
4.6.3	Modélisation de l'émission de CO	147
4.6.4	Discussion des résultats	155
4.7	STRUCTURE EN VITESSE	159
4.7.1	$C^{18}O$	159
4.7.2	N_2H^+	161
4.7.3	Autres traceurs de l'effondrement.....	162
4.8	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	162

4.1 Motivations et choix de la source

La compréhension des phases primitives de la formation stellaire passe par une meilleure connaissance de leurs conditions aux limites, c'est-à-dire la caractérisation de la composition et des propriétés physico-chimiques de la matière (gaz et grains) dans les régions denses et froides (cf. Introduction). Il est particulièrement important de pouvoir ainsi contraindre les paramètres 'clés' que sont l'opacité du milieu, et son degré d'ionisation. Ce dernier est directement lié au processus de diffusion ambipolaire, et dépend bien sûr de la composition chimique et des interactions gaz-grain au sein du nuage pré-stellaire. Il est aussi essentiel de pouvoir remonter à la structure en densité du nuage, et à sa dynamique.

Le développement récent de récepteurs sensibles dans les domaines infrarouge et submillimétrique (IRAM, JCMT, CSO, ISO, expériences Ballon) a permis, depuis une dizaine d'années environ, de progresser dans l'étude des coeurs pré-stellaires, grâce à l'observation de différents traceurs moléculaires et de l'émission et/ou absorption des grains (cf. Chapitre 1). Ce faisant, il est apparu nécessaire de combiner ces deux types de mesures, sur le gaz et les grains, afin de pouvoir estimer l'abondance des molécules soumises dans ces environnements denses et froids au phénomène de déplétion (i.e. disparition d'espèces chimiques de la phase gazeuse par condensation à la surface des grains ; cf. Pagani et al. 2003, Bergin 2003).

De nombreuses questions restent ouvertes aujourd'hui : comment évoluent les propriétés des grains du milieu diffus vers les milieux denses et froids ? Comment cette évolution est-elle liée aux conditions physico-chimiques du gaz, par exemple quel est le rôle de la formation de manteaux de glace sur l'agglomération des grains ? Quel est celui de la turbulence ? Quelles sont les nouvelles réactions chimiques en oeuvre, comment change la composition du gaz compte-tenu du processus de déplétion et de la chimie en surface des grains ?

Le complexe moléculaire du Taureau est une région proche de formation d'étoiles de faible masse, située à 140 pc. Avec un environnement relativement « simple », cette région est l'une des plus appropriées à l'étude des premiers stades d'évolution de la formation stellaire. Ce complexe n'est pas affecté par des processus dynamiques de chocs et des rayonnements ultraviolet externes : aucune étoile massive ou reste de supernovae n'y sont présents. L'étude des nuages denses comme ceux présents dans le Taureau permet de mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués dans la formation stellaire. Même si ces environnements sont relativement simples, les processus de formation, d'évolution et d'effondrement de ces coeurs pré-stellaires ainsi que leur structure interne restent aujourd'hui mal compris.

La région du Taureau a été étudiée en particulier à partir des données du satellite IRAS (Abergel et al. 1994) : des structures filamenteuses de dimension 1pc englobant les régions de formation d'étoiles ont été mises en évidence. Le rapport de couleur $I(60\mu\text{m})/I(100\mu\text{m})$ de l'émission diffuse étendue de cette région est constant (~ 0.15), tandis que l'émission des structures filamenteuses est inférieure de 70 à 100% à cette valeur. La forte décroissance de ce rapport est caractéristique du passage des milieux diffus vers les milieux denses et froids, associée à une diminution importante de l'abondance des très petits grains (Abergel et al. 1994, 1995).

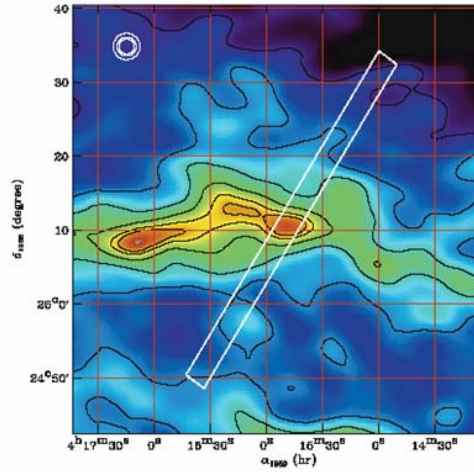


Figure 46 : carte de l'émission à 100 μ m mesurée avec IRAS sur le filament du Taureau (contour de 11 à 23 MJy/sr avec un pas de 2MJy/sr). La cartographie du filament par l'instrument PRONAOS est indiquée par un rectangle blanc (Stepnik et al. 2003).

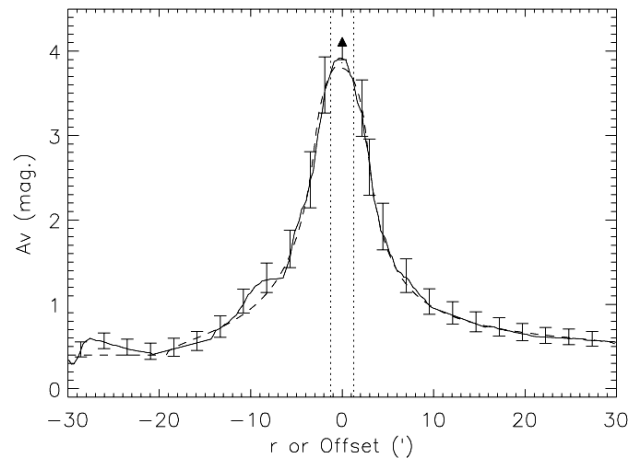


Figure 47 : profil en extinction du filament du Taureau le long de la coupe PRONAOS déduit des mesures en extinctions 2MASS (Stepnik et al. 2003)

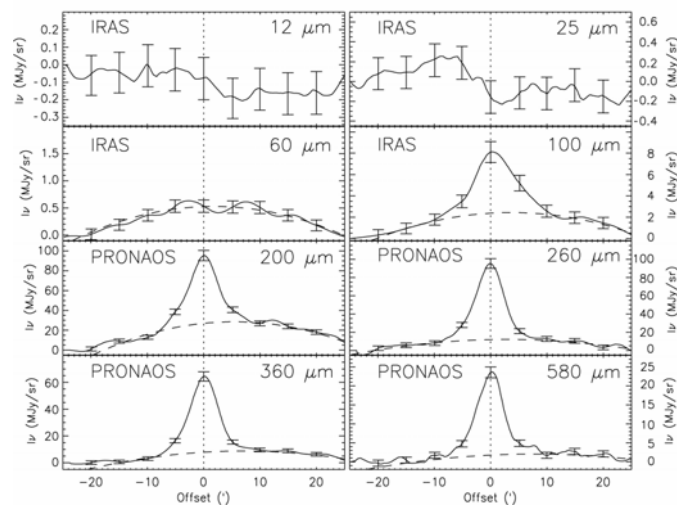


Figure 48 : profil en émission du filament (MJy/sr) observé par IRAS et PRONAOS le long de la coupe PRONAOS (barres d'erreur sur les mesures à 1σ) (Stepnik, thèse 2001)

Parmi ces filaments, l'un d'entre eux présentant un déficit d'émission I60/I100 particulièrement important a été observé dans le submillimétrique avec l'expérience ballon PRONAOS (2^{ème} vol de 1996). Ce filament, centré en $\alpha_{2000} = 4^h18^m50^s$ et $\delta_{2000}=25^\circ19'15''$, a fait l'objet d'une coupe transverse de $50' \times 3.5'$ (cf. Figure 46). Combinant ces mesures à celles d'IRAS, les propriétés de l'émission des grains ont ainsi pu être étudiées et caractérisées en détail (Stepnik et al. 2002,2003,2004).

4.1.1 Caractéristiques du filament du Taureau

Ce filament a été sélectionné au départ pour sa relative simplicité de modélisation. Il peut-être considéré approximativement de géométrie cylindrique, et baignant dans un environnement radiatif isotrope, contraint par les mesures COBE/DIRBE.

Son profil de densité a pu être contraint grâce au catalogue d'étoiles fourni par le survey 2MASS combiné à l'utilisation de la méthode de calcul d'extinction par comptage d'étoiles de L. Cambrésy (cf. Stepnik et al. 2003). Par contre, la densité au centre du filament ($\varnothing 3.5'$) n'a pas pu être déterminée précisément compte tenu de la trop faible densité d'étoiles détectées. Seule une limite inférieure a pu être estimée : $n_H \geq 6000 \text{ H.cm}^{-3}$ (cf. Figure 47).

L'analyse combinée des mesures PRONAOS et IRAS par Stepnik et al. (2003) a conduit aux résultats suivants :

La température des gros grains à l'équilibre thermique est significativement plus faible au centre qu'au bord du filament : $T = 12.1 K_{-0.1}^{+0.2}$, avec $\beta = 1.9 \pm 0.2$.

Les profils d'émission des grains dans les bandes IRAS et PRONAOS le long de la coupe sont présentés sur la Figure 48. Les données IRAS montrent que l'émission des très petits grains, dominante à $60 \mu\text{m}$, n'est pas détectable dans la partie centrale du filament. La modélisation 3D en transfert radiatif du filament, incluant les propriétés 'standard' de la poussière (Désert et al.1990, cf. § Introduction), les contraintes observationnelles sur le profil de densité et sur le champ de rayonnement, ne permettent pas de reproduire les profils d'émission, ni la faible valeur de la température au centre.

Par contre, un bon accord a pu être obtenu avec l'ensemble des observations en adoptant un nouveau modèle prenant en compte une évolution des grains caractérisée de la façon suivante:

- i) l'émissivité submillimétrique (normalisée à l'extinction en bande J) augmente d'un facteur $3.4_{-0.7}^{+0.3}$
- ii) l'abondance des très petits grains diminue de 80-100%
- iii) ces deux changements i) et ii) se produisent au même endroit dans le filament, pour une extinction $A_V > 2.1 \pm 0.5$ et une densité $n_H > 3 \pm 2 \cdot 10^3 \text{ H/cm}^3$.

La zone de transition exacte où se produisent les changements de propriétés des grains n'a pas été résolue avec PRONAOS ; on sait seulement qu'elle est abrupte, et située dans une zone de petite dimension spatiale (inférieure à 0.1 pc).

4.1.2 Phénomène d'agrégation des grains

Deux interprétations pouvaient être avancées pour expliquer les variations des propriétés des grains décrites précédemment: la formation de manteaux de glace et/ou l'agglomération des grains entre eux (Draine 1985, Tielens 1989).

Stepnik et al. (2001, 2005) ont déterminé les propriétés optiques des agrégats de grains en fonction de leur taille et de leur forme, ainsi que les effets dus aux manteaux de glace.

Ils ont démontré que la formation de manteaux de glace, bien qu'elle existe dans les nuages moléculaires froids, ne pouvait pas expliquer à elle seule l'évolution des propriétés des poussières observée. En revanche, les particularités observées dans le filament du Taureau peuvent s'expliquer par la présence d'agrégats poreux formés par l'agglomération des très petits grains sur les gros grains. La taille des grains augmentant, leur température d'équilibre diminue et le processus d'agglomération augmente l'émissivité des grains. En outre, ce phénomène décrit naturellement la chute de l'abondance des très petits grains.

4.1.3 Corrélation gaz-grains : problématique

La zone où les propriétés des poussières changent se situe à des extinctions supérieures à 2. Cette valeur est comparable à l'extinction à partir de laquelle les manteaux de glace se forment dans le complexe moléculaire du Taureau (e.g. Teixeira et Emerson, 1999). La présence de manteaux de glace pourrait activer fortement la formation des agrégats, en augmentant leur efficacité de collage. Il existe donc probablement un lien étroit entre les propriétés des grains dans ces zones froides et les propriétés des molécules accrétées à la surface du grain. La turbulence du milieu agit également sur les processus d'agglomération (Miville-Deschênes et al. 2002). Mieux comprendre les processus à l'œuvre dans ces environnements froids et les conditions physico-chimiques favorisant le processus d'agrégation nécessite donc l'étude combinée de la composante gazeuse et de la composante grains. Il est notamment important de savoir comment ce processus est relié aux conditions physiques du nuage (densité du milieu, turbulence...) mais aussi à l'abondance des différentes molécules présentes dans le gaz.

Dans le prolongement de l'étude menée grâce aux données PRONAOS, il était donc essentiel de mener une étude complémentaire du filament du Taureau à partir de molécules qui tracent les milieux denses.

4.2 Etude spectroscopique des cœurs denses

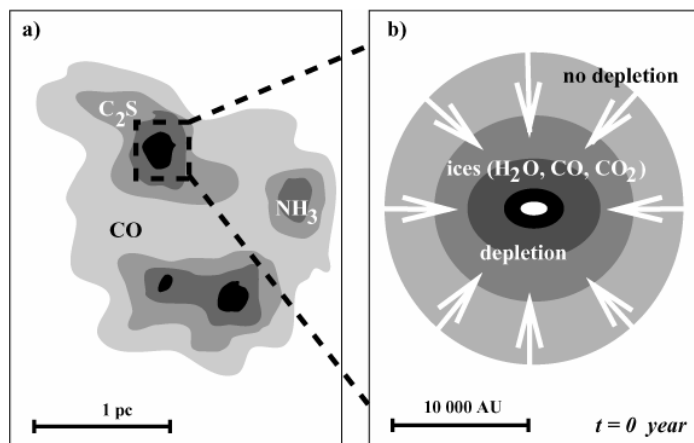


Figure 49 : schéma de l'effondrement des cœurs denses et des traceurs moléculaires permettant de sonder ces environnements. (d'après van Dishoek & Blake, 1998)

Ces dernières années, l'observation des cœurs denses a montré que la déplétion moléculaire sur les grains de poussières froids était un processus commun aux régions de formation d'étoiles de faible masse. Nous citerons une liste non exhaustive des travaux

scientifiques ayant mis en évidence le phénomène de déplétion dans ces régions : Caselli et al. (1999), Kramer et al. (1999), Alves et al. (1999), Bacmann et al. (2002), Bergin et al. (2002), Taffala et al. (2002, 2003), Saava et al. (2003), Crapsi et al. (2004), Pagani et al. (2005).

Tandis que le processus d'effondrement du cœur pré-stellaire se poursuit, le niveau de déplétion de molécules telles que CO et CS augmente. La déplétion peut donc être utilisée comme marqueur temporel qualitatif : les cœurs les plus évolués présenteront un niveau de déplétion supérieur à celui des cœurs jeunes. Quand elle sera comprise en détail, la déplétion sera donc un indicateur efficace de l'âge des cœurs pré-stellaires et de leur degré d'évolution. (e.g. Aikawa et al. 2003, pour un papier de revue sur l'évolution chimique des régions de formation stellaire se référer à van Dishoek et Blake, 1998).

Observations et modèles ont prouvé que la séquence de déplétion dépendait du type de molécule considéré (cf. 1.5.7.1, 1.5.7.2 pour des détails sur le processus de condensation des molécules). Les premières molécules à subir le phénomène de déplétion sont les molécules à base de soufre : elles sont en effet très liées à la surface des grains. Elles sont suivies par les molécules carbonées (telles que CO et CS) et par les molécules azotées. La molécule d'azote est la molécule la moins affectée, après la molécule de H₂, par les processus de condensation à la surface des grains. En effet, N₂ se lie plus faiblement sur les grains que les molécules carbonées CO et CS (Bergin et Langer, 1997). Elle peut donc facilement retourner à la phase gazeuse par phénomène de désorption. Cette différence d'énergie de liaison conduit à une configuration de déplétion où les molécules riches en azote survivent dans la phase gazeuse à plus grande densité que les molécules carbonées qui disparaissent pour des densités proches de 10⁴ cm⁻³.

La molécule N₂ n'est cependant pas observable directement mais ses espèces chimiques « filles », NH₃ et N₂H⁺, le sont. Ainsi, là où d'autres espèces chimiques comme le CO ont déjà disparu de la phase gazeuse, N₂H⁺ et NH₃ y subsistent encore et sont donc considérées comme des traceurs efficaces des parties les plus denses des nuages moléculaires. Cependant, la découverte récente de la déplétion de N₂H⁺ en direction du nuage sombre B68 par Bergin et al. (2002) mais également par Pagani et al. (2004) remet en cause ce schéma. H₂ ne se condensant pas ou peu sur les grains, H₂D⁺ accompagné de D₂H⁺, resteraient les meilleurs traceurs du gaz dans les régions les plus internes des cœurs pré-stellaires mais leur observation reste très difficile depuis le sol.

Dans l'étude des processus de formation stellaire, les mesures sur la dynamique du milieu sont extrêmement importantes. Les traceurs moléculaires sont à ce titre, en théorie, particulièrement bien adaptés en permettant une étude détaillée de la cinématique des cœurs denses.

Certaines molécules étant soumises à des phénomènes de déplétion, il est indispensable de choisir de manière avisée les traceurs moléculaires utilisés et de connaître suffisamment bien leur chimie dans le milieu pour pouvoir remonter aux propriétés dynamiques des nuages. En effet, deux traceurs moléculaires distincts peuvent tracer, pour une même ligne de visée donnée, des composantes en vitesse différentes du nuage (N₂H⁺ sondant les régions internes : e.g. Bergin et al., 2001 ; Lada et al. 2002, C¹⁸O les régions intermédiaires : e.g. Evans 1999). Notre compréhension de la formation stellaire repose en partie sur l'amélioration de la connaissance de la chimie des différentes espèces présentes dans le milieu. Ainsi, un choix judicieux de traceurs moléculaires allié à une bonne connaissance de la chimie du milieu et de ses propriétés physiques fournira un outil puissant pour la connaissance des propriétés dynamiques des cœurs pré-stellaires.

Dans ce contexte, l'étude du monoxyde de carbone et de ses isotopes présente de nombreux intérêts. Utilisé comme traceur de masse en dehors des zones de déplétion, ou pour

sonder la cinématique du nuage, CO joue aussi un rôle majeur dans le refroidissement thermique du milieu (Goldsmith et Langer, 1978 ; Figure 71). Compte tenu de sa participation à un ensemble complexe de réactions chimiques, sa déplétion va induire des changements dans la composition du gaz dans les coeurs denses, influençant ainsi le degré d'ionisation (Caselli et al. 1998), et donc le processus de contraction du nuage via la diffusion ambipolaire (Shu et al. 1977) (cf. 1.3.1.2).

4.3 Choix des raies observées

Afin de mieux résoudre la transition milieu dense/milieu diffus nous avons étudié des traceurs moléculaires à base de carbone et à base d'azote. Les composés carbonés comme CO sont connus pour être soumis à des processus importants de déplétion. Au contraire les composés azotés comme N_2H^+ se déplètent beaucoup plus tardivement et sont donc des traceurs de densité beaucoup plus fiables. Ces traceurs ne sont évidemment pas les seuls à permettre une analyse de la corrélation gaz-grains et de la physico-chimie du milieu. Mais leur étude est un pré-requis nécessaire à l'étude plus détaillée du nuage grâce à des traceurs moléculaires plus spécifiques.

4.3.1 Etude spectroscopique du monoxyde de carbone

Nous avons utilisé les transitions 1-0 et 2-1 des isotopes rares du monoxyde de carbone C^{18}O et C^{17}O pour tracer les régions denses de notre filament. En effet, déterminer l'abondance de CO dans le milieu interstellaire à partir de l'observation de ^{12}CO est impossible : son émission est généralement très saturée. L'émission de ^{13}CO est, elle aussi, délicate à utiliser : son émission peut être saturée et ce même pour des opacités modérées. Les émissions de ^{12}CO et de ^{13}CO tracent principalement l'enveloppe externe du nuage.

C^{18}O et C^{17}O sont moins affectés par les effets de saturation étant respectivement 500 et 1500-2000 fois moins abondant que leur isotope le plus commun ^{12}CO . L'émission de C^{18}O et C^{17}O provient des régions enfouies des nuages moléculaires, les molécules émettrices sont donc protégées des rayonnements UV externes : la photodissociation de C^{18}O et C^{17}O n'affecte probablement pas l'abondance relative de ces deux espèces.

C^{18}O et C^{17}O sont chimiquement robustes et semblent ne pas être affectés par les processus dynamiques tels que les chocs.

La différence d'abondance entre ces deux isotopes résulte directement du rapport isotopique $[\text{C}^{17}\text{O}]/[\text{C}^{18}\text{O}]$, qui ne varierait pas de manière significative dans le milieu interstellaire : il serait égal à environ 3.65^{11} (Penzias, 1981). C^{18}O serait donc 3.65 fois plus abondant que C^{17}O . Par voie de conséquence, l'opacité des raies de C^{18}O sera plus élevée que celle de C^{17}O .

La molécule CO possédant un moment dipolaire faible (0.11 Debye) on peut supposer que les niveaux les plus bas de ses isotopes les plus rares sont thermalisés : on peut donc présumer que leur température cinétique est égale à leur température d'excitation.

C^{18}O et C^{17}O possèdent des masses et des structures moléculaires similaires : ces deux espèces seront donc soumises aux mêmes processus d'excitation collisionnelle.

Contrairement à C^{18}O , C^{17}O présente une structure hyperfine. Les différentes composantes hyperfines de cette raie sont très proches en vitesse ce qui les rend assez difficiles à séparer.

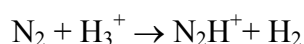
¹¹ Des études récentes ont cependant démontré que ce rapport isotopique pouvait différer de la valeur de 3.65 (e.g. Wouterloot et al., 2004 : valeur de 4.1 dans Rho-Oph ; Pagani, communication privée : valeur comprise entre 4.1 et 4.6 dans L183)

4.3.2 Etude spectroscopique de N_2H^+

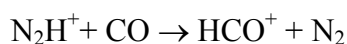
N_2H^+ autrement appelé diazenylium, est l'un des rares ions moléculaires observables dans les nuages interstellaires. Cet ion moléculaire ne peut se former que dans les régions protégées des processus de photo-ionisation trop intenses.

N_2 ne possédant pas de moment dipolaire permanent, il ne possède pas de spectre rotationnel pur. Ainsi, bien que N_2 soit le principal porteur d'azote dans les nuages moléculaires, il est impossible de déduire de façon directe son abondance. La mesure de l'abondance de N_2H^+ est donc particulièrement importante puisqu'elle reflète directement l'abondance de N_2 dans le milieu.

La principale réaction conduisant à la formation de N_2 est :

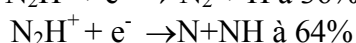


N_2H^+ est principalement détruit par le monoxyde de carbone par la réaction chimique :



L'abondance de N_2H^+ est donc d'autant plus importante que l'abondance de CO est faible, il existe ainsi **une corrélation directe entre abondance de N_2H^+ et déplétion de CO**.

Dans les régions de forte densité ($N(H_2) > 10^6 \text{ cm}^{-3}$) et à hautes températures ($T > 200 \text{ K}$), les ions N_2H^+ sont détruits par recombinaison électronique dissociative (Geppert et al., 2004):



4.4 Présentation des observations

Les observations présentées dans ce chapitre ont été réalisées en utilisant les télescopes du Kitt Peak et de l'IRAM durant deux sessions d'observations : Janvier 2003 et Mai 2004. Nous avons observé les raies moléculaires des isotopes $C^{18}O$ et $C^{17}O$ du monoxyde de carbone dans leurs transitions 1-0 et 2-1 ainsi que la transition fondamentale de N_2H^+ .

La position centrale de référence a été ajustée au pic d'émission de poussières déduit des observations de PRONAOS, et a pour coordonnées : $\alpha_{2000} = 4^h18^m15^s$; $\delta_{2000} = 25^\circ19'15''$.

L'analyse des données a été réalisée grâce au logiciel CLASS.

4.4.1 Observations Kitt Peak

Nous avons effectué des observations grâce au télescope de 12m du ARO (Arizona Radio Observatory, anciennement géré par le NRAO, National Radio Astronomy Observatory) situé sur le Kitt Peak, en Arizona aux Etats-Unis. Sa résolution est typiquement de ~ 1 minute d'arc dans la bande des 3 mm. Sa précision de pointage est de $5''$. Nous avons observé l'émission des raies rotationnelles (cf. Annexe B) des espèces $C^{18}O$ et N_2H^+ dans leurs transitions fondamentales. Ces observations ont été réalisées en Janvier 2003 et le temps total d'observation alloué était de 32 heures.

4.4.1.1 $C^{18}O$ (1-0)

Pour observer la raie de $C^{18}O$ (1-0) à 110 GHz, nous avons utilisé le récepteur à 3 mm du Kitt Peak (qui se compose en fait de deux récepteurs en polarisation linéaire croisée), dont la largeur du lobe instrumental à mi-hauteur est de 57 secondes d'arc. Ces mesures ont été effectuées en modulation fréquentielle («frequency switching»). Le récepteur est couplé à un spectromètre de type auto-corrélateur numérique disposant d'un grand nombre de canaux (32000) et avec une résolution ajustable pouvant atteindre 6 kHz. La résolution en fréquence que nous avons choisie était de 12 kHz puis nous l'avons dégradée à 48 kHz pour améliorer le rapport Signal/Bruit a posteriori.

Nous avons réalisé une coupe de 32 points espacés d'un pas de 30 secondes d'arc le long de la coupe réalisée par Pronaos. Le temps d'intégration pour chacun des points de la coupe était de 2 minutes, excepté le point central qui a été observé deux fois (donc 4 minutes au total), la valeur quadratique moyenne du bruit (appelé par la suite rms) était de 70mK. La température système était proche de 200K.

4.4.1.2 N_2H^+ (1-0)

Pour observer l'émission à 93 GHz de cet ion moléculaire, nous avons utilisé le récepteur à 3 mm dont la largeur du lobe à mi-hauteur est de 67 secondes d'arc. Les mesures ont également été effectuées en modulation fréquentielle. La résolution fréquentielle était de 48 kHz a posteriori.

Nous avons réalisé une coupe identique à celle réalisée pour $C^{18}O$ (1-0) mais nous nous sommes restreints à l'étude des parties les plus internes du filament. En effet N_2H^+ est un traceur des environnements froids et sa présence est liée à l'absence de CO.

La coupe ne comprend donc que 13 points espacés de 30 secondes d'arc chacun. Chaque point a été intégré 10 minutes (rms=35mK), excepté le point central qui a été intégré 30 minutes (rms=22mK). La température système était de 200K.

La fermeture du télescope du Kitt Peak à la communauté internationale depuis le printemps 2003 nous a empêché de mener à bien le programme d'observations que nous avions initialement prévu. Nous n'avons notamment pas pu effectuer la cartographie du filament dans la transition 2-1 du CO au printemps 2003.

D'autres mesures ont cependant pu être menées en Avril 2004, mais des problèmes techniques les ont rendues inutilisables.

4.4.2 Observations IRAM

Les premiers résultats de notre campagne de mesures de Janvier 2003, nous ont incité à poursuivre de manière plus fine notre analyse du filament du Taureau. Pour améliorer la résolution spatiale de nos mesures, nous avons effectué de nouvelles observations en Mai 2004 avec le télescope de 30 m de l'Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) situé au sommet du Pico Veleta dans la Sierra Nevada, en Espagne. Le 30-m de l'IRAM permet d'étudier le domaine millimétrique s'étendant de 1.1mm à 4.3 mm (280-70 GHz).

Avec son antenne de 30 mètres de diamètre, il permet d'atteindre une résolution de 10 secondes d'arc à 1.3 mm. Sa plus grande résolution spatiale était nécessaire à la caractérisation détaillée des propriétés moléculaires, de la densité et de la structure interne du filament. Le temps de mesure total accordé lors de ces observations s'élevait à 30 heures.

Nous avons observé les raies spectrales de $C^{18}O$ et $C^{17}O$ dans leurs transitions 1-0 et 2-1 ainsi que la raie N_2H^+ (1-0). Les fréquences des différentes raies, la largeur à mi hauteur du lobe instrumental et la résolution fréquentielle des mesures sont données dans le Tableau 15.

Tableau 15 : caractéristiques instrumentales du radiotélescope de l'IRAM en terme de largeur du lobe instrumental à mi-hauteur θ et résolution fréquentielle pour les différentes transitions observées.

Raies	Fréquence (en MHz)	$\theta(\text{FWHM})^{12}$ (secondes d'arc)	Résolution en fréquence (kHz)
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	109782.184	23''	10kHz
$\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	219560.319	12''	40kHz
$\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$	112359.277	23''	10kHz
$\text{C}^{17}\text{O}(2-1)$	224714.370	12''	20kHz
$\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$	93173.770	27''	10kHz

A la lumière des résultats acquis lors de nos précédentes observations, le choix des zones à étudier a été optimisé en fonction de l'intensité des raies émises.

Les données ont été obtenues en mode modulation de fréquence (frequency switching). Le pointage du télescope a été régulièrement vérifié par observations de planètes ou de quasars conduisant à une précision de pointage de 3''. La calibration absolue était de l'ordre de 10%. Les récepteurs de l'IRAM ont été combinés de manière à observer au moins quatre raies simultanément.

Nous avons utilisé comme spectromètre un auto-corrélateur de résolution en fréquence et de largeur de bande ajustable sur 8 domaines fréquentiels distincts.

Pour des raisons de commodité nous avons projeté toutes nos données sur un nouveau système d'axes où l'axe des abscisses X est parallèle à la coupe effectuée avec PRONAOS (cet axe X fait un angle de 59.6° avec l'axe des ascensions droites). Nous nous placerons désormais dans ce nouveau système d'axes.

Les raies de $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ et $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ ont été observées simultanément selon la cartographie présentée sur la Figure 50.

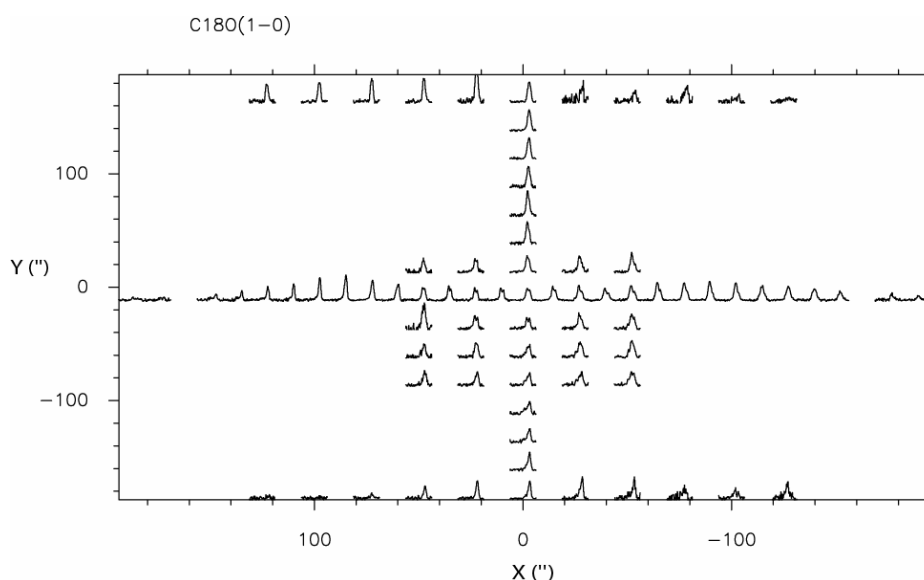


Figure 50 : région cartographiée lors des mesures IRAM pour les raies $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ et N_2H^+ . Nous présentons ici les raies $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$. X et Y seront dénommés offsets. Echelle en intensité : 0-4K, échelle en vitesse : 5.5-8.5km/s

¹² La résolution angulaire accessible pour un radiotélescope (c'est-à-dire, la largeur de son lobe instrumental à mi-hauteur θ) composé d'une antenne de diamètre D, et travaillant à la longueur d'onde λ , est limitée par la diffraction selon la formule : $\theta(\text{rad}) = 1.22 \lambda/D$.

Nous avons réalisé nos premières mesures sur une coupe transverse au filament le long de la coupe PRONAOS (dénotée coupe parallèle // : $X=\text{constante}$, $Y=0$) composée de 29 points séparés de 12.5 secondes d'arc sur une étendue de 3 minutes d'arc de part et d'autre du point central. Afin d'avoir un aperçu de la dynamique du filament et de sa géométrie nous avons également effectué une cartographie de la région centrale. Cette carte est composée de 4 coupes parallèles à la coupe PRONAOS. Chacune de ces 4 coupes est constituée de 5 observations, de positions allant de $X=-50''$ à $+50''$ espacés de $25''$. Ces coupes ont pour coordonnées : $Y=+25''$, $-25''$, $-50''$, $-75''$. Enfin deux coupes parallèles à la coupe PRONAOS ont été réalisées à environ 3 minutes d'arc ($175''$) du centre. Ce sont deux coupes de 11 points, espacés de $25''$.

Nous avons également réalisé une coupe perpendiculaire à la coupe PRONAOS (dénotée coupe \perp : $X=0$, $Y=\text{constante}$) composée de 15 points espacés de $25''$ sur une étendue de 3 minutes d'arc de part et d'autre du point central.

4.4.2.1 $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$

Les principales caractéristiques de nos observations (température système T_{syst} , temps d'intégration caractéristiques et écart quadratique moyen du bruit) sont résumées pour les différentes coupes et cartes dans le Tableau 16 et le Tableau 17 pour les transitions 1-0 et 2-1 de $C^{18}O$.

Les temps d'intégration pour les points de la coupe // ont été ajustés afin que la valeur quadratique du bruit soit équivalente pour tous les pixels de la coupe : les temps d'intégration diffèrent donc d'un point à l'autre.

Tableau 16 : caractéristiques des observations $C^{18}O(1-0)$

$C^{18}O(1-0)$	T_{syst}	Temps d'intégration moyen /points		Valeur quadratique moyenne du bruit (mK)	
Coupe // PRONAOS	180K-260K	Pt central : 51 min	Autres points : moyenne de 20 min	40 mK	80-100mK
Coupe \perp PRONAOS	170-290K	10 minutes		110mK	
Carte centrale	200-300K	8 minutes		150mK	
Coupe // à $\pm 175''$	190K-600K	5 minutes		100-400mK (dû à fortes valeurs de T_{syst})	

Tableau 17 : caractéristiques des observations $C^{18}O(2-1)$

$C^{18}O(2-1)$	T_{syst}	Temps d'intégration moyen /points		Valeur moyenne quadratique du bruit (mK)	
Coupe // PRONAOS	350K-400K	Pt central : 63min	Autres points : moyenne de 20 min	40 mK	50 mK
Coupe \perp PRONAOS	300-600K	20 minutes		60-100mK	
Carte centrale	400K-700K + valeurs très fortes	12-16 minutes		100mK	
Coupe // à $\pm 175''$	200K-400K + valeurs très fortes	10 minutes		200 mK	

4.4.2.2 $C^{17}O(1-0)$ et $C^{17}O(2-1)$

Nous avons également mesuré l'émission de l'isotope $C^{17}O$ du monoxyde carbone dans sa transition fondamentale et sa transition 2-1 en 3 points du filament : la position centrale et deux positions situées le long de la coupe PRONAOS à ± 75 secondes d'arc de la position centrale. Les mesures du $C^{17}O(1-0)$ ont été réalisées avec des températures système comprises entre 210K et 230K, un temps d'intégration de 23 minutes pour un rms moyen de 80mK. Pour

les observations de la raie $C^{17}O(2-1)$, les températures système étaient proches de 600K, le temps d'intégration toujours égal à 23 minutes mais le rms était proche de 150mK.

4.4.2.3 $N_2H^+(1-0)$

Les seuls résultats exploitables sont ceux de la coupe parallèle et de la coupe perpendiculaire à la coupe PRONAOS, les autres points étant beaucoup trop bruités. Notre étude s'étant principalement concentrée sur la coupe parallèle, nous ne donnerons ici que les caractéristiques la concernant.

Avec des températures système de l'ordre de 140K, les points de la coupe, excepté le point central, ont des temps d'intégration variables (entre 10 et 25 minutes), qui sont ajustés pour obtenir un rms final de l'ordre de 60mK. Le point central, quant à lui, a été intégré 28 minutes, conduisant à un rms de 40mK.

4.5 Description des résultats

4.5.1 Définition de l'échelle de température

Suivant l'étendue spatiale de la source étudiée, les intensités des raies sont exprimées selon des échelles de température différentes (Kutner et Ulich 1981). Pour des sources d'étendue spatiale beaucoup plus grandes que le lobe principal de l'instrument (étendue spatiale de l'ordre de celle de la Lune), les intensités des raies seront exprimées dans l'échelle de calibration Tr^* (l'étoile indique que les spectres sont corrigés de l'influence de l'absorption atmosphérique). Pour des sources dont l'étendue est inférieure au lobe instrumental, on utilisera une échelle de calibration en température de lobe principal T_{mb} . Pour des sources d'étendue spatiale intermédiaire, il faut appliquer un facteur correctif à l'échelle de température utilisée (Teyssier et al. 2002). A l'IRAM, la température d'antenne Ta^* est égale à Tr^* car les pertes dans le lobe avant sont concentrées dans un diamètre plus petit que celui de la Lune qui sert de référence dans ce genre de mesures. Les mesures du Kitt-Peak sont directement calibrées en Tr^* . En première approximation, nous présenterons l'intégralité de nos données directement dans l'échelle de calibration Tr^* et nous corrigerons ensuite cette échelle par les facteurs de D. Teyssier (cf. 4.6.3.3) puisque la source que nous étudions rentre dans la catégorie des sources de tailles intermédiaires.

4.5.2 Le profil d'intensité de $C^{18}O(1-0)$

Les raies de $C^{18}O$ sont détectées sur une étendue spatiale d'environ 7 minutes d'arc le long de la coupe PRONAOS (Figure 51, Figure 52). Les intensités des raies mesurées grâce au télescope du Kitt Peak sont plus faibles que celles mesurées à l'IRAM : le lobe instrumental du Kitt Peak étant plus grand (facteur $(57/23)^2 \sim 6$ à 109 GHz), l'émission de la raie est diluée dans le lobe instrumental et la température par unité d'angle solide est donc plus faible. Il est possible de comparer de manière quantitative les niveaux d'émission mesurée par ces deux télescopes en convoluant l'émission de la raie $C^{18}O$ mesurée à l'IRAM par une gaussienne pour simuler le lobe instrumental du Kitt Peak. En réalisant cette comparaison dans la région centrale du filament où nous disposons d'un suffisamment grand nombre d'observations provenant de l'IRAM pour pouvoir les dégrader à la résolution du Kitt Peak, nous avons démontré que l'intensité de la raie $C^{18}O(1-0)$ observée au Kitt Peak pour le pixel (0,0) était à 5% près égale à celle de l'IRAM convoluée au lobe instrumental du Kitt Peak. Pour la raie $C^{18}O(2-1)$, la différence entre les deux intensités est de 10%. Ce bon accord démontre la concordance des niveaux d'intensités absolues des raies détectées à l'IRAM et au Kitt Peak.

Les observations réalisées grâce au télescope de l'IRAM et à celui du Kitt Peak le long de la coupe // mettent en évidence une chute de l'intensité des raies de monoxyde de carbone $C^{18}O$ dans ses transitions 1-0 et 2-1 dans les parties les plus internes du filament et sur une étendue spatiale d'environ 3 minutes d'arc (Figure 51, Figure 52). Ces observations indiquent également que la variation de l'intensité le long de la coupe // est asymétrique par rapport au point central 0 : la chute de l'intensité est plus accentuée pour les offsets X positifs qu'elle ne l'est pour les offsets X négatifs.

La plus grande résolution spatiale des données obtenues à l'IRAM (Figure 52, Figure 53) permet de déterminer avec plus de précision la variation de l'émission de CO : l'intensité maximale du pic d'émission de $C^{18}O(1-0)$ mesurée à l'IRAM est de 3.7 K à 87.5'' et chute à 1.6 K dans les parties centrales du filament, soit une chute de l'émission d'un facteur supérieur à 2. Pour les offsets X négatifs, le pic d'intensité n'est plus que de 2.7 K. Une étude du profil d'aire intégrée des raies par unité de vitesse (Figure 63) met également en évidence la chute de l'aire intégrée dans les parties les plus internes du filament. Ce profil possède une asymétrie beaucoup moins marquée que celle visible sur le profil d'intensité : la variation de la largeur des raies le long de la coupe a tendance à atténuer l'asymétrie. Les parties à offsets positifs et négatifs pourraient être soumises à des conditions physiques différentes (comme une compression du milieu) ce qui provoquerait l'asymétrie en intensité observée.

Nous montrerons dans le chapitre suivant que cette chute de l'intensité et de l'aire intégrée ne peut pas être expliquée par des phénomènes de transfert radiatif dans des environnements optiquement épais. Cette baisse est liée à la chute de l'abondance de $C^{18}O$: il s'agit d'un phénomène de condensation de $C^{18}O$ sur les grains (et donc de disparition de $C^{18}O$ de la phase gazeuse) dans les parties les plus internes, et donc les plus denses, du filament.

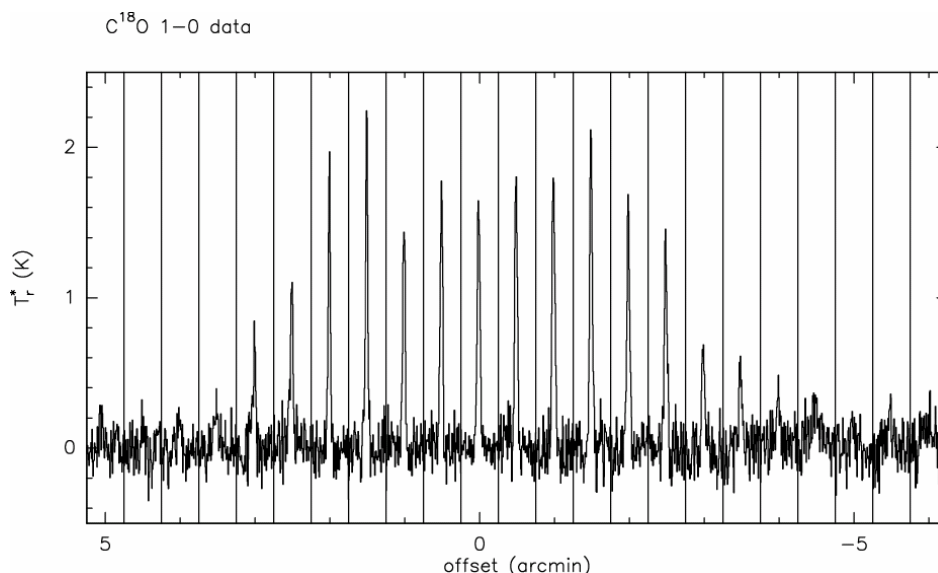


Figure 51 : intensités des raies $C^{18}O(1-0)$ mesurées au Kitt Peak, le long de la coupe PRONAOS (coupe //) pour des vitesses comprises entre 0 et 10 km/s. La position centrale (X,Y)=(0,0) correspond au pic d'émission de poussières observé par PRONAOS.

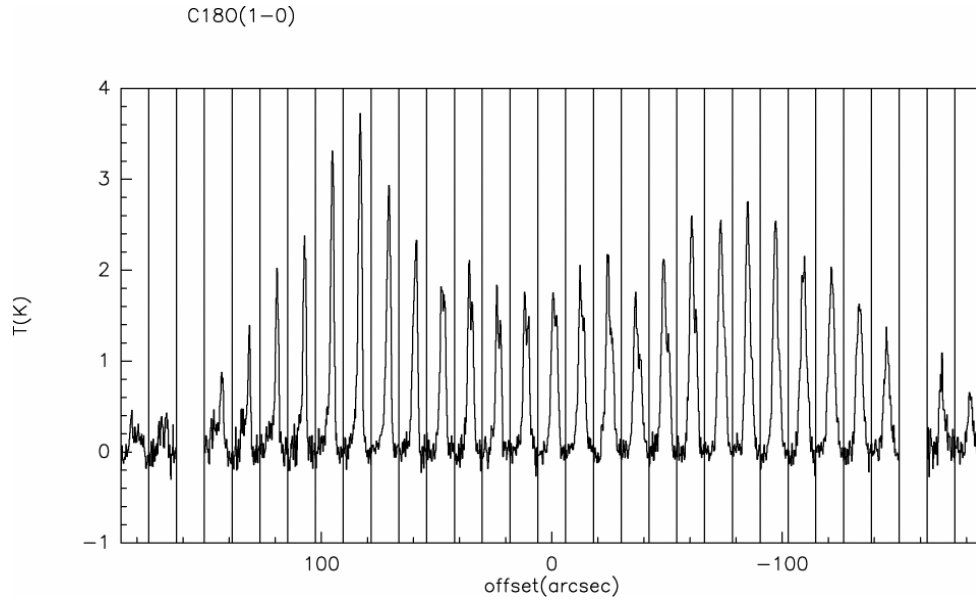


Figure 52 : intensités des raies $C^{18}O(1-0)$ mesurées à l'IRAM, le long de la coupe PRONAOS pour des vitesses comprises entre 6.5 et 8km/s

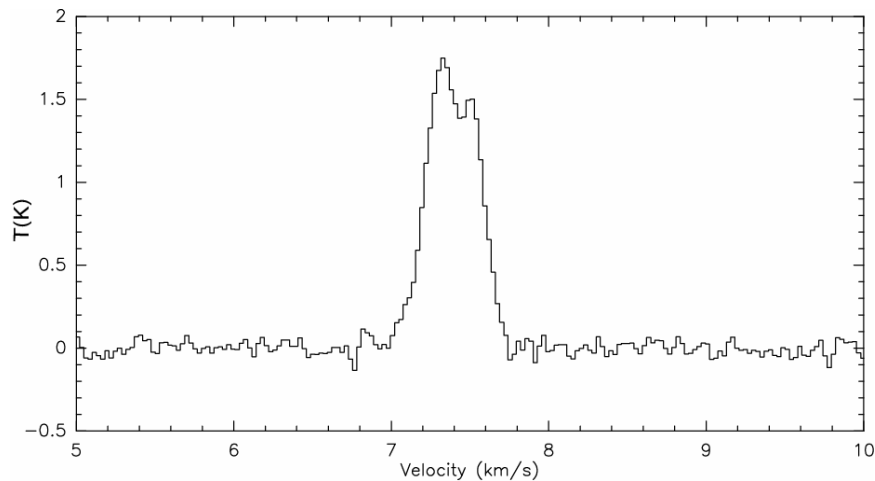


Figure 53 : profil de la raie $C^{18}O(1-0)$ observée à l'IRAM en direction du point central (0,0)

4.5.3 Le profil d'intensité de N_2H^+

Comme le montrent la Figure 54 et la Figure 55, l'intensité de la raie N_2H^+ le long de la coupe PRONAOS croît dans les zones centrales du filament et présente un profil d'intensité asymétrique. La raie est détectable sur une étendue spatiale d'environ 3 minutes d'arc. L'augmentation de l'abondance de l'espèce N_2H^+ est reliée à celle de la densité dans le filament (N_2H^+ est un bon traceur des parties internes les plus denses du filament) et son apparition est directement corrélée à la chute de l'abondance de la molécule CO en phase gazeuse (CO est l'une des molécules réagissant avec N_2H^+ , sa disparition de la phase gazeuse favorise la survivance de N_2H^+).

Les données de l'IRAM permettent d'avoir une connaissance plus fine de la structure en émission de N_2H^+ (Figure 55, Figure 56). Elles démontrent notamment que la région où l'intensité au pic est maximale ne coïncide pas avec la position centrale de référence correspondant au pic d'émission des poussières. Ces données révèlent également une chute de l'émission de N_2H^+ ainsi que de l'aire intégrée en vitesse pour $X=25''$. La baisse de l'intensité de la raie n'est donc pas contrebalancée par un élargissement de la raie qui aurait pour effet

d'augmenter l'aire intégrée. Cette chute de l'émission pourrait être reliée à un phénomène de déplétion de N_2H^+ . L'analyse des données de la coupe perpendiculaire à la coupe PRONAOS révèle que N_2H^+ présente un profil d'intensité identique à celui visible sur la coupe transverse : augmentation régulière de l'intensité quand on se rapproche de la zone centrale, avec détection de N_2H^+ sur une échelle d'environ $160''$. Le profil ne présente pas de pics d'intensités secondaires : il n'y a donc pas de sous structures en densité révélatrices de milieux fragmentés à l'échelle de la résolution spatiale du l'IRAM.

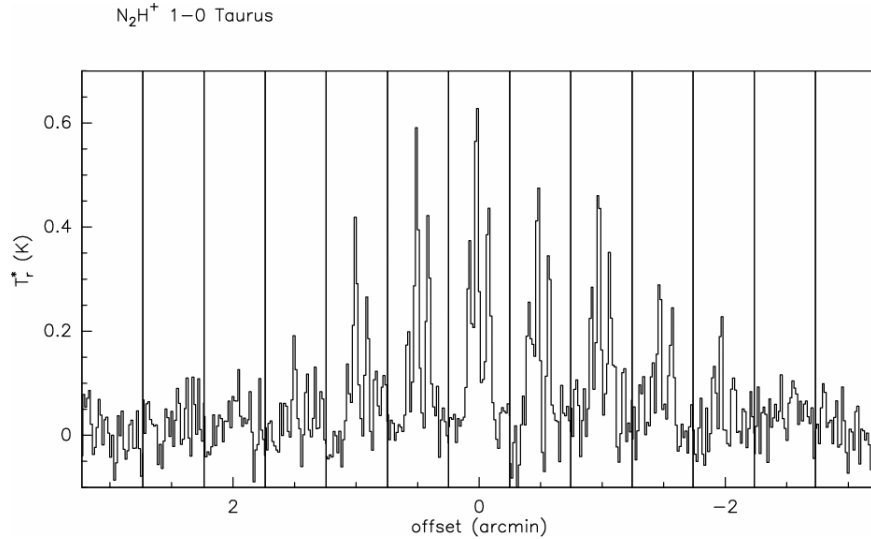


Figure 54 : composantes centrales hyperfines de N_2H^+ (vitesses comprises entre $5-10 \text{ km.s}^{-1}$) observées au Kitt Peak le long de la coupe PRONAOS

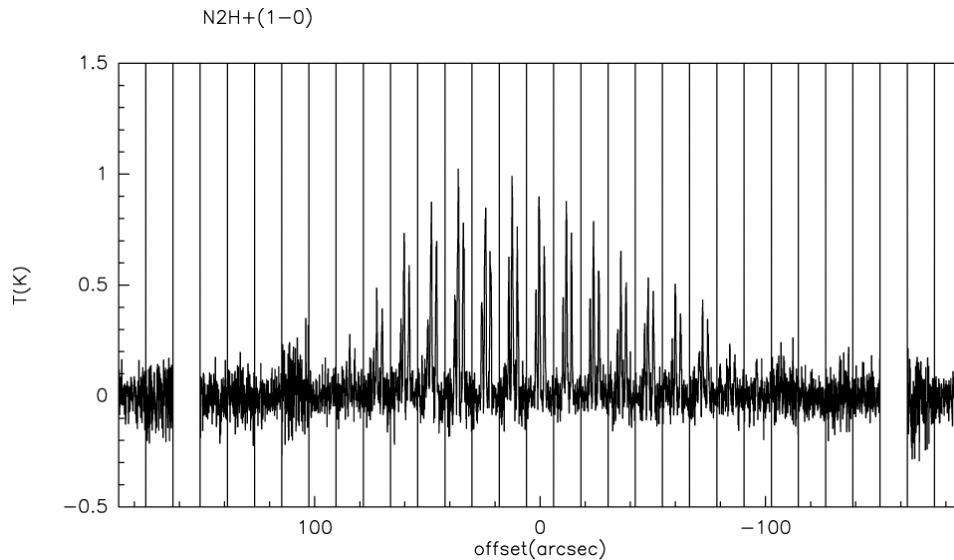


Figure 55 : composantes centrales hyperfines de N_2H^+ ($5-10 \text{ km.s}^{-1}$) observées à l'IRAM le long de la coupe PRONAOS

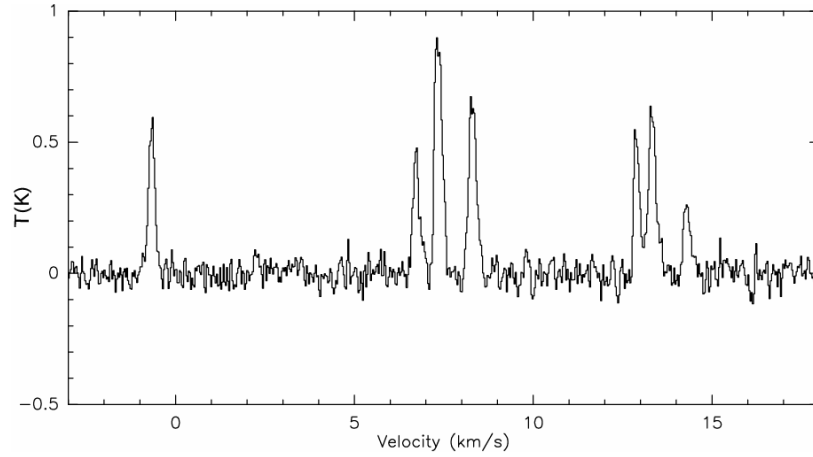


Figure 56 : composantes hyperfines de N_2H^+ observées à l'IRAM pour la position centrale (0,0)

4.5.4 La structure en vitesse du filament

Dans le domaine radio, le temps de désexcitation Δt d'une molécule est très grand et d'après la loi d'incertitude d'Heisenberg ($\Delta E \cdot \Delta t = \text{constante}$) la largeur naturelle de la raie ΔE sera très faible. L'élargissement de la raie sera donc principalement dû à des phénomènes de turbulence, d'agitation thermique ou de mouvement intrinsèque du nuage émetteur (effondrement, rotation...).

Les données obtenues au Kitt Peak ont révélé l'existence d'une rotation au sein du filament. Cette rotation a été confirmée par les mesures réalisées à l'IRAM.

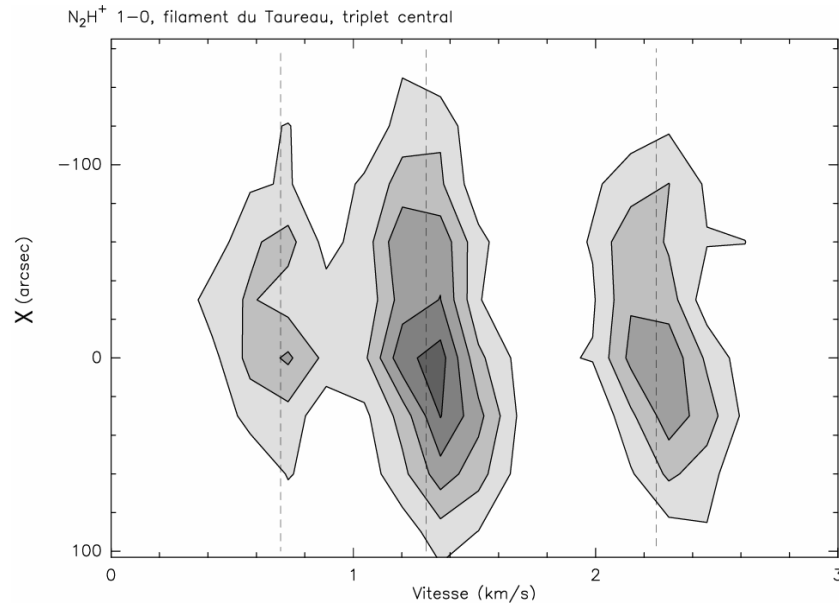


Figure 57 : Evolution des vitesse des trois raies hyperfines du triplet central de N_2H^+ déduite des observations du Kitt Peak suivant les valeurs de X. Les traits tirés indiquent les vitesses de référence des raies pour la position centrale (0,0).

La Figure 57 illustre la structure en vitesse du filament par le déplacement des trois composantes hyperfines du triplet central de N_2H^+ . On voit distinctement que la raie centrale du triplet se déplace vers des vitesses plus élevées quand X augmente. Le décalage en fréquence/vitesse des raies est provoqué par l'effet Doppler. Ce décalage d'environ 50 m.s^{-1} par rapport au point central serait la manifestation d'une rotation des parties centrales du

filament tracées par N_2H^+ . Les observations CO du Kitt Peak révèlent un mouvement de rotation similaire.

Les données de l'IRAM, qui possèdent une meilleure résolution en vitesse que celles du Kitt Peak, permettent d'obtenir des informations plus précises sur la dynamique du nuage et de son coeur. Tout comme les données de N_2H^+ et de CO du Kitt Peak, les données $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ de l'IRAM mettent en évidence un décalage en vitesse des raies suivant l'axe des X mais également des Y (Figure 59), associé à un mouvement de rotation du filament. Les données acquises le long de la coupe // (Figure 58) démontrent l'existence d'un dédoublement des raies de $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, particulièrement visible dans la partie centrale du filament. Ce dédoublement serait lié à la présence de deux composantes de gaz possédant des vitesses distinctes : une de ces composantes se rapprocherait de l'observateur tandis que l'autre s'en éloignerait. La structure à double pic qui en résulte pourrait être la signature d'une contraction du nuage.

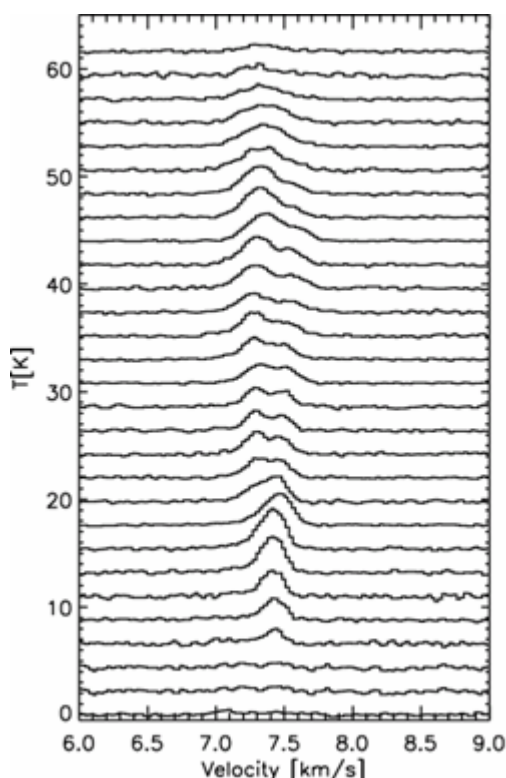


Figure 58 : Observations IRAM : évolution du profil de vitesses de la raie $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ le long de la coupe //. Tous les spectres sont artificiellement décalés entre eux d'un facteur 1.7. Les spectres sont présentés pour des X variant de $+187.5''$ à $-187.5''$ du bas vers le haut.

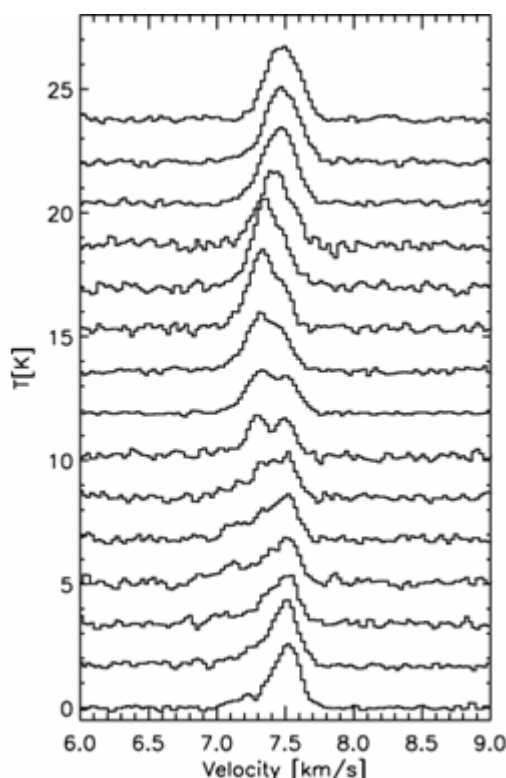


Figure 59 : Observations IRAM : évolution du profil de vitesses de la raie $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ le long de la coupe perpendiculaire. Les spectres sont artificiellement décalés entre eux d'un facteur 2.2. Les spectres sont présentés pour des Y variant de $-175''$ à $+175''$ du bas vers le haut.

4.6 Analyse des résultats

Il existe différentes méthodes pour déduire l'abondance d'une espèce chimique à partir de l'intensité de son émission. Ces méthodes se basent sur des hypothèses plus ou moins simplifiées sur la géométrie du milieu et les conditions physiques y régnant. Nous avons utilisé certaines de ces méthodes (approximation à l'équilibre thermodynamique local (ETL),

méthode Large Velocity Gradient (LVG) et modèle Monte-Carlo), détaillées dans l'annexe A, pour interpréter les résultats obtenus.

4.6.1 L'opacité du milieu

La comparaison des rapports d'intensité des raies $C^{18}O(1-0)$, $C^{18}O(2-1)$ et $C^{17}O(1-0)$ observés à l'IRAM (cf. Figure 60) indique que l'opacité de la raie $C^{18}O(1-0)$ est inférieure à 1, avec une valeur au centre du filament proche de 0.4. La chute de l'émission de CO au centre du nuage est donc bien reliée à un phénomène de déplétion de CO. La raie $C^{18}O(2-1)$, avec une opacité de 0.9 au centre du filament, est plus optiquement épaisse que la raie $C^{18}O(1-0)$. Son étude nécessite donc l'utilisation de méthodes traitant le transfert radiatif dans le milieu (LVG, Monte-Carlo).

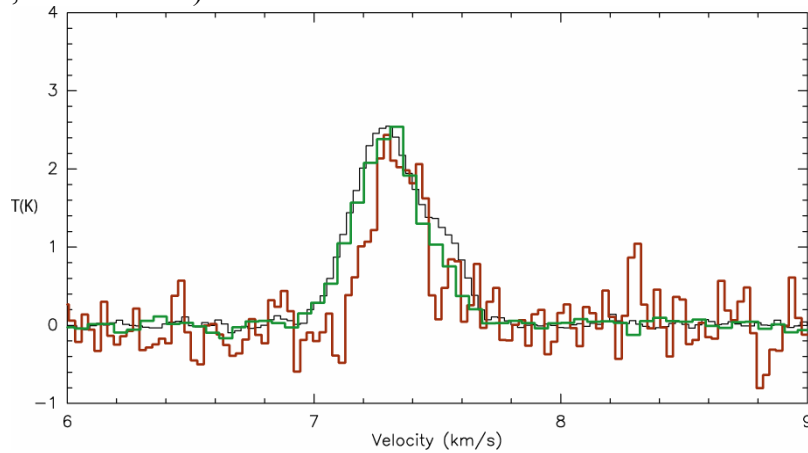


Figure 60 : allure des spectres de la raie $C^{18}O(1-0)$ en noir, $C^{18}O(2-1)$ en vert et $C^{17}O(1-0)$ en rouge observés à l'IRAM pour le point (0,-75''). Les spectres $C^{17}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ ont été artificiellement ramenés à une valeur d'intensité similaire à celle de $C^{18}O(1-0)$: $C^{17}O(1-0) \times 6$; $C^{18}O(2-1) \times 1.5$.

4.6.2 Etude de l'émission de N_2H^+

L'espèce N_2H^+ est particulièrement intéressante puisqu'elle ne devrait pas souffrir du phénomène de déplétion dans les conditions physiques que nous pensons prévaloir dans ce filament, ce qui en fait un bon traceur de la densité du milieu. La détermination de la largeur intrinsèque de la raie de N_2H^+ , de son opacité totale τ_{tot} (somme des opacités au pic des 7 raies hyper fines) et de sa température d'antenne multipliée par l'opacité ($T_{ant} \cdot \tau$) s'effectue grâce à la procédure hfs de CLASS. Puisque l'approximation de Rayleigh-Jeans n'est pas satisfaite (cf formule A4 de l'Annexe), la température d'excitation T_{ex} est déduite à partir de la relation :

$$\frac{(T_{ant} \cdot \tau)}{\tau_{tot}} = \frac{T_0}{\exp\left(\frac{T_0}{T_{ex}}\right) - 1} - \frac{T_0}{\exp\left(\frac{T_0}{T_{bg}}\right) - 1}. \text{ La formule A9 donnée en Annexe A}$$

permet de remonter, sous l'hypothèse de l'ETL, à la densité de colonne de N_2H^+ dans le milieu. Cependant, l'incertitude sur la densité de colonne est relativement grande, car certains paramètres calculés par la procédure hfs ne sont pas connus avec une grande précision :

L'incertitude sur l'opacité totale τ de la transition 1-0 peut atteindre 50% dans notre cas.

Les largeurs des raies peuvent être surestimées de 20%. En effet, la procédure hfs suppose un équilibre thermodynamique local entre les composantes hyperfines or N_2H^+ est connu pour présenter des excitations hors ETL entre ces différentes composantes hyperfines (Caselli et al, 1995).

Contrairement à $C^{18}O$, pour N_2H^+ , il n'existe pas de correspondance fiable entre la densité de colonne de N_2H^+ et celle de H_2 (cf Annexe A): l'abondance fractionnelle de N_2H^+ varie beaucoup selon les sources étudiées. Taffala et al. (2002) ont trouvé une abondance fractionnelle moyenne de 10^{-10} dans les cœurs de faibles masses, tandis que Womack et al. (1991) ont déterminé une abondance proche de 6.10^{-10} dans les nuages denses. Ainsi, il est très difficile, à l'aide de simples formules analytiques, de déduire la densité du milieu à partir de la connaissance de la densité de colonne de N_2H^+ . Il est donc indispensable d'utiliser un modèle LVG pour calculer la densité du milieu.

Nous avons utilisé le code LVG élaboré par J.Cernicharo et repris par A.Castets. Pour la position centrale, à partir de la température cinétique, de l'abondance de N_2H^+ déduite de l'approximation de l'ETL, et de la largeur de raie, il est possible de déterminer les conditions d'excitation du milieu (notamment la densité du milieu) qui permettront de reproduire l'opacité de la raie, sa température d'excitation et sa température d'antenne.

La densité centrale de H_2 déduite des observations de l'IRAM et de l'utilisation d'un code LVG est ainsi de $n(H_2) \approx 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \pm 20\%$.

En moyennant les points centraux de la coupe // sur un rayon de $25''$ le code LVG permet de déduire une densité $n(H_2)$ à nouveau proche de $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Ainsi, les parties les plus centrales du filament seraient caractérisées par une densité constante de $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

4.6.3 Modélisation de l'émission de CO

4.6.3.1 Résumé des résultats obtenus au Kitt Peak

A partir de nos premières mesures obtenues avec l'observatoire du Kitt Peak, nous avons déterminé l'abondance de CO sur les lignes de visée interceptant le filament. Nous avons utilisé pour cela deux méthodes de calcul, l'une basée sur l'approximation de l'équilibre thermodynamique local, l'autre sur l'approximation LVG. Grâce au logiciel CLASS qui nous a permis d'effectuer des ajustements gaussiens sur les profils de raies mesurés et en adoptant une température d'excitation standard de $T_{\text{ex}}=10\text{K}$ valable pour les nuages denses (e.g. Onishi et al, 1996), nous avons calculé la densité de colonne de $C^{18}O$ à l'ETL pour tous les points de la coupe // (formules (A5) et (A8) données en Annexe A)

La relation :

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{1.7 * 10^{14}} \right] * 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ de Frerking et al. (1982),}$$

déterminée pour les nuages denses du Taureau, donne l'abondance fractionnelle canonique de $C^{18}O$, i.e le rapport des densités de colonne de $C^{18}O$ et de H_2 . Nous pouvons ensuite en déduire l'extinction du milieu à partir de :

$$A_v \approx 1.10^{-21} N(H_2) \text{ (Savage et Mathis, 1979)}$$

La baisse de l'extinction dans les régions les plus internes du filament est provoquée par **la déplétion de CO qui se produit à des extinctions de l'ordre de $A_v \sim 5$.**

Les caractéristiques de la déplétion déduites du modèle LVG sont similaires à celles déduites de l'approximation de l'ETL. Toutefois le modèle LVG comme l'approximation à l'ETL restent approximatifs puisqu'ils ne tiennent pas compte des variations de conditions physiques du milieu le long de la ligne de visée.

4.6.3.2 La méthode d'inversion linéaire

Afin de modéliser la chute de l'abondance de CO observé à l'IRAM, nous avons effectué, une modélisation simple pour obtenir un ordre de grandeur de l'abondance des molécules à travers le filament, avant de prendre en compte le transfert radiatif de manière détaillée dans le nuage. Ce modèle permet, uniquement à partir de considérations géométriques, de remonter à l'abondance locale des molécules à partir de la mesure de l'aire des raies intégrée en vitesse, et le long d'une ligne de visée. La méthode utilisée consiste en une inversion linéaire matricielle.

Le filament est modélisé selon une symétrie cylindrique et l'on découpe ce cylindre en plusieurs anneaux.

Soit $N(\text{cm}^{-2})$ le vecteur des densités de colonne de CO, de dimension égale au nombre de lignes de visée le long de la coupe. Soit $n(\text{cm}^{-3})$ le vecteur des densités volumiques de CO, de dimension égale au nombre d'anneaux dans le filament. On considère que la densité volumique est constante à l'intérieur d'un anneau. On peut exprimer la relation entre ces grandeurs sous la forme :

$$N = A \cdot n + b, \text{ où } b \text{ est le terme de bruit.}$$

L'inversion linéaire consiste à rechercher une estimation du vecteur de densité n , dérivant des observations N :

$$n = WN, \text{ où } W \text{ est une matrice optimale, minimisant le } \chi^2.$$

Dans le cas simple que nous avons considéré (pas d'adjonction de bruit), on obtient l'expression :

$$W = [A^t A]^{-1} A^t$$

(Des informations plus complètes sur les méthodes d'inversion linéaire peuvent être trouvées dans la thèse de X. Dupac, 2002).

Nous avons supposé que la densité de colonne N de CO pour une ligne de visée donnée était proportionnelle à l'aire de la raie intégrée en vitesse.

Le résultat du modèle est présenté sur la Figure 61 pour un nombre d'anneaux égal à 7, couvrant une zone de rayon égal à $4''$ depuis le centre du filament, donc plus étendue que l'émission C^{18}O mesurée. En unité arbitraire les densités calculées et les erreurs associées sont les suivantes :

$$n = [0.2 \pm 0.4, 0. \pm 0.25, 1.5 \pm 0.2, 1.7 \pm 0.16, 1.3 \pm 0.2, 0.5 \pm 0.5, 0.16 \pm 0.6]$$

Ces résultats ne sont pas très sensibles au nombre d'anneaux adoptés dans le modèle : nous avons reporté sur la Figure 61 la densité volumique en C^{18}O obtenue dans les différents cas où le nombre d'anneau est égal à 4, 6, 7, 8 et 9.

Cette méthode permet ainsi de montrer, par seule considération géométrique, que pour reproduire le profil d'aire intégrée en vitesse observé en CO, il faut considérer une déplétion très importante de CO dans les régions les plus internes du filament.

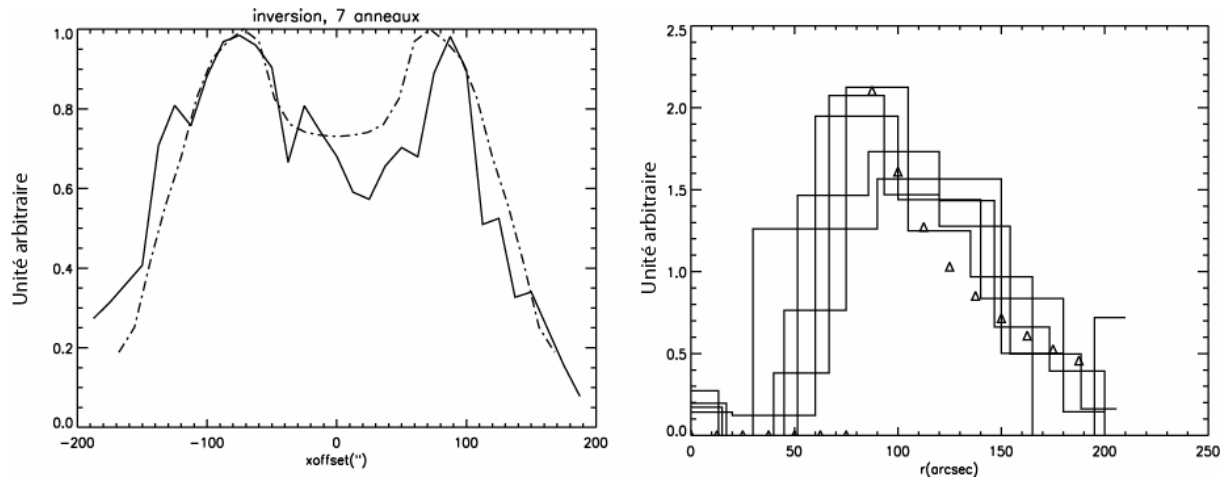


Figure 61 : à gauche : Profil le long de la coupe PRONAOS de l'intensité des raies $C^{18}O(1-0)$ intégrées en vitesse (observations IRAM, en trait plein); comparaison au résultat du modèle d'inversion linéaire (en pointillés), pour un nombre d'anneaux égal à 7, couvrant une zone de rayon $4''$ par rapport au centre du filament ; à droite : distribution radiale de la densité volumique (en unité arbitraire) de $C^{18}O(1-0)$, obtenue à partir du modèle d'inversion pour différents nombres d'anneaux adoptés ($nb=4,6,7,8,9$) ; nous avons reporté à titre comparatif, par des triangles, les résultats obtenus à partir du modèle de Monte-Carlo (cf. §4.6.3.3)

4.6.3.3 Le modèle de Monte-Carlo

L'approximation d'une raie optiquement mince n'est plus valable pour la raie $C^{18}O(2-1)$ qui a une opacité proche de l'unité. La compréhension de l'émission de cette raie nécessite donc l'étude du transfert radiatif dans le filament ce qui peut être effectuée grâce à une modélisation de Monte-Carlo (description phénoménologique du modèle donnée en Annexe A).

Nous avons utilisé le modèle à une dimension et à symétrie sphérique développé par Bernes (1979) puis repris par M.Pérault et amélioré par L. Pagani. Le filament étudié présente l'avantage de posséder une géométrie simple. Bien qu'il soit de symétrie cylindrique, nous montrerons dans la suite de ce chapitre que le modèle de Monte-Carlo à une dimension (et à symétrie sphérique) permet de déterminer correctement les paramètres du modèle. Nous appliquerons ce modèle à l'étude des raies de $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ le long de la coupe //. Comme nous l'avons vu au chapitre 4.5.4, les profils des raies de $C^{18}O(1-0)$ et (2-1) ne sont pas de simples gaussiennes : les raies sont dédoublées par la structure en vitesse du filament. En première approche nous avons utilisé le modèle de Monte-Carlo sans y inclure des vitesses de rotation/effondrement des couches. La version de ce modèle sans cinématique des couches ne permet pas de rendre compte de la structure en vitesse des raies : l'ajustement des profils de raies modélisés avec les profils de raies observationnels est donc impossible. Nous avons ainsi décidé de travailler sur l'ajustement d'une quantité physique plus représentative : l'aire intégrée des raies.

Le rapport de l'aire intégrée des raies $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ est directement relié à l'état d'excitation du milieu et donc à sa densité. Quand la densité de H_2 décroît, les excitations collisionnelles sont moins nombreuses et l'émission de CO est donc plus faible. Cependant, la baisse du niveau d'excitation du milieu n'affecte pas de manière similaire le niveau d'émission des transitions 1-0 et 2-1. La chute de l'émission de la transition 2-1 est plus importante que celle de la transition 1-0. La modification de la densité du milieu modifiera donc le rapport d'émission entre les deux raies.

- **Modélisation du filament**

Nous avons modélisé notre filament par une sphère d'un diamètre équivalent de 6 minutes d'arc ($\sim 7.6 \cdot 10^{15}$ mètres à une distance de 150pc), soit l'étendue spatiale des mesures prises à l'IRAM le long du filament. Nous avons découpé cette sphère en 16 couches (soit une distance inter-couche d'environ $12''$) possédant une épaisseur identique.

Dans chacune de ces couches les paramètres suivant sont définis (cf.Figure 62):

- T_{ex} : la température cinétique,
- V_{turb} : la turbulence du milieu,
- f_{CO} : l'abondance fractionnelle de CO
- n_{H_2} : la densité de H_2 .

A partir de la connaissance de ces paramètres, le code de Monte-Carlo calcule l'émission de CO produite par chacune des couches et le transfert radiatif associé.

La simulation des données observationnelles pour différentes lignes de visée est réalisée en intégrant les données de chaque couche sur une ligne de visée et en les convoluant par le lobe instrumental de l'IRAM aux fréquences d'observation de la raie $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ et $(2-1)$ (le lobe instrumental est pris égal à une gaussienne en première approximation). Nous choisissons des lignes de visée espacées de $12''$ (soit l'espacement entre couches).

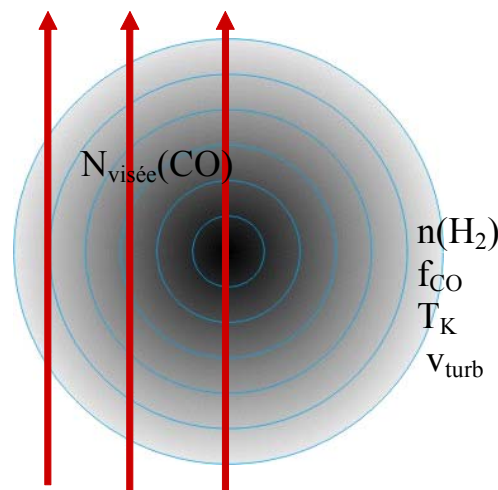


Figure 62 : géométrie du modèle de Monte-Carlo et variables ajustées

- **Correction de la température d'antenne**

Toute notre étude reposant sur la modélisation de l'aire intégrée des raies, il est impératif de corriger l'intensité des raies d'éventuels artefacts instrumentaux afin d'obtenir des valeurs d'aires aussi correctes que possible. Nous avons corrigé nos températures d'antenne de l'influence de l'étendue spatiale de la source étudiée, en suivant les facteurs correctifs de Teyssier et al. 2002.

Nous nous sommes placés dans le cas idéal où nous observons une source étendue de brillance uniforme et de surface circulaire. Nous avons corrigé notre température d'antenne du flux reçu par les lobes secondaires de l'instrument. Puisque le lobe instrumental dépend de la

fréquence de la raie observée, le facteur correctif en dépend également. Compte tenu de l'étendue spatiale de l'émission de $C^{18}O$, nous avons choisi les facteurs correctifs correspondant à une source de brillance uniforme sur une surface de diamètre $180''$. Pour la raie de $C^{18}O(1-0)$ à 110 GHz, le facteur correctif est de 0.75 et il est de 0.65 pour la raie $C^{18}O(2-1)$ soit une augmentation de 15% de la raie $C^{18}O(2-1)$ par rapport à la raie $C^{18}O(1-0)$.

- **Les paramètres physiques fixés utilisés dans le modèle**

- **Température cinétique**

Nous avons supposé que la température cinétique du milieu était de 10 K pour toutes les couches, bien que les modèles théoriques prévoient une légère décroissance de la température de la poussière dans les parties les plus internes (Mathis et al. 1983, Evans et al. 2001).

- **Turbulence du milieu**

Nous avons ajusté la turbulence du milieu pour que les largeurs à mi-hauteur des raies modélisées et des raies observées soient égales et nous avons supposé que la turbulence du milieu était identique dans toutes les couches. La turbulence injectée dans les couches est de 0.1 km.s^{-1} . Taffala et al. (2002), ont montré que pour des cœurs pré-stellaires, à l'intérieur d'un rayon de 0.1 pc (soit $150''$ pour un nuage à la distance du Taureau), l'élargissement des raies par turbulence était constant, avec une vitesse de turbulence de l'ordre 0.1 km.s^{-1} . La valeur constante que nous avons choisie est donc compatible avec les vitesses de turbulence typiques dans les cœurs pré-stellaires et leur invariance à des échelles de 0.1 pc.

- **Les paramètres physiques libres du modèle**

Les paramètres libres du modèle sont : *l'abondance fractionnelle de CO et la densité de H_2* dans chacune des couches. Cependant, nous avons des contraintes sur chacun de ces deux paramètres libres.

- **Abondance fractionnelle de CO**

L'abondance fractionnelle canonique de $C^{18}O$ est donnée par Frerking et al. (1982) et vaut 1.7×10^{-7} . Cependant, si l'on adopte cette valeur standard d'abondance pour toutes les couches, il est impossible de reproduire la chute de l'aire intégrée dans les parties internes du nuage (sauf à considérer le cœur du nuage dépourvu de H_2). La chute de l'aire intégrée et de l'intensité ne sont donc pas dues à des effets de transfert radiatif à l'intérieur du nuage mais à une baisse de l'abondance de CO dans les parties les plus internes du filament. Ainsi, pour expliquer la chute de l'aire d'un facteur 1.5 sur un rayon de $75''$, il faut affecter une abondance fractionnelle de $C^{18}O$ au maximum égal à 10^{-8} à toutes les couches de rayon r_{CO} inférieur à $75''$ (soit $\sim 1.3 \times 10^{15} \text{ m}$). Le modèle d'inversion linéaire des données donne des résultats similaires : il prévoit que les densités de CO doivent être très faibles pour les anneaux cylindriques les plus internes du filament. Il permet également de lever l'incertitude quant à l'influence de la modélisation par une sphère d'un filament cylindrique. L'impact de la géométrie exacte du filament n'est pas très important puisque ces deux modèles aux géométries différentes donnent des résultats semblables.

Comme Tafalla et al. (2002) le précisent dans leur article, il est difficile de contraindre le profil d'abondance fractionnelle de CO : si l'abondance fractionnelle est très faible dans les couches centrales, le profil d'intensité intégrée de CO est dominé par les couches externes. Il est donc difficile de contraindre avec précision le profil de la chute d'abondance de CO. Nous avons donc choisi un profil simple de type « marche d'escalier » : l'abondance fractionnelle des couches centrales est prise égale à 10^{-8} , ce qui correspond à une déplétion importante de

l'espèce CO, tandis que l'abondance fractionnelle des couches externes est laissée constante et égale à X :

$$\begin{array}{ll} f_{\text{CO}}=10^{-8} & r_{\text{co}} < 75'' \\ f_{\text{CO}}=X & r_{\text{co}} > 75'' \end{array}$$

○ Loi de densité du milieu

Le profil en densité du filament a été modélisé par B. Stepnik et al. (2002) à partir des données en extinction. L'incertitude sur les valeurs centrales de la densité est grande : les valeurs de densité dans un rayon de 100'' ne sont que des limites inférieures (l'extinction n'y est pas connue avec précision). En revanche, au-delà de 100'' les valeurs d'extinction et donc de densité modélisées sont bien contraintes (Figure 65).

Nous avons calculé les valeurs de densité de H₂ à injecter dans le modèle en suivant la modélisation de type exponentielle décroissante utilisée par B. Stepnik :

$$\begin{array}{ll} n_H(\text{filament}) = n_0 & \text{pour } 0 < r < r_c \\ n_H(\text{filament}) = n_0 \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-2} & \text{pour } r \geq r_c \end{array}$$

Ce type de loi (loi exponentielle + plateau central) est très souvent utilisé pour modéliser les cœurs pré-stellaires¹³ (Ward-Thompson et al, 1994, André et al. 1996).

Dans notre modélisation, la densité n_0 choisie dans les anneaux centraux ne joue pratiquement aucun rôle sur l'émission totale de CO. En effet, les régions centrales du filament ne possèdent qu'une faible quantité de CO : quelle que soit la densité du milieu dans ces régions, l'émission de CO produite par ces régions sera négligeable. Nous avons donc choisie une valeur de rayon critique r_c , au-delà duquel la densité du milieu ne sera plus constante, égale au rayon critique de déplétion : $r_c = r_{\text{co}} = 75''$ ($r \sim 1.3 \cdot 10^{15}$ m). La densité n_0 du milieu au rayon critique déterminera la loi de densité.

Les **paramètres libres du modèle** se résument donc à :

- X, l'abondance fractionnelle de CO dans les couches externes du modèle et
- n_0 la densité centrale en hydrogène.

Une fois ces premiers résultats acquis, une analyse statistique du problème est requise.

• Optimisation des paramètres du modèle

Pour s'assurer que le modèle de Monte-Carlo ait bien convergé pour le nombre d'itérations choisi, nous avons étudié l'influence du nombre d'itérations sur les valeurs de l'intensité intégrée calculée. Il est apparu qu'un nombre d'itérations égal à 10 était suffisant pour que le programme converge. Nous avons donc choisi ce nombre d'itérations pour réaliser nos calculs.

Nous avons quadrillé l'espace des paramètres libres afin de couvrir l'ensemble des valeurs vraisemblables de la densité et de l'abondance fractionnelle

Pour trouver la solution du modèle qui ajuste le plus parfaitement l'aire intégrée de la transition 1-0 et de la transition 2-1, nous avons utilisé un critère de minimisation par moindres carrés (χ^2) :

¹³ En effet, le profil de densité typique des cœurs pré-stellaires apparaît plat au centre et n'est compatible avec une loi en $1/r^2$ qu'au-delà de quelques milliers d'unités astronomiques.

Pour chaque couple de valeurs de densité et d'abondance fractionnelle, nous avons calculé, la valeur du χ^2 . La valeur où le χ^2 est minimal donne la meilleure solution (n_0 , X) permettant de modéliser les observations.

χ^2 est calculé pour chacune des transitions suivant la formule :

$$\chi^2 = \sum \frac{(Y_{obs} - Y_{modèle})^2}{\sigma^2} \quad \text{où } \sigma^2 \text{ est la variance sur la mesure de l'aire. Elle est égale à :}$$

$\sigma^2 = (\Delta V_{rms} \sqrt{ncanaux})^2$, ΔV est la résolution en vitesse des observations, rms est le niveau moyen de bruit des spectres individuels et ncanaux le nombre de canaux sur lequel s'effectue le calcul de l'aire.

Une fois le minimum de χ^2 trouvé ($\chi^2(bestdens, bestfrac)$), on re-normalise l'ensemble des χ^2 . La variance précédente ne rend compte que de l'incertitude des mesures qui se répercute sur l'incertitude de l'aire. Mais les incertitudes liées à l'utilisation d'un modèle, qui ne peut qu'être approximatif face à la complexité d'une source astrophysique, induisent des erreurs beaucoup plus grandes que les simples erreurs observationnelles. Aussi choisit-on, selon la méthode du Boost-Strap, d'assimiler l'erreur à l'erreur induite par le modèle. On recalcule donc la variance, pour le couple de points qui a minimisé le χ^2 , en considérant que l'essentiel de l'erreur provient de la différence existant entre le modèle et les observations :

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_N ((Y_{obs}(i) - Y_{modèle}(i)) - \overline{(Y_{obs}(i) - Y_{modèle}(i))})^2$$

La moyenne des différences existant entre modèle et observations est proche de zéro : $\overline{(Y_{obs}(i) - Y_{modèle}(i))} \sim 0$ si bien que $\chi^2(bestdens, bestfrac) = N$. On calcule ce χ^2 normalisé pour chacune des deux transitions, le χ^2 total est la somme des χ^2 normalisés pour les deux transitions.

• Résultats de la modélisation

Grâce à cette méthode, nous trouvons que le meilleur couple de valeurs permettant d'ajuster l'aire intégrée des transitions 1-0 et 2-1 de C¹⁸O est :

$$n_0(\text{H}_2) = 18157 \text{ cm}^{-3}$$

$$f_{\text{CO}} = 3.2 \times 10^{-7}$$

La Figure 63 montre le résultat de cette modélisation.

L'abondance fractionnelle de C¹⁸O dans les couches périphériques est de 3.2×10^{-7} contre une abondance fractionnelle de 10^{-8} dans les couches internes du modèle. Nous **avons donc un facteur de déplétion de CO d'un facteur ~30 entre les couches internes du modèle et les couches externes.**

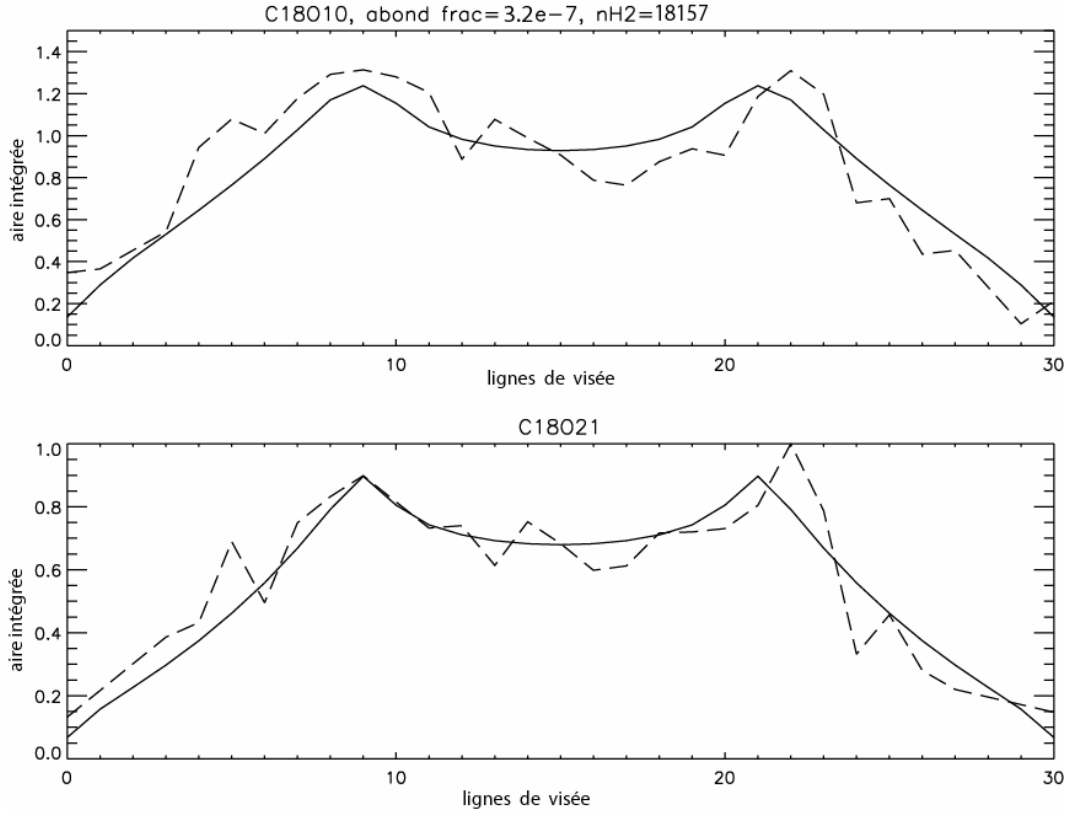


Figure 63 : profils de l'aire intégrée des raies $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ observés à l'IRAM (traits tiretés) superposés au profil modélisé par Monte-Carlo (traits pleins) pour le meilleur ajustement

- **Incertitude sur les valeurs :**

A partir de la loi de variation du χ^2 (Figure 64), il est possible de retrouver le domaine de valeurs tel que la probabilité de trouver nos paramètres dans cet intervalle soit de A %. Nous avons 60 degrés de libertés correspondant à nos 60 points de mesures (30 points de mesure pour chaque transition). Comme ce nombre de degrés de liberté est grand, la loi de distribution du χ^2 tend vers une loi normale. Ainsi, comme le prédit la loi normale, 68 % des valeurs des paramètres (intervalle de confiance) sont comprises dans un intervalle de $\pm\sigma$ par rapport à la meilleure valeur trouvée (ceci équivaut à une augmentation de 8% du χ^2).

Nos résultats avec barres d'erreur à 1σ sont donc les suivants (cf Figure 64)

$$n_0(H_2)=18000 \text{ cm}^{-3} \pm 4000$$

$$f_{CO}=3.2 \times 10^{-7} \pm 0.8 \times 10^{-7}$$

Notre abondance fractionnelle de CO est supérieure de 60% à la valeur canonique de Frerking et al. (1982). Cette valeur surprenante de l'abondance fractionnelle ne pourra être mieux contrainte qu'en connaissant avec plus de précision la densité du milieu. Néanmoins, il semble que l'abondance canonique de CO soit susceptible de varier selon les nuages (Alves et al., 1999 ; Kramer et al, 1999) et que comme le concluent Crapsi et al (2004) l'abondance fractionnelle canonique de CO puisse être plus grande ou plus petite d'un facteur 2 dans certains nuages. Avec une abondance fractionnelle de 3.2×10^{-7} , nous rentrons dans la marge de variation admissible pour ce paramètre. La seule détermination directe du rapport CO/H₂ en direction d'un nuage tiède dense a été effectuée par Lacy et al. (1994) et conduit à une valeur 3 fois supérieure à celle déterminée par Frerking et al. pour les nuages denses.

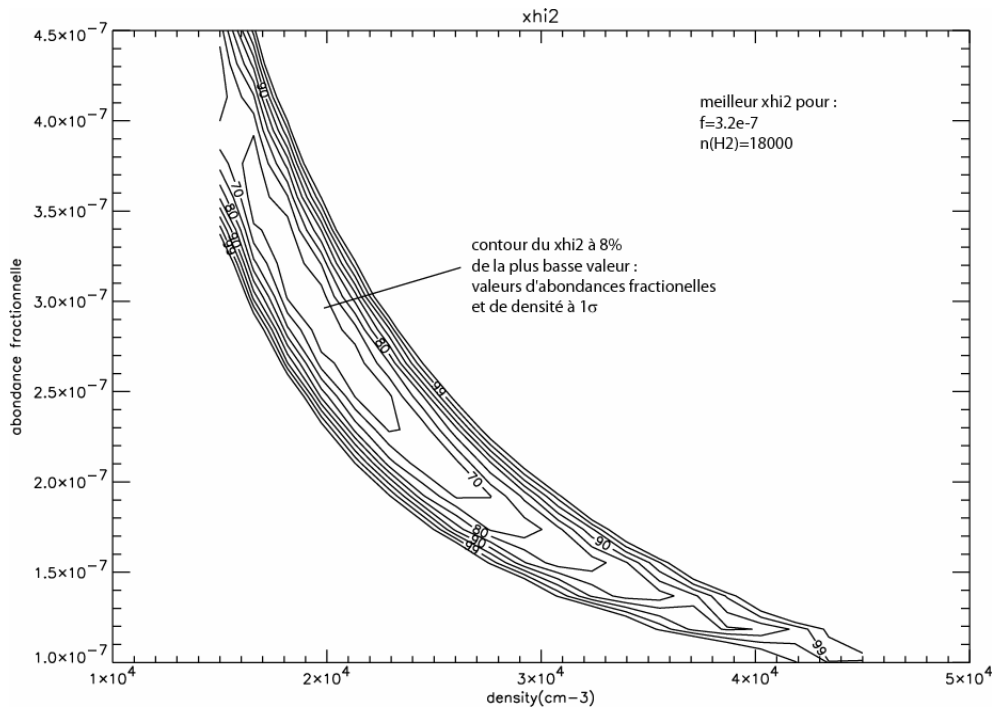


Figure 64 : loi de variation du χ^2 selon les valeurs de densité et d'abondance fractionnelle

4.6.4 Discussion des résultats

4.6.4.1 Phénomène de déplétion et propriétés des grains

Le modèle de Monte-Carlo nous permet de déduire les conditions physiques locales de la déplétion. Celle-ci apparaît pour un rayon critique r_c de $1.3 \cdot 10^{15} \text{ m}$, caractérisé par une **densité critique minimale $n_0(\text{H}_2)$ d'environ $2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$** . La connaissance du profil de densité nous permet par ailleurs de calculer la valeur de l'extinction (intégrée sur la ligne de visée) correspondante. Le phénomène de déplétion apparaît ainsi pour des valeurs d'extinction de :

$$A_v = 6.2 \pm 0.4$$

Cette valeur est relativement faible par rapport à celle déterminée par d'autres auteurs sur des sources de même type (cf. Tableau 18), d'autant plus que la déplétion est très brutale alors que dans le cas du cœur B68 par exemple (Bergin et al., 2002), la déplétion semble être beaucoup plus progressive.

- **Propriétés des manteaux de glaces d'eau H_2O**

L'étude de la raie d'absorption à $3 \mu\text{m}$ de la glace d'eau et de sa corrélation avec le niveau d'extinction visuelle a démontré que la glace d'eau n'était présente que pour des extinctions supérieures à un certain seuil. Les grains acquièrent ainsi un manteau de glace d'eau détectable pour des magnitudes $A_v > A_{\text{seuil}}$, avec A_{seuil} proche de 3 magnitudes. Cette valeur seuil varie de nuages en nuages, elle est cependant proche de 3 pour le complexe du Taureau (Chiar et al, 1995 ; Smith, Sellgren et Brooke, 1993 ; Teixeira et Emerson, 1999, Whittet et al, 2000). Une compilation des données disponibles sur la densité de colonne de H_2O solide pour différentes régions du Taureau a permis à Whittet et al. (2000) de trouver le seuil de détectabilité en extinction de H_2O solide à 3.2 ± 0.1 .

Cependant, les études de Murakawa et al. (2000) sur le complexe du Taureau montrent qu'il existe des lignes de visées pour lesquelles la glace d'eau est détectable à des extinctions inférieures à 2.

Whittet et al. (2000) proposent que le seuil en extinction de détectabilité de la glace d'eau soit le marqueur de la transition entre les couches externes diffuses du nuage et les couches internes plus denses et froides du nuage. Les manteaux de glace se formant majoritairement via des réactions de surface impliquant les atomes d'hydrogène et d'oxygène, ils suggèrent que les manteaux de glace d'eau croîtraient de manière plus efficaces à l'interface HI/H₂. Le seuil de détection de la glace d'eau serait ainsi révélateur d'un changement de phase entre hydrogène sous forme atomique et hydrogène sous forme moléculaire.

- **Propriétés des manteaux de glace de CO**

Les observations des raies en absorption de CO de Chiar et al. (1995) en direction des nuages calmes du complexe du Taureau ont prouvé l'existence de glace de CO solide détectable à des extinctions supérieures à 6. Près de 40 % de la quantité totale de CO (phase gazeuse + phase solide) se trouverait sous forme solide dans ces régions. La compilation des données disponibles sur les raies d'absorption de CO et H₂O leur a permis de déduire un rapport N(CO)/N(H₂O) solide de 30 % dans la direction des nuages denses du Taureau.

- **Corrélation gaz-grains**

Le travail de Whittet et al. (2000) montre que des changements des propriétés des grains (changement de leur taille moyenne) se produisent à une extinction qui coïncide avec celle où la glace d'eau devient détectable. Ils attribuent ce changement de taille moyenne: soit à une croissance des manteaux de glace, soit à un phénomène d'agglomération des grains soit à une combinaison de ces deux phénomènes. Ces hypothèses sont particulièrement intéressantes puisqu'elles sont similaires à celles proposées par Stepnik et al. (2002) qui avaient suggéré que les modifications des propriétés des grains (formation d'aggrégats) soient reliées à l'apparition de manteaux de glace.

Notre étude montre que la déplétion de l'espèce CO se produit à des extinctions de l'ordre de 6, ce qui est en accord avec les observations de la glace de CO de Chiar et al. (1995).

Le phénomène d'agglomération des grains qui a été mis en évidence par Stepnik et al. (2002) dans le filament du Taureau et qui s'initie à des extinctions $A_V \sim 2$ n'est donc pas lié à la présence de glace de CO mais probablement à celle de glace de H₂O.

4.6.4.2 Caractéristiques typiques de la déplétion de CO dans les cœurs denses

Le facteur de déplétion de CO est le rapport entre l'abondance fractionnelle canonique de CO (donnée par Frerking et al. (1982)) et l'abondance fractionnelle déduite des observations. Le facteur de déplétion peut également être calculé à partir du rapport entre la magnitude canonique déduite de la relation de Frerking et la magnitude réelle déduite d'observations de la poussière par exemple. De nombreuses études sur des régions de formation d'étoiles ont démontré que l'abondance de CO était plus faible que sa valeur canonique, avec des facteurs de déplétion intégrée sur la ligne de visée s'échelonnant typiquement de 5 à 20 pour les lignes de visée sondant les parties les plus denses des nuages étudiés (Tableau 18). Kramer et al. (1998) ont également montré que le facteur de déplétion était d'autant plus important que la température des grains était froide. Des mesures obtenues très récemment grâce à MAMBO (bolomètre de l'IRAM à 1.2 mm) ont permis de déterminer une densité de colonne centrale de N(H₂) de $1.1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ soit une extinction visuelle centrale de 12. La densité de colonne centrale de C¹⁸O déduite du modèle de Monte-Carlo est de $8.10^{14} \text{ cm}^{-2}$. L'abondance fractionnelle déduite est ainsi de $7.2 \cdot 10^{-8}$ soit un facteur de

déplétion proche de 2.5. Les résultats du modèle de Monte-Carlo permettent également de calculer un facteur de déplétion moyenné sur la ligne de visée centrale : **le facteur de déplétion déduit est de 3**. Cette valeur est concordante avec les valeurs de facteurs de déplétion déduits des observations de la glace de CO (Chiar et al., 1995), de l'étude du degré de fractionnement du deutérium (Caselli et al., 1998) mais également des modèles chimiques prenant en compte la présence de glace de CO (Bergin et al. 1995). Par rapport aux travaux présentés dans le Tableau 18, cette valeur est relativement basse, tout comme la valeur de l'extinction (6 magnitudes) et de la densité à laquelle la déplétion se produit.

Tableau 18 : Récapitulatif des principaux travaux scientifiques menés sur la déplétion de CO et sur ses caractéristiques. Nous rappelons à titre comparatif que le phénomène de déplétion observé en direction du filament du Taureau apparaît pour des extinctions proches de 6 magnitudes avec un facteur de déplétion intégrée sur la ligne de visée centrale proche de 3.

	Kramer et al. 1998	Savva et al. 2003	Crapsi et al. 2004	Pagani et al. 2005	Bergin et al. 2002	Caselli et Walmsley 1999	Taffalla et al. 2002	Bacmann et al. 2002
Région étudiée	Nuage dense IC5146 (Cygne)	Nuages denses d'Orion B	Cœur pré-stellaire L1521F	Nuage sombre L134N	Nuage sombre B68	Nuage sombre L1522	Cœurs denses Taureau-Persée	Cœurs pré-stellaires
Facteur de déplétion de CO sur une ligne de visée	1 ($T_{\text{dust}} \sim 15\text{K}$) 3 ($T_{\text{dust}} \sim 8\text{K}$)	5 (enveloppes) 10 (cœurs)	6-18	5		10		5-15
Extinction/densité/température à laquelle se produit la déplétion	$A_V \sim 10$ mag. $n(\text{H}_2) > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ $T_{\text{dust}} < 15\text{K}$	$T_{\text{dust}} \sim 15-20\text{K}$ $n(\text{H}_2) \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$	$n(\text{H}_2) \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$	$A_V \sim 20$ mag. $n(\text{H}_2) \sim 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$	$A_V \sim 8$ mag	$n(\text{H}_2) \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$	$n(\text{H}_2) \sim 2-6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$	$n(\text{H}_2) \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$

Une étude particulièrement intéressante sur les facteurs de déplétion de CO a été menée par Taffalla et al. en 2002 et en 2004 en utilisant une modélisation de Monte-Carlo. En 2002, ils ont étudié les conditions physico-chimiques de 5 cœurs denses sans étoiles enfouies appartenant aux régions du Taureau et de Persée. Ils ont démontré que la forte chute de l'abondance de CO observée en direction des régions internes des cœurs denses était due à la chute de l'abondance de CO d'un facteur proche de 100 dans les parties centrales. Cette chute est modélisée par une déplétion complète de CO pour des densités $n_{\text{H}_2} \sim (2-6) \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. En 2004, ils ont effectué une nouvelle modélisation Monte-Carlo permettant de rendre compte simultanément de l'aire intégrée et du profil d'intensité de raies de $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ et $\text{C}^{17}\text{O}(2-1)$ dans les cœurs pré-stellaires L1498 et L1517B qui appartiennent à la constellation du Taureau. Ils ont démontré que CO disparaît de la phase gazeuse pour des densités de $2.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $7.8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ respectivement. Leur modèle de Monte-Carlo montre que CO est complètement déplété pour des rayons $r < 70''$.

Les caractéristiques de la déplétion déduites des études de Taffalla et al. sont en bon accord avec celles obtenues grâce à notre modèle : les ordres de grandeur de densité locale et de rayon à partir duquel le CO est déplété sont semblables. Cependant, notre modélisation exige une chute de l'abondance de CO au minimum de 30 entre les couches périphériques du modèle et les couches internes tandis que Taffalla et al. ont utilisé une abondance nulle de CO dans les parties les plus internes.

4.6.4.3 Comparaison avec le profil de densité de Stepnik et al. (2002)

Nous avons comparé le profil de densité déduit de notre modélisation (Figure 65) avec celui de Stepnik et al (2002) déduit des données d'extinction. Le profil de densité de B. Stepnik est issu de la modélisation du profil d'extinction moyenné à 2' d'arc dans les zones centrales et 0.5' d'arc dans les zones périphériques.

Les deux modèles présentent des profils de densité relativement différents : la densité centrale déduite par B. Stepnik est de 5800 H.cm^{-3} contre une valeur de $3.6 \cdot 10^4 \text{ H.cm}^{-3}$ pour le modèle Monte-Carlo. Cependant, le domaine de comparaison de ces modèles est extrêmement restreint. Le modèle de B. Stepnik ne peut pas contraindre les densités dans les parties centrales du filament : la densité centrale d'hydrogène de $5.8 \cdot 10^3 \text{ H.cm}^{-3}$ n'est qu'une limite inférieure. La valeur déduite du modèle Monte-Carlo est elle aussi une limite inférieure puisque nous n'avons aucune contrainte sur les valeurs de densité pour des rayons inférieurs au rayon critique (puisque quasiment tout le CO y est déplété, quelle que soit la densité dans ces couches, l'impact sur l'émission totale de CO est nulle). La différence de densité entre les deux modèles peut s'expliquer par la différence complète de type de traitement permettant de remonter à la loi de densité. Alors que nous sondons une partie très restreinte du cœur avec le modèle de Monte-Carlo (sa partie centrale visible par son émission en CO, soit un rayon $\sim 3'$ d'arc) le modèle de B. Stepnik modélise le nuage à beaucoup plus grande échelle (rayon $\sim 10'$ d'arc).

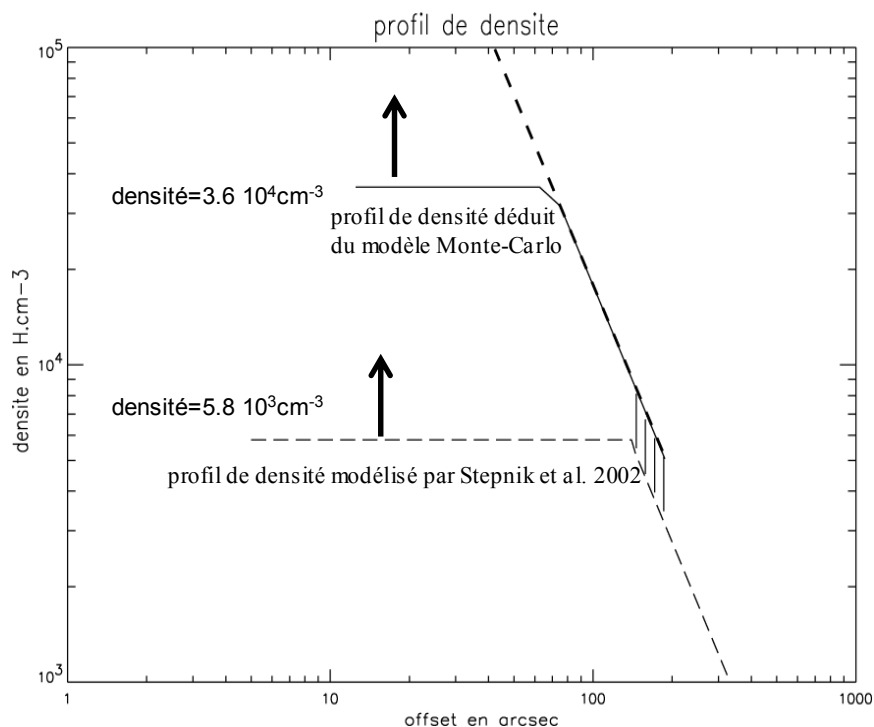


Figure 65 : profil de densité en H modélisé par Stepnik et al. (2002) à partir des données en extinction 2MASS, superposé au profil en densité obtenu par modélisation Monte-Carlo. Les flèches indiquent que les valeurs pour les deux plateaux de densité ne sont que des limites inférieures de la densité. La partie hachurée indique la zone où les deux modèles peuvent être comparés, les traits tiretés une extrapolation possible de la loi de densité compatible avec les valeurs de densité obtenues avec le modèle LVG dans les parties centrales du filament.

La valeur de $3.6 \cdot 10^4 \text{ H.cm}^{-3}$ déduite du modèle de Monte-Carlo peut également être comparée à la valeur déduite de l'émission de N_2H^+ observée à l'IRAM par la méthode LVG. Avec une densité moyenne de 10^5 H.cm^{-3} , le modèle LVG permet de contraindre la densité dans les parties centrales du nuage. Cette valeur plus élevée que celle déduite du modèle Monte-Carlo n'est pas surprenante : il est très probable que la densité du milieu continue à

augmenter pour des rayons inférieurs au rayon critique de $75''$ au-delà duquel la modélisation Monte-Carlo ne contraint plus efficacement la densité. Les données MAMBO sur l'émission des grains que nous avons obtenues très récemment, nous permettrons d'avoir une meilleure contrainte sur le profil de densité le long de la coupe.

4.7 Structure en vitesse

La contribution des couches centrales du filament à l'émission de $C^{18}O$ sur les lignes de visée est nulle puisque le modèle de Monte-Carlo a mis en évidence une déplétion importante de l'espèce CO dans les couches les plus internes du filament. Ainsi, la structure en vitesse de $C^{18}O$ est révélatrice de la dynamique de l'enveloppe externe du filament. Nous sommes donc dans une configuration particulièrement intéressante où $C^{18}O$ permet de sonder la dynamique des régions externes du filament tandis que N_2H^+ permet de sonder la dynamique des régions internes. Ces deux traceurs s'avèrent donc complémentaires dans l'étude de la cinématique de cette région. Dans les régions les plus internes du filament, les espèces moléculaires que nous avons étudiées à l'IRAM présentent des profils de raies asymétriques ou dédoublés.

4.7.1 $C^{18}O$

Les raies de $C^{18}O$ mettent en évidence l'existence d'un mouvement de rotation des parties externes du filament à des vitesses de l'ordre de 50m/s (cf.4.5.4). La structure en vitesse de $C^{18}O$ observée à l'IRAM est particulièrement intéressante : elle met en évidence des raies dédoublées pour les lignes de visée sondant les parties les plus internes du cœur (Figure 59, Figure 58). Dans la partie centrale de la coupe //, le double pic a deux composantes en vitesse $v_1=7.3\text{km/s}$ et $v_2=7.5\text{km/s}$. Ce double pic disparaît pour $X>50''$ et laisse place à une seule raie à 7.42km/s . En revanche, pour $X<-50''$, il apparaît une raie élargie par le résidu de la composante à 7.3 km/s . Sans études complémentaires, il est difficile de savoir si les raies dédoublées sont la signature d'une expansion ou d'une contraction du nuage.

- **Etude préliminaire à partir du modèle de Monte-Carlo**

Un développement récent du modèle de Monte-Carlo permet d'affecter des vitesses de rotation et de contraction aux différentes couches du modèle. Cette extension du modèle nous a permis d'effectuer une étude préliminaire de la structure en vitesse des raies. Cette étude nécessitera d'être affinée mais les premiers résultats permettent de reproduire de manière approximative l'évolution de la forme spectrale des raies de CO le long de la coupe PRONAOS.

Nous avons montré que CO était soumis à la fois à un phénomène de rotation et à un phénomène de contraction/expansion. L'étude des profils de raies et de leur décalage en vitesse nous a permis de déterminer une vitesse de rotation moyenne de 50m/s par rapport au point central et une vitesse de contraction/expansion de l'ordre de 100m/s. Nous avons injecté ces valeurs de vitesse radiale et de rotation dans le modèle de Monte-Carlo pour les couches où le monoxyde de carbone n'est pas soumis à la déplétion (cf. Figure 66).

Nous avons repris les caractéristiques du nuage que nous avons déduites de notre modélisation Monte-Carlo de l'aire intégrée des raies de CO (4.6.3.3) : densité du milieu égale à $1.8 \times 10^4\text{ cm}^{-3}$, abondance fractionnelle de 10^{-8} dans les couches centrales, turbulence égale à 0.1 km/s ...

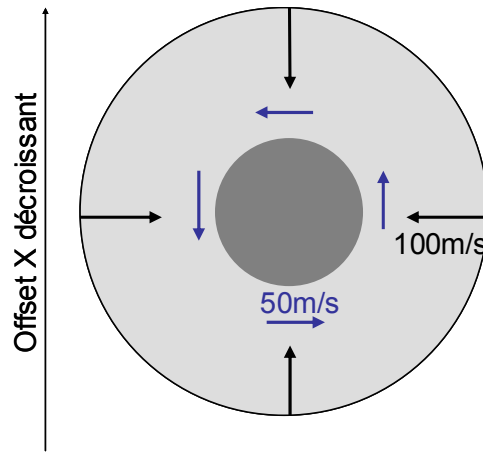


Figure 66 : vue schématique de la modélisation de la structure en vitesse du filament étudié. La zone centrale grisée représente la zone où le CO est déplété : cette région est au repos, sans champ de vitesse. La zone périphérique est soumise à un processus de contraction et de rotation.

L'étude préliminaire des profils de raies modélisées indique que pour des vitesses de **contraction** de 100m/s et des vitesses de rotation de 50m/s on reproduit de manière qualitative l'allure des spectres observée pour les lignes de visée centrales (où le phénomène de rotation n'est pas visible) en plus de la variation de l'intensité intégrée des raies avec la vitesse (Figure 67 : étude de la raie $C^{18}O(2-1)$ légèrement optiquement épaisse). Les intensités des raies ne sont pas encore correctement reproduites mais une étude plus fine est en cours et permettra d'effectuer un ajustement plus précis de l'intensité des raies modélisée et observée.

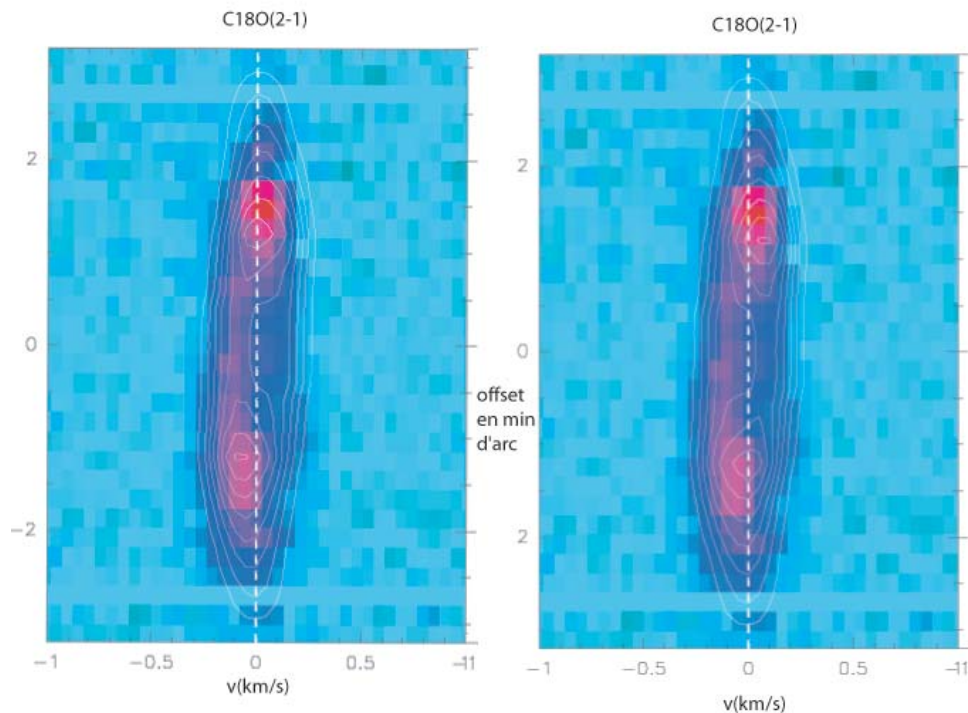


Figure 67 : Comparaison entre la variation d'intensité intégrée de la raie $C^{18}O(2-1)$ déduites du modèle de Monte-Carlo (en contours) et celle observée (en couleurs). Le nuage est en rotation avec un gradient de vitesse régulier : 50m/s pour les couches internes non 'déplétées', 5m/s pour les couches les plus externes. A ce mouvement de rotation vient se rajouter un mouvement radial. Deux cas sont envisagés : le cas du nuage en contraction (figure de gauche) et le cas du nuage en expansion (figure de droite). Les vitesses radiales sont de 100m/s pour toute les couches non 'déplétées'. Le modèle du nuage en effondrement permet de modéliser la position en vitesse des pics d'émission ce qui n'est pas le cas pour le nuage en expansion.

4.7.2 N_2H^+

- **Mouvement de rotation des parties internes du filament**

Les données du Kitt Peak (Figure 57) et de l'IRAM mettent en évidence un mouvement de rotation des parties internes du filament de l'ordre de 50m/s.

- **Une preuve d'un processus d'effondrement au cœur du nuage ?**

La largeur des raies de N_2H^+ déduite de la procédure d'ajustement spectral hfs de CLASS permet d'étudier la turbulence du gaz dans les régions les plus internes¹⁴. Au niveau de la chute de l'aire intégrée et de l'intensité de N_2H^+ (offset 25''), nous notons une augmentation significative de la largeur des raies N_2H^+ (Figure 68). Nous avons une augmentation d'un facteur 1.35 sur une distance angulaire de 50''. Caselli et al (2002a) ont trouvé une augmentation similaire de leur largeur de raie et l'ont attribuée à la présence d'un effondrement au cœur du nuage L1544, effondrement également mis en évidence par l'asymétrie d'effondrement des raies (N_2H^+ permet de révéler des signatures d'effondrement du nuage -cf. Benson, Caselli, et Myers, 1998- notamment grâce à l'observation de sa composante hyperfine à 93176.265 MHz qui est généralement optiquement mince : l'observation de ces signatures d'effondrement sur les raies de N_2H^+ est cependant très délicate).

Nous pouvons donc penser que la partie interne du filament tracée par N_2H^+ subit un processus d'effondrement.

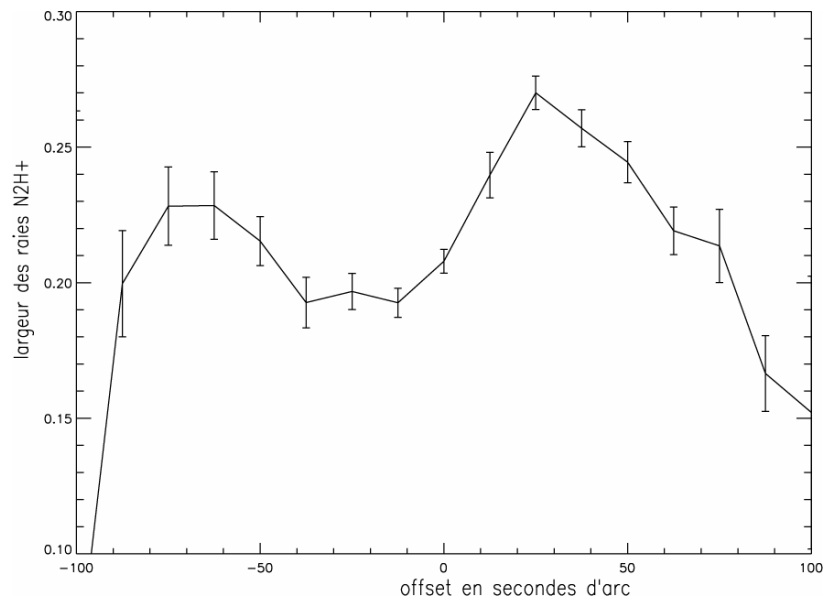


Figure 68 : largeur des raies N_2H^+ (issues de la procédure hfs CLASS) observée à l'IRAM le long de la coupe PRONAOS ainsi que leur barre d'erreur

¹⁴ : la largeur d'une raie est la somme quadratique d'un terme thermique et d'un terme non thermique reflétant la turbulence du milieu. Si la température cinétique du milieu est constante (ce que nous avons supposé), la partie thermique est constante et donc la variation de la largeur des raies reflète directement la turbulence du milieu.

4.7.3 Autres traceurs de l'effondrement

L'étude de la dynamique du filament que nous avons ébauchée dans ce chapitre indique que ce filament présente des caractéristiques cinématiques très intéressantes, mais la compréhension détaillée de sa dynamique nécessitera une analyse plus poussée. L'observation de molécules dédiées à l'étude de la dynamique d'effondrement, comme HCO^+ et CS (e.g. Evans, 1999), devrait grandement nous aider à avoir une meilleure compréhension des processus d'effondrement (vitesse et localisation de l'effondrement). En effet, le profil typique de ces raies optiquement épaisses émises par un nuage en effondrement sont des raies dédoublées avec un profil dissymétrique (Leung et Brown (1977), Zhou (1992), pour une revue sur les signatures spectrales des régions d'effondrement se référer à Evans, 2003). La raie est constituée de deux pics qui sont séparés par une chute prononcée de l'émission provoquée par auto-absorption (cf. Figure 69). L'un des pics est décalé vers les vitesses négatives (pic « bleu ») par rapport à la vitesse de référence, l'autre est décalé vers les vitesses positives (pic « rouge ») : le pic « bleu » a une intensité plus élevée que le pic « rouge ».

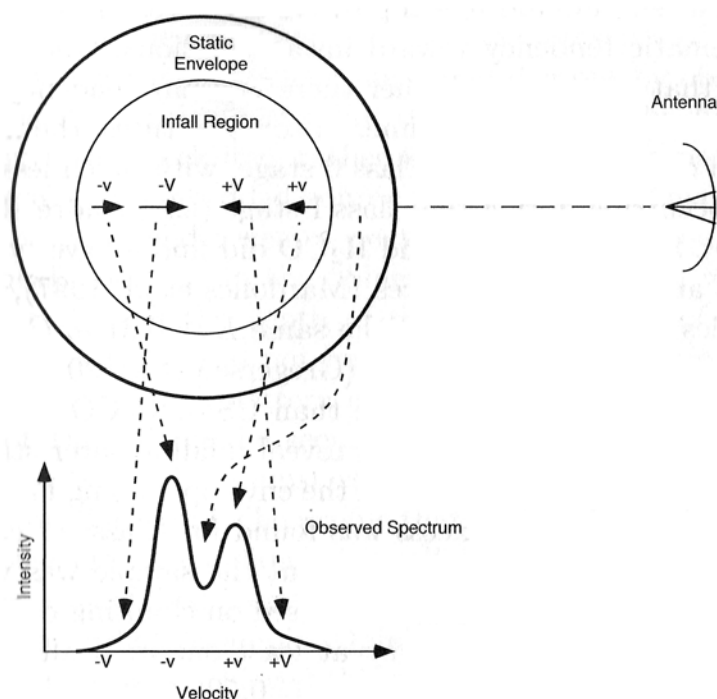


Figure 69 : profil typique d'une raie observée en direction d'un cœur en effondrement (Evans, Chemistry as a Diagnostic of Star formation, 2003). L'enveloppe externe statique provoque l'apparition d'un motif d'auto-absorption. L'effondrement des régions du cœur est révélé par le présence d'un pic « rouge » et d'un pic « bleu » correspondant au décalage Doppler de la raie, émise par des régions de vitesses relatives respectivement positives et négatives.

4.8 Conclusions et perspectives

Les grains seraient soumis dans les environnements froids et denses à des processus d'agglomération qui conduiraient à la formation d'agrégats poreux et modifieraient leur émissivité. On ne connaît pas, à l'heure actuelle, quelles sont les conditions physiques exactes favorisant et déclenchant ce processus d'agglomération. Il est nécessaire pour cela de caractériser, via l'étude de traceurs moléculaires, la structure en densité, la turbulence et les conditions d'excitation du milieu. Le filament du Taureau constitue un lieu privilégié pour mener de telles études : il s'agit d'un filament modélisable de façon relativement simple et

pour lequel un processus d'agglomération des grains entre eux a été mis en évidence. Pour mieux comprendre ce processus d'agglomération nous avons donc mené une étude spectroscopique de cette région. J'ai montré que le monoxyde de carbone voyait son abondance chuter de manière très importante dans les parties les plus internes du filament. Un modèle de Monte-Carlo sphérique à 1D de ce filament a permis de démontrer que le monoxyde de carbone voyait son abondance fractionnelle chuter d'un facteur 30 (dans un cœur de diamètre de 150'') par rapport à sa valeur dans les couches externes. Le phénomène de condensation du monoxyde de carbone à la surface des grains se produit à des extinctions et des densités relativement basses : $A_V \sim 6$, $n(H_2) \sim 2.10^4 \text{ cm}^{-3}$.

Le processus d'agglomération des grains apparaît à des extinctions de l'ordre de 2 magnitudes. A ces extinctions, le monoxyde de carbone ne s'est pas encore condensé à la surface des grains. Le processus d'agglomération n'est donc pas initié par la présence de manteaux de glace de CO mais pourrait l'être par celle de manteaux de glace d'eau qui se condensent à plus faible extinction. Les traceurs moléculaires que nous avons choisi sondent uniquement les parties les plus internes du filament. Pour avoir une meilleure caractérisation de la zone de transition où se produisent les changements des propriétés des grains, il faudra observer des traceurs comme ^{13}CO qui permettront de sonder l'émission étendue du nuage.

Le profil des raies de C^{18}O indique que la dynamique du filament est particulièrement riche. Nous poursuivrons l'étude préliminaire de la cinématique du milieu à l'aide du modèle de Monte-Carlo afin d'affiner les premiers résultats obtenus. Une étude plus poussée de la cinématique de cette région sera effectuée grâce à l'observation des raies des espèces chimiques CS et HCO^+ . Pour améliorer notre caractérisation du phénomène de déplétion, il est indispensable de connaître avec plus de précision l'extinction du filament dans ses parties internes. A cette fin, nous déposerons une demande de temps au CFHT. Grâce à ces mesures de grande sensibilité de l'extinction dans les bandes H-K, nous devrions pouvoir contraindre plus précisément le profil de densité du filament. Pour connaître de manière plus fine les propriétés de la poussière au moment où le processus d'agglomération apparaît, nous avons obtenu du temps d'observation MAMBO à l'IRAM (premières mesures en cours de traitement).

Chapitre 5

L'eau dans Cha-MMS1 : observations avec ODIN

*« Pas d'aile, pas d'oiseau, pas de vent, mais la nuit
Rien que le battement d'une absence de bruit »
Eugène Guillevic*

5.1	CONTEXTE DE RECHERCHE : L'EAU DANS LES REGIONS DE FORMATION D'ETOILES	166
5.1.1	<i>L'eau : un vecteur de refroidissement des cœurs pré-stellaires ?</i>	<i>166</i>
5.1.2	<i>L'apport des satellites ISO et SWAS</i>	<i>167</i>
5.1.3	<i>Quelques mécanismes de production de H₂O dans les environnements denses</i>	<i>169</i>
5.1.4	<i>L'apport du satellite ODIN</i>	<i>170</i>
5.2	LE SATELLITE ODIN	170
5.2.1	<i>Objectifs scientifiques</i>	<i>171</i>
5.2.2	<i>Présentation générale de l'instrument</i>	<i>171</i>
5.2.3	<i>Instrumentation : le radiomètre</i>	<i>172</i>
5.2.4	<i>Modes d'observations</i>	<i>177</i>
5.2.5	<i>L'accès aux données</i>	<i>178</i>
5.3	TRAITEMENT DE DONNEES	180
5.3.1	<i>Le rapatriement et le traitement des données en Automne 2002</i>	<i>180</i>
5.3.2	<i>Le rapatriement des données de niveau 0 depuis le serveur SGDO du CNES</i>	<i>180</i>
5.3.3	<i>Des données satellitaires brutes vers les données de niveaux 1b</i>	<i>180</i>
5.3.4	<i>Traitement du signal effectué sur les données o-H₂O</i>	<i>182</i>
5.3.5	<i>Applications : étude comparative de la source W3</i>	<i>184</i>
5.4	LA SOURCE CHAMÆLEON-MMS1	185
5.4.1	<i>La région du Chamæleon</i>	<i>185</i>
5.4.2	<i>La source Chamæleon-MMS1</i>	<i>186</i>
5.4.3	<i>Cha-MMS1, une étoile de classe 0 ?</i>	<i>187</i>
5.4.4	<i>La chimie au cœur de Cha-MMS1</i>	<i>188</i>
5.4.5	<i>Une chimie dominée par les phénomènes de désorption ou de déplétion ?</i>	<i>189</i>
5.4.6	<i>Observations de la raie o-H₂O avec ODIN</i>	<i>189</i>
5.4.7	<i>Analyse des résultats</i>	<i>191</i>
5.4.8	<i>Interprétation des résultats</i>	<i>194</i>
5.5	CONCLUSIONS	196

5.1 Contexte de recherche : l'eau dans les régions de formation d'étoiles

L'eau a été une des premières molécules observées en radio-astronomie. Son émission maser a été découverte en 1969 par Cheug et al. par sa transition rotationnelle à 22GHz. D'autres raies de l'eau ont ensuite pu être observées depuis le sol ou avec le KAO. Cependant, ces mesures étaient limitées au cas des émissions de type maser (Cernicharo et al. 1997). La forte absorption de l'atmosphère terrestre rendait les mesures d'abondance de H_2O impossibles depuis le sol (Figure 70).

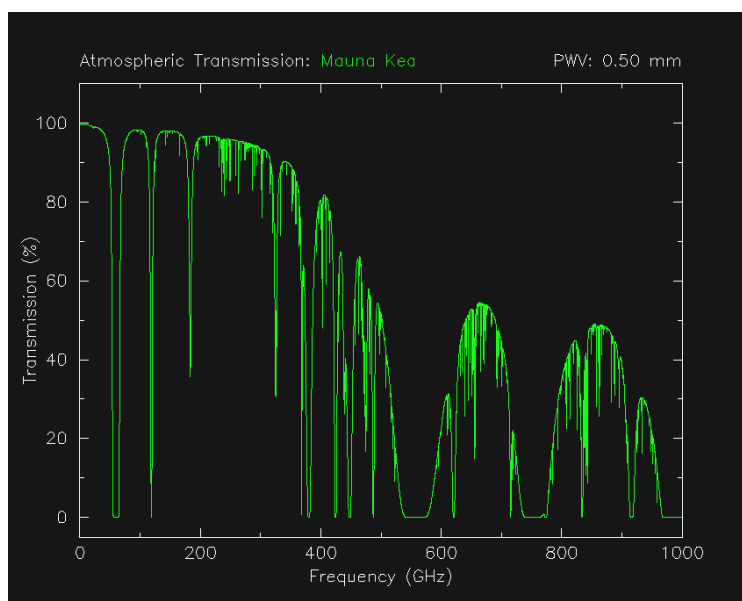


Figure 70 : transmission atmosphérique simulée pour un temps très sec avec une quantité de vapeur d'eau précipitable de 0.5mm (graphique issu de <http://www.submm.caltech.edu/cso/weather/atplot.shtml>). Les espèces H_2O et O_2 présentes dans l'atmosphère sont responsables de l'opacité de l'atmosphère dans certaines régions spectrales (en particulier dans le domaine 520-590 GHz).

L'étude de l'eau en phase gazeuse dans le milieu interstellaire est particulièrement intéressante à plusieurs titres. On a en effet longtemps pensé, d'après les prédictions des modèles de chimie en phase gazeuse (Herbst et Klemperer 1973, Watson 1973, Dalgarno et Black 1976), que H_2O et O_2 étaient des espèces 'clé' du MIS, en étant, d'une part, d'importants réservoirs d'oxygène (Millar 1990), et d'autre part, les principaux agents de refroidissement du gaz dense (Goldsmith et Langer 1978, Hollenbach 1988, Neufeld et al. 1995, cf. Figure 71).

5.1.1 L'eau : un vecteur de refroidissement des cœurs pré-stellaires ?

L'eau était supposée jouer un rôle clé dans les processus de refroidissement des nuages moléculaires et des régions de formation d'étoiles par l'émission de sa transition fondamentale dans le domaine submillimétrique. En effet, l'émission de l'eau dans le domaine de l'infrarouge et du submillimétrique fournit un vecteur de refroidissement très efficace (Neufeld, Lepp et Melnick, 1995 ; Bergin, Neufeld et Melnick, 1998 ; Ceccarelli, Hollenbach, Tielens, 1996).

Les modèles de Goldsmith et Langer, 1978 et Neufeld et al. 1995 prédisent que pour une abondance fractionnelle¹⁵ $X(\text{H}_2\text{O})=10^{-6}$ et pour un nuage dense typique ($T < 30\text{K}$, $n_{\text{H}_2} > 10^5\text{cm}^{-3}$), la contribution de H_2O au refroidissement total serait de 10%. Dans les environnements plus chauds, où l'abondance fractionnelle de l'eau peut augmenter jusqu'à $\sim 3 \cdot 10^{-4}$, cette contribution au refroidissement devient presque dominante par rapport aux autres espèces moléculaires (Figure 71).

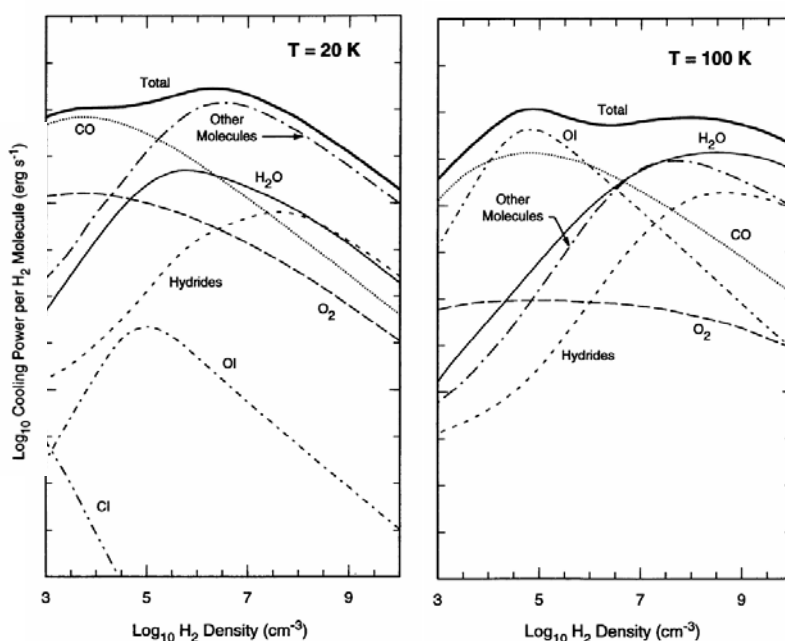


Figure 71 : taux de refroidissement d'un milieu (par molécule d' H_2) produit par différentes molécules selon la densité et la température du milieu, prédit par le modèle de chimie en phase gazeuse de Neufeld et al. (1995). D'après ce modèle, H_2O , CO et O_2 sont des vecteurs de refroidissement importants du milieu.

C'est seulement depuis quelques années, que l'arrivée des missions spatiales ISO, SWAS et ODIN a permis de confronter les observations aux prédictions des modèles, dans différents environnements du MIS.

5.1.2 L'apport des satellites ISO et SWAS

5.1.2.1 ISO

Les observations effectuées avec le satellite ISO (Kessler et al, 1996) ont permis de mesurer un grand nombre de raies thermiques de H_2O , à la fois en émission et en absorption, et de remonter ainsi à l'abondance et à l'excitation de la molécule.

L'instrument LWS (Long Wavelength Spectrometer) a mesuré les raies d'émission rotationnelle de l'eau dans le domaine spectral 25-200 μm (Liseau et al, 1996, Cernicharo et al, 1997, Harwit et al. 1998). Les transitions étudiées correspondaient à des niveaux d'énergie avec des différences d'énergie entre niveaux d'au moins 80K. L'émission provenant de ces transitions permet de sonder le gaz chaud en direction des cœurs denses. Ce gaz chaud se situe dans les zones de chocs ou à proximité des jeunes étoiles enfouies.

¹⁵ l'abondance fractionnelle d'une espèce chimique A est le rapport entre l'abondance de l'espèce A et l'abondance de H_2

Les raies d'absorption rotationnelles et ro-vibrationnelles ont été mesurées avec l'instrument SWS (Helmich et al. 1996, Dartois et al. 1998).

Ces différentes observations ont permis de démontrer qu'il existait une grande variation de l'abondance de l'eau suivant les environnements sondés : de $X(\text{H}_2\text{O}) > 10^{-4}$ dans les milieux chauds et les zones de chocs, jusqu'à $X < 10^{-8}$ vers les milieux les plus froids. L'abondance de H_2O est donc extrêmement sensible aux conditions physiques du milieu sondé.

5.1.2.2 SWAS (Submillimeter Wave Astronomy Satellite)

Le satellite américain SWAS (Melnick et al., 2000), mis en orbite en 1998, a ouvert une nouvelle voie pour l'étude de l'eau en permettant l'étude de la transition fondamentale de sa forme ortho¹⁶ à 556.936 GHz ($1_{10} \rightarrow 1_{01}$). Cette transition possède une différence d'énergie entre niveaux de 27K : elle est ainsi un bon indicateur des conditions d'excitation du gaz froid et étendu entourant les jeunes étoiles (Liseau et Olofsson, 1999). Par conséquent, l'étude de cette transition permet de sonder des environnements de températures beaucoup plus froides que ceux sondés avec ISO.

5.1.2.3 Sous-abondance de l'eau dans les environnements froids et denses

Le satellite SWAS a détecté H_2O provenant de la transition $1_{10} \rightarrow 1_{01}$ dans plusieurs nuages moléculaires étendus associés à des régions de formation d'étoiles (Snell et al, 2000a) mais pas en direction de nuages froids ($T < 20\text{K}$) sans étoiles enfouies. L'étude la plus frappante sur la non-détection de l'eau dans les cœurs denses est celle menée par Bergin et al. en 2002. Ils ont étudié l'émission de o- H_2O en direction de deux cœurs denses sans étoiles enfouies : B68 et le cœur D de Rho-Ophiuchi. Les limites supérieures de l'abondance de la forme ortho de l'eau par rapport à H_2 dans ces deux cœurs sont très faibles : $X(\text{o-}\text{H}_2\text{O}) < 3.10^{-8}$ pour B68 et 8.10^{-9} pour le cœur D. Ces estimations sont encore plus basses que celles déterminées par Snell et al. en 2000 en direction du cœur dense TMC1 ($X(\text{o-}\text{H}_2\text{O}) < 7.10^{-8}$) et confirment la sous abondance d'eau dans les cœurs froids.

Que ce soit en direction de nuages denses sans étoiles ou en direction d'objets stellaires jeunes, l'abondance d'eau est toujours inférieure aux prédictions théoriques de chimie en phase gazeuse (Bergin et al, 1995). Le Tableau 19 indique les ordres de grandeurs des abondances d'eau dans les régions denses et les régions contenant des jeunes objets stellaires. Plusieurs suggestions ont été émises pour expliquer l'inadéquation des observations avec les modèles théoriques. L'une des plus vraisemblables est que dans les environnements froids l'eau soit piégée sous forme de glace à la surface des grains (e.g. Bergin et al, 2000, Viti et al, 2001). Bergin et al (2002), dans le cas du cœur dense B68, ont vérifié cette assertion en modélisant l'émission de o- H_2O grâce à un modèle chimique qui inclut la formation de H_2O à la surface des grains par hydrogénation de l'oxygène associée à un modèle de transfert radiatif. Cette modélisation leur a permis de retrouver de façon théorique les limites supérieures de H_2O observées, confirmant ainsi l'importance de l'eau en phase solide dans les cœurs pré-stellaires.

¹⁶ : Comme la molécule d'eau possède deux noyaux identiques d'hydrogène, elle possède deux formes : la forme ortho et la forme para, en raison des deux orientations possibles du spin des noyaux d'hydrogène. Si le spin des deux atomes d'hydrogène est parallèle la molécule sera dite : ortho- H_2O et notée o- H_2O , si les deux spins sont anti-parallèles, la molécule sera dite para- H_2O et notée p- H_2O

	Abondances X(H ₂ O) prédites par les modèles de chimie en phase gazeuse	X(H ₂ O) SWAS Lobe instrum.3.5'x4.5'	X(H ₂ O) ISO Lobe instrum.80''
Nuages denses T~10K, n~10 ⁵ cm ⁻³	10 ⁻⁶ -10 ⁻⁷	10 ⁻⁸ – 10 ⁻⁹	Pas d'observations
YSO T>300K, n>10 ⁵ cm ⁻³	>10 ⁻⁴	< 10 ⁻⁶	10 ⁻⁴ – 10 ⁻⁵

Tableau 19 : abondance fractionnelle de H₂O, en direction des nuages denses et des jeunes objets stellaires (YSO) , prédite par les modèles de chimie en phase gazeuse (e.g. Bergin et al, 1995) et abondances fractionnelles mesurées par les satellites SWAS (Snell et al. 2000b), Neufeld et al. 2000) et ISO (Saraceno et al. 1999) (d'après, Spinoglio et al, 2000). La différence d'abondances mesurées par ISO et SWAS dans les mêmes environnements provient à la fois de la différence de taille des lobes instrumentaux et de la différence d'états d'excitations des transitions tracées.

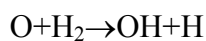
Une deuxième explication possible à la faible abondance de H₂O déduite des mesures SWAS pourrait être la dilution du signal dans le lobe instrumental (3.3'x 4.5'). En effet, ces mesures sur un lobe étendu n'exclut pas que, localement, la présence d'abondance d'eau en phase gazeuse soit bien plus élevée.

5.1.3 Quelques mécanismes de production de H₂O dans les environnements denses

L'eau peut être produite par différents mécanismes dans le MIS. La formation stellaire s'accompagne de processus violents par lesquels la proto-étoile perd une partie de sa masse : vents stellaires, jets bipolaires. Ces phénomènes compressent et chauffent le gaz environnant. Ils peuvent fournir suffisamment d'énergie pour que certaines réactions chimiques s'enclenchent, ils peuvent également éroder voire détruire les grains interstellaires. La composition chimique dans les chocs peut donc être très différente de celle rencontrée dans le gaz plus calme.

Dans les régions de jets moléculaires plusieurs processus conduisent à une chimie différente :

- Destruction des grains réfractaires dans les chocs.
- Vaporisation des manteaux volatils des grains : l'eau peut être produite au travers de réactions à la surface des grains interstellaires (Tielens et Hagen, 1982). Des études théoriques suggèrent que si la vitesse des chocs est supérieure à 20 km/s, la majorité de l'eau piégée à la surface des grains sera libérée (Draine, Roberge et Dalgarno, 1983). La température de sublimation de la glace d'eau étant proche de 110K (Fraser et al, 2001), dans des régions suffisamment chaudes, l'eau à la surface des grains pourra retourner dans la phase gazeuse.
- Augmentation des taux de certaines réactions chimiques en phase gazeuse (particulièrement certaines réactions entre molécules neutres) due aux températures élevées atteintes à l'arrière des ondes de choc : pour des chocs plus rapides que 15km/s, la production d'eau en phase gazeuse sera augmentée par réactions chimiques en phase gazeuse (cf. Kaufman et Neufeld, 1996). L'augmentation de la température jusqu'à des valeurs supérieures à 400K permet le déclenchement de certaines réactions chimiques qui vont conduire tout l'oxygène disponible et non piégé sous forme de CO à réagir avec H₂ pour former H₂O :



Les deux dernières réactions sont susceptibles d'augmenter significativement la quantité d'eau en phase gazeuse dans les régions de jets moléculaires. L'eau serait donc un traceur privilégié des régions de chocs.

5.1.4 L'apport du satellite ODIN

SWAS avait permis de débiter l'exploration depuis l'espace de l'émission spectroscopique submillimétrique et millimétrique d'un certain nombre de molécules clés du MIS. ODIN constitue un pas supplémentaire dans cette exploration, avec une antenne plus grande, une couverture spectrale plus étendue et une meilleure sensibilité (cf. Tableau 20). De plus, le gain en résolution angulaire permet de limiter d'un facteur significatif l'effet de dilution dans le lobe d'une source ponctuelle.

Tableau 20 : résumé des principales caractéristiques des satellites ODIN et SWAS

	ODIN	SWAS
diamètre télescope	110 cm	54 x 68 cm
Lobe (submm)	2.1' (557GHz)	3.3' x 4.5' (553GHz)
Résolution en vitesse	0.08 – 1km/s	1km /s
Largeur Bandes	100 – 1100 MHz	4 x 350 MHz
Sensibilité (submm)	ODIN / SWAS > 10	
Couverture spectrale	486-581GHz + 118.75GHz	487-492GHz 48-557GHz
Date de début de fonctionnement	Février 2001	Décembre 1998

5.2 Le satellite ODIN

ODIN est un mini-satellite scientifique Suédois, réalisé en collaboration avec la France, la Finlande et le Canada, et qui utilise de nouvelles technologies pour réaliser des observations inédites pour l'aéronomie et l'astronomie, dans le domaine spectral 119-550GHz.

Le développement de l'instrument s'est effectué sous la responsabilité du Swedish Space Corporation (SSC) avec la participation des agences spatiales européennes canadienne (Canadian Space Agency), finlandaise (National Technology Agency of Finland) et française (Centre National D'Etudes Spatiales).

De petite taille, le satellite ODIN a été développé avec un budget relativement faible (environ 45 millions d'euros) par rapport au coût habituel des grandes missions spatiales. Son lancement a été effectué avec succès le 20 Février 2001 par le lanceur russe START-1 depuis la base de Svobodny en Russie. La durée de vie du satellite était estimée à deux ans mais la mission va bientôt achever sa quatrième année de fonctionnement, démontrant ses grandes performances techniques.

De nombreuses informations sur ce projet sont disponibles dans le volume 402 (Mai 2003) du journal A&A, consacrant une douzaine d'articles à la description du satellite ODIN et des premiers résultats scientifiques obtenus. Des informations techniques sur le satellite sont également disponibles sur le site Internet : <http://www.ssc.se/ssd/ssat/odin.html>.

5.2.1 Objectifs scientifiques

Le satellite ODIN a une double mission scientifique : la moitié de son temps d'observation est consacrée à des objectifs d'aéronomie, l'autre moitié à des objectifs astrophysiques. ODIN est dédié à l'étude de molécules difficilement observables depuis le sol en raison de l'absorption atmosphérique (cf. Figure 70). Il explore l'émission de ces molécules dans leurs transitions fondamentales dans le domaine spectral submillimétrique et millimétrique. Ce domaine spectral a été jusqu'ici très peu exploré, si ce n'est par le prédécesseur américain d'ODIN, le satellite SWAS. Les objectifs astrophysiques de la mission ODIN sont prioritairement axés sur l'étude de la physico-chimie dans le milieu interstellaire et plus particulièrement dans les régions de formation stellaire. La finalité de telles études est de comprendre les processus qui demeurent encore à ce jour obscurs dans les régions de formation d'étoiles, notamment les processus de refroidissement de ces régions et la chimie se déroulant en leur sein. Les espèces clés étudiées par ODIN sont ainsi les principales molécules reliées au processus de refroidissement des cœurs pré-stellaires : H₂O, CO, O₂, CI et NH₃ (cf. Tableau 21).

Tableau 21 : transitions, fréquences et densités critiques des principales espèces chimiques d'intérêt astrophysique observables par ODIN (d'après Hjalmarson et al. , 2003)

	H ₂ O	H ₂ ¹⁸ O	H ₂ ¹⁷ O	NH ₃	O ₂	O ₂	CO	C ¹⁸ O	CI
transition	1 ₁₀ -1 ₀₁	1 ₁₀ -1 ₀₁	1 ₁₀ -1 ₀₁	1 ₀ -0 ₀	3 ₃ -1 ₂	1 ₁ -1 ₀	5-4	5-4	³ P ₁ - ³ P ₀
Fréquence (GHz)	556.936 GHz	547.676 GHz	552.021 GHz	572.498 GHz	487.249 GHz	118.750 GHz	576.267 GHz	548.830 GHz	492.160 GHz
Densité critique	3.10 ⁸ cm ⁻³	3.10 ⁸ cm ⁻³	3.10 ⁸ cm ⁻³	5.10 ⁷ cm ⁻³	10 ³ cm ⁻³	10 ³ cm ⁻³	2.10 ⁵ cm ⁻³	2.10 ⁵ cm ⁻³	10 ⁴ cm ⁻³

ODIN possède également pour objectif scientifique l'étude de la composition des comètes, de la composition et de la dynamique de l'atmosphère des planètes géantes, des enveloppes entourant les étoiles évoluées qui injectent des grains de poussières dans le MIS et la recherche de molécules primordiales jusque là non observées. Par sa couverture spectrale et ses objectifs scientifiques, ODIN se veut une mission préparatoire à la future mission spatiale HERSCHEL/HIFI (Pilbratt, 2001 ; de Graauw et al. 2001).

En aéronomie, le principal sujet d'étude est la compréhension des mécanismes à l'origine du trou dans la couche d'ozone. Les aéronomes étudient également la distribution de la vapeur d'eau et ses isotopes dans la stratosphère et la mésosphère terrestre. Ils s'intéressent donc en grande partie aux mêmes espèces chimiques que les astronomes. C'est cet intérêt commun pour des espèces chimiques identiques qui a permis le lancement d'un satellite possédant des spécificités techniques dédiées à deux disciplines scientifiques distinctes.

5.2.2 Présentation générale de l'instrument

ODIN suit une orbite circulaire héliosynchrone située à 600km d'altitude de la terre. La période de cette orbite est de 97 minutes.

Ce satellite rentre dans la catégorie des «mini-satellites» avec un poids de 242 kg pour une hauteur de 2m et une largeur de 3.8m quand ses panneaux solaires sont déployés. La structure principale du satellite est constituée d'aluminium et le module télescope (réflecteurs et support) est composé de fibres de carbone renforcées.

La Figure 72 présente de manière schématique les principales composantes du satellite ODIN et leur agencement.

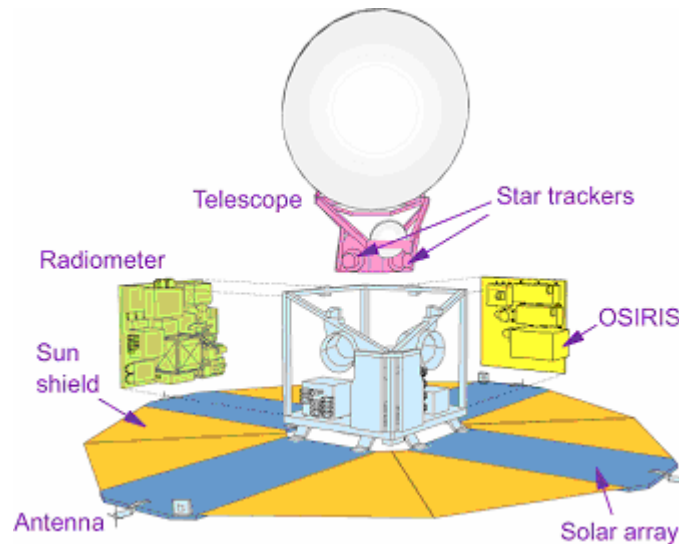


Figure 72 : schéma de principe du satellite ODIN (Nordh et al, 2003)

On peut distinguer les trois sous-systèmes suivants :

- Le télescope : il est constitué d'une antenne de 1,1m de diamètre de type Grégorien hors axe en fibre de carbone et pourvu d'un revêtement aluminisé. Un dispositif de chauffage à l'arrière des miroirs permet d'obtenir une grande stabilité thermique des réflecteurs. Deux senseurs stellaires utilisés pour le contrôle d'attitude sont intégrés directement dans la structure de support du télescope. La largeur du lobe instrumental à mi-hauteur est d'environ 2' à 500GHz et 9' à 119GHz (cf. Tableau 22). Les observations en vol effectuées sur Jupiter ont permis de déduire d'une part que la valeur d'efficacité du lobe principale est nominale (~ 0.9), et d'autre part, que la précision de pointage est meilleure que 10''.
- La plate-forme : cette structure supporte les panneaux solaires, les systèmes d'alimentation, de contrôle d'attitude, de traitement bord, de télémétrie et de contrôle thermique.
- Les instruments : le radiomètre submillimétrique (SMR), utilisé à la fois en aéronomie et astrophysique et le module OSIRIS, spectrographe dans le visible et imageur infrarouge pour l'aéronomie.

5.2.3 Instrumentation : le radiomètre

L'instrument principal est un radiomètre submillimétrique (SMR) possédant une couverture fréquentielle s'étendant de 486 à 581 GHz auquel se rajoute une bande à 118.75GHz. (Frisk et al. 2003). La composante aéronomie du projet utilise également un spectrographe-imageur (OSIRIS).

Une des contraintes imposées à l'instrument fut que celui-ci puisse satisfaire à la fois les objectifs astrophysiques et aéronomiques. Il s'agissait donc de remplir des critères parfois très différents. Cette exigence a conduit à l'élaboration d'un système particulièrement performant. Le radiomètre a été réalisé dans le but d'étudier les transitions submillimétriques de molécules clés du milieu interstellaire (Tableau 21).

Il a été optimisé pour l'étude des raies fondamentale de l'eau et de l'oxygène moléculaire. Afin de faciliter l'interprétation des observations de la raie moléculaire de l'eau, l'émission de la transition fondamentale de l'ammonium NH_3 a également été une priorité.

5.2.3.1 Architecture générale du radiomètre

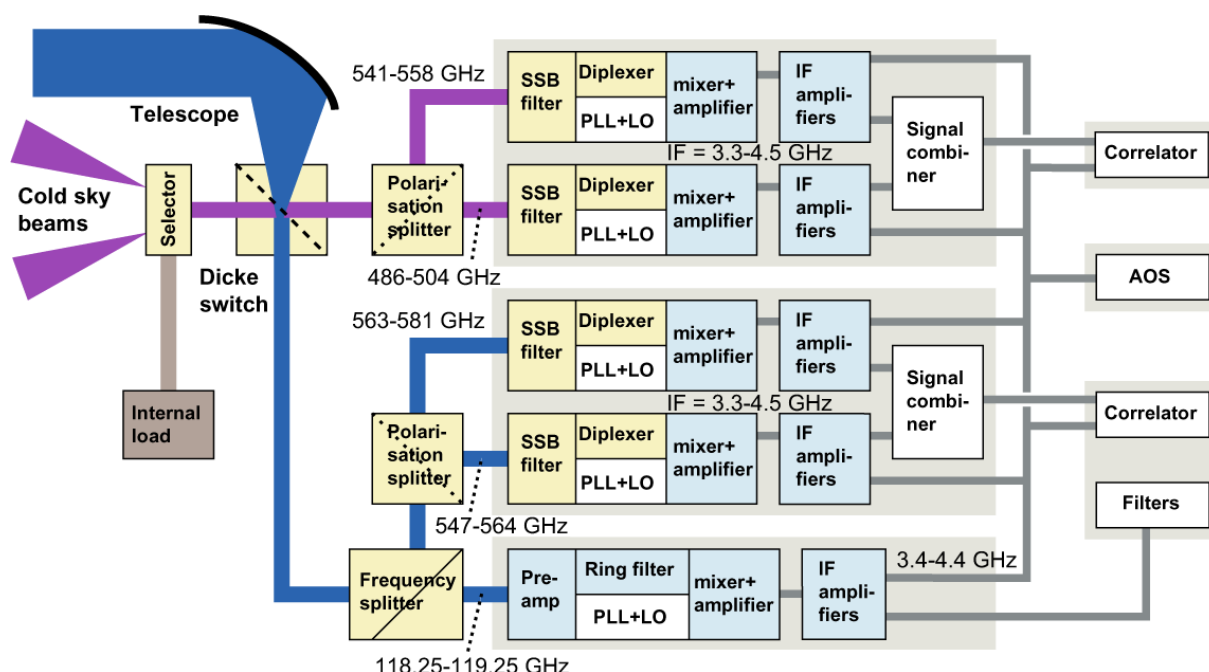


Figure 73 : schéma du principe de fonctionnement du radiomètre SMR (repris de Frisk et al, 2003) La partie grisée correspond au cryostat qui doit refroidir les mélangeurs et les amplificateurs

Le radiomètre est composé de 5 récepteurs hétérodynes, refroidis à environ 140K par cycle stirling pour augmenter leur sensibilité. Les 5 récepteurs constituent 5 chaînes de traitement du signal distinctes. Le détail de la chaîne de traitement effectué dans chacun de ces récepteurs est schématisé sur la Figure 73. Les 5 récepteurs sont répartis en deux sous-groupes : le premier sous-groupe est constitué des récepteurs A1 et A2, le deuxième sous-groupe est composé des récepteurs B1, B2, C. A un instant t donné, un des deux sous-groupes reçoit un signal référence¹⁷ ou de calibration¹⁸ (ce signal est représenté par un faisceau violet sur la Figure 73, il est reçu par les récepteurs A1 et A2 dans le cas présenté) tandis que le deuxième sous-groupe reçoit directement le signal provenant du télescope (faisceau bleu sur la Figure 73, il est reçu par les récepteurs B1, B2 et C dans le cas illustré). Ces deux sous-groupes reçoivent alternativement le signal du télescope : lorsque l'un des deux sous-groupes reçoit le signal du télescope, l'autre reçoit le signal de référence ou de calibration.

La division des faisceaux incidents en 5 faisceaux distincts s'effectue grâce à 2 séparatrices de polarisation et à un diviseur de fréquence.

Le radiomètre est également constitué de 3 spectromètres et d'un système de calibration.

Les signaux radio, après passage par les récepteurs hétérodynes, sont acheminés vers les spectromètres, ou électronique de lecture 'back-end'.

Les trois spectromètres utilisés sont deux auto-corrélateurs hybrides (AC) et un spectromètre acousto-optique (AOS). Les récepteurs peuvent être connectés aux spectromètres AC ou AOS avec différentes configurations.

Tous les détails techniques concernant le radiomètre sont donnés dans les publications de Frisk et al. 2003 et Olberg et al. 2003.

¹⁷ le signal de référence est dénommé « cold sky beams » sur le schéma de principe du radiomètre

¹⁸ le signal de calibration est dénommé « internal load » sur la Figure 73

5.2.3.2 Les récepteurs hétérodynes

Le radiomètre est composé de quatre récepteurs submillimétriques hétérodynes (A1,A2,B1,B2) réglables en fréquence, opérant dans le domaine 486-581 GHz auquel se rajoute un récepteur hétérodyne de fréquence d'utilisation fixe (C) à 118.75GHz dédiée à l'étude de l'oxygène moléculaire. La Figure 74 présente les différents récepteurs, leurs couvertures spectrales et les molécules qu'ils permettent d'étudier.

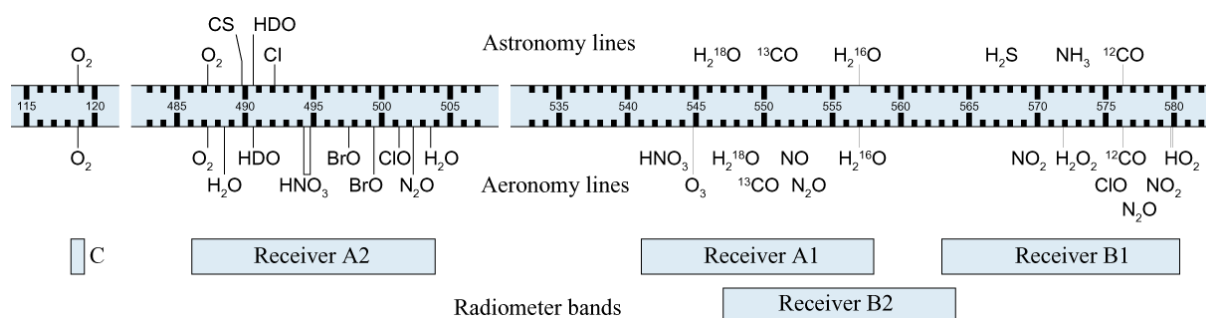


Figure 74 : représentation schématique du radiomètre. Les fréquences des raies des principales espèces chimiques étudiées en astronomie (partie supérieure du graphe) et en aéronomie (partie inférieure) y sont indiquées ainsi que la couverture spectrale des différents récepteurs. (repris de Nordth et al, 2003)

Les bandes spectrales couvertes par chacun des récepteurs sont indiquées dans le Tableau 22. Les récepteurs hétérodynes A1 et B2 ont une partie de leur couverture spectrale commune : cette redondance permet d'améliorer la détection de la raie fondamentale de H₂O. Le récepteur C, dédié à l'étude de l'oxygène moléculaire, possède des spécificités techniques différentes car il est optimisé pour l'étude de l'émission de l'oxygène dont l'abondance est si faible dans le MIS qu'elle n'a pas, pour le moment, pu y être détectée. Ce récepteur possède donc une sensibilité accrue.

Lors des observations, deux récepteurs submillimétriques et le récepteur à 119GHz sont utilisables en parallèle.

• Principe de fonctionnement

Le filtre passe-bande

L'onde focalisée au foyer du télescope pénètre dans un cornet qui adapte l'impédance du vide à celle du guide d'onde. Celui-ci sélectionne une polarisation. L'onde est guidée jusqu'à une cavité résonnante, qui définit par sa sélectivité $Q = \nu / \Delta\nu$ une bande passante $\Delta\nu$ au voisinage de la fréquence ν du rayonnement. La cavité fonctionne comme un filtre passe-bande et isole dans le signal une bande de fréquence $\Delta\nu$ centrée sur une fréquence ν .

Cet élément de la chaîne de détection est noté : filtre ou filtre passe-bande, de largeur $\Delta\nu$.

L'oscillateur local

La fonction de ce sous-système est de fournir un signal cohérent et sans bruit, à une fréquence ν_0 (fréquence que l'on désire étudier) voisine de la fréquence ν du signal. De plus, la puissance fournie doit être suffisante pour que le signal après mélange soit plus important que le bruit produit par le mélangeur. Les trois contraintes de l'oscillateur local sont ainsi : fréquence adaptée, puissance suffisante et minimisation de bruit.

Le mélangeur (ou coupleur)

Il effectue la superposition, ou le " mélange ", du champ signal à la fréquence ν et du champ de l'oscillateur local à la fréquence ν_0 . Un signal à la fréquence $|\nu_0 - \nu|$ est alors obtenu en sortie du mélangeur.

Ce changement de fréquence du signal incident est effectué sur un détecteur quadratique d'où l'opération $i(t) = E_0(t) * E_{\text{signal}}(t)$.

En sortie du mélangeur, on obtient un signal appelé signal IF (Fréquence Intermédiaire, $\nu_{IF}=3900$ MHz dans le cas du SMR). Cette étape, de diminution de la fréquence, est nécessaire pour permettre à la chaîne électronique de travailler sur le signal. Ce signal IF va ensuite être amplifié et éventuellement combiné à un signal IF provenant d'un autre récepteur, avant d'arriver à l'entrée d'un des spectromètres.

Le mélangeur ne permet pas de faire la distinction entre deux fréquences du signal symétriques par rapport à la fréquence ν_0 de l'oscillateur local. Ce mélange de fréquence peut perturber la mesure, auquel cas on introduit un filtre en amont du mélangeur. Suivant ses spécificités, ce filtre va bloquer les fréquences :

- $\nu < \nu_0$, on parle alors de réception simple bande (SSB)
- $\nu > \nu_0$, on parle alors de réception double bande (DSB)

Le courant en sortie du mélangeur est proportionnel à E_{signal} et comprend une composante à la fréquence $(\nu_0 - \nu)$.

Le courant en sortie du mélangeur est dit moyenne fréquence.

Amplification du signal et détection

Le courant en sortie du mélangeur est amplifié par un amplificateur de fréquence intermédiaire. En effet le récepteur quadratique utilisé pour mélanger les signaux est une source importante de bruit, c'est pourquoi il est préférable d'amplifier ce signal moyenne fréquence (le rapport signal sur bruit sera amélioré). Dans le cas du SMR, les signaux IF sont analysés par des spectromètres hybrides auto-corrélateurs en parallèle avec un spectromètre acousto-optique. Afin d'obtenir une grande sensibilité, en particulier dans le canal à 119GHz, les récepteurs du SMR ont été équipés d'un système à étages d'amplification cryogénique de type HEMT.

Le signal est ensuite détecté par un détecteur quadratique qui forme à partir du signal d'entrée $x(t)$ la quantité $y(t) = x^2(t)$ qui peut être écrite également sous la forme $i(t) = E^2(t)$

Le courant $i(t)$ est alors filtré par un filtre passe-bande de bande passante (ϵ, F_c) avec $\epsilon > 0$, ce qui permet d'exclure la fréquence 0.

Le signal est finalement enregistré sous forme analogique ou numérique.

5.2.3.3 Les spectromètres

Nous résumerons ici les principales caractéristiques des spectromètres et exposerons de manière simplifiée leur mode de fonctionnement. Rolihfs et Wilson (2000) offrent une description générale des spectromètres acousto-optiques et des auto corrélateurs utilisés en radioastronomie dans leur livre Tools of Radio Astronomy.

• Spectromètre acousto-optique (AOS)

Ce spectromètre a été développé, sous la responsabilité du CNES, par trois laboratoires du CNRS (LAS (Marseille), Arpèges (Meudon), CESR (Toulouse)). De manière schématique, le système est basé sur la transformation d'une onde radio en une onde acoustique à travers un cristal de Bragg : le signal radio IF est transformé en signal acoustique par un transducteur piézo-électrique au contact avec le cristal de Bragg. Cette cellule de Bragg va être illuminée par une diode laser fournissant une émission à 780nm. Dans la cellule de Bragg, les ondes acoustiques vont interagir avec le faisceau laser pour le diffracter selon un angle dépendant de la fréquence de l'onde acoustique reliée à la fréquence de l'onde radio (la cellule de Bragg provoque une diffraction anisotropique des ondes acoustiques). En éclairant la cellule avec une diode laser, il sera ainsi possible d'obtenir le spectre du signal radio en sortie du faisceau optique. Le signal résultant viendra illuminer une barrette CCD, de 1751 canaux dont 1728

sont sensibles au signal. Le spectromètre acousto-optique possède une largeur de bandes de 1050 MHz avec une résolution fréquentielle de 1MHz.

- **Auto-corrélateurs**

Les deux auto-corrélateurs AC1 et AC2 ont été fabriqués par la société suédoise Omnisys. Les deux auto corrélateurs ont des caractéristiques ajustables avec des largeurs de bandes s'étendant de 100 à 800MHz et une résolution fréquentielle variant suivant les configurations entre 0.25 et 2MHz.

Les auto-corrélateurs ne fournissent pas directement le spectre de puissance du signal, ils fournissent sa fonction de corrélation. Le spectre en puissance du signal est obtenu lors de la calibration en effectuant la transformée de Fourier de sa fonction de corrélation. L'auto-corrélateur se décompose en deux parties :

La première composante va découper le signal en plusieurs bandes de 100MHz chacune. Le nombre de bandes maximal est de huit. Chacune de ces bandes est réglable dans un intervalle de 500MHz et avec une précision de 1MHz.

La seconde composante va numériser chaque bande et calculer sa fonction de corrélation. Cette composante est constituée de 8 x 96 puces qui lui permettent de calculer la fonction de corrélation en 768 points. L'auto-corrélateur peut fonctionner selon différents modes : ces modes sont définis par le nombre de bandes utilisées. Par exemple, on peut utiliser les 768 puces pour calculer la fonction de corrélation sur une bande de 100MHz uniquement. L'intervalle fréquentiel entre deux points de mesure sera alors de 100/768MHz. On peut également utiliser ces 768 puces pour calculer la fonction de corrélation sur une bande de 800MHz. L'intervalle fréquentiel sera alors de 800/768MHz.

La résolution spectrale est deux fois supérieure à l'intervalle fréquentiel à cause du lissage du signal par fenêtre de Hanning. Dans une configuration à haute résolution, où l'on utilise une seule bande de 100MHz de large, la résolution est de 0.25 MHz. Si l'on utilise les huit bandes (800MHz) la résolution chute à 2MHz.

Le Tableau 22 indique les différentes résolutions fréquentielles pour les différentes configurations de l'auto-corrélateur. *Pour plus de détails se référer à Olberg et al. (2003).*

5.2.3.4 Résumé des principales caractéristiques de l'instrument

Les principales caractéristiques du satellite sont résumées dans le Tableau 22.

Tableau 22 : caractéristiques techniques du satellite ODIN

Taille de l'antenne	110 cm
Taille du lobe instrumental à mi-hauteur (arcmin) selon la fréquence	9.96 (119GHz) 2.42 (480GHz) 2.20 (540GHz) 2.05 (580GHz)
Efficacité lobe primaire	90%
Précision de pointage	10 ''
Couverture spectrale des différents récepteurs	Récepteur A1 : 541-558GHz Récepteur A2 : 486-504 GHz Récepteur B1 : 563-581GHz Récepteur B2 : 547-564GHz Récepteur C : 118.25-119.25GHz
Largeur de bande et résolution fréquentielle de l'AOS	1050 MHz / 1 MHz
Largeur de bande et résolution fréquentielle de l'AC1/AC2 suivant le mode utilisé	800 MHz / 2 MHz 400MHz / 1 MHz 200 MHz / 0.5 MHz 100 MHz / 0.25 MHz
Température système suivant les bandes spectrales	Récepteur A1/A2/B1/B2 : 3300K Récepteur C : 600K

5.2.4 Modes d'observations

L'acquisition des données peut être réalisée de deux manières distinctes. Ces deux méthodes reposent sur le même concept : la modulation du signal, obtenue par l'alternance entre l'observation du signal provenant de la source étudiée et l'observation d'un signal de référence. Suivant le type de signal de référence choisi deux modes d'observations peuvent être distingués : si la modulation entre signaux de référence et signaux provenant de la source est commandée par le miroir interne de sélection dénommé Dicke Switch sur la Figure 73, le mode utilisé est le « Dicke Switching ». Si la modulation est contrôlée par déplacement du satellite lui-même, nous sommes en « Position switching ».

5.2.4.1 Le mode « Dicke switching » : permutation de faisceau

Le miroir de sélection Dicke Switch permet une modulation entre un signal de référence et le signal de la source. La sélection du type de signal de référence qui entre ensuite dans la chaîne de traitement s'effectue grâce au miroir de sélection dénommé « selector » sur la Figure 73. Le signal de référence peut être de deux natures :

- une charge interne chaude (internal load) à la température ambiante du satellite ce qui permet de calibrer le signal
 - un faisceau secondaire qui pointe vers le ciel froid (cold sky beams) Deux faisceaux pointant vers le ciel froid sont disponibles par orientation du miroir sélecteur. Ils sont tous les deux non focalisés avec une largeur de lobe instrumental à mi-hauteur de 4.4° . Ils diffèrent par leurs directions d'observation du ciel, séparées de 28° de part et d'autre de la direction d'observation de la source (Figure 75). Pour les observations astrophysiques, le faisceau choisi est celui qui ne souffre pas de contamination par la Terre ou par des objets du système solaire et pour lequel le plan galactique n'est pas visé.
- Le temps d'intégration, par modulation, sur le signal de référence ou celui de la source varie de 1 à 10 secondes. Le temps de basculement d'une position à l'autre est inférieur à 125ms.

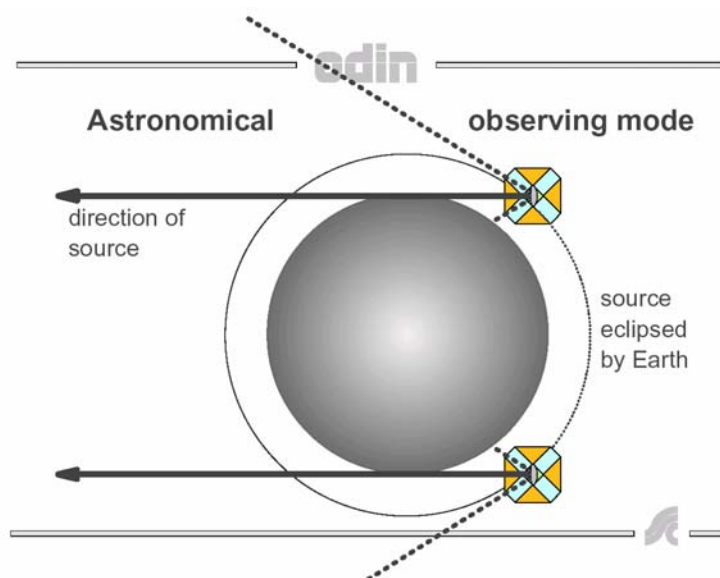


Figure 75 : Orbite typique du satellite ODIN. La flèche en trait plein représente le faisceau principal, les traits tiretés indiquent les deux directions du faisceau secondaire utilisé en mode « Dicke Switching ». La direction de la source est occultée par la terre durant 1/3 de l'orbite. (d'après Olberg et al., 2003)

5.2.4.2 Le mode « position switching » : commutation de visée

Il s'agit d'un mode d'observations similaire au « Dicke Switching » mais c'est la direction de pointage du satellite qui commute entre direction de la source et direction du faisceau secondaire. Ce cycle est régulièrement interrompu pour que le récepteur reçoive le signal de référence de la charge interne chaude.

5.2.4.3 Première calibration des spectres

La première calibration effectuée sur les spectres consiste en l'opération mathématique suivante (valable pour les deux modes d'observations) :

$$Y_{cal} = \left(\frac{SIG - REF}{REF} \right) * T_{syst}$$

Y_{cal} est le spectre calibré, SIG le signal mesuré en direction de la source, REF le signal de référence, mesuré en direction du ciel froid, T_{syst} la température du système. La soustraction SIG-REF permet d'éliminer une partie du bruit instrumental, T_{syst}/REF est un facteur de calibration.

5.2.4.4 Contraintes liées au mode d'observation d'ODIN

Sur les 97 minutes que dure la période d'une orbite complète, la terre occultera la ligne de visée du télescope pendant 30 minutes. Ce temps d'occultation est utilisé pour la calibration des instruments, la programmation de nouvelles configurations du radiomètre. Ce temps est également mis à profit pour effectuer des re-calibrations précises en fréquence, en utilisant la très forte raie atmosphérique de l'eau.

Il reste 60 minutes d'observation par orbite, disponibles pour l'observation de sources astrophysiques. Durant cette heure, le mouvement du satellite va imprimer un décalage fréquentiel à la raie étudiée. Ce décalage Doppler varie entre -7 et +7 km/s sur une orbite, et devra être soigneusement corrigé.

En outre, le mode d'observation « Dicke Switch » induit des artefacts instrumentaux : en effet, il peut exister de légers décalages de phase entre le signal et sa référence, qui vont ensuite produire des instabilités sous forme d'oscillations basse fréquence (ripple) en sortie du spectromètre. Pour les éliminer, le télescope doit mesurer des spectres de référence en mode 'position switch'. Ces spectres seront ensuite soustraits, a posteriori, de façon numérique au signal mesuré en direction de la source astrophysique. Bien que très efficace, cette méthode nécessite de prolonger le temps d'observation afin d'acquérir des spectres correctifs.

5.2.5 L'accès aux données

Les données scientifiques récoltées sont stockées à bord du satellite dans une mémoire embarquée avant d'être retransmises à la station suédoise de Kiruna SSC Esrange durant les 80 minutes de contact journalier entre le satellite et la base scientifique (taille maximale du paquet de données téléchargeable : 300Mb). Elles sont ensuite transférées dans le centre d'archivage de données du Parallel Data Centre (PDC) hébergé au Royal Institute of Technology de Stockholm. Les données disponibles au centre d'archivage PDC sont brutes de tout traitement, on les appelle données de niveaux 0 (données provenant directement des spectromètres AOS ou AC).

Ces données sont mises à la disposition des différents centres de traitement de données via le réseau Internet (cf. Figure 76). Nous ne parlerons ici que du traitement des données concernant le radiomètre SMR.

Il existe deux centres de traitement des données du SMR.

5.3 Traitement de données

5.3.1 Le rapatriement et le traitement des données en Automne 2002

Le système de rapatriement des données de niveau 1b depuis le SGDO hébergé par le CNES n'est optimal que depuis Octobre 2003. En Septembre 2002, quand les premières données scientifiques ont été accessibles, le système de rapatriement des données et les programmes informatiques pour le traitement des données brutes (niveaux 0 \rightarrow 1b) étaient encore en cours d'élaboration. Il était ainsi impossible de rapatrier directement des données de niveau 1b : il était obligatoire de rapatrier les données de niveaux 0 et de leur appliquer un traitement informatique afin d'obtenir des données de niveau 1b utilisables. Le serveur SGDO n'avait été jusque là que très peu utilisé. Il apparaissait donc crucial de travailler en étroite collaboration avec l'équipe d'exploitation du CNES pour qu'elle puisse mettre en œuvre un système de rapatriement et de traitement des données opérationnel. Ce travail allait permettre d'aboutir à :

- i) une mise à disposition des données rapide et efficace.
- ii) une validation des programmes informatiques permettant de passer du niveau 0 au niveau 1b.

5.3.2 Le rapatriement des données de niveau 0 depuis le serveur SGDO du CNES

Le SGDO permet de rapatrier un jeu de trois fichiers pour chaque orbite satellitaire. Ces trois fichiers contiennent l'intégralité des informations nécessaires à la reconstruction du signal astrophysique à partir des données fournies par les récepteurs AOS ou AC. Ces fichiers ne sont pas lisibles de manière directe. Un programme informatique, codé à partir du langage informatique IDL, permet de lire ces données et de leur appliquer des opérations d'étalonnage. En sortie du programme informatique, nous obtenons des données de niveau 0. Un second programme informatique permet de transformer ces données de niveau 0, en données de niveau 1b qui sont directement exploitables par la communauté scientifique.

5.3.3 Des données satellitaires brutes vers les données de niveaux 1b

Les traitements appliqués sur les données satellitaires brutes par l'équipe française (A.Lecacheux, Ph.Baron) sont similaires à ceux appliqués par l'équipe suédoise et sont décrits dans Olberg et al, 2003.

Pour traiter le signal brut et en faire un signal exploitable de niveau 1b, plusieurs procédures sont appliquées au signal :

- Extraction des données de télémétrie du satellite, les données spectrales et les données d'attitude (position du satellite et direction d'observation) contenu dans les données de niveaux 0
- Reconstruction de la fréquence de l'oscillateur local
- Calcul de la position de pointage du satellite à partir des données d'attitude
- Retrait des spectres dont les données d'attitude sont incertaines
- Sélection et retrait des spectres contaminés par la Terre
- Etalonnage en amplitude des spectres
- Calcul de la température système déterminée à chaque mesure de la charge de calibration (charge chaude, cf. Figure 77) (2 à 5 fois par orbite)
- Calcul des intensités du signal en échelle de température
- Calcul du décalage en fréquence dû à la vitesse du satellite ($v_{\text{sat}} \approx 7\text{km/s}$) ($\pm 14\text{MHz}$)
- Calcul du décalage en fréquence dû à la température de l'oscillateur local (10MHz)

Les deux chaînes de traitement françaises et suédoises ont été programmées de manière indépendante.

Le schéma de distribution des données en Suède et en France est différent. En Suède, les données de niveau 0 ne constituent qu'une mise en forme de la télémétrie et ces informations ne sont pas distribuées à la communauté scientifique. Les niveaux de niveau 1a correspondent à l'ajout des données d'attitude aux données de niveaux 0. Enfin, les niveaux 1b sont créés en utilisant la procédure décrite dans le paragraphe 4 de Olberg et al, 2003. Le système du SGDO suit à quelques nuances près les mêmes étapes. Les données de niveau 0 sont des données intermédiaires entre les données de niveaux 0 et les données de niveaux 1a des Suédois : les données d'attitude sont incluses dans les données de niveaux 0 et les données sont triées et distribuées par orbite. Contrairement au PDC, le SGDO permet aux utilisateurs de rapatrier les données de niveaux 0. Les données de niveau 0 sont lisibles sous la forme d'un seul fichier contenant l'intégralité des paramètres utiles associé à une orbite de données. Les paramètres tels que la configuration instrumentale, les spectres calibrés en amplitude, les dates d'acquisition et les positions de pointage sont stockés sous la forme d'une structure multidimensionnelle. Les spectres de niveaux 0 sont rangés à l'intérieur de cette structure dans une sous structure bidimensionnelle : les valeurs de l'intensité spectrale y sont stockées en fonction des temps et des fréquences d'acquisition. Les informations stockées dans la structure vont être utilisées pour faire subir aux spectres les traitements finaux qui les rendront directement exploitables par l'utilisateur (données de niveau 1b). Les données de niveaux 1b sont calculées en suivant les opérations décrites dans Olberg et al, 2003.

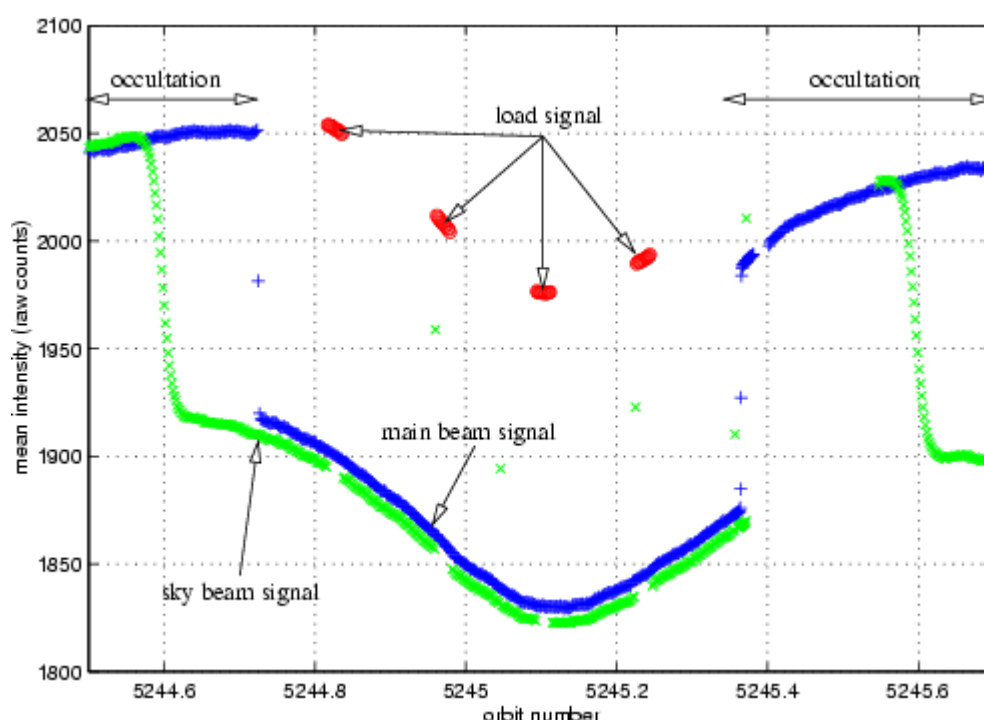


Figure 77 : variation typique de l'intensité mesurée par le satellite ODIN lors d'une orbite opérée en mode « Dicke Switche ». Les périodes notées occultation correspondent au temps durant lequel le satellite pointe vers la Terre. Le signal « main beam signal » est le signal enregistré en direction de la source. Les périodes de temps « load signal » correspondent à des périodes de calibrations internes. Le signal « sky beam » correspond au signal de référence. Le signal émis par la source est proportionnel à la différence entre le signal « main beam » et le signal « sky beam ». (Olberg et al, 2003)

5.3.4 Traitement du signal effectué sur les données o-H₂O

L'analyse des données présentée s'est effectuée à partir des données de niveau 0 rapatriées depuis le serveur SGDO puisque le niveau 1b n'était pas disponible au moment de l'étude. Les données étudiées furent celles du spectromètre acousto-optique, pour l'étude de la raie fondamentale de l'eau dans sa forme ortho avec un mode d'observation « Dicke Switch ». ODIN est un satellite prévu pour être relativement modulable, avec une certaine souplesse dans ces spécificités techniques : un traitement automatisé des données est donc difficile, les configurations instrumentales étant modifiées pour chacune des sources étudiées. Il faut donc traiter une à une les sources, en vérifiant chacun des paramètres de l'instrument : il n'existe pas de routines informatiques qui permettent de passer, sans aucun risques d'erreurs, des données de niveaux 0 aux données de niveaux 1b. Des ajustements manuels sont toujours nécessaires dans les routines de traitement. L'intégralité du traitement de données a été réalisée sous l'environnement informatique IDL.

Je présenterai ici la procédure de correction des artefacts liés au mode observationnel « Dicke Switch » ainsi que les principales phases de traitement de signal que j'ai eu à développer pour traiter les données de niveau 0.

Pour que les données acquises par l'AOS soit exploitable, elles doivent subir en plus de traitement explicité au paragraphe 5.3.35.3.3 la chaîne de traitement suivante :

5.3.4.1 Tri des données

Pour chacune des orbites, il faut vérifier que la sélection et le retrait des spectres contaminés par la Terre aient été réalisées correctement. Si une cartographie d'une source astrophysique est réalisée, les spectres doivent être triés en fonction de leurs positions de pointage. Pour chacune des positions de pointage, les données obtenues sont ensuite moyennées.

5.3.4.2 Calcul et retrait du spectre OFF

Le mode d'observation « Dicke switch » est basé sur la mesure alternative du signal de la source et du signal de référence. Ce type de mesure alternative provoque des instabilités (5.2.4.4) qui conduisent à la présence d'artefacts dans le signal calibré :

- Oscillations à basse fréquence provoquée par la chaîne électronique
- Fortes fluctuations sinusoïdales à hautes fréquences (appelées « ripple », cf. Hjalmarson et al, 2003)
- Décalage artificiel du niveau d'intensité des signaux mesurés.

Il est indispensable se s'affranchir de ces contributions parasites pour être capable de traiter correctement le signal astrophysique. Dans ce but, durant chaque orbite, des spectres sont acquis dans une direction du ciel dépourvue du signal astrophysique de la source. Ces spectres n'étant pollué par aucune source astrophysique, leurs formes spectrales et leurs intensités caractérisent les artefacts de mesures liés au mode d'observation « Dicke Switching ».

Ces spectres sont appelés spectres « OFF ».

La première étape du traitement de données consiste à retirer au signal provenant de la source ce signal OFF. La position de pointage de ce signal est excentrée par rapport au pointage de la source : ces signaux sont donc facilement repérables par simple contrôle du pointage du satellite. Les spectres OFF acquis durant les différentes orbites sont moyennés pour réaliser un spectre OFF moyen aussi peu bruité que possible. Les spectres OFF présentant des valeurs d'intensité aberrantes sont écartés et ne participent pas à la moyenne.

Le spectre OFF moyen n'est pas filtré afin de ne pas dégrader l'information qu'il contient.

Enlever ce spectre moyenné à chacun des spectres observés en direction de la source (avant que le spectre soit corrigé du décalage Doppler) permet d'éliminer les artefacts liés à la méthode d'observation (Figure 78).

5.3.4.3 Retrait de la ligne de base

Le retrait du spectre OFF ne permet cependant pas d'éliminer la totalité des ondulations basses fréquences. Une fois le spectre OFF soustrait, le signal résultant présente encore des variations fréquentielles parasites qu'il faut supprimer. Il faut également ramener la moyenne du signal détectée à zéro. Pour réaliser ces deux opérations on effectue un retrait de ligne de base. La ligne de base est calculée par convolution du signal avec un filtre lisseur de Savitzky-Golay de degré n ou en modélisant le signal par un polynôme de degré n . Le degré du filtre doit être suffisamment faible pour ne pas retirer une partie de la raie à détecter.

5.3.4.4 Filtrage par fenêtre de Hanning

Le signal est filtré par convolution avec une fenêtre de Hanning pour éliminer une partie des oscillations haute fréquence et améliorer le rapport signal sur bruit. Ce filtrage résulte d'un compromis entre meilleure lisibilité du spectre et dégradation du signal acceptable. Après filtrage, la résolution fréquentielle (ou en vitesse) est modifiée.

5.3.4.5 Correction de vitesse LSR

Il faut enfin appliquer une correction de vitesse aux spectres pour les exprimer dans le système LSR (Local Standard of Rest). Le système LSR correspond au mouvement relatif du soleil par rapport à une hypothétique orbite circulaire autour de la galaxie.

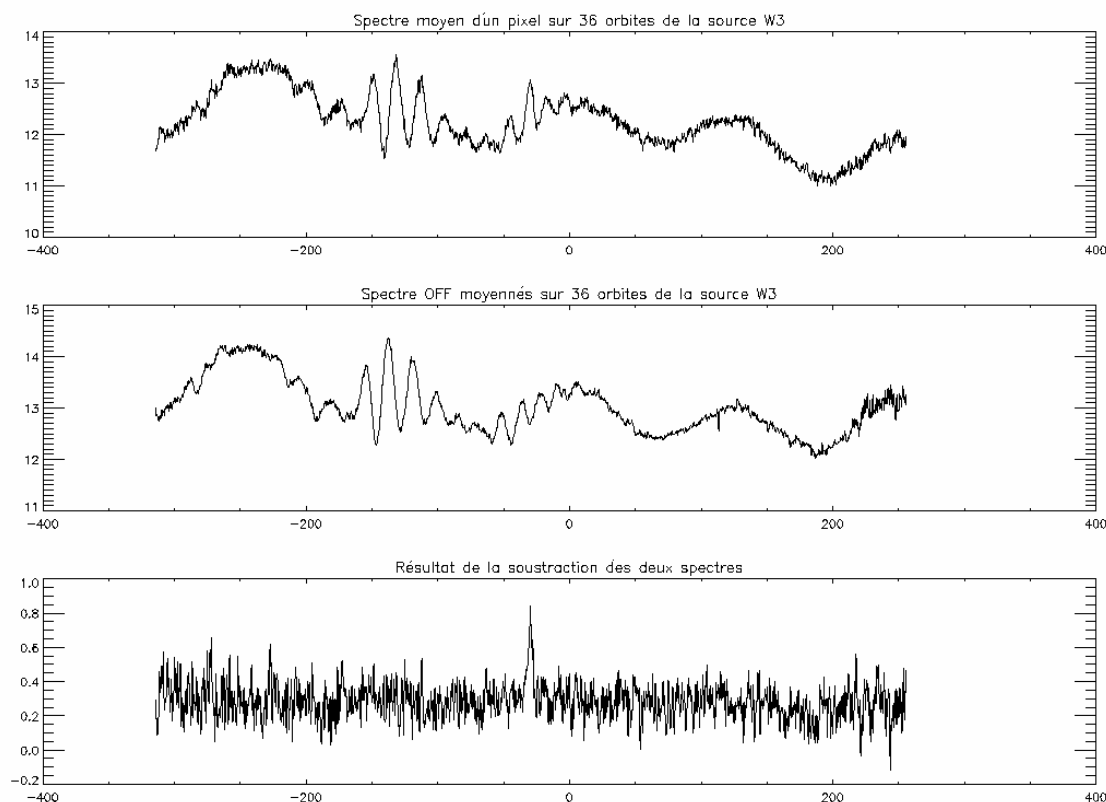


Figure 78 : allure du spectre OFF moyenné pour une source astrophysique (W3) observée par méthode Dicke Switch et impact de son retrait sur le spectre astrophysique.

5.3.5 Applications : étude comparative de la source W3

En Septembre 2002, la priorité du groupe scientifique du CESR, impliqué dans le projet ODIN, était de :

- débiter le traitement de données en utilisant les programmes informatiques français élaborés par A. Lecacheux (Observatoire de Meudon) et Ph. Baron (Novaltis/Obs. de Meudon).

- s'assurer de la validité des programmes informatiques en comparant les résultats obtenus avec ceux résultant de la chaîne de traitement suédoise indépendante.

A cette fin, j'ai effectué le traitement des données de la source W3, en collaboration avec l'équipe de l'Université de McMaster (Hamilton-Canada).

Observations

ODIN a cartographié l'émission submillimétrique étendue de la transition fondamentale de l'eau sous sa forme ortho (raie à 556.936GHz) dans la région W3. W3 est un complexe moléculaire situé à 2.3 kpc et qui est le siège de formation d'étoiles massives. W3 contient deux sources infrarouges très lumineuses IRS4 et IRS5.

Une carte de 5' par 5' a été réalisée : le satellite a effectué une cartographie de 25 points espacé de 1', du 11 Mars 2002 au 19 Mars 2002, avec un temps d'intégration moyen par point de 36 minutes. La région centrale de la carte a pour coordonnées : 2 :25 :40.5 , +62 :06 :20.

Ces observations ont été réalisées avec une configuration instrumentale où le spectromètre acousto-optique et un des corrélateurs observaient simultanément la source. Dans ce traitement de données nous n'avons utilisé que les données provenant de l'AOS. Le lobe instrumental à mi-hauteur pour l'étude de la transition à 557 GHz est de 2.1'. La température système moyenne était de 3300K. Les observations ont été obtenues en mode « Dicke Switch », avec une position OFF éloignée de 30 minutes d'arc de la source. La résolution fréquentielle est de 1MHz, soit 0.54 km.s⁻¹.

Les spectres contaminés par la terre sont retirés du traitement. Il faut effectuer la vérification de chacun des spectres astrophysiques : température de système correcte, intensité des spectres ayant des valeurs proches de la valeur moyenne. Le spectre OFF est calculé à partir de la moyenne de tous les spectres de référence (hormis ceux qui sont pollués par la terre et ceux présentant des niveaux d'intensités aberrants).

Tous les spectres correspondant à un pixel de la carte sont moyennés. On leur retire ensuite le spectre OFF moyen. On leur soustrait une ligne de base d'ordre 4 (en excluant le domaine spectral où la raie est détectée), et ils sont enfin lissés par convolution avec un filtre de Hanning sur 8 canaux (soit sur une étendue spectrale de 8*1Mhz= 8MHz). La valeur moyenne du bruit pour chaque pixel (valeur de l'écart type σ) est de 0.07K avec des valeurs s'échelonnant entre 0.06 et 0.012K.

Les résultats de ce traitement de données (Wilson et al, 2003) sont en très bon accord avec ceux obtenus par l'équipe canadienne en utilisant une chaîne de traitement totalement indépendante (Figure 79).

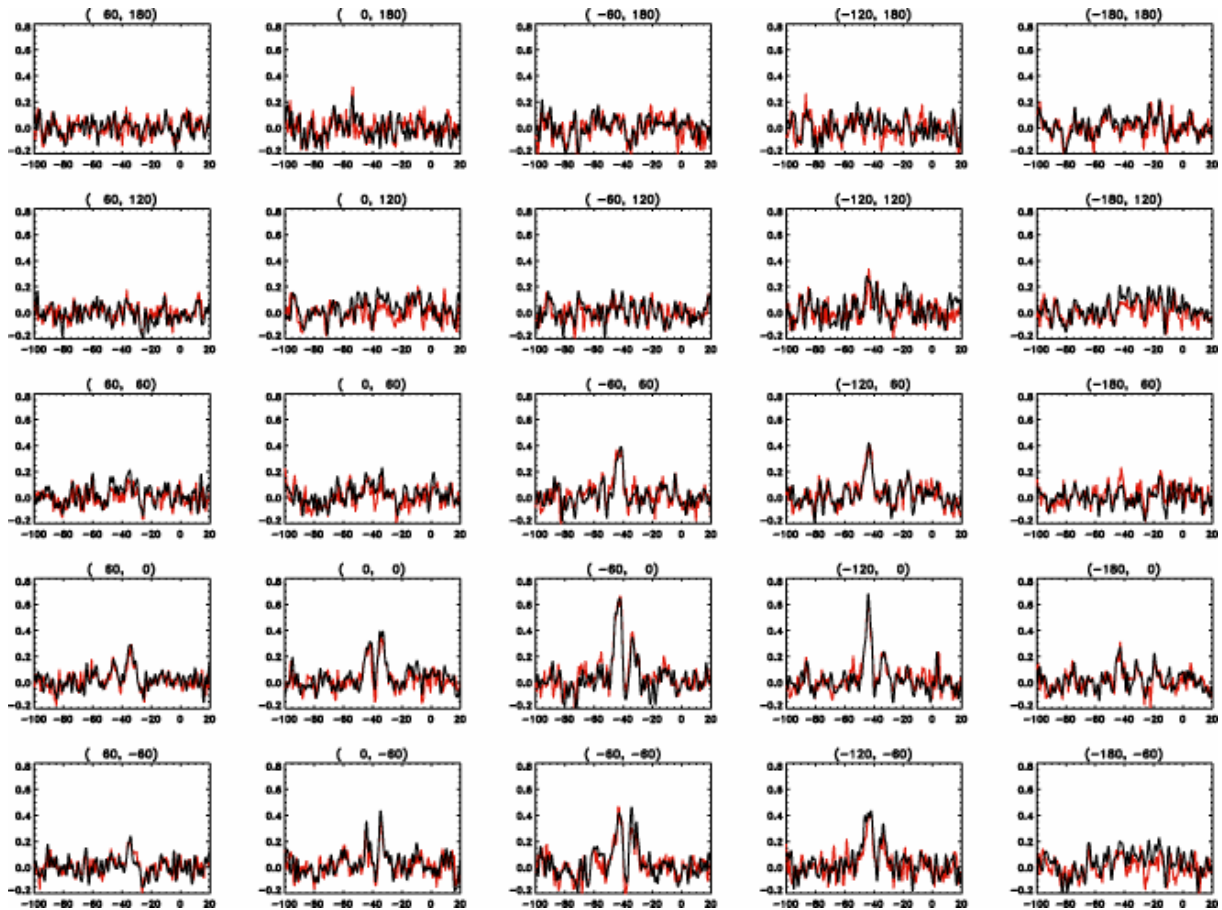


Figure 79 : spectres de la région W3. Les spectres rouges sont les spectres obtenues à partir de la chaîne de traitement informatique suédoise, les spectres noirs ceux obtenus par le traitement informatique que j'ai réalisé.

Ce travail sur le traitement de données de la source W3 m'a permis d'être co-signataire de l'article Wilson et al. (2003) donné en Annexe.

Ce très bon accord entre les deux traitements informatiques a permis de valider les programmes informatiques utilisés pour l'analyse de données. Cette étape de validation franchie, le traitement plus délicat de la faible émission de l'eau en direction de nuages sombres pouvait débuter. En outre, l'utilisation du service de rapatriement des données du CNES a permis à l'outil SGDO d'être grandement amélioré. J'ai participé aux propositions d'amélioration de ce service en rédigeant, au nom du CESR, une fiche de satisfaction client CNES.

5.4 La source Chamæleon-MMS1

5.4.1 La région du Chamæleon

La région du Chamæleon est l'une des régions de formation d'étoiles de faibles masses les plus proches, avec la région du Taureau et celle de Rho-Ophiucus. Sa distance a été estimée à $d \sim 150$ pc (Knude et Hog 1998).

Tout comme la région du Taureau, la situation préservée de cette région (absence d'étoiles massives et de restes de supernovas) en fait un site privilégié pour l'étude de la formation stellaire. Comme cette région de formation stellaire est située dans l'hémisphère Sud, elle n'a pas fait l'objet d'un très grand nombre d'études. Jusqu'à présent, elle n'a essentiellement été

étudiée que par l'équipe scientifique finlandaise de J. Harju (Observatoire/Université d'Helsinki). Cette équipe en a effectué des observations spectroscopiques moléculaires et continuum. (Toth et al, 2000, Lethinen et al, 2001, 2003, Kontinen et al, 2000).

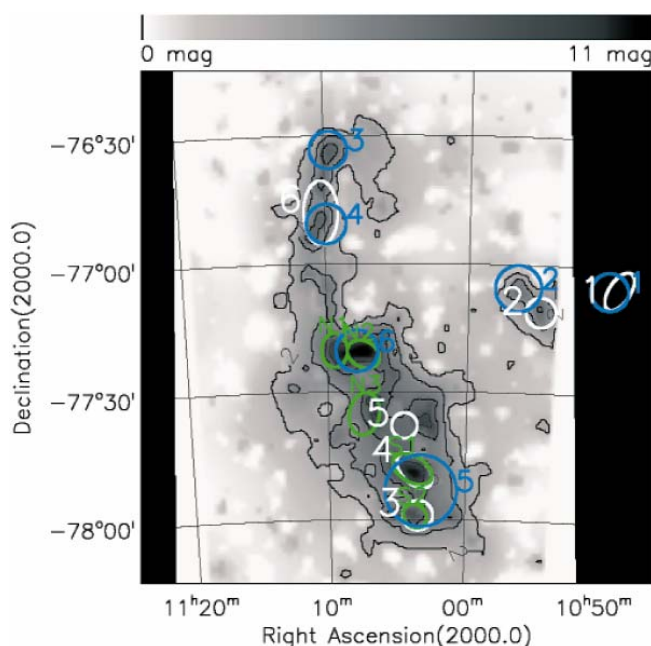


Figure 80 : vue d'ensemble du nuage sombre Cha-I (d'après Toth et al. (2000)). L'extinction visuelle A_v est tracée. Les contours correspondent à des extinctions de 2,4,6 et 8 magnitudes (Cambrésy et al., 1997).

Dans cette région, trois nuages sombres ont été étudiés : Cha-I (Figure 80), Cha-II et Cha-III situés à des distances variant de 140 à 180pc avec des tailles typiques de 5 à 10pc. Aux longueurs d'onde optiques, le nuage sombre Cha-I est caractérisé par trois nébuleuses par réflexion : Cederblad (Ced) 110, 111 et 112.

5.4.2 La source Chamæleon-MMS1

Reipurth et al en 1996 cartographièrent le centre de la région Ced110 grâce au Swedish-ESO Submillimeter Telescope (SEST). A 1.3mm et avec une résolution de 22', ils détectèrent une source continuum qu'ils dénommèrent Cha-MMS1. Cette région a également été cartographiée par les détecteurs C100 et C200 de l'instrument ISOPHOT à bord d'ISO par Lehtinen et al (2001). Ils ont désigné sous l'appellation Ced110-IRS10 la source infrarouge qu'ils détectèrent à 80-100-150-200 μ m (cf. Figure 81). Cette source infrarouge est très proche de la position de la source millimétrique Cha-MMS1. Cette région qui entoure IRS10 a été cartographiée grâce à de nombreux traceurs moléculaires (Kontinen et al. 2000), tel que HCN, particulièrement bien adaptés à l'étude des cœurs denses (Figure 81). Ces observations moléculaires ont mis en évidence l'existence d'une condensation circulaire de 2' de diamètre (soit la largeur à mi-hauteur du lobe instrumental ODIN à 557 GHz). IRS10, tout comme Cha-MMS1, coïncide avec le centre de cette condensation. Ce faisceau d'observations tend à prouver que la source détectée dans l'infrarouge (IRS10) et dans le millimétrique (Cha-MMS1) serait née au sein de cette condensation. Cha-MMS1 pourrait ainsi être une proto-étoile enfouie dans son nuage parent. Cette proposition avait été émise dès la découverte de Cha-MMS1, en 1996, par Reipurth et al. Ils avaient suggéré que Cha-MMS1 pourrait être une proto-étoile de classe 0 qui serait responsable du flot moléculaire bipolaire détecté par Mattila

et al (1989) mais également des deux objets Herbig-Haro¹⁹ HH49/50 située à 10' au sud de Cha-MMS1 (cf. Figure 81). En outre, Kontinen et al. 2000 ont détecté une forte émission de la molécule SO dans sa transition $4_3 \rightarrow 3_2$ de part et d'autre de la source Cha-MMS1. Ces deux pics pourraient être la trace d'un flot moléculaire bipolaire.

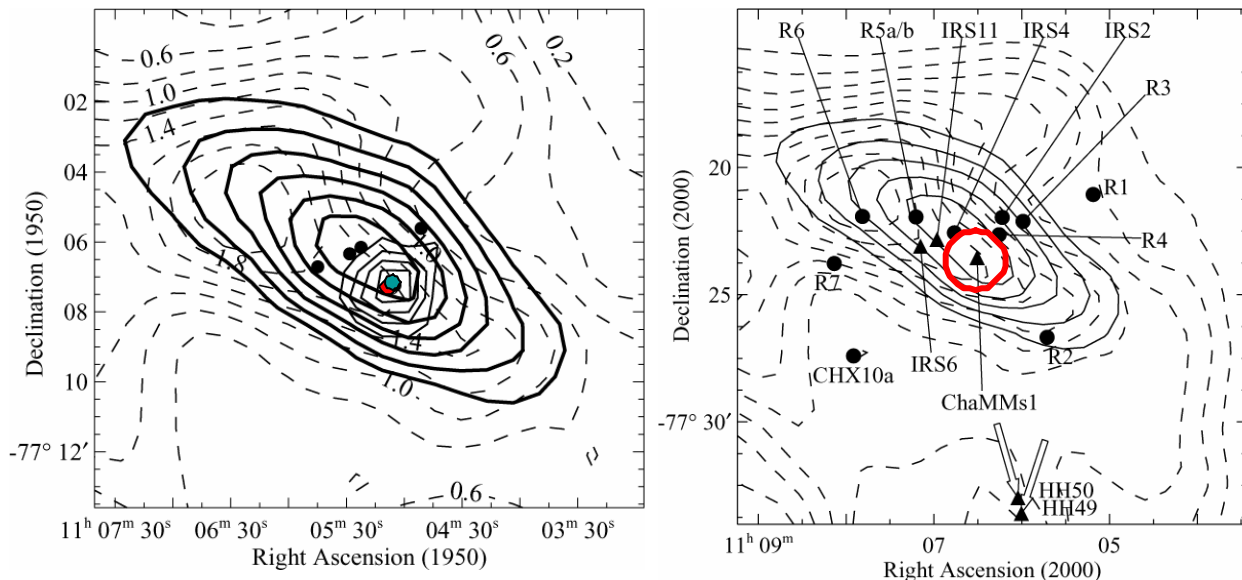


Figure 81 : **Figure de gauche :** contours de l'émission à 200μm (ISOPHOT) en traits pleins et gras (de 10 à 115 Mjy.sr⁻¹). Les contours en traits fins représente l'intensité intégrée (de 0.1 à 0.4) de l'émission de la raie HN¹³C(1-0). Enfin l'intensité intégrée de C¹⁸O(1-0) est présentée en traits tiretés. (d'après Lehtinen et al., 2000). Le point rouge signale la source Cha-MMS1, le point vert, la source IRS10. **Figure de droite :** Sources radio et infrarouges détectées dans Cederblad 110 superposées à l'intensité intégrée de C¹⁸O(1-0) et à l'émission à 200μm (d'après Lehtinen et al., 2003). La largeur à mi-hauteur du lobe instrumental d'ODIN à 557GHz est indiquée par un cercle rouge. Les objets Herbig-Haro sont dénotés HH49 et HH50.

5.4.3 Cha-MMS1, une étoile de classe 0 ?

La principale question se posant sur Cha-MMS1 réside dans son degré d'évolution : est-ce une étoile de classe 0, est-ce un cœur pré-stellaire ?

Les jeunes objets stellaires peuvent être classifiés en trois groupes (e.g, Lada, 1987) suivant leur densité spectrale d'énergie : les objets de classe I (jeunes étoiles profondément enfouies possédant un disque proto-stellaire et une enveloppe de gaz), les objets de classe II (étoiles de type T-Tauri), et les objets de classe III (étoiles T-Tauri possédant une faible émission moléculaire). Certaines étoiles possèdent cependant une densité spectrale d'énergie qui ne rentre pas dans les catégories précédemment énoncées. Il s'agit d'objets de classe I précoce, appelés objets de classe 0. En 2000, Lehtinen et al, ont proposé que Cha-MMS1 puisse être un exemple d'étoiles en formation où la contraction du cœur serait assistée par des forces externes comme des vents stellaires originaires des jeunes étoiles entourant la source.

Ils se sont donc attachés à déterminer le type de cette source. Une étoile de classe 0 doit en effet satisfaire à un certain nombre de critères (André et al, 1993) :

¹⁹ Les objets de Herbig-Haro sont des lobes de matières éjectées par les pôles d'étoiles jeunes, âgées de quelques milliers d'années seulement. Ces lobes de matière sont chauffés par les ondes de choc créées par les jets de matière provenant de l'étoile.

1. Non détectabilité pour des longueurs d'onde inférieures à 10 μm .
2. Densité spectrale d'énergie caractérisée par l'émission d'un corps noir modifié ayant une température comprise entre 15 et 30K.
3. Preuve indirecte de la présence d'un objet pré-stellaire :
soit par l'existence d'un jet moléculaire, soit par une émission continuum dans le domaine centimétrique.
4. Rapport entre luminosité submillimétrique et luminosité bolométrique :
 $L(\text{sub-mm})/L(\text{bol}) > 5.10^{-3}$

Si Cha-MMS1 satisfait aux conditions 1, 2 et 4, le respect de la condition 3 est plus discutable et a fait l'objet de plusieurs études. La condition 3 est satisfaite si l'on considère que les jets moléculaires bipolaires détectés en CO par Mattila et al. (1989) sont originaires de IRS-10. Cha-MMS1 remplirait alors toutes les conditions pour être une étoile de classe 0. Toutefois, pour s'assurer de la validité de cette conclusion, l'émission continuum devait être explorée.

En 2003, Lethinen et al. se sont ainsi intéressés à l'émission centimétrique de Cha-MMS1 pour vérifier si cette source était effectivement un objet de classe 0. En effet, les étoiles de classe 0 doivent présenter une émission centimétrique qui traduit le rayonnement radio libre-libre thermique de leurs jets moléculaires ionisés.

Grâce à l'Australian Telescope Compact Array (ATCA), Lehtinen et al ont cartographié l'émission à 3.5 et 6 cm de la source Cha-MMS1. Ils n'ont détecté aucune émission centimétrique provenant de cette source. Ils ont de surcroît démontré que le flot bipolaire moléculaire observé en CO devait avoir pour origine, non pas la source IRS10, mais une autre source infrarouge IRS4, visible sur la Figure 81, située à proximité du centre du jet. La thèse selon laquelle Cha-MMS1 serait une étoile de classe 0 semblait donc infirmée. Pourtant, de nouvelles mesures effectuées grâce au ATCA en Septembre 2003, ont démontré qu'il existait une faible émission centimétrique à 1.3 cm compatible avec une émission libre-libre optiquement épaisse (et également compatible avec la limite supérieure de l'émission à 3.2 cm). Ainsi au terme de ces observations, Cha-MMS1 remplirait donc les critères d'une étoile de classe 0.

5.4.4 La chimie au cœur de Cha-MMS1

Cha-MMS1 a été étudié de façon extrêmement circonstanciée par Kontinen et al, 2000, grâce à l'analyse de l'émission de nombreux traceurs moléculaires. Parmi ces traceurs se trouvent des molécules supposées n'exister qu'au début du processus de formation stellaire, et des molécules susceptibles de tracer des stades plus évolués des protoétoiles. Une telle étude permet d'avoir des informations sur le degré d'évolution et la nature de l'objet étudié. Loin de résoudre les interrogations subsistant au sujet de Cha-MMS1, cette étude a soulevé de nouvelles interrogations. Une abondance élevée de molécules formées de chaînes de carbones a été détectée, notamment HC_3N . HC_3N est généralement interprété comme la signature d'environnements chimiques jeunes. D'autre part, une grande abondance de N_2H^+ a également été détectée en direction de Cha-MM1. N_2H^+ est un traceur des régions évoluées puisque sa subsistance en phase gazeuse requiert notamment la déplétion de CO. Nous sommes donc dans une configuration où les traceurs moléculaires apportent deux informations contradictoires sur le degré d'évolution du nuage. Pour réconcilier ces deux observations antinomiques, deux explications ont été proposées.

5.4.5 Une chimie dominée par les phénomènes de désorption ou de déplétion ?

Le modèle de chimie théorique dépendant du temps de Ruffle (1997) a démontré que l'abondance des cyanopolyynes, dont HC_3N fait partie, présentait deux pics d'abondance. Un pic à des temps courts, et un second pic à des temps plus longs, correspondant à des degrés d'évolution du nuage plus importants. Ce pic secondaire se produit après que la déplétion des espèces majoritaires soit devenue significative. Ainsi, la présence de HC_3N ne signifierait pas obligatoirement que le milieu soit jeune. Dans ce cas, la présence de N_2H^+ s'insérerait dans un contexte observationnel où les espèces chimiques comme CO subissent des phénomènes de déplétion importants. L'abondance de N_2H^+ s'expliquerait alors par la disparition de CO de la phase gazeuse. Dans ce cas, la chimie du milieu serait intimement liée au phénomène de déplétion.

Cha-MMS1 peut présenter une chimie « jeune » sans être forcément temporellement jeune. La présence de jets moléculaires et de rayonnement ionisant provenant de jeunes étoiles proches ou enfouies peut permettre un redémarrage d'une chimie en phase gazeuse très riche. En permettant aux espèces chimiques piégées à la surface des grains de s'évaporer, le milieu présentera les caractéristiques d'un environnement jeune bien qu'il soit en réalité relativement évolué. Les réactions chimiques qui tracent les milieux jeunes auront été réinitialisées par le biais d'un environnement suffisamment énergétique. Dans ce cas la chimie est contrôlée par le phénomène de désorption.

Pour trancher entre ces deux alternatives, il est important d'étudier des espèces chimiques dont l'abondance est contrôlée par les phénomènes de déplétion et de désorption.

Dans ce cadre, l'étude de l'eau, molécule dont l'abondance est intimement liée au phénomène de déplétion et de désorption, apparaissait importante pour mieux contraindre la chimie du milieu.

5.4.6 Observations de la raie o- H_2O avec ODIN

La source Cha-MMS1 ($\alpha_{1950} = 11\text{h}05\text{min}7\text{s}$ et $\delta_{1950} = -77^\circ07'18''$) a été observée par ODIN du 17 au 21 Juillet 2002 avec le spectromètre acousto-optique en parallèle avec l'auto corrélateur. Nous avons seulement étudié les données de niveau 0 provenant de l'AOS. Les données brutes de niveau 0 ont été rapatriées depuis le serveur SGDO du CNES.

- **Traitement des données :**

Les données rapatriées présentaient plusieurs anomalies. Leur traitement par les programmes usuels fournis par le CNES pour générer des données de niveau 1b à partir des données brutes était impossible. Il a donc été nécessaire de modifier les programmes de lecture des données fournis par le CNES afin d'obtenir des données exploitables de niveaux 1b. J'ai réalisé ce travail en étroite collaboration avec P. Baron, ingénieur français de Noveltis en charge des programmes informatiques de traitement du signal.

- **Température système**

La température système n'était pas définie : la mesure de la charge chaude permettant de calculer la température du système n'avait pas été réalisée. Il a fallu modifier le programme de lecture des données pour qu'il puisse gérer les cas où la mesure de charge chaude était inexistante. En effet, le programme initial considérait la mesure de la charge chaude comme indispensable au traitement des données. Nous avons donc introduit la possibilité de prendre une température système, choisie par l'utilisateur, constante sur toute l'orbite. Nous avons injecté une valeur de la température système typique de l'AOS : 3500K.

- **Mesure de la position de référence**

Les mesures ayant été effectuées en mode « Dicke Switching », le signal de référence est acquis par commutation de visée du miroir de sélection entre deux directions différentes. La commutation de visée est réalisée selon le critère d'une non contamination du signal de référence, notamment par la terre. Normalement quand une des deux directions est occultée par la terre, on choisit la seconde. Malheureusement, cette sélection du signal de référence n'a pas été complètement opérationnelle dans notre cas. Le spectre de référence en chaque fin d'orbite a été acquis en direction de la Terre, ce qui rend inutilisable toutes les données possédant une référence contaminée (soit environ 10 minutes non exploitables sur les 60 minutes de mesures par orbite). J'ai donc supprimé pour chaque orbite toutes les données où le signal de référence était contaminé. Cette suppression s'effectue en ne retenant que les données dont l'intensité mesurée (proportionnelle à SIG-REF) est positive : dans le cas où le signal de référence est mesuré en direction de la terre, l'intensité du signal de référence est très élevée et très supérieure au signal astrophysique : SIG-REF > 0.

Le nombre d'heure d'intégration de la source est de neuf heures, après élimination des spectres contaminés.

- **Spectre OFF**

Nous avons vu que la détermination d'un spectre OFF moyen était indispensable au traitement des données acquises en mode « Dicke Switch » (cf. 5.2.4.4). Malheureusement, les données de la source Cha-MMS1 ne possédaient aucune position OFF pour aucune des orbites, ce qui les rendaient difficilement exploitables. Nous avons exploré plusieurs voies pour nous affranchir de ce problème :

➤ *Utiliser le spectre OFF d'une autre source astrophysique.* Cette méthode ne sera possible que si la configuration instrumentale lors de l'observation des deux sources est identique. Nous avons essayé de réutiliser le spectre OFF obtenu en direction de la source W3, mais ce spectre OFF ne permettait pas de retirer l'artefact principal présent dans les données (ripple) : la configuration instrumentale différait entre ces deux observations.

➤ *Utiliser le spectre OFF d'une autre source astrophysique observée dans la même période de temps.* Nous avons alors décidé de calculer le spectre OFF d'une source ayant été observée pendant le même mois d'observation que Cha-MMS1 pour avoir une configuration instrumentale semblable. Malheureusement les résultats non pas été probants.

➤ *Utiliser une position du Cha-MMS1 qui s'éloignerait légèrement de la position de la source.* Pour aucune des orbites, un point ne s'éloigne de façon suffisamment significative pour être utilisé en tant que position OFF.

➤ *Utiliser un spectre OFF moyenné sur toutes les données disponibles.* A. Lecacheux a réalisé un spectre OFF qui résulte de la moyenne de tous les spectres OFF mesurés pour les différentes sources observées par ODIN. La soustraction de ce spectre OFF n'est pas efficace dans le cas de Cha-MMS1 : elle n'enlève pas correctement les variations du signal à hautes fréquences.

➤ *Utiliser les spectres observés non corrigés de l'effet Doppler.* Finalement, selon la suggestion de L. Pagani, nous avons calculé un spectre OFF artificiel résultant de la moyenne des spectres de la source non corrigés de l'effet Doppler. Quand on effectue la somme de ces spectres non corrigés, toutes les fréquences du signal sont ainsi mélangées

et l'on peut retrouver les structures fréquentielles comme le « ripple ». La soustraction de ce spectre OFF permet donc de soustraire efficacement le « ripple ».

- **Moyenne de tous les spectres**

Une fois ces problèmes résolus, sur les 37 orbites de données disponibles, seules 30 sont exploitables, les 7 restantes présentant des anomalies qui les rendent illisibles par le programme de lecture de données du CNES.

La précision de pointage du satellite étant très bonne, tous les spectres en direction de la source et non contaminés par la Terre sont utilisés (on retrouve la variation de la position de pointage en forme en fer en cheval provoquée par la non correction de l'aberration stellaire dû à la vitesse du satellite autour de la terre (Frisk et al. , 2003)).

On retire à chacun des spectres le spectre OFF, puis on moyenne tous les spectres obtenus. On retire enfin une ligne de base de degré 4 au signal final. Aucune procédure de filtrage n'est appliquée au spectre.

Le résultat obtenu est visible sur la Figure 82 : aucune raie de l'eau n'a été observée en direction de Cha-MMS1.

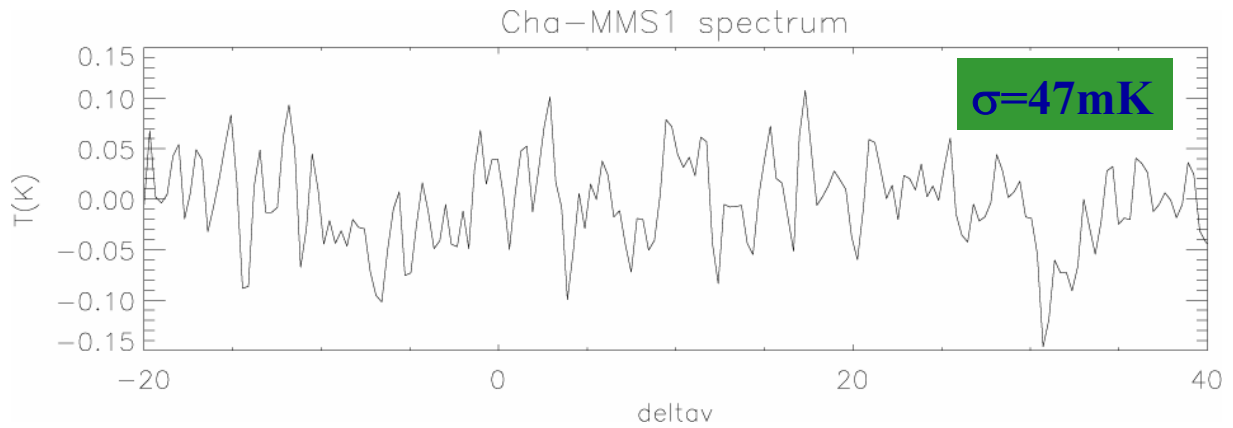


Figure 82 : spectre de la raie ortho-H₂O en direction de Cha-MMS1 ($\alpha_{1950} = 11^{\text{h}}05^{\text{m}}17^{\text{s}}$ et $\delta_{1950} = -77^{\circ}07'18''$) mesuré par le spectromètre acousto-optique

5.4.7 Analyse des résultats

5.4.7.1 Détermination de l'abondance de ortho-H₂O

La densité critique de la transition $1_{10} \rightarrow 1_{01}$ d'ortho H₂O est d'environ 3.10^8 cm^{-3} (Snell et al, 2000b). Cette valeur est si élevée que la densité des nuages est toujours inférieure à cette densité critique. Le milieu est donc dominé par les processus d'excitation-déexcitation radiative et non par les processus collisionnels (voir Annexe).

Dans le cas où la densité est très inférieure à la densité critique, Linke et al. (1977) et Wannier et al. (1991), ont déterminé que l'excitation collisionnelle entraînait toujours l'échappement d'un photon. Même si celui-ci est continuellement ré absorbé et réémis, il finit par s'échapper du nuage quand la densité est très inférieure à la densité critique. Ainsi, le gaz même optiquement épais, est, de manière effective, optiquement mince.

En appliquant cette approximation à la transition de l'eau, on obtient la formule analytique suivante (voir Snell et al, 2000b, Neufeld et al. 2000b) :

$$N(o - H_2O) = \frac{\int T_r d\nu}{C_{ij} \cdot \frac{c^3}{2 \cdot \nu^3 k} \frac{h \nu}{4\pi} \exp\left(-\frac{h \nu}{kT}\right) n(H_2)}$$

avec : C_{ij} le coefficient de désexcitation collisionnelle avec H_2 , $n(H_2)$ la densité du milieu, $\int T_\nu d\nu$ l'émission intégrée de la raie, c la vitesse de la lumière, T la température cinétique du milieu, et ν la fréquence de la raie.

La température cinétique du milieu peut-être estimée grâce aux mesures spectroscopiques de NH_3 (Kontinen et al, 2000) : $T = 12K \pm 0.1K$.

5.4.7.2 Limite supérieure de l'émission intégrée de l'eau

A partir du spectre mesuré, nous pouvons calculer la limite supérieure de l'abondance de l'eau en direction de la source. Pour estimer la limite supérieure à 5σ de l'intensité intégrée de la raie nous utilisons la formule suivante :

$I(o - H_2O) \leq \frac{5\sigma \Delta\nu}{\theta}$ où σ est l'écart quadratique moyen, $\Delta\nu$ la largeur typique de la raie à mi-hauteur et θ l'efficacité du lobe primaire d'ODIN qui vaut 0.88 à 557 GHz.

La largeur typique de la raie peut-être déduite des nombreuses observations spectroscopiques réalisées en direction de cette source par des traceurs comme N_2H^+ et HC_3N (Kontinen et al, 2000) : elle est de 0.5 km/s.

L'écart quadratique moyen vaut $\sigma = 47mK$.

Nous obtenons une valeur supérieure de l'intensité intégrée de :

$$I(o - H_2O) \leq 0.133 K.Km.s^{-1}$$

5.4.7.3 Le coefficient C_{ij}

Tout comme H_2O , H_2 est une molécule qui possède une forme ortho et une forme para suivant l'orientation des spins des noyaux d'hydrogène.

Dans les conditions qui règnent dans les nuages moléculaires (basses températures, densité élevée), le rapport entre la forme para et ortho²⁰ de H_2 est donné par la formule (Flower et Watt, 1984) :

$$\frac{n(ortho)}{n(para)} = 9 \exp(-170.5/T) \quad (5.1)$$

Aux basses températures qui caractérisent les nuages moléculaires, selon l'équation (5.1), la plupart de l'hydrogène moléculaire se trouve sous la forme para.

Le coefficient de désexcitation collisionnelle est la somme pondérée du coefficient de désexcitation collisionnelle de l'eau avec la forme para de H_2 et avec sa forme ortho :

$$C(1_{10} \rightarrow 1_{01}) = C(1_{10} \rightarrow 1_{01})[para - H_2] \times n(para) + C(1_{10} \rightarrow 1_{01})[ortho - H_2] \times n(ortho)$$

Les coefficients de désexcitation collisionnelle de l'eau avec H_2 ont été calculés théoriquement par Phillips, Maluendes et Green en 1996 pour des températures comprises entre 20K et 140K.

A 20 K, en adoptant les rapports de la forme ortho/para donnés dans l'équation (5.1) et en utilisant les coefficients collisionnels de Phillips et al :

$$C(1_{10} \rightarrow 1_{01})[20K] = 1.22.10^{-11} cm^3 s^{-1}$$

Les tables de coefficient de désexcitation collisionnelle données dans Phillips et al. indiquent que le coefficient de collision chute de manière prononcée entre 40K et 20K. Le milieu que nous étudions possède une température cinétique moyenne de 12K, on peut supposer que la chute prononcée du coefficient de collision va se poursuivre vers les

²⁰ Le rapport $n(ortho)/n(para)$ serait égal au rapport des poids statistiques de chacune des espèces (soit 9) si il n'existait pas de mécanismes chimiques de conversion ortho-para.

températures typiques de notre source. Il est donc plus prudent d'effectuer une extrapolation de ces données plutôt que de supposer que le coefficient de collision restera inchangé entre 20K et 12K. Nous avons donc extrapolé les valeurs de coefficient de collision données par Phillips et al. à une température de 12K, en utilisant un code LVG élaboré par E.Creté et M. Giard. Ce code effectue une extrapolation linéaire du type : $\log(C_{ij}/T)=f(\log(T))$. Grâce à cette méthode couplée à l'équation décrivant le rapport de population entre H₂ para et ortho, nous avons déterminé un coefficient de désexcitation collisionnelle de :

$$C(1_{10} \rightarrow 1_{01})[12K] = 4.53.10^{-12} cm^3 s^{-1}$$

5.4.7.4 Densité et densité de colonne du milieu

La densité du milieu est de $n(H_2) \approx 10^5 cm^{-3}$ (Kontinen et al. 2000). La densité de colonne du milieu peut être estimée grâce aux mesures à 1.3 mm de Reipurth et al. (1996), et en supposant une valeur du coefficient d'absorption massique $\kappa_{1.3mm}=0.01 cm^2.g^{-1}$ (Ossenkopf et Henning 1994). Il existe une grande incertitude sur la valeur de la température moyenne des grains. La température déduite des observations ISO (Lehtinen et al, 2001) est de 20K. A cause de la résolution angulaire limitée d'ISOPHOT et de la structure complexe de la région, cette valeur pourrait être affectée par l'émission d'autres sources ce qui conduirait à une surestimation de la température. La température de 20K est donc une limite supérieure de la température. Une limite inférieure de la température est fournie par les observations moléculaires (T=12K). En utilisant ces différentes valeurs et l'équation 1 de Motte et al. (1998), on obtient :

$$N(H_2) = 3 - 6.2 \times 10^{22} cm^{-2}$$

5.4.7.5 L'abondance fractionnelle de ortho-H₂O

L'abondance fractionnelle de ortho-H₂O est définie par la relation :

$$X(o-H_2O) = \frac{N(o-H_2O)}{N(H_2)}$$

Les valeurs de température, densité, densité de colonne et coefficient de collision et intensité intégrée de la raie nous permettent de déterminer l'abondance fractionnelle X(o-H₂O) à 5 σ :

$$X(o-H_2O) \leq [2.66.10^{-8} - 5.49.10^{-8}]$$

La distribution de valeurs reflète l'incertitude sur la densité de colonne du milieu.

5.4.7.6 Modèle de Monte-Carlo de Mika Juvela

Une modélisation Monte-Carlo de ce nuage a été réalisée par Mika Juvela (Université d'Helsinki) afin de déterminer de la manière la plus précise possible la limite supérieure de l'abondance d'eau.

Les caractéristiques suivantes ont été utilisées dans ce modèle :

Nuage à symétrie sphérique,

Densité centrale constante $n(H_2)$ sur 5% du diamètre puis décroissance en $1/r^{1.5}$ pour les parties externes du nuage,

Température cinétique constante dans tout le nuage et égale à 12K,

Vitesse de turbulence de ~ 0.3 km/s (vitesse typique obtenue par l'observation des raies HCN),

La densité de colonne $N(H_2)$ est supposée égale à $4.10^{22} cm^{-2}$ (valeur moyenne, cf. 5.4.7.4) et constitue une des contraintes du modèle.

Les données spectroscopiques indiquent que le diamètre du nuage est proche de 2'. Deux valeurs du diamètre du nuage sont choisies : 125'' et 190'' ce qui conduit à deux modélisations distinctes.

Les coefficients de collisions ont été calculés uniquement jusqu'à 20K, et n'ont pas été extrapolés jusqu'à 12K.

La Figure 83 indique la variation de l'intensité au pic de la raie en fonction de l'abondance fractionnelle de H₂O. Les deux modèles présentés dépendent du choix de l'extension spatiale du nuage : ils donnent cependant des résultats similaires. La température calculée a été déterminée en convoluant les différents spectres par le lobe instrumental d'ODIN à 557GHz (2.2'). Avec une limite supérieure de la raie d'ortho-H₂O à 47 mK, l'abondance fractionnelle déduite du modèle Monte-Carlo est de 4.10^{-8} . Cette valeur est très proche de la valeur déterminée par voie analytique.

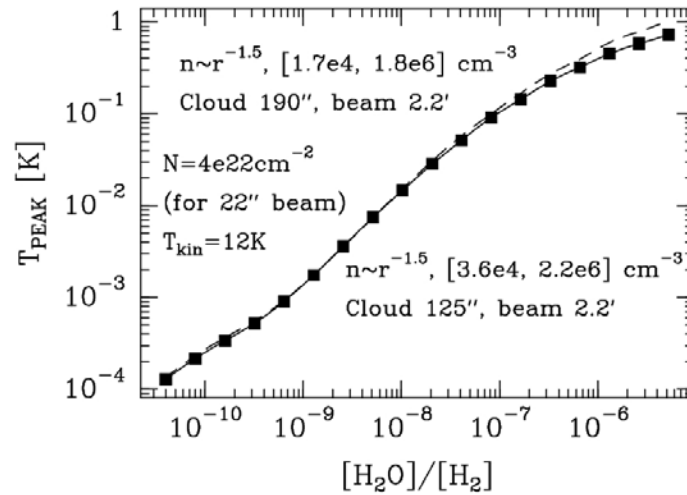


Figure 83 : modèle de Monte-Carlo du nuage Cha-MMS1 : évolution de la température au pic en fonction de l'abondance fractionnelle de H₂O pour deux modélisations différentes du nuage.

5.4.8 Interprétation des résultats

La faible abondance de l'eau détectée par ODIN en direction d'un coeur dense vient confirmer les résultats de SWAS sur la sous abondance de l'eau dans les milieux froids et denses. Cependant, ce coeur contient vraisemblablement une proto-étoile de classe 0 et l'on aurait pu s'attendre à une évaporation de l'eau piégée à la surface des grains provoquée par le chauffage du milieu par le rayonnement de la proto-étoile mais également par la présence de chocs. La non-détection de l'eau dans l'environnement de Cha-MMS1 est très semblable à la situation du coeur B335 observée par SWAS.

5.4.8.1 Coeur dense avec proto-étoile de classe 0 : le cas particulier de B335

En direction des coeurs pré-stellaires L1157 et NGC 1333 IRAS4, contenant des proto-étoiles de classe 0, SWAS a détecté (Neufeld et al., 2000) une émission importante ($\sim 1.10^{-6}$) de H₂O. L'eau a été détectée par SWAS au niveau des jets moléculaires émanant des proto-étoiles. On prédit en effet que l'abondance de l'eau dans ces environnements est renforcée par la présence de chocs qui convertissent une partie de l'oxygène en phase gazeuse en eau (cf. 5.1.3).

B335 est un coeur dense qui contient une proto-étoile de classe 0 bien identifiée. Bien que B335 possède des jets moléculaires, aucune émission de H₂O n'y a été détectée ($< 1.10^{-6}$) dans sa direction (Snell et al, 2000). Une des explications avancées est que la densité des jets moléculaires serait trop faible ou que leurs vitesses seraient insuffisantes pour déclencher la production d'eau par réactions neutre-neutre. Cha-MMS1 pourrait être dans une situation similaire.

5.4.8.2 Les questions qui restent en suspens

Bergin et Snell (2002) ont démontré que l'abondance de l'eau dans les cœurs denses était très faible à cause de la condensation de l'eau à la surface des grains. Harju et al. en 2003, ont étudié l'émission de NH_3 dans sa raie d'inversion (1,1) en direction de Cha-MMS1. Ils ont trouvé qu'il existait une corrélation très forte entre l'émission de $\text{NH}_3(1,1)$ et l'émission du continuum centimétrique à 1.2 cm. Cette émission de NH_3 pourrait être due à la désorption de cette espèce chimique provoquée par le rayonnement ionisant tracé par l'émission à 1.2cm. Cette observation favoriserait une interprétation où la chimie du milieu serait gouvernée par des processus de désorption. Les éléments azotés sont plus faiblement liés aux grains que ceux contenant de l'oxygène ou du carbone ce qui pourrait expliquer que l'on détecte NH_3 alors qu'on ne détecte pas H_2O (NH_3 retournant à la phase gazeuse plus facilement que H_2O).

Cependant, de nombreuses questions demeurent encore :

- La non-détection de l'eau est-elle réellement la preuve qu'il n'y ait pas de phénomènes importants de désorption au sein de la source? Cette non-détection n'est-elle pas plutôt révélatrice de jets moléculaires de faibles vitesses ou d'une densité de chocs très faibles (comme dans le cas de B335) ?
- Cette source fait partie d'un environnement relativement complexe (cf. Figure 81) où de nombreuses sources radio et infrarouges ont été identifiées. La mesure effectuée par le satellite ODIN en direction de Cha-MMS1 sur un lobe instrumental de 2' est peut être contaminée par des sources voisines. Dans ce cas, la non-détection de l'eau dans un tel environnement est surprenante.

5.4.8.3 Perspectives

De nouvelles données Cha-MMS1 ont été observées en Juillet 2003. Le mode d'observation de la source était cette fois-ci programmé en « position switching ». Ce mode de pointage n'est lisible par les programmes du CNES que depuis le mois de Septembre 2004. La source Cha-MMS1 a également été ré-observée en Juillet 2004. La prise en compte de ces nouvelles orbites permettra d'abaisser la limite supérieure de l'abondance de l'eau. Des données NH_3 sont également disponibles sur cette source depuis que le « phase lock » est à nouveau opérationnel.

Une explication quantitative de la non détection de l'eau dans cette source requiert l'inclusion d'un modèle de chimie en phase gazeuse qui prenne en compte l'interaction gaz-grains (cf. Bergin et Snell, 2002). Cette nouvelle étape sera utile à la meilleure compréhension du milieu observé. D'autre part, une étude de la physique des chocs dans cette région devrait permettre de poser des contraintes sur les vitesses des chocs se produisant dans le milieu.

D'autres nuages moléculaires denses sont en cours d'analyse : TMC-1 et MBM7. Associés aux données obtenues en direction de Cha-MMS1, ces travaux feront l'objet d'une publication sur les limites supérieures de l'eau dans les environnements denses et froids détectées par ODIN (à la manière de la publication de Bergin et Snell (2002) sur les résultats du satellite SWAS dans les environnements froids et denses).

5.5 Conclusions

Le travail réalisé sur les données du satellite ODIN a servi à la fois un objectif scientifique et technique. En étroite collaboration avec l'équipe en charge du rapatriement des données ODIN depuis le serveur basé au CNES, nous avons permis le développement et l'amélioration des procédures de rapatriement des données. Le développement de programmes informatiques de traitement de données que j'ai mené au CESR avec l'aide de P. Baron a permis de consolider la chaîne de traitement de données française pour qu'elle soit utilisable dans des cas où les données présentaient des anomalies de mesures. Cette phase de développement et d'amélioration des programmes informatiques permet aujourd'hui de disposer d'une chaîne de traitement efficace alliée à une grande souplesse de rapatriement des données.

Le travail que j'ai réalisé sur la source W3 a permis de s'assurer de la fiabilité de la chaîne de traitement française en effectuant une comparaison avec les résultats obtenus par la chaîne de traitement suédoise. A la suite de ce travail, j'ai entamé une étude sur l'abondance de l'eau, une des molécules clés du refroidissement des régions pré-stellaires. Cette étude menée sur la région Cha-MMS1 a confirmé la sous-abondance de l'eau en phase gazeuse détectée par SWAS dans les environnements froids et denses. L'étude menée sur cette source sera complétée par l'étude de l'eau et de l'ammoniac dans d'autres environnements froids (nuage dense TMC-1 notamment) observés par ODIN afin de déduire une limite supérieure de l'abondance de l'eau détectée par ODIN dans ces régions.

Conclusions et perspectives

*« Il y a tant de rêves au ciel que la poésie, gênée par de vieux mots n'a pas pu nommer !
A combien d'écrivains de la nuit on voudrait dire : « Revenez au principe de la rêverie ;
le ciel étoilé nous est donné, non pour connaître, mais pour rêver. »
Gaston Bachelard, L'Air et les Songes*

Durant ma thèse, j'ai étudié l'émission du rayonnement des régions denses et froides dans le domaine submillimétrique grâce à des approches très différentes. Je me suis à la fois intéressée à l'émission de molécules clés de ces environnements et à l'émission des grains. J'ai abordé l'étude de l'émission des grains de poussières dans le domaine submillimétrique et à basse température d'un point de vue théorique et expérimental. Ces différentes approches s'avèrent très complémentaires et chacune d'entre elle permet d'affiner notre connaissance des régions denses et froides dans lesquelles la formation stellaire s'amorce.

Habituellement, les modèles standard de grains supposent une valeur constante de l'indice spectral d'émissivité des grains. Pourtant, un nombre grandissant d'observations démontre que l'indice spectral varie à la fois avec la température et la fréquence. Ainsi les données FIRAS ont montré que le spectre d'émission Galactique des poussières froides ($T \approx 18\text{K}$) ne pouvait pas être simplement expliqué par un modèle standard de grains. L'anticorrélation observée par l'expérience ballon PRONAOS (1999) (Dupac et al., 2003), entre la température (entre $10\text{K} < T < 80\text{K}$) et l'indice spectral, ne peut pas non plus être interprétée au moyen du modèle actuel de poussières. Dans ce cadre, il apparaissait nécessaire d'étudier et de caractériser les mécanismes à l'origine des processus d'émission submillimétrique des grains froids ($T < 100\text{K}$), en vue de l'élaboration d'un modèle de grains plus robuste.

Le modèle TLS (Two Levels System), décrit par Phillips en 1981, est régulièrement cité en physique du solide pour expliquer la variation avec la température des propriétés optiques, diélectriques et thermiques des matériaux amorphes à basse température. Mon travail a porté sur la confrontation entre les données astrophysiques que sont l'anticorrélation PRONAOS et l'excès submillimétrique FIRAS et le modèle TLS, dont la partie résonnante a été souvent évoquée dans les publications d'astrophysique.

A la suite d'une étude approfondie de ces phénomènes, j'ai développé une modélisation de l'effet TLS associée à un processus de fond lié à la réponse vibrationnelle d'une distribution désordonnée de charges. J'ai montré que le modèle TLS, associé à une émission de « fond » due à la nature désordonnée des grains interstellaires, pouvait rendre compte de l'anticorrélation observée par Pronaos (Boudet et al., 2002 Mény, Boudet et al, en préparation) et de l'excès submillimétrique FIRAS. Ainsi, le modèle TLS, qui n'avait jamais été utilisé pour modéliser des observations astrophysiques, a permis d'interpréter des faits observationnels qui étaient jusque là mal compris.

Mieux comprendre les propriétés d'émission des grains interstellaires et bien interpréter les résultats des observations astrophysiques nécessitent également de caractériser leurs propriétés optiques en laboratoire. Malheureusement, très peu de mesures en laboratoire sont disponibles sur les propriétés d'absorption de matériaux d'intérêt astrophysique, à basse température et grandes longueurs d'onde.

Les travaux expérimentaux d'Agladze (1996) et de Mennella (1998), ne permettent pas de couplage direct avec les données de l'observation astrophysique (PRONAOS, FIRAS/Archeops/MAP), même s'ils mettent en avant l'existence de mécanismes d'absorption dépendant de la température (dont l'effet TLS). Pour compléter l'étude théorique entreprise sur ces mécanismes, il était donc particulièrement intéressant d'ajouter un volet expérimental à mon travail de thèse. J'ai séjourné deux mois et demi à l'Observatoire d'Astrophysique de Iéna en Allemagne où j'ai étudié les propriétés optiques de silices amorphes de différentes tailles et structures ainsi que de silicates de magnésium dans le domaine IR/submillimétrique et à température variable.

Les mesures en transmission ont montré une forte variation de l'absorption entre 300K et 10K, caractérisée par une anticorrélation entre la température et l'indice spectral, commune à l'ensemble des échantillons étudiés (Boudet et al., 2005, ApJ accepté). Cette anticorrélation est semblable à celle observée par PRONAOS, ce qui permet un couplage entre données astrophysiques et données de laboratoire. Nous avons montré que l'eau faiblement liée à la surface des grains n'était pas responsable du comportement global observé. En revanche, les défauts structuraux comme les groupements OH et les ions Mg^{2+} pourraient être à l'origine de la variation de l'absorption observée. Cette dépendance des propriétés optiques avec la teneur en défauts structuraux du matériau est d'autant plus intéressante que l'influence des groupements OH est traduite dans la littérature en terme de modèle TLS. Le modèle TLS pourrait donc être susceptible de modéliser nos données expérimentales.

Par ailleurs, dans le but de mieux comprendre l'interaction existant entre les poussières et le gaz et sa répercussion sur les propriétés d'émission des grains dans les régions de formation stellaire, j'ai participé à l'étude d'un filament dense du complexe moléculaire du Taureau. Ce filament est une excellente région pour étudier les propriétés des grains interstellaires dans des conditions physiques relativement simples. Il présente l'avantage de permettre l'étude de l'interface entre milieu interstellaire dense et milieu diffus. L'expérience ballon PRONAOS a mis en évidence une variation des propriétés des grains, non explicable par un modèle standard de grains : le niveau d'émission des grains dans les parties les plus internes du filament augmente de plus d'un facteur 3. Pour expliquer cet accroissement, il faut invoquer une modification des propriétés physiques des grains (Stepnik et al. 2003) : les grains seraient soumis à un processus d'agglomération qui conduirait à la formation d'agrégats poreux et qui modifierait leur émissivité. On ne connaît pas les conditions physiques favorisant et déclenchant ce processus d'agglomération. L'étude de l'émission des traceurs moléculaires des milieux denses, CO et N_2H^+ obtenues grâce aux télescopes 12m du Kitt Peak et 30m de l'IRAM, nous a permis d'obtenir des informations sur les conditions physico-chimiques du gaz. J'ai traité et analysé les mesures spectroscopiques des molécules $C^{18}O$ et N_2H^+ , obtenue grâce aux télescopes 12m du Kitt Peak et 30m de l'IRAM (Boudet, Ristorcelli, Pagani et al., en préparation). J'ai pu montrer que le monoxyde de carbone voyait son abondance chuter dans les parties les plus internes du filament prouvant la condensation de la molécule sur les grains. Grâce à un modèle de Monte-Carlo nous avons pu déterminer les conditions physiques de l'apparition de ce phénomène : la déplétion se produit à des extinctions relativement basses ($A_V \approx 6$) et pour des densités voisines de $2.10^4 cm^{-3}$. Le processus d'agglomération des grains se produisant à des extinctions plus faibles (proches de 2), il serait initié par la présence de manteaux de glace d'eau et non par celle de manteaux de

CO. Quant à N_2H^+ il ne se condense sur les grains que beaucoup plus ‘tardivement’ et comme le prédisent les modèles de chimie, il apparaît exactement au début de la déplétion en C^{18}O .

Le satellite ODIN observe des régions froides et denses du milieu interstellaire dans les transitions fondamentales des molécules du MIS. J’ai participé à la validation de la chaîne de traitement informatique pour la réduction des données de niveau 0 de l’un des deux spectromètres radiofréquences du satellite ODIN : le spectromètre acousto-optique (AOS). Pour m’assurer de la validité des programmes, j’ai traité les données de la source de formation d’étoiles massives W3 et les ai comparées aux résultats obtenus par une équipe canadienne à partir du système de traitement de données suédois (Wilson et al. 2003). Au cours de ce travail, j’ai par ailleurs été en interaction permanente avec l’équipe du CNES, responsable de la gestion du serveur de données, en vue d’une amélioration de l’efficacité et de la convivialité du système. ODIN a permis de sonder des environnements froids et denses du milieu interstellaire. Parmi eux, je me suis intéressée à une région moléculaire dense du Chamaeleon, contenant une proto-étoile de type précoce et dont j’ai cherché à détecter l’émission à 557 GHz de H_2O . Malgré un environnement favorable à la présence d’eau en phase gazeuse (présence d’une proto-étoile évaporant l’eau piégée sous forme solide à la surface des grains), je n’ai pas détecté de raie correspondante (Boudet et al., en préparation). J’ai pu cependant donner une limite supérieure à son abondance dans cette région. Comme le satellite SWAS l’avait déjà observé, l’abondance d’eau en phase gazeuse dans les environnements froids est très basse, beaucoup plus basse que ne le prédisent les modèles actuels de chimie en phase gazeuse.

Au commencement de cette thèse il y avait peu de modèles théoriques et de mesures de laboratoire qui étaient dédiés à l’étude des propriétés des grains à basse température et grandes longueurs d’onde. En ce sens, nous avons apporté une contribution significative à ce domaine de recherche peu exploré malgré son importance cruciale. Notre travail a permis de confirmer l’existence de modifications importantes des propriétés des grains dans les environnements froids. Il sera impératif dans les années à venir de progresser dans la compréhension et la caractérisation de ces modifications. De nombreuses questions restent à ce jour ouvertes : quelle est l’incidence du processus d’agglomération des particules sur leur spectre d’absorption mesuré en laboratoire ? En particulier, est-il possible de retrouver la hausse d’un facteur 3 de l’émissivité submillimétrique observée dans certaines régions denses ? Quelles sont les caractéristiques physiques qui favorisent le phénomène d’agglomération ? Est-il possible de développer un modèle unique de grains rendant compte des modifications des propriétés des grains dans les environnements froids ?

A l’aube du lancement des missions phares que sont Planck et Herschel, il sera essentiel de disposer d’un modèle de grains prenant en compte ces modifications suivant les conditions physiques locales du MIS. Un modèle de grains complet devra par exemple réussir à intégrer à la fois les phénomènes d’agglomération des grains entre eux et les mécanismes physiques liés à la nature amorphe des matériaux.

Annexe A

Notions de transfert radiatif

L'analyse du transfert de rayonnement dans un milieu requiert à la fois la connaissance du transport des photons dans le milieu (déterminé par l'équation de transfert radiatif) et la connaissance du peuplement des niveaux (déterminé par l'équation d'équilibre statistique). A l'équilibre thermodynamique local, on suppose que les niveaux sont peuplés uniquement par collisions et que leur population obéit simplement à la loi de Boltzmann. Il suffit alors de résoudre l'équation de transfert radiatif. Des descriptions détaillées du transfert radiatif peuvent notamment être trouvées dans Forestini 1999, Pagani 2001 et Rolhfs et Wilson 2000.

A.1 Définition de l'équilibre thermodynamique local (ETL)

A l'équilibre thermodynamique local, la distribution en vitesses des particules, le champ de rayonnement du milieu, la distribution des atomes sur les états excités et leurs états d'ionisation sont supposés entièrement connus :

Le rayonnement est à l'équilibre thermodynamique et suit la loi de rayonnement du corps noir décrite par la fonction de Planck B_ν . On peut donc définir une température de rayonnement T_r .

La distribution des vitesses, i.e. la répartition des vitesses de toutes les particules du système, suit la distribution de Maxwell-Boltzman. Il est donc possible de définir une température cinétique T_k .

La population des états d'énergie excités est définie par la relation de Boltzmann. Il est ainsi possible d'introduire la température d'excitation T_e .

L'état d'ionisation est défini par la loi de Saha, ce qui permet de définir la température d'ionisation T_i .

A l'équilibre thermodynamique, toutes ces températures sont égales : $T_r=T_k=T_e=T_i$. (cf. Bowers et Deeming, Astrophysics II, Interstellar Matter and Galaxies). Le milieu est dominé par les processus de collisions : la température d'excitation est égale à la température cinétique.

La dénomination « local » indique que l'équilibre thermodynamique est satisfait à une échelle locale et n'est pas forcément étendu à tout le milieu.

A.2 Equation de transfert

L'équation de transfert permet de faire le bilan entre le rayonnement émis par un milieu et le rayonnement absorbé par ce même milieu. Un faisceau lumineux d'intensité spécifique I_ν (exprimée en $\text{J.Hz}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) subira sur un parcours élémentaire ds , une variation d'intensité dI_ν décrite par :

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu ds + j_\nu ds \quad \text{A(1)}$$

L'équation de transfert s'écrit :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu \quad \text{A(2)}$$

κ_ν est appelé le coefficient d'absorption et s'exprime en m^{-1} . Il traduit les processus physiques d'absorption présents dans le milieu, j_ν est appelé coefficient d'émission, il s'exprime en $\text{J.m}^{-3}.\text{Hz}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. Il traduit les processus d'émission du milieu.

A partir de la définition du coefficient d'absorption, il est possible de définir une nouvelle quantité, appelée épaisseur optique τ_ν . Sur une ligne de visée de longueur L :

$$\tau_\nu = \int_0^L \kappa_\nu ds \quad \text{A(3)}$$

d'où : $dI_\nu = -I_\nu d\tau_\nu + j_\nu ds$ que l'on peut réécrire : $\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu$ où S_ν est la fonction source, rapport des coefficients d'émission et d'absorption. La fonction source s'exprime sous la forme : $S_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}$.

Si le milieu est en équilibre thermodynamique : $\frac{dI_\nu}{ds} = 0$, d'où d'après l'équation A(2) : $S_\nu = I_\nu$ avec $I_\nu = B_\nu(T)$ où B_ν est la fonction de Planck :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \text{ ainsi : } \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T) \text{ (loi de Kirchhoff)}$$

A.2.1 L'épaisseur optique du milieu

L'épaisseur optique n'a pas de dimension physique, elle exprime la diminution de l'intensité du rayonnement. Si l'on définit le libre parcours moyen local des photons de fréquence ν vis-à-vis des collisions par :

$$l_\nu = \frac{1}{\kappa_\nu} \text{ alors, d'après l'équation A(3) :}$$

$$\tau_\nu = \frac{L}{l_\nu}$$

Si $\tau_\nu \gg 1$

$L \gg l_\nu$: la longueur caractéristique du milieu est très supérieure au libre parcours moyen des photons : le milieu est dit *optiquement épais*.

Si $\tau_\nu \ll 1$

$L \ll l_v$: la longueur caractéristique du milieu est très inférieure au libre parcours moyen des photons : le milieu est dit *optiquement mince*. Statistiquement un photon peut traverser le milieu sans subir de phénomène d'absorption.

A.2.2 Solution de l'équation de transfert à l'ETL

Nous pourrions considérer que nous sommes à l'ETL si la densité d'hydrogène moléculaire est supérieure à la densité critique, définie par le rapport entre le coefficient d'Einstein A_{ij} d'émission spontanée et le coefficient de collision C_{ij} (i.e. que le peuplement des niveaux se fait majoritairement par processus de collisions et non par transitions radiatives). Dans le cas où la densité d'hydrogène moléculaire est inférieure à la densité critique, il faudra recourir à d'autres méthodes permettant de résoudre simultanément l'équation de transfert radiatif et l'équilibre statistique (méthode LVG, méthode Monte-Carlo).

Typiquement, pour les transitions (1-0) et (2-1) du monoxyde de carbone CO, les densités critiques sont de l'ordre de $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

La solution de l'équation de transfert **A(2)** à l'ETL ($S_v = B_v$ et $T = T_{ex}$) s'écrit :

$$I_v(\tau_v) = B_v(T_{ex})(1 - \exp(-\tau_v)) + I_v(0) \cdot \exp(-\tau_v)$$

$I_v(0)$ représente le rayonnement de « fond » produit par des sources en arrière-plan de la source étudiée et par le rayonnement de fond cosmologique.

La méthode d'observation de l'intensité spécifique permet en règle générale de soustraire au signal reçu la contribution de l'émission de fond cosmologique à 2.7K. L'intensité spécifique mesurée est donc :

$$I_{mes}(\tau_v) = (B_v(T_{ex}) - B_v(T_{bg}))(1 - \exp(-\tau_v)) + I_{bg} \cdot \exp(-\tau_v)$$

où I_{bg} est le seul rayonnement produit par les sources en arrière-plan de la source étudiée.

- Dans le cas où l'approximation de Rayleigh-Jeans est valable ($h\nu \ll kT$) pour la source observée et pour le corps noir cosmologique, l'équation de transfert se réécrit simplement en fonction de la température puisque $B_v(T) \approx \frac{2kTv^2}{c^2}$:

$$T_{mes}(\tau_v) = [T_{ex} - T_{bg}](1 - \exp(-\tau_v)) + T_{bg} \exp(-\tau_v)$$

où T_{bg} est la température de brillance des sources à l'arrière-plan, hors émission de rayonnement fossile et $T_{bg} = 2.7K$.

Dans le cas optiquement mince où $\tau_v \ll 1$ et où T_{bg} est faible, T_{mes} se réécrit simplement:

$$T_{mes}(\tau_v) = [T_{ex} - T_{bg}] \tau$$

- Dans le cas où l'approximation de Rayleigh-Jeans ne peut pas être appliquée :

$$B_v(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \text{ et l'expression s'écrit :}$$

$$T_{mes} = T_0 \left(\frac{1}{e^{T_0/T_{ex}} - 1} - \frac{1}{e^{T_0/T_{bg}} - 1} \right) (1 - \exp(-\tau_\nu)) + T_b \exp(-\tau_\nu)$$

où $T_0 = h\nu/k$

On retrouve dans ces expressions les deux quantités généralement inconnues que sont T_{ex} et τ_ν . On suppose généralement que le terme $T_b \exp(-\tau_\nu)$ est nul lorsqu'il n'y a pas de sources en arrière-plan émettant à la même fréquence que la source étudiée, ce qui est le cas le plus courant. Nous supprimerons donc ce terme de l'équation qui se réécrit sous la forme :

$$T_{mes} = T_0 \left(\frac{1}{e^{T_0/T_{ex}} - 1} - \frac{1}{e^{T_0/T_{bg}} - 1} \right) (1 - \exp(-\tau_\nu)) \quad \mathbf{A(4)}$$

A l'ETL, on suppose que la température d'excitation est égale à la température cinétique : $T_K = T_{ex}$. A partir de l'équation **A(4)**, il est possible, sous un certain nombre d'hypothèses de calculer T_{ex} et τ_ν .

A.3 Equations de transfert radiatif et coefficients d'Einstein

L'équation de transfert permet de formuler mathématiquement la variation d'intensité spécifique provoquée par la présence d'un milieu absorbant et émetteur à partir du coefficient d'absorption et d'émission de ce milieu. Pour appliquer cette formulation mathématique générale à l'étude spectroscopique d'atomes et de molécules, il faut relier les paramètres j_ν et κ_ν aux propriétés d'absorption et d'émission de la matière.

L'intensité des raies d'émission d'une espèce chimique peut être exprimée grâce aux coefficients d'Einstein (1916). Les coefficients d'Einstein présentent l'avantage de décrire, par des phénomènes d'émission et d'absorption de photons, l'interaction entre le rayonnement et un système atomique.

Considérons un milieu peuplé d'atomes ou de molécules possédant des niveaux d'énergie discrets E_X . Considérons les deux états E_i et E_j tels que $E_j > E_i$ (les indices i et j sont souvent remplacés par u(upper) et l(lower) dans la littérature). On pose $\nu_0 = \frac{E_j - E_i}{h}$

Nous nous intéresserons à la propagation du rayonnement à travers ce milieu aux fréquences $\nu \sim \nu_0$.

Le rayonnement de fréquence $\nu \sim \nu_0$ sera :

- diminué par l'absorption par les atomes se trouvant dans l'état de plus basse énergie i et pouvant parvenir à l'état excité j .
- augmenté par l'émission spontanée et l'émission stimulée (émission induite) des atomes se trouvant dans l'état excité j et pouvant revenir à l'état de plus basse énergie i . Un atome se trouvant dans un état d'excitation E_j retournera spontanément à l'état fondamental en émettant un photon dont la fréquence est reliée à la différence d'énergie entre les deux niveaux.

L'émission du rayonnement est traduite par deux coefficients :

- le coefficient d'Einstein d'émission spontanée : A_{ij} , qui s'exprime en s^{-1} . A_{ij} correspond à la probabilité de désexcitation du niveau par unité de temps (le temps de

désexcitation correspond à $1/A_{ij}$). Pour une molécule possédant un dipôle électrique, A_{ij} s'exprime sous la forme : $A_{ij} = C \nu_{ij}^3 |\mu_{ij}|^2$ où C est une constante, ν_{ij} est la fréquence de la transition et μ_{ij} est le moment dipolaire électrique de cette transition. Le moment dipolaire électrique (exprimé en $C.m^{-1}$) traduit l'asymétrie de la distribution de charges d'une molécule. Les molécules symétriques, comme H_2 , ont ainsi un moment dipolaire électrique nul. La probabilité d'émission spontanée ne dépend pas de la densité d'énergie du rayonnement à la fréquence ν .

- le coefficient d'Einstein d'émission stimulée B_{ij} . Ce terme est relié à la désexcitation du niveau sous l'influence des photons présents dans le milieu ambiant. La probabilité d'émission stimulée par unité de temps est : $B_{ij} u_\nu$ où u_ν est la densité d'énergie monochromatique du rayonnement : $u_\nu = \frac{4\pi I_\nu}{c}$

L'absorption du rayonnement est quant à elle traduite par le coefficient d'absorption d'Einstein B_{ji} et la probabilité associée est $B_{ji} u_\nu$.

Le bilan des transitions radiatives de ce système à deux niveaux d'énergie donne l'équation de transfert suivante:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{h\nu}{4\pi} \left\{ n_j(\nu) A_{ji} - [n_i(\nu) B_{ij} - n_j(\nu) B_{ji}] \frac{4\pi I_\nu}{c} \right\}$$

Cette expression est établie pour une fréquence donnée à l'intérieur de la raie spectrale. Cette expression peut-être intégrée sur le profil $\phi(\nu)$ de la raie. Elle se réécrit alors :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{h\nu}{4\pi} \left\{ n_j(\nu) A_{ji} - [n_i(\nu) B_{ij} - n_j(\nu) B_{ji}] \frac{4\pi I_\nu}{c} \right\} \phi(\nu)$$

où $\phi(\nu)$ est le profil normalisé de la raie.

On peut alors définir un coefficient d'absorption κ_ν et un coefficient d'émission j_ν par analogie avec l'équation de transfert **A(2)** :

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu}{c} (n_i(\nu) B_{ij} - n_j(\nu) B_{ji}) \phi(\nu) \text{ et}$$

$$j_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} n_j(\nu) A_{ji} \phi(\nu)$$

A.3.1 Simplification à l'ETL

A l'ETL, les niveaux atomiques sont peuplés selon la loi de Boltzmann, les populations des niveaux sont entièrement déterminées par les collisions, les transitions radiatives sont négligeables. Soit n_i la densité d'atomes dans le niveau i et n_j la densité d'atomes dans le niveau j :

$\frac{n_i(\nu)}{n_j(\nu)} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left[\frac{-h\nu_0}{kT}\right]$ où g_i et g_j sont les poids statistiques des niveaux. Le poids statistique d'un niveau i dont le moment angulaire total est représenté par le nombre quantique J est $g_i = 2J+1$

(dans le cas général, hors équilibre thermodynamique, les transitions radiatives ne sont pas négligeables devant les collisions pour le peuplement des niveaux d'énergie et l'expression de la population des niveaux est alors plus complexe).

Sachant que les niveaux sont peuplés selon la loi de Boltzmann et que la fonction source S_ν est la fonction de Planck, les relations reliant les différents coefficients d'Einstein sont les suivantes :

$$A_{ji} = \frac{8\pi h \nu_0^3}{c^3} B_{ji} \text{ et } g_i B_{ij} = g_j B_{ji}$$

L'expression de κ_ν devient alors :

$$\kappa_\nu = \frac{c^2 n_i(\nu) g_j}{8\pi \nu_0^2 g_i} A_{ji} \left[1 - \frac{g_i n_j(\nu)}{g_j n_i(\nu)} \right] \varphi(\nu)$$

On définit la température d'excitation T_{ex} par l'équation :

$$\frac{g_i n_j(\nu)}{g_j n_i(\nu)} = \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \text{ et le coefficient d'absorption se réécrit :}$$

$$\kappa_\nu = \frac{c^2 n_i(\nu) g_j}{8\pi \nu_0^2 g_i} A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right] \varphi(\nu)$$

A.3.2 Application au cas du monoxyde de carbone : déduction de la densité de colonne

Nous traiterons le cas particulier du monoxyde de carbone qui est très souvent utilisé comme traceur des environnements denses et froids. CO possède en général des transitions optiquement épaisses sauf pour ses isotopes les moins abondants comme $C^{18}O$.

En se plaçant dans le cas de l'équilibre thermodynamique local et à partir de l'observation d'un de ses isotopes optiquement épais et d'un de ses isotopes optiquement mince, il est possible grâce à la formule **A(4)** :

- de calculer la température d'excitation du milieu (on choisit généralement comme isotope optiquement épais $^{12}C^{16}O$)
- de calculer, connaissant T_{ex} , l'opacité d'une raie optiquement mince d'un de ses isotopes peu abondant (e.g. $C^{18}O$, $C^{17}O$) en supposant que les deux raies aient la même excitation

L'hypothèse de l'ETL impose au milieu de satisfaire à un certain nombre de critères :

Toutes les molécules présentent sur la ligne de visée doivent posséder une température d'excitation uniforme dans la transition étudiée.

Les différentes espèces isotopiques doivent posséder la même température d'excitation.

Les deux isotopes doivent être émis par le même volume de gaz.

A.3.2.1 La température d'excitation du milieu

Connaissant l'émission d'un isotope très abondant dont la transition est optiquement épaisse, $\tau_\nu \gg 1$, l'équation (4) se simplifie et permet de calculer T_{ex} . La température d'excitation du monoxyde de carbone est souvent déduite de l'observation de la transition (1-0) de $^{12}C^{16}O$ à 115.271GHz. Dans ce cas la température s'écrit :

$$T = T_k = T_{ex} = \frac{5.5}{\ln\left(1 + \frac{5.5}{T_{mes} + 0.82}\right)}$$

A.3.2.2 L'opacité du milieu

Connaissant l'expression de la température il est possible de calculer l'opacité de l'isotope le moins abondant. Nous prendrons pour exemple l'isotope $C^{18}O$ qui est très souvent utilisé pour sonder les milieux denses et froids. Pour cet isotope, l'opacité s'écrit :

$$\tau(C^{18}O) = -\ln\left[1 - \frac{T_{mes}}{5.3} \left\{ \exp\left(\frac{5.3}{T_{ex}}\right) - 1 \right\}^{-1} - 0.16\right]^{-1} \quad \mathbf{A(5)}$$

A.3.2.3 La densité de colonne totale de la molécule

La connaissance de T_{ex} et de l'opacité du milieu permet de calculer la densité de colonne de monoxyde de carbone intégrée sur une ligne de visée.

Nous nous placerons dans le cas d'une molécule dont on observe les transitions rotationnelles, ce qui est le cas de la molécule CO.

Pour une molécule diatomique, dissymétrique, en rotation, présentant un moment dipolaire non nul et un moment d'inertie I , la quantification du mouvement de rotation, de nombre quantique J , conduit à l'énergie :

$$E_J = \hbar^2 \frac{J(J+1)}{2I} \quad (\text{cette équation n'est valable que pour une molécule totalement rigide})$$

En introduisant la constante de rotation $B_e = \frac{\hbar}{4\pi I}$, l'énergie des niveaux se réécrit : $E_J = hB_e J(J+1)$

La population totale de la molécule peut-être écrite à partir de sa population dans l'état J :

$$N_{TOT} = \frac{N_J}{(2J+1)} Z \exp\left(\frac{E_J}{kT}\right) \quad \mathbf{A(6)}$$

Z étant la fonction de partition : $Z = \sum_{J=0}^{\infty} g_J \exp\left[\frac{-E_J}{kT}\right]$

Dans le cas où il n'y a que des transitions rotationnelles : $g_J = 2J+1$.

En se rappelant que :

$$\kappa_\nu = \frac{c^2 n_i(\nu) g_j}{8\pi \nu_0^2 g_i} A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right] \varphi(\nu) \quad \text{où } n_i \text{ est la densité de population des niveaux (cm}^{-3}\text{)}$$

et que $\tau_\nu = \int_0^L \kappa_\nu ds$ on peut écrire :

$$\tau_\nu = \int_0^L \kappa_\nu ds = \frac{c^2 g_j}{8\pi \nu_0^2 g_i} A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right] \varphi(\nu) \cdot \int_0^L n_i ds$$

d'où :

$$\tau_\nu = \frac{c^2 g_j}{8\pi \nu_0^2 g_i} A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right] \varphi(\nu) \cdot N_i$$

où N_i est la densité de colonne du niveau i de l'espèce étudiée (atomes.cm⁻²). En intégrant cette équation sur les vitesses on obtient :

$$\int \tau_\nu d\nu = \int \tau_\nu \frac{\nu}{c} d\nu = \frac{c^2 g_j}{8\pi \nu_0^2 g_i} A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right] \int \varphi(\nu) d\nu$$

avec le profil normalisé s'exprimant sous la forme : $\int \varphi(\nu) d\nu = 1$.

Ainsi, la densité de colonne du niveau i s'écrit :

$$N_i = \frac{8\pi \nu_0^3 g_i}{c^3 g_j} \frac{1}{A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right]} \int \tau_\nu d\nu$$

d'où, d'après **A(6)**, une densité de colonne totale :

$$N_{tot} = \frac{8\pi \nu_0^3 g_i}{c^3 g_j (2J+1)} \frac{Z \exp\left(\frac{E_J}{kT}\right)}{A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right]} \int \tau_\nu d\nu$$

$\int \tau_\nu d\nu$ peut être simplement exprimé sous la forme $\tau_\nu \Delta\nu$ ou s'exprimer de façon plus complète à partir de l'expression du profil gaussien en vitesse de l'opacité.

Dans le cas où $J=0$ et $\int \tau_\nu d\nu = \tau_\nu \Delta\nu$ l'expression de la densité de colonne se simplifie :

$$N_{tot} = \frac{8\pi \nu_0^3 g_i}{c^3 g_j} \frac{Z \tau_\nu \Delta\nu}{A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right]}$$

Quand l'agitation thermique kT est très supérieure à la différence d'énergie entre deux niveaux, ce qui est parfois le cas pour les transitions rotationnelles de molécules diatomiques :

$Z \approx \frac{kT_{ex}}{hB_e}$ où B_e est la constante rotationnelle. N_{tot} se réécrit alors :

$$N_{tot} = \frac{8\pi \nu_0^3 g_i}{c^3 g_j} \frac{kT_{ex}}{hB_e} \frac{\tau_\nu \Delta\nu}{A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}\right) \right]} \quad \mathbf{A(7)}$$

En utilisant les constantes valables pour la molécule C¹⁸O la formule **A(7)** se réécrit :

$$N_{tot}(C^{18}O)(cm^{-2}) = 2.4 * 10^{14} \frac{T_{ex} \tau \Delta\nu}{1 - \exp\left(-5.3/T_{ex}\right)} \quad \mathbf{A(8)}$$

Nous donnerons également l'expression de la densité de colonne totale de N₂H⁺ qui est utilisé pour tracer les cœurs très denses :

$$N_{tot}(N_2H^+)(cm^{-2}) = 3.3 * 10^{11} \frac{T_{ex} \tau \Delta \nu}{1 - \exp\left(-h\nu/kT_{ex}\right)} \quad \mathbf{A(9)}$$

A.3.2.4 Dédution de la densité de colonne de H₂

Une fois la densité de colonne calculée, on peut théoriquement remonter à la densité de colonne d'hydrogène le long de la ligne de visée pourvu que l'on dispose de l'abondance fractionnelle de cette espèce par rapport à H₂.

Pour le monoxyde de carbone on utilise très souvent les relations analytiques données par Frerking et al. (1982) reliant la densité de colonne de CO à l'extinction interstellaire et à la densité de colonne H₂. Ces mesures sont basées sur l'estimation de la densité de colonne de H₂ à partir de mesures d'extinction dans les régions du Taureau et de Rho-Ophiucius. Mesures d'extinction et mesures de densité de colonne de CO sont alors comparées et en fonction de la densité du milieu, différentes lois analytiques permettent d'exprimer la relation entre la densité de colonne de CO, l'extinction A_v et la densité de colonne N(H₂). Cependant, il n'y a aucune raison théorique qui impliquerait un rapport N(H₂)/N(CO) universel pour tous les nuages moléculaires. Selon Williams (1985) ce rapport pourrait varier selon les nuages moléculaires considérés et même à l'intérieur même d'un nuage. Harjunpää et al. (2004) ont d'ailleurs effectué une étude sur la relation existant entre la dépendance de l'abondance de CO et l'extinction avec le taux de formation d'étoiles. Il semblerait que le rapport N(CO)/A_j (où A_j est l'extinction dans la bande J) dépende du taux de formation stellaire du nuage sondé. Ainsi, la relation extraite de Frerking et al (1982) :

$$N(H_2) = \left[\frac{N(C^{18}O)}{1.7 * 10^{14}} \right] * 10^{21} cm^{-2} \quad \text{valable pour des environnements froids et denses n'est-elle}$$

qu'une approximation qui permet d'avoir une première évaluation de la densité de colonne de H₂ dans le milieu.

Il est des molécules pour lesquelles l'abondance fractionnelle est extrêmement mal connue : c'est le cas pour N₂H⁺. Il est alors extrêmement difficile d'estimer la densité de colonne d'hydrogène du milieu.

A.4 Méthode LVG

Le calcul basé sur l'approximation de l'ETL permet une première estimation de la densité de colonne de l'espèce étudiée. Si l'on veut résoudre de façon correcte le problème général du transport de photons dans un milieu, il faut coupler l'équation de transfert radiatif à l'équation d'équilibre statistique et résoudre ce système d'équations en tout point du milieu. Une solution à ce problème complexe peut-être calculée à l'aide de l'hypothèse LVG (Large Velocity Gradient). Cette méthode a été développée par Sobolev en 1960 et appliquée aux raies moléculaires millimétriques par Scoville et Solomon en 1973.

Cette méthode permet de traiter le cas de transitions optiquement épaisses (le libre parcours moyen d'un photon est donc plus petit que la longueur caractéristique du milieu : le photon a une probabilité non nulle d'être réabsorbé par le milieu). L'effet qualitatif de la prise en compte de l'opacité de la raie peut-être comprise de la façon suivante : si un nuage est composé d'un système à deux niveaux et que les photons peuvent s'échapper librement du milieu, pour une certaine densité d'hydrogène H₂, le peuplement du niveau supérieur sera plus petit que celui obtenu si les photons étaient réabsorbés à l'intérieur du nuage. La température d'excitation sera alors plus basse.

L'approche LVG consiste à découper le nuage en éléments finis (fragments). On suppose qu'il existe un fort gradient de vitesse à grande échelle dans le nuage. Ce gradient peut-être dû à des phénomènes d'effondrement ou d'expansion de la matière mais aussi à de la macroturbulence. La vitesse de chaque fragment du nuage dépend de la distance depuis le centre du nuage (plusieurs lois analytiques pour la dépendance de la vitesse sont possibles : $V(r)=V_0.(r/r_0)$, $V(r)=ar+b$). Si le gradient de vitesse est grand devant la largeur de la raie émise (largeur due à la microturbulence et à l'agitation thermique) alors, par effet Doppler, chaque fragment du nuage émettra un rayonnement à une fréquence distincte. Chaque fragment sera alors découplé des autres d'un point de vue radiatif : les photons provenant de fragments différents posséderont des fréquences différentes : ces photons ne pourront donc pas interagir avec des particules autres que celles appartenant à leur fragment « émetteur ». Dès qu'un photon aura réussi à s'échapper du fragment où il a été produit, il pourra s'échapper du nuage.

Le problème général du transport de photons dans la totalité du nuage se réduit ainsi à un problème local.

On peut donc considérer le champ de rayonnement comme purement local et ne pas se soucier de la géométrie exacte du nuage.

Le milieu peut être excité de façon collisionnelle et de façon radiative. L'excitation radiative peut prendre plusieurs formes : la plus évidente est l'interaction causée par le rayonnement émis par la même espèce chimique : un photon émis par une molécule peut être absorbé par une autre molécule géographiquement proche: c'est le processus d'emprisonnement de photons (« photon trapping »). Il peut également y avoir interaction avec des rayonnements « continuum » du type rayonnement à 2.7 K et rayonnement des poussières interstellaires.

Enfin, l'approximation LVG suppose que le gradient de vitesse, la densité et les températures cinétique et d'excitation du milieu sont uniformes dans le milieu.

A partir de ce modèle, il est possible de relier la densité de colonne de l'espèce chimique étudiée à la densité d'hydrogène moléculaire du milieu grâce à la connaissance de l'émission de la raie. Cette approximation permet d'obtenir des résultats plus justes que ceux produits par un simple modèle à l'ETL.

A.5 Méthode Monte-Carlo

Il est possible de développer des modèles de Monte-Carlo qui permettent de résoudre l'équation de transfert radiatif et l'équation d'équilibre statistique en chaque point du nuage. On fait donc se propager des photons au travers du nuage et l'on prend en compte leur interaction avec la matière.

Principe de la modélisation

On simule la propagation du champ de rayonnement, donc la propagation de photons, dans un milieu. Le champ de rayonnement interagit avec les molécules du milieu et modifie la population des niveaux moléculaires. Le nombre de photons émis et absorbés dépend de la population des niveaux, c'est-à-dire de l'état d'excitation des molécules.

La résolution du problème nécessite de nombreuses itérations. On commence en supposant un jeu de conditions initiales. Puis, itération après itération, on cherche à faire converger le problème vers une solution unique où le champ de rayonnement est cohérent avec le niveau d'excitation des molécules en chaque zone du nuage. Le nuage a alors atteint un état stationnaire correspondant à la solution recherchée.

Il faudrait un trop grand nombre de photons pour représenter de façon réaliste le nombre de photons réellement présent dans le nuage. Aussi on utilise un nombre restreint de photons qui modélise la multitude de photons présents, que l'on appelle des macro-photons.

La première étape consiste à diviser le modèle en zones spatiales dont la taille et la forme sont appropriées à la géométrie et à la structure de la source étudiée.

Une fois le découpage effectué, on assigne à chacune des zones une valeur

- de densité d'hydrogène,
- de température cinétique,
- d'abondance fractionnelle de l'espèce chimique étudiée,
- de turbulence du milieu,
- de vitesses rotationnelles et radiales,

On modélise le nombre de photons présents dans chaque zone par N paquets de photons. Chaque paquet de photons représente un grand nombre de « vrais » photons. Une séquence de nombres aléatoires permet de définir pour chaque paquet de photons : sa position initiale à l'intérieur de la zone, sa direction de propagation et son décalage en fréquence par rapport à la fréquence initiale. Le paquet de photons, en se déplaçant au travers du nuage, provoque des excitations et des désexcitations moléculaires. Dans chaque zone, le nombre d'excitations et de désexcitations provoquées par le passage de paquets de photons est mémorisé. Le paquet de photons est suivi jusqu'à ce qu'il sorte du nuage ou qu'il n'induisse plus que des absorptions très faibles.

Quand tous les paquets de photons ont été traités, les informations sur le nombre d'excitations et de désexcitations moléculaires complétées par les processus de collision sont injectées dans les équations d'équilibre statistique. De nouvelles estimations de la population des niveaux sont alors générées. Un nouveau cycle Monte-Carlo débute.

Après un certain nombre d'itérations, le problème converge dans chaque zone du nuage et le problème de transfert radiatif est résolu. On connaît alors les caractéristiques du champ de rayonnement et de la population des niveaux en chaque zone du nuage et donc l'émission spectroscopique de l'espèce chimique étudiée et sa densité en chaque zone du nuage.

Cette méthode présente un très grand avantage. Une raie observée depuis un observatoire, pour une ligne de visée donnée, résulte de l'intégration sur toute la ligne de visée de l'émission de la raie provenant de zones géographiques différentes du nuage : il s'agit d'une émission moyennée. Le modèle Monte-Carlo, en fournissant les caractéristiques du milieu en chaque zone du nuage, permet de s'affranchir de ce problème d'intégration et d'accéder aux caractéristiques du nuage en chaque zone. Le modèle fournira plusieurs jeux de paramètres reproduisant les observations : pour pouvoir choisir entre ces différentes solutions, il faut disposer de contraintes supplémentaires comme la connaissance du profil de densité du milieu déduit de l'émission des poussières.

Cette méthode est la plus précise que l'on puisse utiliser, mais la source à modéliser doit posséder une géométrie suffisamment simple.

Annexe B

Différents types de transitions moléculaires

Les molécules possèdent trois types de transitions : les transitions électroniques, vibrationnelles et rotationnelles. Chaque niveau électronique d'une molécule se divise en plusieurs niveaux vibrationnels eux même décomposés en niveaux rotationnels.

Les déplacements des électrons sur des orbitales différentes provoquent des transitions électroniques dont l'énergie est de l'ordre de quelques électron-Volt (eV). Ces transitions se situent dans le domaine de l'UV lointain.

Les transitions vibrationnelles correspondent à des quantifications des modes de vibration d'une molécule (élongation, flexion, déformation). L'énergie de ces transitions est de l'ordre d'une fraction d'eV et se situe dans le domaine de l'IR proche.

Enfin, les transitions de rotation correspondent à la quantification de la rotation de la molécule (rotation d'ensemble autour des axes principaux d'inertie ou rotations internes pour les molécules complexes). Les énergies impliquées sont de l'ordre du meV et le rayonnement émis lors de telles transitions possède des longueurs d'onde submillimétrique, millimétrique et centimétrique. Une grande majorité des molécules présentes dans le milieu interstellaire ont été découvertes grâce à leur rayonnement dans le domaine du millimétrique et du centimétrique, c'est-à-dire grâce à leurs transitions rotationnelles.

Annexe C

Bilan énergétique d'un grain

C.1 Généralités

L'ensemble de l'émission du milieu interstellaire pour des longueurs d'onde comprises entre 10 et 1000 μm provient du refroidissement des particules de poussières plongées dans un champ de rayonnement interstellaire. L'absorption de l'énergie lumineuse externe entraîne l'augmentation de l'énergie interne du grain, qui, chauffé, réémet dans l'infrarouge.

C.2 Définition d'une température d'équilibre

Une température d'équilibre n'a de sens que si les fluctuations en énergie du système étudié sont faibles par rapport à l'énergie moyenne du système. Si l'énergie apportée à la particule lors de l'absorption d'un photon est égale (ou supérieure) à l'énergie moyenne de la particule, la température du grain va subir de fortes variations. Les grains pour lesquels ce phénomène de fluctuations thermiques est important, sont dits hors équilibre thermique.

C.3 Equilibre radiatif d'un grain

La température d'équilibre d'un grain détermine son profil spectral d'émission thermique. Elle est définie par l'équilibre entre rayonnement absorbé et rayonnement réémis (les échanges d'énergie cinétique avec le gaz sont négligeables). Le grain est illuminé par un champ de rayonnement isotrope I_λ . L'énergie totale absorbée par le grain est :

$$\int_0^\infty \sigma_{abs}(\lambda, a) I_\lambda d\lambda$$

où σ_{abs} est la section efficace d'absorption du grain et a le rayon du grain. Comme σ_{abs} est surtout important dans l'UV, nous pouvons réécrire :

$$\int_{UV} \sigma_{abs}^{UV}(\lambda, a) I_\lambda d\lambda$$

L'énergie totale réémise par le grain est :

$$\int_0^\infty I_\lambda^{grain} d\lambda \quad \text{C(1)}$$

où

$$I_{\lambda}^{grain} = 4\pi \cdot \sigma_{emis}(\lambda, a) \cdot B(\lambda, T_{eq})$$

$B(\lambda, T_{eq})$ représente le rayonnement d'un corps noir à une température T_{eq} ; il s'exprime en $W/m^2/sr/Hz$ ou en Jy/sr. Le Jansky (Jy) est une unité de flux souvent utilisée par les radioastronomes :

$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W/m}^2/\text{sr}/\text{Hz}$. $B_{\lambda}(T)$ est donné par la loi de Planck :

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT} - 1\right)}$$

Aux longueurs d'onde radio et aux températures typiques du milieu interstellaire, $\frac{hc}{\lambda kT} \ll 1$ et on peut utiliser l'approximation de Rayleigh-Jeans :

$$B(\lambda, T) = \frac{2kT}{\lambda^2}$$

Pour un grain en équilibre thermodynamique avec le champ de rayonnement environnant, la loi de Kirchhoff prévoit l'égalité entre section efficace d'absorption et d'émission :

$$\sigma_{abs}(\lambda, a) = \sigma_{emis}(\lambda, a)$$

De par leurs basses températures, les poussières réémettent préférentiellement dans l'infrarouge, nous pouvons donc réécrire la formule **C(1)** sous la forme :

$$\int_{IR} \sigma_{abs}^{IR}(\lambda, a) \cdot 4\pi \cdot B(\lambda, T_{eq})$$

Les coefficients d'efficacité $Q_{abs} = \frac{\sigma_{abs}}{\pi \cdot a^2}$ ont le comportement suivant :

- $Q_{abs}^{IR} \propto \lambda^{-\beta}$ avec $1 < \beta < 2$

- $Q_{abs}^{UV} \approx 1$

L'équilibre thermique impose l'égalité entre rayonnement absorbé et rayonnement réémis.

Le bilan énergétique s'écrit donc :

$$\int_{UV} \sigma_{abs}^{UV}(\lambda, a) \cdot I_{\lambda} \cdot d\lambda = \int_{IR} \sigma_{abs}^{IR}(\lambda, a) \cdot 4\pi \cdot B(\lambda, T_{eq})$$

La prise en compte de la non sphéricité des grains affecterait peu ce calcul, 'a' pouvant être considéré comme un rayon moyen.

Annexe D

La méthode sol-gel

La réaction sol-gel est basée sur l'évolution d'un réseau inorganique. Ce réseau est contrôlé depuis sa création par formation de suspension de très petites particules (sol) jusqu'à sa gélification, pour former un composé solide en phase liquide (gel). Les particules de la suspension sont si petites (leur taille est comprise entre 1 et 1000 nm) que les forces gravitationnelles sont négligeables. Les interactions sont dominées par les forces de Van der Waals, les forces coulombiennes et les interactions stériques. Des précurseurs chimiques permettent de synthétiser les particules de la suspension ; ils sont souvent de type métallique et permettent de contrôler la structure et la composition chimique du matériau final.

L'hydrolyse de la solution entraîne une polymérisation de la suspension qui peut se poursuivre jusqu'à la formation d'un gel, par formation et croissance d'agrégats de particules. Durant ces réactions, un précipité possédant deux phases se forme : un solide mélangé à un solvant liquide. Après dessiccation le gel peut-être conditionné sous forme de poudre, film, fibre ou verre par traitement thermique. De nombreux agents déterminent la nature finale du produit synthétisé en agissant sur les processus d'hydrolyses et de condensations. Parmi les plus importants, on relèvera la nature et concentration du catalyseur des réactions d'hydrolyse, la nature des précurseurs chimiques, le PH de la solution et la température. Contrôler ces différents facteurs permet de faire varier dans une large gamme la structure et les propriétés du composé. Alors que les méthodes usuelles de fabrication de composés amorphes nécessitent de hautes températures, les réactions sol-gel se pratiquent à température ambiante. Mais surtout, elles permettent un contrôle précis du matériau synthétisé à l'échelle nanométrique : porosité, résistance thermique, dureté, transparence dans le domaine optique.

Bien que cette méthode soit difficile à mettre en œuvre, elle permet de produire des matériaux de grande pureté chimique et de grande homogénéité.

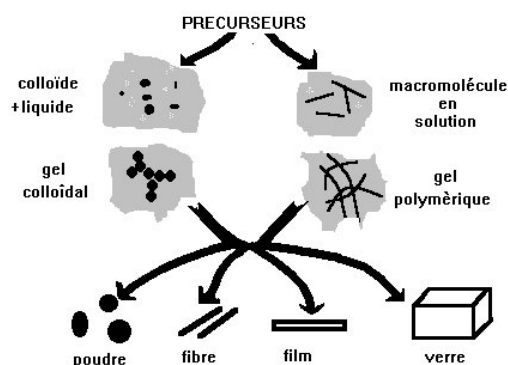


Figure 84 : schéma de principe de la réaction sol-gel

Renseignements complémentaires

Publications

Sont présentés dans ce chapitre les articles parus dans des revues à comité de lecture ainsi que les articles de colloque.

Liste des publications dans des revues à comité de lecture

Ces articles de journaux sont présentés dans leur totalité en fin de volume.

Dupac, X.; Giard, M.; Bernard, J.-P.; Boudet, N.; Lamarre, J.-M.; Mény, C.; Pajot, F.; Pointecouteau, É.; Ristorcelli, I.; Serra, G.; Stepnik, B.; Torre, J.-P., *Submillimeter dust emission of the M17 complex measured with PRONAOS*, 2002, A&A, 392, 691

Dupac, X.; Bernard, J.-P.; Boudet, N.; Giard, M.; Lamarre, J.-M.; Mény, C.; Pajot, F.; Ristorcelli, I.; Serra, G.; Stepnik, B.; Torre, J.-P. *Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index*, 2003, A&A, 404, 11

Wilson, C. D.; Mason, A.; Gregersen, E.; Olofsson, A. O. H.; Bergman, P.; Booth, R.; Boudet, N.; Buat, V.; Curry, C. L.; Encrenaz, P.; Falgarone, E.; Feldman, P.; Fich, M.; Floren, H. G.; Frisk, U.; Gerin, M.; Harju, J.; Hasegawa, T.; Hjalmarson, Å.; Juvela, M.; Kwok, S.; Larsson, B.; Lecacheux, A.; Liljestrom, T.; Liseau, R.; Mattila, K.; Mitchell, G.; Nordh, L.; Olberg, M.; Olofsson, G.; Pagani, L.; Plume, R.; Ristorcelli, I.; Sandqvist, A.; Serra, G.; Tothill, N.; Volk, K.; von Scheele, F., *Submillimeter Emission from water in the W3 Region*, 2003, A&A,

Boudet, N., Mutschke, H., Nayral, C., Jäger, C., Bernard, J.-Ph., Henning, Th., Mény, C., *Temperature-dependence of the submillimeter absorption coefficient of amorphous silicates grains*, 2005, ApJ, sous presse

Boudet N., Ristorcelli I., Pagani L., Giard M., Abergel A., Bernard J.-Ph., Cambrésy L., *Dust and gas combined study toward a cold cloud filament on Taurus*, 2005, A&A, en préparation

Boudet N., Harju J., Juvela M., Ristorcelli I., Klotz A., *ODIN searches for submillimeter water line emission in dark clouds*, 2005, A&A, en préparation

Mény C., Gromov, V., Boudet N., Bernard J.-Ph., Nayral C., Dupac X., *A model for the submillimeter emission of interstellar amorphous grains*, 2005, A&A, en préparation

Autres publications

J.P. Bernard, D. Paradis, C. Meny, N. Boudet and the Archeops team, *Pronaos/Archeops balloon experiments: A preview of dust emission with Planck and Herschel*, 2004
Planck Newsletter

Communications écrites suite à des colloques nationaux et internationaux

Dupac, X.; Bernard, J.-P.; Boudet, N.; Giard, M.; Lamarre, J.-M.; Mény, C.; Pajot, F.; Ristorcelli, I., *Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index*, 2003, Semaine de l'Astrophysique Française, EdP-Sciences, Eds.: F. Combes, D. Barret, T. Contini, and L. Pagani., Conference Series, p. 207.

Ristorcelli, I., Stepnik, B., Dupac, X., Bernard, J.-P., Boudet, N., Lamarre, J.-M., Mény, C., Pajot, F., Torre, J.-P., and Serra, G., 2003, *PRONAOS submillimeter continuum observations of star forming regions: New insights on interstellar dust*, Chemistry as a Diagnostic of Star Formation, Edited by Charles L. Curry and Michel Fich, NRC Press, p. 92.

Boudet, N., Dupac, X., Stepnik, B., Nayrl, C., Mény, C., 2003, Observation and interpretation of a temperature-spectral index anticorrelation, Chemistry as a Diagnostic of Star Formation, Edited by Charles L. Curry and Michel Fich, NRC Press, p. 257

Mény, C., Boudet, N., Bernard, J.-P., Dupac, X., Giard, M., Lamarre, J.-M., Pajot, F., Ristorcelli, I., Stepnik, B., Torre, J.-P., 2002, *PRONAOS submillimeter observation of the Cygnus X IC 1318a nebula*, Proceedings of Infrared and Submillimeter Space Astronomy, EAS Publications Series, Volume 4, EDP Sciences (Edited by M. Giard, J.-P. Bernanrd, A. Klotz, and I. Ristorcelli.), pp.127-127

Ristorcelli, I., Stepnik, B., Dupac, X., Bernard, J.-P., Boudet, N., Lamarre, J.-M., Mény, C., Pajot, F., Torre, J.-P., and Serra, G., 2002, *PRONAOS observations of the interstellar medium: New insights on interstellar Dust*, Proceedings of Infrared and Submillimeter Space Astronomy, EAS Publications Series, Volume 4, EDP Sciences (Edited by M. Giard, J.-P. Bernanrd, A. Klotz, and I. Ristorcelli.), pp.9-9

Ristorcelli, I., Dupac, X., Boudet, N., Abergel, A., Bernard, J.-Ph., Giard, M., Jones, A., Lamarre, J.-M., Mény, C., Pajot, F., Serra, G., Stepnik, B., Torre, J.-P., 2003, *PRONAOS Submillimeter continuum observations : new insights on interstellar dust*, Astrophysics of Dust, Edited by Adolf N. Witt

Autres publications

« Etude des données magnétiques de la Sonde Mars Global Surveyor », rapport de stage de maîtrise, Juin 2000

« Etude de l'émission infrarouge et submillimétrique des grains de poussières interstellaires », rapport de DEA, Juin 2001

« Dust Physics : laboratory » : synthèse de travail pour la partie « Science : The Galaxy and ISM » du site Internet de la future mission Planck HFI.

Communications orales

Sont listés ici les communications orales que j'ai effectuées durant ma thèse.

Conférences nationales et internationales

PLANCK WG7

2nd Planck Galactic and Solar System Science Meeting, 30 Juin-2Juillet 2003, Jodrell Bank, Angleterre

'Study of the Galactic FIR/submm/mm emission : observational facts and discussion about the TLS model' : N.Boudet, C. Mény, X. Dupac, J-Ph. Bernard, C. Nayral

ODIN Workshop :

Odin Astronomy Workshop, Observatoire d'Onsala, Suède, 5-6 Décembre 2003 :

'Dark cloud Chameleon-MMS1, o-H₂O study' : N. Boudet, J.Harju

2nd Planck Symposium and Consortium Meeting

WG7, 26-30 Janvier 2004, Université d'Orsay, Paris

'Preliminary results of laboratory measurements on cosmic dust analog grains at low-T and long wavelength ' : N. Boudet, C. Mény, C. Nayral, H. Mutschke, W. Teuschel, C. Jäger, G. Born

Colloque PCMI (Physico-chimie du milieu interstellaire), Gérardmer, Septembre 2003 :

'Dépendance en température de l'absorption submillimétrique de grains silicatés amorphes', N. Boudet, H.Mutschke, C. Nayral, C. Jäger, J-Ph. Bernard, Th. Henning, C. Mény

Dust Workshop

Workshop on dust : CEA, Saclay, 2-3 Novembre 2004 :

'Temperature-dependence of the submillimeter absorption of amorphous silicate grains' : Boudet, N., Mutschke, H., Nayral, C., Jäger, C., Bernard, J-Ph., Henning, Th., Mény, C.

Séminaires scientifiques

Journée des thèses, Décembre 2001, CESR :

'Étude de la matière interstellaire : caractérisation de l'émission des grains et de la composante froide galactique'

Séminaire d'équipe, Mars 2003, Gourdon :

'Gaz et grains dans les condensations froides'

Journée des thèses, 25 Mars 2003, CESR-Observatoire Midi-Pyrénées :

'Étude de la matière interstellaire : caractérisation de l'émission des grains et de la composante froide galactique'

Revex ODIN, Septembre 2003, CNES, Toulouse :

'Résultats ODIN et appréciation des utilisateurs sur l'interface de rapatriement des données'

Réunion de groupe, Décembre 2003, CESR :

'Résultats des mesures spectroscopiques effectués à Iéna et nouvelles perspectives'

Réunion de groupe, 13 Février 2004, Laboratoire d'astrophysique de Iéna, Allemagne :
'Results Summary on transmission measurements at low-temperature and long wavelength'

Autres :

Journées de la Société Française d'astronomie, juin 2003 :

Poster : 'Observations IR—submm autour de la nébuleuse IC 1318a dans le complexe du Cygne'

Rencontre avec les lycéens de Gérardmer dans le cadre du colloque PCMI, Septembre 2004

Activités au sein du laboratoire

Membre du Collectif des Doctorants Toulousains (2001-2004)

Représentante des doctorants au conseil scientifique et technique du laboratoire (2001-2002)

Encadrement de stages

Juin 2002 : Participation à l'encadrement de deux stagiaires en maîtrise à l'Université Paul Sabatier, Toulouse

Mai-Septembre 2003 : Co-encadrement du stage d'un élève en cinquième année d'étude d'ingénieur à l'INSA (Toulouse)

Liste des Figures

Figure 1 : abondance solaire des éléments selon leur nombre atomique Z reprise de Colangeli et al. 2003(ref : Anders et Grevesse, 1989 ; Grevesse et Noels, 1993 ; abondance élémentaire de C, N, O, Ne, Mg, Si et Fe prises de Howelger, 2001).....	27
Figure 2 : extinction interstellaire observée dans différentes directions du plan galactique en fonction du nombre d'onde $1/\lambda$. (d'après Savage et Mathis, 1977). L'emplacement du centre des bandes spectrales B et V est indiqué.	29
Figure 3 : synthèse de l'émission de la poussière présente dans le milieu interstellaire diffus, moyennée à grande échelle, obtenue à partir des données du satellite IRAS (Boulanger et Perrault, 1988), COBE-FIRAS (Finkbeiner et al. 1999), COBE-DIRBE (Arendt et al. 1998) et IRTS(Onaka et al. 1996)	31
Figure 4 : spectre de polarisation du nuage moléculaire BN (d'après Martin et Whittet, 1990) issu d'une compilation de données (cf. Lee et Draine , 1985). Les pics de polarisation, reliés à la présence de silicate et de glace, sont nettement visibles.	34
Figure 5 : anticorrélation entre la température et l'indice spectral d'émissivité β des gros grains du MIS pour différents sites du MIS. (d'après Dupac et al. 2003).....	38
Figure 6 : illustration schématique des différents types de grains utilisés dans les modèles de grains valables dans le MIS diffus (d'après Mann et Kimura, 2001).	40
Figure 7 : susceptibilité diélectrique totale d'un matériau (d'après Perez et al. 1997)	53
Figure 8 : diagramme de dispersion des phonons (branche acoustique + branche optique). Sont illustrés sur cette figure le processus mono-phonons à $k=0$ (un photon est absorbé en créant un phonon optique en $k=0$) et le processus de différence de deux phonons (d'après Stolen et Dransfeld, 1965) .	54
Figure 9 : spectre galactique ($l=45^\circ$, $ b <3^\circ$) observé par FIRAS, la décomposition du spectre par une composante tiède et une composante froide est également indiquée d'après le modèle de Reach et al. 1995.....	60
Figure 10 : variation de l'absorption α_{dis} décrite par Schlömann pour différentes valeurs de la longueur de cohérence L (entre 1nm et 0.3 μm), en suivant les paramètres de la modélisation de Bösch (cf. Tableau 5). L dicte la zone de transition en fréquence sur laquelle le dépendance de l'absorption évoluera de ω^2 vers ω^4 . Est également indiqué sur ce graphe le domaine spectral couvert par PRONAOS	64
Figure 11 : double puits de potentiels de barrière énergétique V , de distance inter-puits d , d'asymétrie Δ . L'écart énergétique entre niveaux est de $E = (\Delta^2 + \Delta_0^2)^{1/2}$	66
Figure 12 : A gauche : diagramme d'énergie de la molécule dans le cas de deux puits de potentiel infini. A droite : diagramme d'énergie de la molécule dans le cas d'un barrière de potentiel finie entre les deux puits : il y a levée de dégénérescence des niveaux E_n , les pulsations ω_n correspondent au passage par effet tunnel d'un puits à l'autre, ce sont les fréquences d'inversion de la molécule d'ammoniac. L'écart énergétique entre les deux niveaux de plus basses énergies est noté Δ_0	67
Figure 13 : exemples de densités d'états pondérée TLS mesurées en laboratoire sur différents types de matériaux. A gauche : figure reprise de Agladze et al (1998) , à droite figure reprise de Hubbard et al (2003).	74
Figure 14 : Réorganisation de la configuration spatiale en trois dimensions de tétraèdres de SiO_4 par effet tunnel. (figure reprise de Tranchenko et al, 1998).....	75
Figure 15 : représentation schématique à deux dimensions de la structure SiO_2 (atome d'oxygène en cercle vide, atome de silicium en cercle plein) d'un matériau cristallin (cristobalite) et d'un matériau amorphe (vitreous silica) . Trois réorganisations du matériau dû à l'effet tunnel sont représentées	

pour le matériau amorphe (flèches) : la configuration C correspond à une rotation du tétraèdre SiO_4 , deux autres réarrangements sont proposés : mouvement transversal des atomes d'oxygène mais également mouvement dans la direction de la liaison chimique. (d'après Amorphous Solids : Low-Temperature Properties, Springer, 1981).....	75
Figure 16 : Variation de l'indice spectral et de la température calculée par la procédure d'ajustement spectral de PRONAOS suivant les paramètres de longueurs de corrélation et de constantes de relaxation adoptés. (Boudet et al. 2003). Le nuage de points observé par PRONAOS y est superposé.	82
Figure 17 : A gauche : modélisation TLS-Schlömann superposée au spectre de l'émission galactique observé par FIRAS. La courbe en pointillée représente l'émission submillimétrique de fond, indépendante de la température, et due au modèle de Schlömann. A droite : rappel du modèle de Reach et al. 1995.	84
Figure 18 : Contributions respectives des différents processus du modèle (Schlömann + TLS) au spectre de l'émission galactique observé par FIRAS.....	85
Figure 19 : coefficient d'absorption modélisé (en fonction du nombre d'onde $1/\lambda$) pour les paramètres TLS-Schlömann déduits de la modélisation de l'excès submillimétrique FIRAS. La courbe en pointillés rouges représente l'absorption type Schlömann indépendante de la température.....	86
Figure 20 : variation de l'indice spectral de la loi d'absorption avec la température. L'indice spectral est calculée entre 50cm^{-1} ($200\mu\text{m}$) et 16cm^{-1} ($600\mu\text{m}$).....	86
Figure 21 : tétraèdre de silice.....	93
Figure 22 : structure de Mg_2SiO_4	93
Figure 23 : structure de MgSiO_3	94
Figure 24 : structure de la silice amorphe.....	95
Figure 25 : Schéma du principe de fonctionnement d'un spectromètre à Transformée de Fourier.....	99
Figure 26 : variation de l'absorption massique en	104
Figure 27 : interférogrammes moyens acquis par le spectromètre en direction du porte échantillon vide et en direction de l'échantillon dans le cas d'un échantillon contenant 100mg de silice de $1.5\mu\text{m}$ de diamètre à $T=10\text{K}$	106
Figure 28 : transformée de Fourier des interférogrammes de la Figure 26, donnant les intensités spectrales $S_{\text{éch}}$ et $S_{\text{réf}}$. La chute prononcée des intensités autour de 20cm^{-1} est due à un problème instrumental.	106
Figure 29 : transmission finale de l'échantillon de silice à 10K. Cette transmission est le rapport des deux intensités spectrales présentées sur la Figure 27. La chute de la transmission à 20cm^{-1} est due à un problème instrumental.	106
Figure 30 : Transmissions de l'échantillon contenant 400mg de MgSiO_3 produit par méthode sol-gel et de celui contenant 150 mg de SiO_2 « fumed ». Les spectres traités pour enlever les interférences sont superposés aux spectres bruts. La configuration instrumentale suivante a été utilisée : détecteur bolométrique, séparatrice en mylar de $125\mu\text{m}$ d'épaisseur, lampe FIR au mercure. La chute de la transmission à 20cm^{-1} est due à un problème instrumental.	107
Figure 31 : Transmissions acquises sur le domaine de longueurs d'onde $40\text{-}100\text{cm}^{-1}$ pour un échantillon de silice « fumed » et un échantillon de MgSiO_3 . La configuration instrumentale utilisée est la suivante : détecteur DTGS/PE, séparatrice de $23\mu\text{m}$ et lampe FIR au mercure.	108
Figure 32 : transmission T_{PE} de l'échantillon de référence contenant 150 mg de polyéthylène. Pour les nombres d'onde compris entre 5 et 40cm^{-1} la configuration instrumentale suivante a été utilisée : bolomètre, séparatrice de $125\mu\text{m}$ d'épaisseur et lampe FIR au mercure. Pour les nombres compris entre 40 et 100cm^{-1} la configuration : détecteur DTGS/PE, séparatrice $23\mu\text{m}$, lampe FIR a été utilisée. Nous avons superposé aux spectres observés les spectres modélisés.	109
Figure 33 : Combinaison des mesures réalisées avec deux configurations instrumentales différentes pour couvrir le domaine de longueurs d'onde $5\text{-}100\text{cm}^{-1}$ pour la silice « fumed » et MgSiO_3 sol-gel aux différentes températures d'étude.	110

Figure 34 : Coefficient d'absorption massique de deux types de silice et de deux types de MgSiO_3 à 300K (ligne solide), 200K (ligne pointillée-tirée), 100K (ligne tirée), 30K (ligne pointillée), 10K (ligne avec de grands tirets).....	115
Figure 35 : Variation de l'indice spectral avec la température, selon le domaine spectral, pour les différentes espèces chimiques étudiées : + : MgSiO_3 solgel ; * : MgSiO_3 glass ; □ : silice fumed, ◇ : billes de silice Lancaster 0.5 μm ; triangle : billes de silice Merck 1.5 μm	116
Figure 36 : anticorrélation observée par PRONAOS	117
Figure 37 : simulation PRONAOS des données de laboratoire sur les billes de silice de 1.5 μm de diamètre.	117
Figure 38 : A gauche : variations de l'indice spectral avec la température, de silicates mesurées par Agladze et al. (1996) en bleu, par Mennella et al. (1998) en vert, et celle que nous avons mesurée en rouge. A droite : variation du coefficient d'absorption massique de FeSiO_4 amorphe avec la température mesurée par Mennella et al. (1998).	119
Figure 39 : Coefficient d'absorption massique des billes de silice Lancaster non recuites et recuites à 900°C et à 1100°C. Les variations du coefficient d'absorption observées sur les échantillons recuits entre 10 et 20 cm^{-1} ne sont pas réelles.	120
Figure 40 : schéma du dispositif d'analyse thermique différentielle pour un matériau amorphe (verre) et un matériau cristallin.....	121
Figure 41 : spectres IR des espèces MgSiO_3 synthétisées par méthode sol-gel et par fusion à hautes températures.	122
Figure 42 : spectres IR des billes de silices de 1.5 μm , de la silice « fumed » et du MgSiO_3 synthétisé par fusion à hautes températures.....	124
Figure 43 : MET sur billes Lancaster recuites à 900°C	125
Figure 44 : MET sur billes Lancaster recuites à 1100°C.....	125
Figure 45 : figure de diffraction des silices Lancaster 0.5 μm recuites à 900°C et 1100° C.....	125
Figure 46 : carte de l'émission à 100 μm mesurée avec IRAS sur le filament du Taureau (contour de 11 à 23 MJy/sr avec un pas de 2 MJy/sr). La cartographie du filament par l'instrument PRONAOS est indiquée par un rectangle blanc (Stepnik et al. 2003).	131
Figure 47 : profil en extinction du filament du Taureau le long de la coupe PRONAOS déduit des mesures en extinctions 2MASS (Stepnik et al. 2003).....	131
Figure 48 : profil en émission du filament (MJy/sr) observé par IRAS et PRONAOS le long de la coupe PRONAOS (barres d'erreur sur les mesures à 1σ) (Stepnik, thèse 2001)	131
Figure 49 : schéma de l'effondrement des coeurs denses et des traceurs moléculaires permettent de sonder ces environnements. (d'après van Dishoek & Blake, 1998).....	133
Figure 50 : région cartographiée lors des mesures IRAM pour les raies $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ et N_2H^+ . Nous présentons ici les raies $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$. X et Y seront dénommés offsets. Echelle en intensité : 0-4K, échelle en vitesse : 5.5-8.5 km/s	138
Figure 51 : intensités des raies $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ mesurées au Kitt Peak, le long de la coupe PRONAOS (coupe //) pour des vitesses comprises entre 0 et 10 km/s . La position centrale (X,Y)=(0,0) correspond au pic d'émission de poussières observé par PRONAOS.	141
Figure 52 : intensités des raies $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ mesurées à l'IRAM, le long de la coupe PRONAOS pour des vitesses comprises entre 6.5 et 8 km/s	142
Figure 53 : profil de la raie $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ observée à l'IRAM en direction du point central (0,0)	142
Figure 54 : composantes centrales hyperfines de N_2H^+ (vitesses comprises entre 5-10 km.s^{-1}) observées au Kitt Peak le long de la coupe PRONAOS	143
Figure 55 : composantes centrales hyperfines de N_2H^+ (5-10 km.s^{-1}) observées à l'IRAM le long de la coupe PRONAOS	143
Figure 56 : composantes hyperfines de N_2H^+ observées à l'IRAM pour la position centrale (0,0)	144

Figure 57 : Evolution des vitesses des trois raies hyperfines du triplet central de N_2H^+ déduite des observations du Kitt Peak suivant les valeurs de X . Les traits tiretés indiquent les vitesses de référence des raies pour la position centrale (0,0).	144
Figure 58 : Observations IRAM : évolution du profil de vitesses de la raie $C^{18}O(1-0)$ le long de la coupe // . Tous les spectres sont artificiellement décalés entre eux d'un facteur 1.7. Les spectres sont présentés pour des X variant de + 187.5'' à - 187.5'' du bas vers le haut.	145
Figure 59 : Observations IRAM : évolution du profil de vitesses de la raie $C^{18}O(1-0)$ le long de la coupe perpendiculaire. Les spectres sont artificiellement décalés entre eux d'un facteur 2.2. Les spectres sont présentés pour des Y variant de - 175'' à + 175'' du bas vers le haut.	145
Figure 60 : allure des spectres de la raie $C^{18}O(1-0)$ en noir, $C^{18}O(2-1)$ en vert et $C^{17}O(1-0)$ en rouge observés à l'IRAM pour le point (0,-75''). Les spectres $C^{17}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ ont été artificiellement ramenés à une valeur d'intensité similaire à celle de $C^{18}O(1-0)$: $C^{17}O(1-0)$ x6 ; $C^{18}O(2-1)$ x 1.5.....	146
Figure 61 : à gauche : Profil le long de la coupe PRONAOS de l'intensité des raies $C^{18}O(1-0)$ intégrées en vitesse (observations IRAM, en trait plein); comparaison au résultat du modèle d'inversion linéaire (en pointillés), pour un nombre d'anneaux égal à 7, couvrant une zone de rayon 4' par rapport au centre du filament ; à droite : distribution radiale de la densité volumique (en unité arbitraire) de $C^{18}O(1-0)$, obtenue à partir du modèle d'inversion pour différents nombres d'anneaux adoptés (nb=4,6,7,8,9) ; nous avons reporté à titre comparatif, par des triangles, les résultats obtenus à partir du modèle de Monte-Carlo (cf. §4.6.3.3).....	149
Figure 62 : géométrie du modèle de Monte-Carlo et variables ajustées.....	150
Figure 63 : profils de l'aire intégrée des raies $C^{18}O(1-0)$ et $C^{18}O(2-1)$ observés à l'IRAM (traits tiretés) superposés au profil modélisé par Monte-Carlo (traits pleins) pour le meilleur ajustement.....	154
Figure 64 : loi de variation du χ^2 selon les valeurs de densité et d'abondance fractionnelle.....	155
Figure 65 : profil de densité en H ₂ modélisé par Stepnik et al. (2002) à partir des données en extinction 2MASS, superposé au profil en densité obtenu par modélisation Monte-Carlo. Les flèches indiquent que les valeurs pour les des deux plateaux de densité ne sont que des limites inférieures de la densité. La partie hachurée indique la zone où les deux modèles peuvent être comparés, les traits tiretés une extrapolation possible de la loi de densité compatible avec les valeurs de densité obtenues avec le modèle LVG dans les parties centrales du filament.	158
Figure 66 : vue schématique de la modélisation de la structure en vitesse du filament étudié. La zone centrale grisée représente la zone où le CO est déplété : cette région est au repos, sans champ de vitesse. La zone périphérique est soumise à un processus de contraction et de rotation.....	160
Figure 67 : Comparaison entre la variation d'intensité intégrée de la raie $C^{18}O(2-1)$ déduites du modèle de Monte-Carlo (en contours) et celle observée (en couleurs). Le nuage est en rotation avec un gradient de vitesse régulier : 50m/s pour les couches internes non 'déplétées', 5m/s pour les couches les plus externes. A ce mouvement de rotation vient se rajouter un mouvement radial. Deux cas sont envisagés : le cas du nuage en contraction (figure de gauche) et le cas du nuage en expansion (figure de droite). Les vitesses radiales sont de 100m/s pour toute les couches non 'déplétées'. Le modèle du nuage en effondrement permet de modéliser la position en vitesse des pics d'émission ce qui n'est pas le cas pour le nuage en expansion.....	160
Figure 68 : largeur des raies N_2H^+ (issues de la procédure hfs CLASS) observée à l'IRAM le long de la coupe PRONAOS ainsi que leur barre d'erreur.....	161
Figure 69 : profil typique d'une raie observée en direction d'un cœur en effondrement (Evans, Chemistry as a Diagnostic of Star formation, 2003). L'enveloppe externe statique provoque l'apparition d'un motif d'auto-absorption. L'effondrement des régions du cœur est révélé par la présence d'un pic « rouge » et d'un pic « bleu » correspondant au décalage Doppler de la raie, émise par des régions de vitesses relatives respectivement positives et négatives.	162
Figure 70 : transmission atmosphérique simulée pour un temps très sec avec une quantité de vapeur d'eau précipitable de 0.5mm (graphique issu de http://www.submm.caltech.edu/cso/weather/atplot.shtml). Les espèces H ₂ O et O ₂ présentes dans l'atmosphère sont responsables de l'opacité de l'atmosphère dans certaines régions spectrales (en particulier dans le domaine 520-590 GHz).	166
Figure 71 : taux de refroidissement d'un milieu (par molécule d'H ₂) produit par différentes molécules selon la densité et la température du milieu, prédit par le modèle de chimie en phase gazeuse de	

Neufeld et al. (1995). D'après ce modèle, H_2O , CO et O_2 sont des vecteurs de refroidissement importants du milieu.	167
Figure 72 : schéma de principe du satellite ODIN (Nordh et al, 2003).....	172
Figure 73 : schéma du principe de fonctionnement du radiomètre SMR (repris de Frisk et al, 2003) La partie grisée correspond au cryostat qui doit refroidir les mélangeurs et les amplificateurs.....	173
Figure 74 : représentation schématique du radiomètre. Les fréquences des raies des principales espèces chimiques étudiées en astronomie (partie supérieure du graphe) et en aéronomie (partie inférieure) y sont indiquées ainsi que la couverture spectrale des différents récepteurs. (repris de Nordth et al, 2003).....	174
Figure 75 : Orbite typique du satellite ODIN. La flèche en trait plein représente le faisceau principal, les traits tiretés indiquent les deux directions du faisceau secondaire utilisé en mode « Dicke Switching ». La direction de la source est occultée par la terre durant 1/3 de l'orbite. (d'après Olberg et al., 2003).....	177
Figure 76 : architecture du système de rapatriement des données du satellite ODIN	179
Figure 77 : variation typique de l'intensité mesurée par le satellite ODIN lors d'une orbite opérée en mode « Dicke Switch ». Les périodes notées occultation correspondent au temps durant lequel le satellite pointe vers la Terre. Le signal « main beam signal » est le signal enregistré en direction de la source. Les périodes de temps « load signal » correspondent à des périodes de calibrations internes. Le signal « sky beam » correspond au signal de référence. Le signal émis par la source est proportionnel à la différence entre le signal « main beam » et le signal « sky beam » . (Olberg et al, 2003)	181
Figure 78 : allure du spectre OFF moyenné pour une source astrophysique (W3) observée par méthode Dicke Switch et impact de son retrait sur le spectre astrophysique.	183
Figure 79 : spectres de la région W3. Les spectres rouges sont les spectres obtenues à partir de la chaîne de traitement informatique suédoise, les spectres noirs ceux obtenus par le traitement informatique que j'ai réalisé.	185
Figure 80 : vue d'ensemble du nuage sombre Cha-I (d'après Toth et al. (2000)). L'extinction visuelle A_v est tracée. Les contours correspondent à des extinctions de 2,4,6 et 8 magnitudes (Cambrésy et al., 1997).....	186
Figure 81 :Figure de gauche : contours de l'émission à $200\mu m$ (ISOPHOT) en traits pleins et gras (de 10 à $115 Mjy.sr^{-1}$). Les contours en traits fins représente l'intensité intégrée (de 0.1 à 0.4) de l'émission de la raie $HN^{13}C(1-0)$. Enfin l'intensité intégrée de $C^{18}O(1-0)$ est présentée en traits tiretés. (d'après Lehtinen et al., 2000). Le point rouge signale la source Cha-MMS1, le point vert, la source IRS10. Figure de droite : Sources radio et infrarouges détectées dans Cederblad 110 superposées à l'intensité intégrée de $C^{18}O(1-0)$ et à l'émission à $200\mu m$ (d'après Lehtinen et al., 2003). La largeur à mi-hauteur du lobe instrumental d'ODIN à 557GHz est indiquée par un cercle rouge. Les objets Herbig-Haro sont dénotés HH49 et HH50.....	187
Figure 82 : spectre de la raie ortho- H_2O en direction de Cha-MMS1 ($\alpha_{1950}= 11h05min7s$ et $\delta_{1950}= -77^{\circ}07'18''$) mesuré par le spectromètre acousto-optique.....	191
Figure 83 : modèle de Monte-Carlo du nuage Cha-MMS1 : évolution de la température au pic en fonction de l'abondance fractionnelle de H_2O pour deux modélisations différentes du nuage.	194
Figure 84 : schéma de principe de la réaction sol-gel.....	217

Références bibliographiques

- Aannestad, P.A., Purcell, E.M., 1973, ARAA, 11, 309
- Abergel, A., et al., 1994, ApJ, 423, 59
- Agladze, N.I., et al, 1996, ApJ, 462, 1026
- Agladze, N.I., Sievers, A.J., 2002, Phys. Rev. B., 316, 513
- Agladze, N.I., Sievers, A.J., 1998, Phys. Rev. Lett., 80, 19
- Aikawa, et al., 2003, ApJ, 593, 906
- Alves, J., Lada, C.J., Lada, E.A., 1999, ApJ, 515, 265
- Anderson, P.W., Halperin, B.I., Varma, C.M., 1972, Phil. Mag., 25, 1
- André, P., Ward-Thompson, D., Barsony, M., 1993, ApJ, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., Motte, F., 1996, A&A, 314, 625
- Arendt, R.G., et al., 1998, ApJ, 508, 74
- Bacmann, A., et al., 2000, A&A, 361, 555
- Bacmann, A., et al., 2002, A&A, 389, 6
- Bacmman, A., et al, 2003, ApJ, 583, 55
- Bakes, E.L.O., Tielens, A.G.G.M., 1994, ApJ, 427, 822
- Bazell, D., Dwek, E., 1990, ApJ, 360, 142
- Bennett, C.L., et al., 2003a, ApJ, 583, 1
- Bergin, E.A., Neufeld, D.A., Melnick, G.J., 1998, ApJ, 499, 777
- Bergin, E.A., 2003, Chemistry as a diagnostic of Star Formation, NRC Reseach Press, 63
- Bergin, E.A., et al., 2000, ApJ, 539, 147
- Bergin, E.A., et al., 2002, ApJ, 570, 101
- Bergin, E.A., et Langer, W.D., 1997, ApJ, 486, 316
- Bergin, E.A., Langer, W.D., Goldsmith, P.F., 1995, ApJ, 441, 222
- Bergin, E.A., Snell, R.L., 2002, ApJ, 581, 105
- Bernard et al., 2004, Planck NewsLetters
- Bernard, J.P., et al, 1999, A&A, 640
- Bernes, C., 1979, A&A, 73, 67
- Bohren, C.F., Huffman, D.R., 1983, Absorption and scattering of light by small particles, Wiley
- Bok, B.J., 1955, AJ, 61, 309
- Bok, B.J., Lawrence, R.S., Menon, T.K., 1955, PASP, 67, 108

Bonazzola, S. et al., 1987, A&A, 172, 293

Bösch, M.A., 1978, Phys. Rev. Lett., 40, 13

Boudet, N. et al., Chemistry as a Diagnostic of Star Formation, 2003, NRC Research Press, 257

Boudet, N., et al., ApJ, 2004, accepté

Boulanger, F., Bourdin, H., 2002, Infrared and Submillimter Space Astronomy, EAS

Boulanger, F., Cox, P., Jones, A.P., 2000, Dust in the Interstellar Medium, EDP Sciences

Boulanger, F., et al, 1990, ApJ, 364, 136

Boulanger, F., et al., 1996, A&A, 312, 256

Boulanger, F., Perrault, M., 1988, ApJ, 330, 964

Bowers, Deeming, Astrophysics II, Interstellar Matter and Galaxies, Jones and Bartlett Publishers

Bruggeman, D.A.G., 1935, Ann. Phys., 24, 636

Brünig, R, Cottrell, D., 2003, J. Non-Cryst. Solids, 325, 6

Cambrésy, L. et al., 1997, A&A, 324, 5

Cardelli, J.A., et al., 1993, ApJ, 402, 17

Cardelli, J.A., Science, 1994 265, 209

Caselli, P., et al., 1999, ApJ, 523, 165

Caselli, P., et al., 2002, ApJ, 572, 238

Caselli, P., Myers, P.C., Thaddeus, P., 1995, ApJ, 465, 77

Ceccarelli, C., Hollenbach, D.J., Tielens, A.G.G.M., 1996, ApJ, 471, 400

Cernicharo, J., et al, 1997, A&A, 323, 25

Cernicharo, J., 1997, The abundance of water vapor in the ISM

Chandler, C.J., Karlstrom, J.E., 1996, ApJ, 466, 338

Cheung, A.C., et al., Nature, 221, 626

Chiar, J.E., et al, 1995, ApJ, 455, 234

Ciolek, G.E., Mouschovias, T.C., 1996, ApJ, 468, 749

Clayton, J.C., et al., 2003, ApJ, 588, 871

Cohen-Tannoudji, C., Diu, B., Laloë, F., Mécanique Quantique I, 1973, Editions Hermann

Colangeli, L., et al., 2003, A&A Rev., 11, 97

Crapsi, A., et al., 2004, A&A, 420, 957

Dalgarno, A., Black, J.H., 1976, Reports on Progress in Physics, 39, 573

Dalgarno, A., et Lepp, S., 1984, ApJ, 287, 47

Dartois, E., et al., 1998, A&A, 331, 651

Davis, K.M., Tomozawa, M., 1996, J. Non-Cryst.Solids, 201, 177

de Graauw, T., Helmich, F.P., 2001, in Proc. ESA Symp., The Promise of the Herschel Space Observatory, ESA SP-460, 45

del Burgo, C., et al., 2003, MNRAS, 346, 403

Demick, K. et al., 1999, A&A, 349, 267

Désert, F.X., Boulanger, F., Puget, J.L., 1990, A&A, 237, 215

Devaty, R.P., & Sievers, A.J., 1990, Phys. Rev B., 41, 7421

Dominik, C., Tielens, A.G.G.M, 1997, ApJ, 480, 647

Dorschner, J., et al., 1995, A&A, 300, 503

Draine, B.T, 2003, Annu.Rev.Astron. Astrophys., 41, 241

Draine, B.T., 1985, Protostars and Planets II, 621

Draine, B.T., Anderson, N., 1985, ApJ, 292, 494

Draine, B.T., Lee, H.M., 1984, ApJ, 285, 89

Draine, B.T., Roberge, W.G., Dalgarno, A., 1983, ApJ, 264, 485

Draine, B.T., Tan, J.C., 2003, astro-ph/0208302

Duley, W.W., Seahra, S., 1998, ApJ, 507, 874

Dupac, X., 2002, Thèse

Dupac, X., et al, 2003, A&A, 404, 11

Dupac, X., et al., 2001, ApJ, 553, 604

Dwek, E., et al., 1997, ApJ, 475, 565

Elitzur, M., de Jong, T., 1973, A&A, 67, 323

Evans, N.J., 2003, Chemistry as a diagnostic of Star Formation, NRC Research Press, 157

Evans, N.J., et al., 2001, ApJ, 557, 193

Evans, N.J., 1999, ARA&A, 37, 311

Ferrière, K., 2001, Rev. Mod. Phys., 73, 1031

Figaldo, A., Ilharco, L.M., 2001, J. Non-Cryst.Solids, 283, 144

Finkbeiner, D.P., Davis, M., et Schlegel, D.J., 1999, ApJ, 524, 867

FitzGerald, S.A., Campbell, J.A., et Sievers, A.J., 2001, J. Phys. Cond. Matter, 13

Fitzgerald, S.A., Sievers, A.J., 1994, J.Chem. Phys., 101, 9

Flower, D.R., Watt, G.D., 1984, Mon. Not. R. astron. Soc., 209, 25

Forestini, 1999, Principes fondamentaux de structure stellaire, Editions GB

Foster, P.N., Chevalier, R.A., 1993, ApJ, 416, 303

Fraser, H.J., et al, 2001, MNRAS, 327, 1165

Freking, M.A., Langer, W.D., et Wilson, R.W., 1982, ApJ, 262, 590

Frisk, U., et al., 2003, A&A, 402, 27

Gerin, M., Fossé, D., Roueff, E., Chemistry as a Diagnostic of Star Formation, 2003, NRC Research Press, 81

Gibb, E. L. , et al., 2004, ApJS, 151, 35

Gillett, F.C., Forrest, W.J., 1973, ApJ, 179, 483

Gillett, F.C., Forrest, W.J., et Merrill, K.M., 1973, ApJ, 498, 522

Gold, T., 1952, MNRAS, 112, 215

Goldsmith, P.F., Bergin, E.A., et Lis, D.C., 1997, ApJ, 491, 615

Goldsmith, P.J., Langer, W.D., 1978, ApJ, 222, 881

Gordon, K.D., 2004, Astrophysic of Dust, ASP Conf. Series, 309, 77

Greenberg, J.M., Hage, J.I., 1990, ApJ, 361, 260

Greenberg, J.M., 1973, IAU Symp., 52

Greenberg, J.M., Li, A., 1999, Adv. Space. Res, 24, 497

Harjunpää, P., Lehtinen, K., Haikala, L.K., 2004, A&A, 421, 1087

Hartquist, T.W. , Williams, D.A., 1989, MNRAS, 241,417

Harwit, M., et al., 1998, ApJL, 497, 105

Hasegawa, T.I., et Herbst, E., 1993, MNRAS, 263, 589

Helmich, F.P., et al., 1996, A&A, 315, 173

Henning, Th., Michel, B., Stogienko, R., 1995, Planet. Space Sci., 43, 1333

Henning, Th., Mutschke, H., 1997, A&A, 327, 743

Henriksen, R., André, A., Bontemps, S. , 1997, A&A, 323, 549

Henryey, L.C., Greenstein, 1941, ApJ, 93, 70

Herbst, E., Klemperer, W., 1973, ApJ, 185, 505

Heuer, A., Neu, P., 1997, J. Chem. Phys., 107, 20

Hjalmarson, A., et al, 2003, A&A, 402, 39

Hollenbach, D., 1988, ApL&C, 26, 191

Holweger, H., 2001, Solar & Galactic Composition, (Berlin : Springer-Verlag), 23

Hubbard, B.E., et al., 2003, Phys. Rev.B, 67, 144201

Hunklinger, von Schikfus, 1981, Amorphous Solids : Low Temperature Properties, Ed : Phillips

Hutt, K.W., Philips, W.A., et Butcher, R.J., 1989, J. Phys. Cond. Matter, 1, 4767

Iler, R.K., 1979, The chemistry of silica, John Wiley and Sons, New-York

Jäckle, J., 1972, Z. Phys, 257, 212

Jäger, C., et al., 1994, A&A, 292, 641

Jäger, C., et al., 2003, A&A, 408, 193

Jones, A.P., d'Hendecourt, L.B., 2000, A&A, 355, 1191

Kaufman, M.J., Neufeld, D.A., 1996, ApJ, 456, 611

Kessler, M.F., et al., 1996, A&A, 315, 27

Kittel, C., 1963, Introduction to Solid State Physics, John Wiley, New York
 Klessen, R.S., Heitsch, F., Mac Low, M.-M., 2000, ApJ, 535, 887
 Knude, J., Hog, E., 1998, A&A, 338, 897
 Koike, C., Hasegawa, H., Manabe, A., 1980, Astr. and Space Sci., 67, 495
 Kontinen, S. et al., 2000, A&A, 361, 704
 Kramer, C., et al., 1999, A&A, 342, 257
 Krügel, E., Siebenmorgen, R., 1994, A&A, 288, 929
 Kutner, M.L., Ulich, B.L., 1981, ApJ, 250, 341
 Lada, C.J., et al., 2002, ApJ, 586, 286
 Lagache, G., et al., 1998, A&A, 333, 709
 Lamarre, J.-M., et al., 1994, Infrared Phys. Technol., 35, 277
 Larson, R.B., 1981, MNRAS, 194, 809
 Laureijs, R.J., Clark, F.O., Prusti, T., 1991, ApJ, 372, 185
 Laureijs, R.J., et al., 1995, ApJs, 101, 87
 Lee, H.N., Draine, B.T., 1985, ApJ, 290, 211
 Léger, A., Puget, J.L., 1984, A&A, 137, 5
 Lequeux, J., 2002, Le milieu Interstellaire, Editions EDP Sciences
 Lethinen, K., et al., 2001, A&A, 367, 311
 Lethinen, K., et al., 2003, A&A, 401, 1017
 Leung, C.M., et Brown, R.L., 1977, ApJL, 214, 73
 Li, A., 2004, Astrophysics of Dust, ASP Conf. Series, 309, 417
 Li, A., Draine, B.T., 2001b, ApJ, 554, 778
 Lilley, A.E., 1955, ApJ, 121, 559
 Linke, R.A., et al., 1977, ApJ, 214, 50
 Liseau, R., et al., 1996, A&A, 315, 181
 Liseau, R., Olofsson, G., 1999, A&A, 343, 83
 Liu, X., et al., 1997, Phys. Rev. Lett, 78, 4418-21
 Mac Low, M.M., Klessen, R.S., 2004, Rev. of Modern Physics, 76, 125
 Mann, I., Kimura, H., 2001, Space. Sc. Rev., 97, 389
 Mannings, V., Emerson, J.P., 1994, MNRAS, 267, 361
 Marceau, S., Mai 2003, Université de Savoie Architecture multi échelle et propriétés mécaniques des nano composites
 Martin, P.G., et Whittet, D.C.B., 1990, ApJ, 357, 113
 Mathis, J.S., Rumpl, W., Nordsieck, K.H., 1977, ApJ, 217, 425
 Mathis, J.S., Mezger, P.G., Panagia, N., A&A, 128, 212

Mathis, J.S., Whiffen, G., 1989, ApJ, 341, 808

Maxwell-Garnett, J.C., 1906, Philos. Trans. R. Soc. London, 205, 237

McKee, C., 1989, IAU Symp., 135, 431

Melnick, G., et al., 2000, ApJ, 539, 1

Mennella, V., et al., ApJ, 496, 1058

Meyer, D.M., Jura, M., Cardelli, J.A., 1998, ApJ, 493, 222

Mitra, 1985, Handbook of Optical Constants of Physics

Miville-Deschênes, M.A., et al., 2002, A&A, 381, 209

Miyake, K., Nakagawa, Y., 1993, Icarus, 106, 20

Mon, K.K., Chabal, Y.J., et Sievers, A.J., 1975, Phys. Rev. Lett, 35, 1352

Motte, F., André, P., Neri, R., 1998, A&A, 336, 150

Murakawa, K., Tamura, M., et Nagata, T., 2000, ApJ, 128,603

Nakano, T., 1998, ApJ, 494, 587

Neufeld, D., Lepp, S., Melnick, 1995, ApJ, ApJS, 100, 132

Neufeld, D.A., et al., 2000, ApJ, 539, 107

Nordh, H.L., et al., 2003, A&A, 402, 21

Ohsaka, T., Oshikawa, S., 1998, Phys. Rev. B, 57, 4995

Olberg, M., et al., 2003, A&A, 402, 35

Onaka, T., et al., 1996, PASJ, 48, 59

Onishi, T., et al, 1996, ApJ, 465, 815

Ossenkopft, V., 1993, A&A, 280, 617

Ossenkopft, V., Henning, Th., 1994, A&A, 291, 943

Overbeck, J.W., 1965, ApJ, 141, 864

Pagani, L., 2001 , Notions de transfert radiatif

Pagani, L., et al., 2003, A&A, 402, 77

Pagani, L., et al., 2005, A&A, 429, 181

Papoular, R., et al., 1996, A&A, 315, 222

Penzias, A.A., 1981, ApJ, 249, 518

Perez, J., Carles, R., Fleckinger, R., 1997, Electromagnétique, Editions Masson

Perez, J., Matériaux non cristallins et science du désordre, 2001, Presses Polytechniques et universitaires romandes

Philips, W.A., 1972, J. Low Temp.Phys., 7, 351

Phillips, W.A., 1981, Amorphous Solids : Low Temperature Properties, Ed. Phillips

Phillips, W.A., 1987, Rep. Prog. Phys, 50 1657

Phillips, T.R., Maluendes, S., Green, S., 1996, ApJ, 107, 467

Pilbratt, G., 2001, in Proc. ESA Symp., The Promise of the Herschel Space Observatory, ESA SP-460, 13

Pollack, J.B., et al., 1994, ApJ, 421, 615

Preibisch, T., et al., 1993, A&A, 279, 577

Puget, J.L., Léger, A., Boulanger, F., 1985, A&A, 142, 19

Reach, W.T., et al, 1995, ApJ, 451, 188

Reipurth, Bo., Nyman, L.-A., Chini, R., 1996, A&A, 314, 258

Ristorcelli, I., et al, 1998, ApJ, 496, 267

Rohlfs, Wilson , 2000, Tools of Radio Astronomy, Editeur : Springer Verlag

Ruffle, D.P, et al, 1997, Mon. Not. R. astron. Soc., 291, 235

Sanford, S.A., Allamandola, L.J, Icarus, 76, 201

Sandford, S.A., 1996, Meteorit. Planet. Sci., 31, 449

Saraceno , P. et al., 1999, The Universe as seen by ISO, Eds. P.Cox M.F. Kessler, 427, 575

Savage, B.D., Cardelli, J.A., Sofia, U.J., 1992,, ApJ, 401, 706

Savage, B.D., et Mathis, J.S., 1979, Ann. Rev. of Astr. Ast., 17, 73

Savva, D., et al., 2003, Mon. Not. R. Astron. Soc., 343, 259

Schlömann, E., 1964, Phys. Rev., 135, 413

Scholze, H., 1988, Glas (Berlin : Springer Verlag), 136-140

Scoville, N.Z., Solomon, P.M., 1973, ApJ, 180, 55

Seki, J., Yamamoto, T., 1980, A&SS, 72, 79

Sellgren, K., 1984, ApJ, 277, 623

Serp, P., Kalck, P., et Feurer, R., 2002, Chem. Rev., 102, 3085

Shu, F.H., Adams, F.C., Lizano, S., 1987, A&AR, 25, 23

Sievers, et al., 1998, Physica B, 244, 159

Smith, R.G., Sellgren, K., et Brooke, T.Y., 1993, MNRAS, 263, 749

Snell, R.L., et al., 2000a, ApJ, 539, 93

Snell, R.L., et al., 2000b, ApJ, 539, 101

Snow, T.P, Witt, A.N., 1995, Science, 270, 1455

Snow, T.P., Witt, A.N., 1996, ApJ, 468, 65

Sobolev, V.V., 1960, Moving Envelopes of Stars, Harvard University Press

Sofia, U.J., Meyer, D.M., 2001, ApJ, 554, 221

Sofia, U.J., 2004, Astrophysics of Dust, ASP Conf. Series, 309, 393

Spinoglio, L., et al, 2000, Proc. Of ‘The Promise of FIRST’ symposium, 12-15 December

Spitzer, L., Tukey, J.W., 1951, ApJ, 114, 187

Stecher, T.P., 1965, ApJ, 142, 1683

- Stecher, T.P., Donn, B., 1965, ApJ, 142, 1681
- Stepnik, B. et al., 2002, A&A, 398, 551
- Stepnik, B. et al., 2003, A&A, 398, 551
- Stepnik, B. et al., 2004, A&A, sous presse
- Stepnik, B., et al., 2001, The Calibration Legacy of the ISO mission, p.34
- Stepnik, B., 2001, thèse, « Emission submillimétrique du milieu interstellaire : Coagulation des grains », Ile de France
- Stolen, R.H., Walrafen, G.E., 1976, J. Chem. Phys., 64, 2623
- Stogienko, R., Henning, Th., Ossenkopf, V., 1995, A&A, 296, 797
- Strom, S.E., Strom, K.M., Grasdalen, G., 1975, ARAA, 13, 187
- Strom, U., Taylor, P.C., 1977, Phys. Rev.B 16, 5512
- Taffala, et al., 2002, ApJ, 569, 815
- Taffala, M., et al., 2004, A&A, 416, 191
- Teixeira, T.C., et Emerson, J.P., 1999, A&A, 351, 303
- Teyssier, D., Hennebelle, P., Pérault, M., A&A, 382, 624
- Tielbörger, D., et al, 1992, Phys. Rev.B 45 6
- Tielens, A., 1989, IAU Symp. , 135, 239
- Tielens, A.G.G.M, Allamandola, L.J., 1987, Proceedings of the NATO Adv. Study Institute
- Tielens, A.G.G.M, et al., 2000, IAU Symp. 197, 349
- Tielens, A.G.G.M, Hagen, W., 1982, A&A, 114, 245
- Tielens, A.G.G.M., Allamandola, L.J., 1987, in Interstellar processes (A88-14501 03-90) (Dordrecht : D. Reidel Publishing Co.), 397
- Toth, L.V., et al, 2000, A&A, 364, 769
- Trachenko, et al., 1998, Phys. Rev. Lett, 81, 16
- Trumpler, R.J., 1930, Publ. Astron. Soc. Pac., 42, 214
- van Dishoek, E.F., 2004, Annu. Rev. Astrophys., 42, 119
- van Dishoek, E.F., Blake, G.A., 1998, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 36, 317
- Vinogradov V.S., 1960, Sov. Phys. Solid State , 2, 2338
- Viti, S., et al, 2001, A&A, 370, 557
- Von Shickfus, M., Hunklinger, S., 1976, Journal of Physics C Solid State Physics, 9, 439
- Waddell, W.H., Evans, L.R., 1997, Kirk-Othmer Encyclopedia of Chemical Technology, John Wiley & Sons, Inc.
- Wannier, P.G., et al., 1991, ApJ, 377, 171
- Ward-Thompson, D., et al., 1994, MNRAS, 268, 276
- Waters, L.B.F.M., et al., 1996, A&A, 315, 361
- Watson, W.D., 1973, ApJ, 183, 17

Webster, A., 1993, MNRAS, 264, 121
 Weingartner, J.C., Draine, B.T., 2001a, ApJ, 548, 296
 Whittet, D.C.B., et al, 2001, ApJ, 547, 872
 Whittet, D.C.B., Mathis, J.S., 1992, Science, 258, 1384
 Williams, D.A., 1985, QJRAS, 26, 463
 Wilson, C.D., et al, 2003, A&A, 402, 59
 Witt, A.N., 2001, ApJ, 550, 201
 Womack, M., Ziurys, L.M., et Wyckoff, S., 1992, ApJ, 387, 417
 Wright, E.L., 1987, ApJ, 320, 818
 Zarubin, D.P.J., 2001, J.Non-Cryst.Solids, 286, 80-88
 Zeller, R.C., Pohl, R.O., 1971, Phys. Rev.B, 4, 2029
 Zhou, S., 1992, ApJ, 394, 204
 Zubco, V., Dwek, E., Arendt, R.G., 2004, ApJss, 152, 21