



HAL
open science

Structures de dissipation de la turbulence des nuages moléculaires

Simon Delcamp

► **To cite this version:**

Simon Delcamp. Structures de dissipation de la turbulence des nuages moléculaires. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2024. Français. NNT: 2024GRALY010 . tel-04652881

HAL Id: tel-04652881

<https://theses.hal.science/tel-04652881v1>

Submitted on 18 Jul 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Unité de recherche : Institut de Planetologie et d'Astrophysique de Grenoble

Structures de dissipation de la turbulence des nuages moléculaires

Structures of turbulent dissipation in molecular clouds

Présentée par :

Simon DELCAMP

Direction de thèse :

Pierre HILY-BLANT

MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Directeur de thèse

Rapporteurs :

FRANÇOIS LEVRIER

MAITRE DE CONFERENCES HDR, ENS PARIS

CECILE GRY

ASTRONOME, AIX-MARSEILLE UNIVERSITE

Thèse soutenue publiquement le **2 février 2024**, devant le jury composé de :

AUORE BACMANN,

ASTRONOME, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Présidente

FRANÇOIS LEVRIER,

MAITRE DE CONFERENCES HDR, ENS PARIS

Rapporteur

CECILE GRY,

ASTRONOME, AIX-MARSEILLE UNIVERSITE

Rapporteuse

JERÔME PETY,

ASTRONOME, IRAM

Examineur

MARC-ANTOINE MIVILLE-DESCHENES,

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ILE-DE-FRANCE SUD

Examineur



Résumé

La formation des étoiles est un sujet d'importance centrale en astrophysique. L'une des questions soulevées est de savoir ce qui rend le temps de conversion du gaz moléculaire en étoile si long. Les nuages moléculaires sont une étape clé de cette conversion puisque c'est en leur sein que se forment les structures (filaments, cœurs denses) où naissent les étoiles de faible masse. Cependant, la formation de ces structures est encore mal comprise, et doit être étudiée dans le contexte des mouvements turbulents du gaz. Caractériser les propriétés de la cascade turbulente (injection, forçage, dissipation) est donc fondamental à toute théorie de la formation stellaire. C'est l'objet de cette thèse, dont les contributions reposent sur de nouvelles observations de deux nuages moléculaires et sur le développement de nouveaux outils d'analyse statistique de la turbulence des nuages moléculaires.

L'une des originalités du code d'analyse `Unveil.jl` écrit pendant cette thèse, est de permettre l'estimation des incertitudes sur les marqueurs statistiques. En effet, `Unveil.jl` fournit deux méthodes indépendantes : la Spectral Window Optimisation (SWO), inspirée des travaux de Pety+2003, et la compression des données grâce à l'Analyse en Composantes Principales (PCA). Ces deux méthodes ont été testées sur des simulations numériques dans le but de calibrer les paramètres d'utilisation, fournissant des préconisations fortes sur le SNR nécessaire lors des observations. La capacité du code à mesurer les propriétés statistiques de la turbulence a été testée sur des simulations numériques magnétohydrodynamiques couvrant des régimes sub- à supersoniques et sub- à superAlfvéniques. Appliquées aux données du Polaris Flare, `Unveil.jl` soutient l'existence d'une dissipation dominée par les mouvements solénoïdaux, comme cela avait été observé dans le passé via une méthode différente et indépendante de PCA et SWO. Enfin, appliquées aux nouvelles observations de la Pipe Nebula effectuées dans cette thèse, les propriétés statistiques indiquent aussi une turbulence dominée par les mouvements solénoïdaux, et soutiennent un scénario global d'une injection d'énergie cinétique.

La région de la Pipe Nebula, sans activité de formation stellaire et pouvant être un écoulement convergent, permet d'interroger la formation des cœurs denses dans les jeunes étapes de l'évolution d'un nuage moléculaire. En effet, avec l'algorithme Rolling Hough Transform, l'analyse dans l'espace des vitesses de l'émission de $^{12}\text{CO}(1-0)$ observée avec l'antenne de 30m de l'IRAM permet d'identifier de nombreuses structures anisotropes et d'en dresser les caractéristiques morphologiques. En particulier, ces structures sont associées à des gradients de vitesse très élevés. De plus, ces structures de faible intensité ne sont ni alignées ni perpendiculaires au champ magnétique, suggérant qu'elles correspondent à

un régime intermédiaire entre les filaments ténus alignés, et ceux massifs perpendiculaires, comme cela a été observé par le satellite Planck. En outre, nos observations des candidats cœurs denses dans cette région dans les raies de $^{13}\text{CO}(1-0)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ remet en question les mesures de masses antérieures et, par extension, la distribution de masse des cœurs denses dans cette région de flots convergents.

Les travaux menés dans cette thèse ouvrent de nouvelles pistes d'étude des premières étapes d'évolution des nuages moléculaires, qui voient la naissance des structures associées à la formation stellaire. Grâce à ces nouveaux outils, la caractérisation de la cascade turbulente devient plus précise. En parallèle, l'étude des structures de la turbulence invite à réexaminer la détermination de la fonction de masse des cœurs denses, et même à questionner la nature de ces objets dans la cascade turbulente.

Abstract

Star formation is a subject of central importance in astrophysique. One of the main question is to understand the reasons why the conversion from molecular gaz to star is long. Molecular clouds are a key step in this conversion because its the place of the formation of structures like filaments and dense cores where low mass stars will be formed. However, the formation of these structures is still badly known, and need to be studied in the light of the turbulent gas. Characterize the turbulent cascade properties (injection, forcing, dissipation) is thus fundamental for every star formation theory. It's the objectif of this thesis, contributing with new observations of two molecular clouds and on the development of new tools for the statistical analysis of turbulence in molecular clouds.

One of the original features of the Unveil.jl analysis code written during this PhD, is its ability to estimate uncertainties in statistical markers. Indeed, Unveil.jl provides two independent methods : the Spectral Window Optimisation (SWO), inspired by the work of Pety+2003, and a data compression using Principal Component Analysis (PCA). These two methods were tested on numerical simulations in order to calibrate the parameters of use, providing strong recommendations on the SNR required for observations. The code's ability to measure the statistical properties of turbulence was tested on magnetohydrodynamic numerical simulations covering sub- to supersonic and sub- to superAlfvénic regimes. Applied to the Polaris Flare data, Unveil.jl supports the existence of a dissipation dominated by solenoidal motions, as observed in the past via a different and independant method than PCA and SWO. Finally, applied to the new Pipe Nebula observations made during this PhD, the statistical properties also point to a turbulence dominated by solenoidal motions, and support a global scenario of an injection of kinetic energy.

The region of the Pipe Nebula, with no star-forming activity and which could be a convergent flow, raises questions about the formation of dense cores in the early stages of the evolution of a molecular cloud. Indeed, using the Rolling Hough Transform algorithm, the analysis in velocity space of the $^{12}\text{CO}(1-0)$ emission observed with the IRAM-30m, makes it possible to identify numerous anisotropic structures and to draw up their morphological characteristics. In particular, these structures are associated with extremely high velocity gradients. Furthermore, these low-intensity structures are neither aligned nor perpendicular to the magnetic field, suggesting that they correspond to an intermediate regime between aligned tenuous filaments and massive perpendicular ones, such as those observed by the Planck satellite. Furthermore, our observations of candidate dense cores in this region in the $^{13}\text{CO}(1-0)$ and $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ lines call into question previous mass

measurements and, by extension, the mass distribution of dense cores in this region of converging flows.

The work carried out in this thesis opens up new avenues for the study of the first stages in the evolution of molecular clouds, which give rise to the structures associated with star formation. Thanks to a new tools, the characterisation of the turbulent cascade is becoming more precise. At the same time, the study of turbulent structures is leading us to re-examine the determination of the mass function of dense cores, and even to question the nature of these objects in the turbulent cascade.

Remerciements

J'ai toujours lu les remerciements des manuscrits de thèse que j'ai ouverts, éprouvant une sorte de fascination face à ce fragment de vie, malgré la distance avec l'auteurice parfois lointaine temporellement et spatialement. Ces remerciements sont écrits dans ce but, permettant d'apporter une part humaine et non-scientifique à ce manuscrit. Mais aussi évidemment, c'est pour remercier toutes les personnes qui m'ont aidé. Car, si j'ai pu aller jusqu'au bout de ces plus de 4 ans, et je pèse mes mots, c'est évidemment grâce aux soutiens de nombreuses personnes à qui je souhaite les dédier.

En premier lieu, je souhaite remercier Pierre et Edith, les encadrant et encadrante de cette thèse, sans qui elle n'aurait pas eu lieu. Vous m'avez fait confiance pour mener à bien ce travail, m'emmenant toujours plus loin dans l'analyse des détails, ces petits éléments qui feront finalement tout, me partageant votre passion des observations et de la recherche. Votre intérêt profond pour ce domaine de l'astrophysique a été contagieux, et j'en suis ravi.

Pour leurs apports scientifiques, je souhaite remercier de manière générale toutes les personnes qui m'ont aidé, de près ou de loin dans mes recherches. Que ce soient les membres de mon jury de thèse pour leurs remarques et questions toujours pertinentes, mais aussi les personnes rencontrées lors des conférences et séminaires. À ces personnes s'ajoutent toutes celles et tout ceux que j'ai croisé à l'IRAM, que ce soit à Grenoble, à Grenade au 30m ou en visio. Remontons même à tous et toutes les professeurs et professeures qui m'ont soutenu, que ce soit dès mon enfance et jusqu'au master, celles et ceux qui ont su m'encourager à être curieux.

Mais si vous pouvez lire ce manuscrit de thèse, c'est aussi pour le soutien humain que beaucoup m'ont apporté. Il y a des personnes qui sont là depuis le début, et qui ont contribué plus que largement à ce que je devienne la personne que je suis. Ma famille, qui m'a toujours soutenu dans tous mes projets, tout particulièrement mes parents pour m'avoir donné l'amour de la curiosité et de l'astronomie dès tout petit. Merci à ma sœur de m'avoir supporté dans mes passions, pour ton soutien inconditionnel et ton aide précieuse. Merci pour votre écoute durant nos heures passées au téléphone, que l'on compare nos météo respectives, ou que l'on discute de sujets bien plus difficiles.

Merci à ma compagne Drissia, aussi ma meilleure amie depuis si longtemps. Quand on y pense, tu as été présente durant toutes mes études supérieures, et ce ne fut pas toujours simple. Au milieu de mes incertitudes, mes inquiétudes et mes complexes, tu as su m'aider à garder un cap, me rassurer et m'aider. Je suis extrêmement heureux de la relation que

nous avons construite, malgré toutes ces années difficiles, et impatient de découvrir ce que nous vivrons et deviendrons ensemble.

Cela peut paraître étrange, mais j'aimerais remercier de manière très générale les nombreux groupes de musiques qui m'ont accompagné pendant toutes ces heures. Si ces groupes et musiques m'ont autant apporté, si je suis autant émotif et attentif à la musique aujourd'hui, c'est bien grâce à toi Olivier, qui m'a tant apporté et qui a largement contribué à faire ce que je suis devenu. Merci pour la passion que tu m'as transmise, cet amour de l'écoute, et merci de m'avoir montré l'importance de porter intérêt à ses sentiments et à ses ressentis.

Je souhaite aussi remercier les précédents doctorants et précédentes doctorantes qui ont su maintenir le contact alors que le covid nous frappaient, et même après. Merci pour vos suggestions de rando, ces discussions de politique, de musiques, de jeux vidéo ou de tout et de rien, ce fut toujours un plaisir.

Bien évidemment, je souhaite remercier tous mes amis, les plus anciens comme les plus récents. Tout d'abord mes amis d'avant la thèse, qui m'ont vu partir dans cette aventure et m'en ont vu en sortir. Toutes ces heures passées à parler, malgré les distances, à parcourir des aventures ensembles ont été de vrais bols d'air frais nécessaires pour moi. Merci pour vos écoutes répétées, les visites IRL, et lorsque ça n'allait pas, seulement vos présences dans des aventures vidéoludiques qui étaient plus que nécessaires.

Et puis il y a tous les amis et amies qui sont arrivés ensuite au laboratoire. Partager nos passions, nos victoires, mais aussi nos difficultés, nos défaites et nos incertitudes fut notre quotidien. Ce ne fut pas toujours facile, car nous avons vécu des choses complexes durant nos thèses, mais ce dont je me souviendrai toujours, c'est que nous avons souvent voulu refaire le monde, et j'espère que nous y arriverons. Merci pour vos oreilles plus qu'attentives à ce que je vivais, pour les découvertes de nouvelles musiques, séries ou livres qui font maintenant entièrement partis de moi, et pour le soutien porté à mes expériences capillaires. Merci à toute l'équipe cinématographique, c'était pour moi parfois plus que du cinéma que nous partagions. Merci aussi à toutes celles et ceux avec qui nous avons construit un environnement le plus safe possible, dans lequel j'ai pu me sentir à l'aise d'être moi-même. Le bureau 308 a fermé depuis quelque temps déjà, mais je sais que nous n'en aurons plus besoin pour discuter comme nous le faisons.

Je l'ai déjà dit, et le dirai encore, je n'aurai pas pu aller jusqu'au bout sans vous tous et vous toutes. Cela peut sembler considérablement et futillement émotionnel, et pourtant, ce n'est pas une façon de parler. Si c'était à refaire, je ne le ferai qu'avec vous à mes côtés.

Table des matières

1	Introduction	1
1	Les nuages moléculaires dans la Voie Lactée	1
1.1	Les phases du MIS	2
1.2	La formation d'étoiles	4
2	Éléments d'introduction à la turbulence	6
2.1	Description du nombre de Reynolds	6
2.2	La turbulence des nuages moléculaires	8
3	Méthodes d'observations	10
3.1	Observations dans le visible	10
3.2	Observation de la poussière	11
3.3	Observations radio	12
4	Description du sujet de thèse	14
2	Propriétés statistiques de la turbulence	15
1	Cascade turbulente de Richardson-Kolmogorov	16
1.1	Injection de l'énergie	17
1.2	Propagation et dissipation de l'énergie	18
1.3	Stationnarité, isotropie et homogénéité	21
1.4	Spectre de puissance en énergie	23
1.5	Impacts de la cascade sur les nuages moléculaires	25
2	Révéler la dissipation turbulente	30
2.1	Les formes des structures de dissipation	30
2.2	Structures de dissipation sous expérience contrôlée	32
2.3	Repérer les structures de dissipation dans le MIS	32
2.4	Caractériser l'intermittence de la dissipation	39
3	Limitations et conclusion	42
3	Caractérisation de la turbulence avec <i>Unveil.jl</i>	45
1	Nécessité d'une nouvelle approche	46
1.1	Principes généraux de la caractérisation de la turbulence	46
1.2	Approches possibles d'amélioration du calcul des centroïdes	47
1.3	Apports d'un nouveau langage de programmation	48
2	Approches retenues : SWO et PCA	51

2.1	Spectral Window Optimisation : SWO	51
2.2	Principal Component Analysis : PCA	54
2.3	Vérification de la convergence de la PCA	64
3	Aspects pratiques du code <i>Unveil.jl</i>	78
3.1	Calculs de PCA	78
3.2	Méthode de calcul des CVI	79
3.3	Calcul des fonctions de structures et de leurs exposants	80
3.4	Structuration du module <i>Unveil.jl</i>	80
4	Premières validations sur fBms	83
4.1	Observations synthétiques	83
4.2	Convergence de la PCA	88
4.3	Comparaison des CV	89
4.4	Comparaison des CVI	89
4.5	Convergence des fonctions de structures	91
4.6	Résumé de la vérification des cubes construits par fBms	96
5	Vérification du code sur une simulation numérique en MHD idéale	97
5.1	Construction de cube PPV	97
5.2	Descriptions des cubes bruités	99
5.3	Traitement du bruit	101
5.4	Cartes des Centroïdes de Vitesse	104
5.5	Distributions des Incréments des Centroïdes de Vitesse	107
5.6	Convergence des fonctions de structures	110
5.7	Fonctions de structures et exposants	110
5.8	Recommandations pour les observations	115
6	Etudes multi-paramètres	115
6.1	Présentation des cubes	115
6.2	Centroïdes de vitesse et leurs incréments	117
6.3	Fonctions de structures et exposants	118
7	Application au champ Polaris	121
7.1	Présentation des données	121
7.2	Convergence des méthodes	122
7.3	Statistique du champ de vitesse	124
8	Conclusions sur le code <i>Unveil.jl</i>	128
4	Observatoires de radioastronomie	133
1	Observations par une antenne seule	133
1.1	Schéma électronique d'une antenne	134
1.2	Puissance et mesure	135
1.3	Correction de l'atmosphère	138
1.4	Cartographie <i>On-The-Fly</i>	144
2	Utilisation de l'interféromètre ALMA-ACA	150
2.1	Fonctionnement d'un interféromètre à deux antennes	150

2.2	Pondérer les visibilitéés	153
2.3	Echantillonnage et principe	154
2.4	Déconvolution par le <i>dirty beam</i>	155
2.5	Cartographie à grand-champ	158
5	Étude multi-échelles de la Pipe Nebula	161
1	Présentation de la Pipe	162
1.1	Propriétés à grandes échelles	163
1.2	La population de cœurs denses	166
1.3	La fonction de masses des cœurs denses : CMF	169
1.4	Taux de formation d'étoiles	173
1.5	Scénarios de formation de la Pipe	174
1.6	Contexte de nos observations	177
2	Observations des cœurs de la Pipe	178
3	Sonder les structures à grande échelle	195
3.1	Cartes par canaux de vitesse	195
3.2	Diversité spectrale de la région sondée	197
3.3	Illustration de la cinématique par des coupes Position-Vitesse	199
3.4	Corrélation gaz et poussière	201
3.5	Comparaison aux structures à grande échelle	203
4	Détection automatique de structures linéaires par la RHT	203
4.1	Caractérisation des structures extraites	205
4.2	Identification de paires de structures à forts cisaillements	207
4.3	Le lien entre orientation des structures et champ magnétique	210
5	Investiguer les zones de dissipation	215
5.1	Convergence de la PCA	215
5.2	Corrélation structures de gaz et forts cisaillements de vitesse	216
5.3	Convergence des fonctions de structures et exposants	219
6	Résumé et conclusions	220
6	Complexe du Chamaeleon	223
1	Le complexe du Chamaeleon	224
1.1	Vue d'ensemble	224
1.2	Distance des nuages du complexe	226
1.3	Spécificités de DCI300.2-16.9	227
2	Observations de DCI300.2-16.9	233
2.1	Description des observations	233
2.2	Estimations de la densité de colonne	234
2.3	Caractéristiques spectrales	236
2.4	Cinématique des champs	239
2.5	Caractérisation des filaments	239
3	Sonder les états dissipatifs des deux champs	243

3.1	Coupes Positions-Vitesses	243
3.2	Incréments des centroïdes de vitesse et fonctions de structure	245
4	Conclusions du chapitre	250
7	Conclusions et Perspectives	253
	Annexes	259
A	Fonctionnement, choix de paramètres et résultats de la RHT	261
1	Origine et utilisation du Rolling Hough Transform	261
2	Fonctionnement de la méthode	262
3	Choix des paramètres adaptés à nos observations	264
4	Vérifier la largeur des filaments extraits par la RHT	270
5	Paires de filaments extraites	272
B	Estimation des paramètres de champ magnétique de la Pipe Nebula	277
1	Intensité du champ magnétique	277
1.1	Détermination de la dispersion de polarisation	278
1.2	Détermination de la dispersion de vitesse σ_v	280
1.3	Détermination de la densité volumique ρ	281
1.4	Estimation de l'intensité du champ magnétique B_0	282
2	Le nombre de Mach	282
2.1	Nombre de Mach sonique	282
2.2	Nombre de Mach Alfvénic	283
3	Le beta-plasma β	283
4	Discussions	284

Table des figures

1.1	Densité d'atomes et molécules fonction de la densité de colonne dans l'ISM	3
1.2	IMF du Trapèze (Muench et al., 2002) et CMF de la Pipe Nebula (Alves et al., 2007)	4
1.3	Répartition spatiale des cœurs denses sur une carte de densité de colonne dans le Taurus, et émission de la poussière dans le Polaris Flare.	5
1.4	Photographies de fluides à plusieurs nombres de Reynolds	7
1.5	Comparaison fluide turbulent et nuage moléculaire	10
1.6	Rho Ophiuchi sous filtres B, V et R.	11
1.7	Exemples d'antennes single dish	13
1.8	Exemples d'interféromètres	13
2.1	Cascade turbulente. Tirée de Davidson (2004).	18
2.2	Dispersion et masses des nuages moléculaires fonction de leurs tailles	28
2.3	Structures à forte vorticité	31
2.4	Photographies de vortex filamenteux	33
2.5	Incréments des centroïdes de vitesse à plusieurs lags (simulations numériques de Lis et al. (1996))	34
2.6	Incréments des centroïdes de vitesse (PDF et cartes) du Polaris Flare	35
2.7	Intégrants des fonctions de structures à différents ordres (expériences de Belin et al. (1995))	37
2.8	Fonctions de structures normalisées (expérience de Gagne et al. (1990))	39
2.9	Exposants de fonctions de structure de plusieurs expériences	40
2.10	Exposants des fonctions de structures calculés sur le Polaris Flare	40
3.1	Illustration de la méthode SWO sur un spectre	53
3.2	Illustration de la PCA en 2 dimensions	55
3.3	Comparaison de la variance associée à chaque canal de vitesse et d'un spectre moyen (observations du Polaris Flare)	56
3.4	Impact de Φ sur le bruit moyen (observation de la Pipe Nebula)	61
3.5	Impact de Φ sur la reproduction des spectres (observation de la Pipe Nebula)	61
3.6	Extraction de 6 PCs (cube simulé)	63
3.7	Pourcentage de variance reproduite en fonction de Φ	64
3.8	Impact de Φ sur les moments des résidus	65
3.9	Carte par canaux des données du Polaris Flare projetée sur chaque Φ	66

3.10	Distributions de données simulées sans bruit projetées sur la base des Φ . . .	67
3.11	Distributions de données simulées avec bruit projetées sur la base des Φ . . .	68
3.12	Distributions de données d’observations du Polaris Flare projetées sur la base des Φ	69
3.13	Quatres premiers moments centrés réduits des distributions des observations du Polaris Flare projetées sur la base des Φ	69
3.14	Paramètre de convergence de la méthode PCA pour plusieurs jeux de données	71
3.15	Composantes négatives résultant de l’utilisation de la PCA dans les spectres	73
3.16	Impact d’un seuil en intensité sur le calcul des centroïdes de vitesse	74
3.17	Influence d’un seuil en intensité sur la mesure des CV avec la PCA et SWO	75
3.18	Résultat d’un tri de spectres utilisant la PCA (données d’observation de la Pipe Nebula)	76
3.19	Résultats de la PCA après différents tri phénotypique des spectres (données d’observations de la Pipe Nebula)	77
3.20	Schéma du calcul du nombre de rotations optimum pour les CVI.	79
3.21	Schéma de fonctionnement du module <i>Unveil.jl</i>	82
3.22	Illustration du principe de construction d’un spectre à partir de trois cartes fBms en 2D	85
3.23	Comparaison de spectres simulés par fBms avec des spectres observés du Polaris Flare	87
3.24	Carte par canaux de vitesse du cube le plus bruité construit à l’aide de fBms en 2D	87
3.25	Paramètre de convergence calculé sur le cube simulé par fBms le plus bruité	88
3.26	Résidus de spectres reconstruits à partir des cubes simulés par fBms à plusieurs <i>SNR</i>	89
3.27	Distributions centrées et normalisées à une dispersion unitée des CV calculés sur 4 cubes simulés à partir de fBms	90
3.28	Distributions centrées et normalisées à une dispersion unité des CVI calculés sur 2 cubes simulés à partir de fBms	92
3.29	Intégrants des fonctions de structures sur des cubes simulés par fBms à différents niveaux de bruit	94
3.30	Évolution de l’intégrant des fonctions de structures suivant la taille de la fenêtre d’intégration pour plusieurs ordres	95
3.31	Incréments en vitesse du cube sans bruit construit par fBms, ordonnés par magnitudes décroissantes.	96
3.32	Spectres extraits de cubes simulés en MHD idéale	100
3.33	Cartes de l’intensité intégrée du cube simulé en MHD idéale	100
3.34	Paramètre de convergence de la méthode PCA pour des cubes à différents niveaux de bruit d’une même simulation en MHD idéale	101
3.35	Spectres de cubes à différents niveaux de bruit d’une même simulation en MHD idéale, reconstruits avec la méthodes PCA	102

3.36	Résultats de la méthode SWO sur des cubes à différents niveaux de bruit d'une même simulation en MHD idéale	103
3.37	Écart à la valeur réelle des cartes de centroïdes de vitesse sur des cubes à différents niveaux de bruit d'une même simulation en MHD idéale	105
3.38	Spectres et valeurs des CV pour un cube à un certain niveaux de bruit d'une simulation en MHD idéale	106
3.39	Dispersion des distributions des incréments des centroïdes de vitesse sur des cubes à différents niveaux de bruit traités par SWO et PCA d'une même simulation en MHD idéale	108
3.40	Distributions des incréments des centroïdes de vitesse sur des cubes à différents niveaux de bruit traités par SWO et PCA d'une même simulation en MHD idéale	109
3.41	Intégrants des fonctions de structures et les résidus, calculés sur un cube traité par SWO et PCA d'une même simulation en MHD idéale	111
3.42	Fonctions de structures calculées sur un cube traité par SWO et PCA d'une même simulation en MHD idéale	112
3.43	Fonctions de structures calculées sur un cube traité par SWO et PCA d'une même simulation en MHD idéale en fonction de la fonction d'ordre 3	113
3.44	Exposants des fonctions de structures (et résidus) calculées sur les cubes de <i>SNR</i> différents mais provenant d'une même simulation en MHD idéale, reconstruits suivants SWO et PCA.	114
3.45	Spectres typiques des cubes provenant d'une simulation en MHD idéale	116
3.46	Cartes de l'intensité intégrée de cubes provenant d'une simulation en MHD idéale	117
3.47	Cartes des centroïdes de vitesses de cubes provenant d'une simulation en MHD idéale	118
3.48	Distributions d'incrément des centroïdes de vitesses de cubes provenant d'une simulation en MHD idéale	119
3.49	Intégrants des fonctions de structures à différents ordres p de cubes provenant d'une simulation en MHD idéale	120
3.50	Exposants des fonctions de structures de cubes provenant d'une simulation en MHD idéale	121
3.51	Cartes par canaux de vitesse et spectres moyens des observations du Polaris Flare	123
3.52	Exposants des fonctions de structures des observations du Polaris Flare, calculés par Hily-Blant et al. (2008) , et avec leurs centroïdes de vitesse et le code <i>Unveil.jl</i>	124
3.53	Histogrammes des incréments des centroïdes de vitesse des observations du Polaris Flare traitées par SWO et PCA	125
3.54	Résultats des méthodes SWO et PCA sur les données du Polaris Flare	126
3.55	Intégrants des fonctions de structures des observations du Polaris Flare, traitées par SWO et PCA	127

3.56	Fonctions de structures fonction du lag et de $S_3(l)$ des observations du Polaris Flare traitées par SWO et PCA	129
3.57	Exposants des fonctions de structures des observations du Polaris Flare traitées par SWO et PCA	130
4.1	Schéma de principe d'un radiotélescope à antenne unique.	134
4.2	Diagramme de rayonnement d'une antenne	136
4.3	Illustration de la méthode de frequency switching	140
4.4	Vitesse de l'observatoire par rapport au Référentiel au Repos Local (LSR) au cours de l'année	142
4.5	Effet de la position de la raie mésosphérique sur une observation	143
4.6	Étapes de corrections de la raie mésosphérique	144
4.7	Schématisation d'une cartographie <i>On-The-Fly</i>	145
4.8	Illustration du délai de réception d'une onde plane entre deux antennes	151
4.9	Illustration de la projection des antennes d'un réseau d'interféromètre sur le plan (u,v)	152
4.10	Exemple de plan (u,v)	154
4.11	Comparaison des méthodes de déconvolution HOGBOM et SDI	157
4.12	Mosaïque réalisée pour l'observations de DCI	158
5.1	Image (B,V,R) de la région de la Pipe Nebula	163
5.2	Carte en extinction et histogrammes de la densité de colonne de la Pipe Nebula	165
5.3	Carte <i>Herschel-SPIRE</i> et polarisation de la Pipe Nebula	167
5.4	Pression interne du gaz des cœurs de la Pipe Nebula	169
5.5	Carte en extinction de la Pipe Nebula	170
5.6	CMF de la Pipe Nebula obtenue dans plusieurs travaux	172
5.7	Différences entre deux cartes en extinctions de la Pipe Nebula (Lombardi et al. (2006) et Hasenberger et al. (2018))	174
5.8	Observations en ^{13}CO et $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula	175
5.9	Carte de la densité de colonne de la Pipe Nebula	177
5.10	Carte par canaux en vitesse de notre cube PPV de la Pipe Nebula	196
5.11	Spectres types de notre cube PPV de la Pipe Nebula observée en $^{12}\text{CO}(1-0)$	198
5.12	Régions distinguées par les coupes PV des données $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula	199
5.13	Coupes Position/Vitesse de notre cube PPV de la Pipe Nebula observée en $^{12}\text{CO}(1-0)$	200
5.14	Superpositions de nos observations du gaz à des observations de <i>Herschel-SPIRE</i> de la Pipe Nebula	202
5.15	Diagrammes de corrélation de nos observations du gaz et d'observations <i>Herschel-SPIRE</i> de la Pipe Nebula	202
5.16	Superposition de nos observations à petit échelle de la Pipe Nebula sur des observations grande échelle	204

5.17	Résultat de la RHT sur notre cube PPV de la Pipe Nebula en $^{12}\text{CO}(1-0)$	206
5.18	Position de la paire de structures M_2 extraites par RHT du cube en $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula	209
5.19	Position de la paire de structures I extraites par RHT du cube en $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula	209
5.20	Diagrammes polaires de l'intensité adimensionnée des structures filamenteuses extraites par RHT de notre cube PPV de la Pipe Nebula	214
5.21	Paramètre de convergence de la PCA utilisé sur notre cube PPV de la Pipe Nebula	217
5.22	Superposition des structures en vitesses sur les cartes d'incrémentes des centroïdes de vitesse de notre cube PPV de la Pipe Nebula	218
5.23	Intégrants des fonctions de structures calculées à partir des données de notre cube PPV de la Pipe Nebula traité par PCA et SWO	219
5.24	Fonctions de structures sous ESS de la Pipe Nebula et ajustements	220
5.25	Exposants des fonctions de structures, calculés à partir des données de notre cube PPV de la Pipe Nebula, traité par PCA et SWO	221
6.1	Complexe du Chamaeleon à $500\mu\text{m}$	224
6.2	Carte en vitesse de l'émission ^{12}CO du complexe du Chamaeleon par Mizuno et al. (2001)	227
6.3	Carte en poussière et angles de polarisation du nuage DCI	228
6.4	Carte <i>IRAS</i> à $12\mu\text{m}$ de la région de DCI et émission HI.	229
6.5	Évolution de l'intensité à $100\mu\text{m}$ en fonction de l'extinction pour les nuages du complexe du Chamaeleon	230
6.6	Émission 12, 60 et $100\mu\text{m}$ et rapport $I_\nu(12\mu\text{m})/I_\nu(250\mu\text{m})$ du complexe du Chamaeleon	231
6.7	Distribution Spectrale en Énergie des champs que l'on a observés dans DCI	235
6.8	Spectres moyennés par régions pour les deux champs que l'on a observés dans DCI	237
6.9	Spectres moyens des deux champs que l'on a observés dans DCI et distributions des largeurs équivalentes	238
6.10	Cartes par canaux en vitesse pour les deux champs que l'on a observés dans DCI	240
6.11	Étapes de caractérisation des largeurs de filament des données de DCI	241
6.12	Structures filamenteuses en $^{12}\text{CO}(1-0)$ du champ A de DCI	242
6.13	Cartes de l'intensité intégrée et coupes positions vitesses pour les deux champs que l'on a observés dans DCI	244
6.14	Paramètre de convergence de la PCA pour les deux champs que l'on a observés dans DCI	246
6.15	Résultats des méthodes SWO et PCA sur le champ A de DCI300.2-16.9	246
6.16	Cartes des centroïdes de vitesse pour les champs A et D de DCI, avec superposition des filaments, traité par PCA	247

6.17	Distributions des incréments des centroïdes de vitesse pour les deux champs que l'on a observés dans DCI traités par PCA	248
6.18	Intégrant des fonctions de structures pour les champs A et D de DCI300.2-16.9 traité par PCA et SWO	249
6.19	Exposants des fonctions de structures calculés sur le champ A de DCI300.2-16.9 traité par PCA	250
A.1	Impact de la taille du kernel utilisé lors de la première étape du code RHT	265
A.2	Impact du rayon du disque d'extraction utilisé lors de la seconde étape de RHT	266
A.3	Impact du seuil lors de la dernière étape de RHT	268
A.4	Cartes par canaux et résultats de RHT sur notre cube PPV de la Pipe Nebula	269
A.5	Vérification par simulation de la largeur des filaments extraits par RHT . .	271
A.6	Paire de structures A	272
A.7	Paire de structures B	272
A.8	Paire de structures C	273
A.9	Paire de structures D	273
A.10	Paire de structures E	273
A.11	Paire de structures F	274
A.12	Paire de structures G	274
A.13	Paire de structures H	274
A.14	Paire de structures I	275
A.15	Paire de structures J	275
A.16	Paire de structures K	275
A.17	Paire de structures M_1	276
A.18	Paire de structures M_2	276
B.1	Angles moyens de polarisation sur une carte de la poussière de la Pipe Nebula	279
B.2	Spectre moyen en intensité $^{12}\text{CO}(1-0)$ dans une région nos observations de la Pipe Nebula	280

Liste des tableaux

1.1	Conditions typiques des 5 phases du milieu interstellaire	3
3.1	RMS, intensités maximales et SNR moyens des cubes simulés par fBms, ainsi que des cubes de Polaris présentés Section 7.	86
3.2	Grandeurs physiques des cubes simulés en MHD idéale	98
3.3	Grandeurs physiques des cubes simulés en MHD idéale	116
5.1	Caractérisation des paires de structures de la Pipe Nebula	208
5.2	Commentaires sur les paires de structures de la Pipe Nebula	210
6.1	Estimation des masses de H ₂ de DCI dans la littérature	232
6.2	Caractérisation des filaments visibles en ¹² CO(1-0) dans le champ A de DCI	242
B.1	Paramètres relatifs au champ magnétique estimés dans la Pipe Nebula . . .	285

Glossaire

- 2MASS** Two Micron All Sky Survey. [11](#), [169](#), [223](#)
- ACA** Atacama Compact Array. [150](#), [152](#), [158](#), [219](#), [224](#), [229](#), [230](#), [239](#), [252](#)
- ALMA** Atacama Large Millimeter/submillimeter Array. [150](#), [152](#), [158](#), [178](#), [219](#), [224](#), [229](#), [252](#), [253](#)
- BD** Basse Densité. [164](#), [166](#), [173](#), [176](#), [178](#), [192](#), [217](#)
- CMB** Fond Diffus Cosmologique. [229](#)
- CMF** Fonction de Masse des Coeurs. [4](#), [166](#), [171](#), [173](#), [218](#)
- CV** Centroid Velocity. [33](#), [43](#), [47](#), [48](#), [51](#), [53](#), [64](#), [70](#), [72](#), [75](#), [77–79](#), [81](#), [83](#), [84](#), [86](#), [88](#), [89](#), [96](#), [97](#), [104](#), [107](#), [115](#), [117](#), [118](#), [122](#), [124](#), [127](#), [128](#), [213](#), [216](#), [241](#), [243](#), [249](#), [250](#)
- CVI** Centroid Velocity Increment. [33](#), [34](#), [43](#), [47](#), [78](#), [79](#), [81](#), [83](#), [84](#), [89](#), [91](#), [93](#), [95–97](#), [107](#), [110](#), [118](#), [122](#), [124](#), [127](#), [131](#), [213](#), [215](#), [216](#), [241](#), [243](#), [247](#), [250](#), [252](#), [253](#)
- DCF** Davis-Chandrasekhar-Fermi. [273](#), [279–281](#)
- ESS** Extended-Self-Similarity. [38](#), [80](#), [112](#), [121](#), [122](#), [127](#), [128](#), [216](#), [246](#)
- fBm** Fractal Brownian-Motion. [59](#), [83–86](#), [128](#), [250](#)
- HD** Haute Densité. [164](#), [166](#), [168](#), [173](#), [176](#), [178](#), [192](#), [217](#)
- HPBW** Half Power BeamWidth. [147](#), [229](#)
- IMF** Fonction Initiale de Masse Stellaire. [4](#), [166](#), [171](#), [172](#)
- IRAM** Institut de Radioastronomie Millimétrique. [12](#), [13](#), [122](#), [133](#), [178](#), [212](#)
- K41** [Kolmogorov \(1941\)](#). [15](#), [18](#), [19](#), [21](#), [24](#), [36](#), [38–43](#), [59](#), [80](#), [118](#), [122](#), [246](#)
- LSR** Référentiel au Repos Local. [141–143](#)
- MHD** MagnétoHydroDynamique. [29](#), [97](#), [98](#), [116](#), [128](#), [208](#), [250](#), [273](#)
- MIS** Milieu InterStellaire. [2](#), [3](#), [5](#), [8](#), [12](#), [29](#), [30](#), [43](#), [46](#), [130](#), [172](#), [200](#), [227](#), [229](#), [281](#)
- PACS** Photodetecting Array Camera and Spectrometer. [12](#), [171](#), [172](#), [230](#)

PAH Polycyclic Aromatic Hydrocarbon. 227, 229, 231, 247, 252

PC Principal Component. 56, 57, 59–67, 69, 70, 72, 75, 76, 80, 88, 101, 104, 107, 110, 122, 212, 213

PCA Principal Component Analysis. 14, 46, 51, 52, 54–60, 62, 64, 65, 70, 72, 75, 77, 78, 80, 81, 83, 84, 88, 89, 91, 93, 96, 97, 99, 101, 104, 107, 110, 112, 113, 115, 117, 122, 124, 127, 128, 130, 212, 213, 216, 241, 243, 245, 246, 250–252

PDF Fonction de Densité de Probabilité. 33, 34, 36, 89, 93, 122, 124, 127, 131, 173, 249–251

PPV Position-Position-Velocity. 54–56, 77, 83, 85–87, 97, 99, 100, 122, 178, 192, 193, 201, 214, 230, 251, 253

PV Position-Vitesse. 196, 239, 240

RHT Rolling Hough transform. 202, 205, 207, 209, 252, 253, 257, 260, 263, 266

RMS Root Mean Square. 41, 86, 227, 230, 231

SBV Structure à Basse Vitesse. 194, 198, 213, 239, 241

SED Distribution Spectrale en Energie. 172, 173, 230, 231

SHV Structures à Haute Vitesse. 194, 196, 198, 213, 239

SN Supernovae. 2, 3, 26, 217, 224–226, 229, 247, 252

SNR Signal-To-Noise ratio. 143, 202, 250, 253, 260

SPIRE Spectral and Photometric Imaging Receiver. 5, 9, 10, 12, 158, 163, 171, 172, 198, 200, 220, 227, 230

SWO Spectral Window Optimisation. 14, 46, 51–53, 72, 80, 81, 83, 84, 89, 91, 93, 96, 97, 99, 101–104, 107, 110, 112, 113, 115, 122, 124, 127, 128, 212, 213, 216, 241–243, 245, 246, 250, 252

YSOs Young Stellar Object. 173, 221

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1	Les nuages moléculaires dans la Voie Lactée	1
1.1	Les phases du MIS	2
1.2	La formation d'étoiles	4
2	Éléments d'introduction à la turbulence	6
2.1	Description du nombre de Reynolds	6
2.2	La turbulence des nuages moléculaires	8
3	Méthodes d'observations	10
3.1	Observations dans le visible	10
3.2	Observation de la poussière	11
3.3	Observations radio	12
4	Description du sujet de thèse	14

Ce chapitre présente les principes fondamentaux introduisant mon sujet de thèse. Pour commencer, je décris les régions que nous étudierons dans la Section 1 : les nuages moléculaires. Puis, dans la Section 2, j'introduis un phénomène primordial de l'évolution des nuages moléculaires : la turbulence. Enfin, je présente les méthodes d'observations que j'ai utilisé pour l'étude des nuages moléculaires dans la Section 3. Ces différentes parties suivent un fil rouge, permettant finalement d'arriver à la description de mon sujet de thèse (Section 4).

1 Les nuages moléculaires dans la Voie Lactée

L'observation du ciel nocturne est une porte d'entrée sur la compréhension de nos origines. Nous sommes dans la Voie Lactée, une galaxie à bras spiraux. Depuis des centaines d'années, on observe sa structure et sa composition, catégorisant chaque élément qui l'abrite. De nos jours, sont repertoriés des milliards d'étoiles ([Gaia Collaboration, 2020](#)), des milliers d'exoplanètes, des centaines de nuages moléculaires et le trou noir trônant au centre. Être à l'intérieur de la Galaxie nous donne l'avantage d'avoir accès à des résolutions spatiales de très bonnes qualité, en échange de ne pas pouvoir sonder directement la

structure 3D des objets qui l’habitent. Les observations d’autres Galaxies permettent de s’affranchir de ce problème, qui seront alors comparées aux observations de la Voie Lactée.

Durant ma thèse, je me suis intéressé aux nuages moléculaires qui structurent notre Galaxie. Afin de profiter de la meilleure résolution spatiale possible, nous nous sommes concentrés sur les nuages les plus proches de notre Soleil. Dans cette section, je souhaite présenter ce milieu complexe, mais primordial à notre bonne compréhension de l’Univers via deux questions : d’où viennent-ils et comment évoluent-ils ?

1.1 Les phases du MIS

Le **Milieu InterStellaire (MIS)** est la structure qui complète l’espace entre les étoiles. Il est composé à 99% de gaz et à 1% de poussière, sous forme d’ions, d’atomes, de molécules et de particules solides qui se déplacent ensemble. Il peut se présenter sous 5 phases, dont les températures et densités typiques sont indiquées dans la Table 1.1. Je présente ici une évolution de ces phases par refroidissement successif.

Le premier état est le *Hot Ionized Medium (HIM)*. La première discussion théorique de l’existence de ce milieu revient à **Spitzer (1956)**. L’observation de nuages HI très au-dessus du plan galactique (couronne galactique, sur plus de 1 kpc) indiquent que cette phase a une température élevée (supérieure à $10^{5.5}$ K) lui permettant de supporter les forces gravitationnelles sans s’effondrer dans le plan galactique.

Cette phase peut être refroidie via l’émission de rayons X, devenant alors le *Warm Ionized Medium (WIM)*. La première proposition de l’existence de cette phase revient à **Hoyle & Ellis (1962)**. Cette phase se trouve sous la forme d’un plasma contenant des atomes d’hydrogènes ionisés via l’explosion de **Supernovae (SN)**, seul mécanisme permettant un tel taux d’ionisation (**Wood et al., 2010**). Étant moins chaude que le HIM (moins de 10^4 K, **Reynolds et al. (2001)**), cette phase serait moins étendue, de l’ordre du kpc.

Le *Cold Neutral Medium (CNM)* et le *Warm Neutral Medium (WNM)* sont deux phases encore plus froides, atteignant des températures de l’ordre de 10^2 à 10^3 K. Initialement modélisées par **Field et al. (1969)**, elles coexistent dans le MIS et sont thermodynamiquement stables. Par sa faible température, le CNM a l’avantage de permettre la formation de H_2 à la surface de grains de poussières.

Enfin, on peut parler de nuages moléculaires lorsque des molécules plus complexes se forment, permettant alors aux étoiles de naître. Les nuages ont une durée de vie de l’ordre de 20 Myr (**Chevance et al., 2020**) et ont une taille de l’ordre de quelques parsecs. Principalement constitués d’hydrogène moléculaire, ils sont cependant distingués en trois grandes familles : dense, transparent (ou *translucent* en anglais) et diffus. Ce dernier terme est généralement attribué au gaz dont la densité de colonne d’hydrogène ne dépasse pas environ 10^{21} cm⁻². La Fig.1.1, adaptée de **Snow & McCall (2006)**, présente les densités d’atomes et de molécules de ces familles en fonction de la densité de colonne. On y voit que la dénomination du type de nuage suit l’étape d’évolution chimique de ceux-ci : un nuage moléculaire dense aura des molécules de CO, au contraire d’un nuage moléculaire diffus qui aura une prédominance d’atomes de C⁺. Les nuages moléculaires peuvent prendre

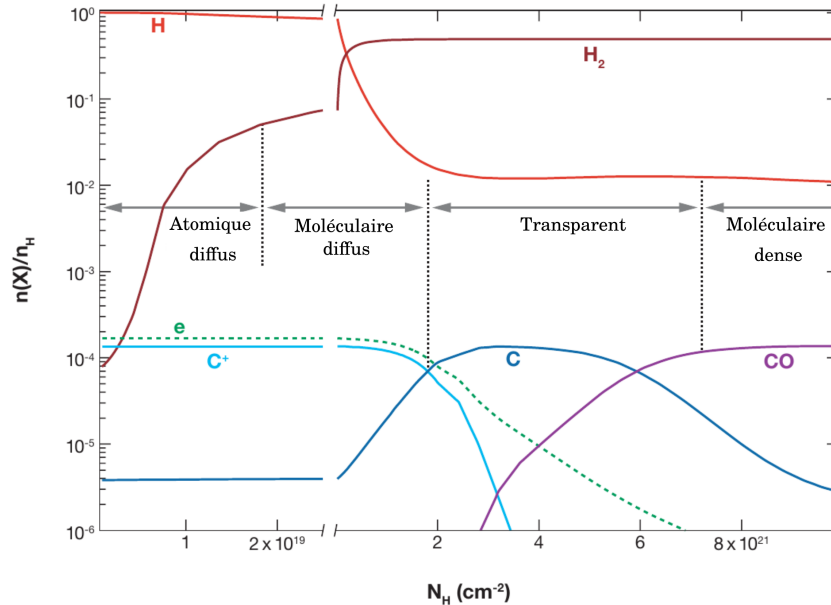


FIGURE 1.1 – Densité d’atomes et de molécules (adimensionnée par la densité d’atomes d’hydrogènes) en fonction de la densité de colonne d’hydrogènes. Ces résultats sont obtenus via modélisation d’une région de photodissociation. Figure adaptée de [Snow & McCall \(2006\)](#), elle-même adaptée de [Neufeld et al. \(2005\)](#).

TABLE 1.1 – Conditions typiques des 5 phases de l’ISM. Adapté de [Draine \(2011\)](#).

Phase	T [K]	n_H [cm^{-3}]
Hot ionised medium (HIM)	$\geq 10^{5.5}$	~ 0.004
Warm ionized medium (WIM)	$\sim 10^4$	$0.3 - 10^4$
Warm neutral medium (WNM)	~ 5000	0.6
Cold neutral medium (CNM)	~ 100	30
Nuages moléculaires	10 - 50	$10^2 - 10^6$

plusieurs formes : on parlera de clump à formation d’étoiles pour des tailles allant de 0.2 à 2 pc, et de nuage moléculaires géants entre 2 et 20 pc ([Draine, 2011](#)).

L’accrétion du gaz et de la poussière dans les nuages moléculaires permet la formation de cœurs denses dans un premier temps, puis d’étoiles. Cette formation va interagir avec le nuage environnant par propulsion de matière, jusqu’à son explosion possible en SN suivant sa masse. L’explosion d’une SN va redistribuer dans le milieu les atomes formés lors de la vie de l’étoile. Cet éjecta se retrouve à former la première phase du MIS : le HIM.

La description des phases du MIS que je viens de présenter pourrait faire comprendre qu’il y a un cycle entre elles, allant de la plus chaude à la plus froide. En réalité, le gaz se refroidit et se condense, mais il peut aussi être chauffé par les étoiles et s’évaporer. Ainsi, il ne faut pas considérer un sens d’évolution, mais plutôt un ensemble de processus qui vont faire évoluer ce milieu par ces différentes phases.

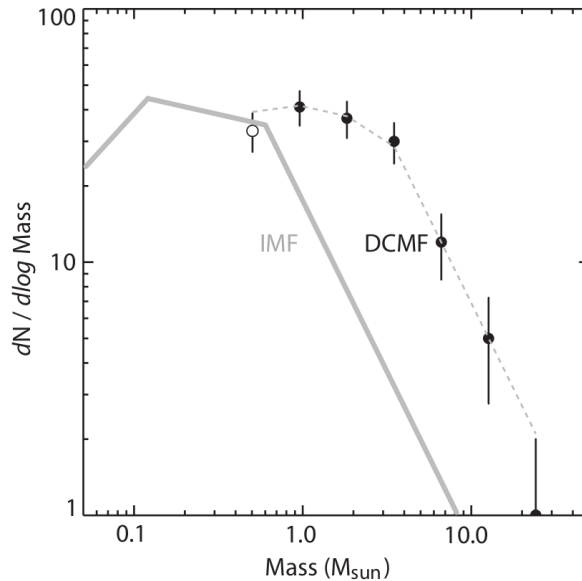


FIGURE 1.2 – IMF du Trapèze (Muench et al., 2002) en gris et CMF de la Pipe Nebula (Alves et al., 2007) en noir.

1.2 La formation d'étoiles

Plusieurs étapes sont nécessaires à la formation d'étoiles, chacune présentant des processus complexes dont nous n'avons pas encore toutes les clefs. Ainsi, l'un des problèmes fondamentaux est de comprendre pourquoi le temps de conversion du gaz moléculaire en étoile est si long. Pour pouvoir répondre à cette question, il faut étudier les objets impliqués dans la formation d'étoiles : les cœurs denses.

Historiquement, la comparaison des **Fonction de Masse des Coeurs (CMF)** et **Fonction Initiale de Masse Stellaire (IMF)** a montré des caractéristiques similaires, comme nous pouvons le voir dans la Fig. 1.2, extraite de l'étude de Alves et al. (2007). On y voit la même pente, ainsi que des maxima distants d'un facteur ~ 4 . Ce facteur de différence est interprété dans cette étude comme une perte de masse lors du processus de formation des étoiles via des jets et éjectas introduisant de l'énergie dans le milieu. Cependant, les récentes analyses multi-traceurs du survey *ALMA-IMF* questionnent maintenant de la similarité de ces pentes (Pouteau et al., 2022, 2023). Il a ainsi été démontré via des observations de régions à différents états de formation d'étoile que la pente de la **CMF** dépend en réalité du milieu environnant. Ainsi, une région contenant du *stellar feedback* aura une pente moins prononcée (appelée *top-heavy*) qu'une région sans formation d'étoiles. De plus, la comparaison des pentes **CMF/IMF** n'est pas complète, car un cœur de $4M_{\odot}$ ne donnera pas forcément une étoile de $1M_{\odot}$: les processus qui entrent en jeu sont bien plus complexes que la comparaison directe semblait alors le supposer. Cependant, même si des différences semblent apparaître, les simulations numériques et les observations montrent clairement que les cœurs denses et les étoiles sont étroitement liés (Commerçon et al., 2011, Motte et al., 2018).

Ainsi, la formation d'étoiles prend place dans des cœurs denses situés dans des nuages moléculaires, dans lesquels les atomes et molécules sont protégés des radiations externes.

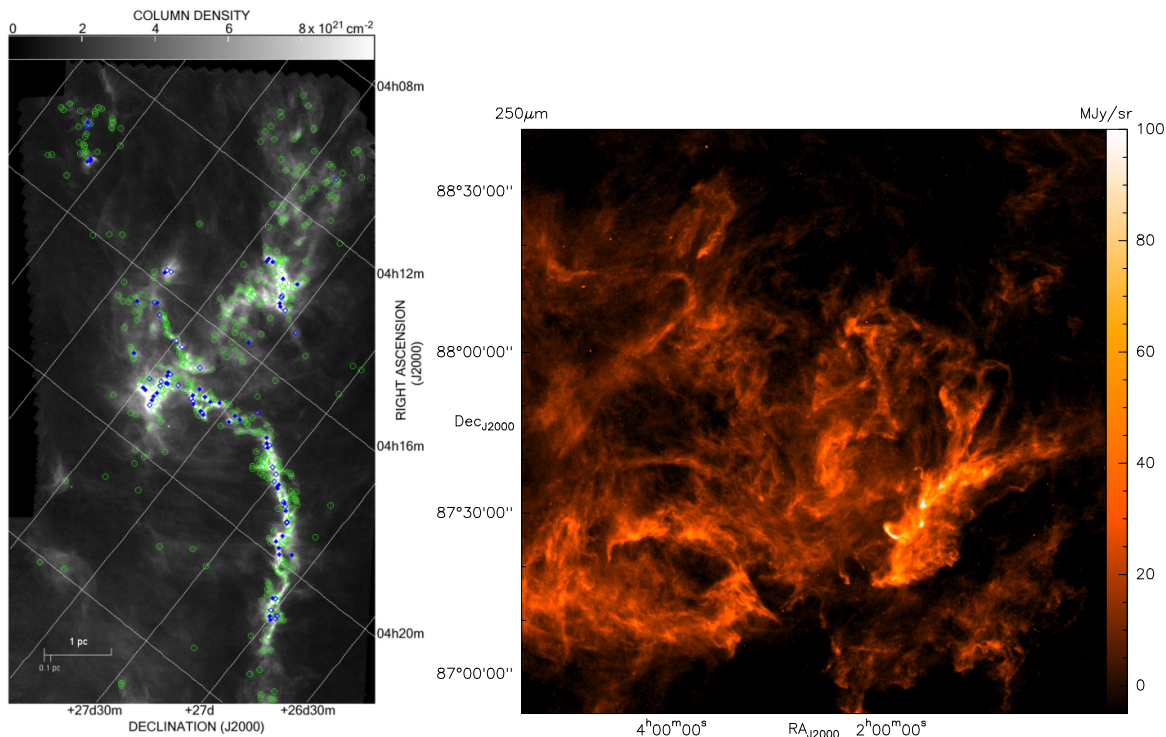


FIGURE 1.3 – *Gauche* : Densité de colonne du Taurus. Les cercles verts sont des cœurs sans étoiles, les diamants bleu remplis sont des cœurs prestellaires, et les vides des candidats. Extrait de Marsh et al. (2016). *Droite* : Observations à $250 \mu\text{m}$ du nuage du Polaris Flare par *Herschel-SPIRE* (Miville-Deschênes et al., 2010). Les filaments les plus tenus sur cette image ont une densité de colonne totale aussi basse que $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, tandis que les plus intenses ont $N_{\text{H}} > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

La température de ces régions est alors faible (environ 10K), et les atomes peuvent former des molécules. Caractériser ces cœurs via des observations est difficile car, comme toute observation en astronomie, on souffre de la projection sur le plan du ciel d'une structure en 3 dimensions. Cependant, il est possible d'étudier leurs régions de formations.

La Fig. 1.3, extraite de Marsh et al. (2016), présente la densité de colonne d'une région du nuage moléculaire du Taurus où les cœurs denses sont indiqués par des cercles verts et diamants bleus (suivant leurs états évolutifs, voir légende). On y voit une nette association spatiale entre les cœurs denses et les régions de plus fortes densités de colonne. Généralisé dans d'autres nuages, nous savons donc que les cœurs se forment dans des filaments massifs.

Ces filaments sont des structures abondantes dans le MIS, comme a pu le montrer le Gould Belt Survey réalisé avec *Herschel-Spectral and Photometric Imaging Receiver (SPIRE)* (André et al., 2010). À droite de la Fig. 1.3 est une de ces observations dans le Polaris Flare (Miville-Deschênes et al., 2010), où l'on voit des filaments très intenses se mêler à des filaments tenus. La densité de colonne des filaments les plus tenus a été estimé aussi basse que $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, tandis que les plus intenses ont une densité de colonne estimée à 10^{22} cm^{-2} , égale au filament massif présenté dans le Taurus.

La stabilité de ces cœurs n'est pas acquise, et se joue alors une compétition entre

4 effets de pressions : thermiques, magnétiques, turbulentes et gravitationnelles. Par les effets gravitationnels, le cœur va s'effondrer, pour former ce que l'on appelle des cœurs pré-stellaires, nouvelle brique de la formation d'étoiles.

On peut maintenant questionner le processus de formation de ces filaments. La coexistence de filaments tenus et fins proches de filaments massifs va conduire à une description de plusieurs types d'accrétions (Colín et al., 2013, Cox et al., 2016, Seifried et al., 2017, 2020). Cette coexistence semble aussi liée au champ magnétique. Ainsi, Planck Collaboration et al. (2016) ont pu montrer que les nuages de notre environnement proche voient une augmentation de la densité de colonne des filaments lorsqu'ils sont perpendiculaires au champ magnétique projeté sur le plan du ciel. Inversement, lorsque le champ magnétique projeté est parallèle aux filaments, ceux-ci sont de plus faible densité. Ce résultat, approfondi par d'autres observations du gaz et de la poussière (Inoue & Inutsuka, 2016, Soler, 2019, Seifried et al., 2020, Pattle et al., 2022), montre un lien fort entre le champ magnétique et la formation des filaments.

La dissipation de la turbulence est un autre acteur majeur de la formation de ces filaments. En effet, le nombre de Mach sonique $\mathfrak{M}_S = \sigma_v/c_s$ dans les nuages moléculaires est estimé de plusieurs unités, voir dépassant la dizaine (Burkhart et al., 2010, Brunt, 2010), indicateur d'un milieu supersonique et turbulent. Les filaments fins et longs se forment dans un premier temps, résultat de la dissipation turbulente provenant de collisions à l'échelle sonique (Federrath et al., 2021). Cependant, cette voie de formation permet d'expliquer les filaments les plus denses ($N_H > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) mais pas les filaments les plus fins et ténus de poussières que l'on peut observer. Ainsi, d'autres processus de dissipation différents des chocs étant à l'origine de ces filaments sont étudiés (Richard et al., 2022).

La compréhension des processus d'évolution des nuages moléculaires passe donc par l'étude de nombreux processus physiques, dont nous n'avons fait qu'explorer la surface par cette introduction. Dans ce travail de thèse, nous nous concentrons principalement sur les effets de la turbulence par la caractérisation de ses propriétés.

2 Éléments d'introduction à la turbulence

2.1 Description du nombre de Reynolds

L'équation de Navier-Stokes constitue la fondation de la description des fluides en mouvement traduisant la conservation de l'impulsion dudit fluide. Pour un fluide de masse volumique ρ , de viscosité cinématique ν , dans lequel règne un champ de pression P et notant la vitesse eulérienne d'une de ses particules \mathbf{v} :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{grad})\mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \mathbf{grad}P + \nu \mathbf{grad}^2 \mathbf{v} + \mathbf{f} \quad (1.1)$$

La vitesse et la pression sont des fonctions de la position \mathbf{r} et du temps t , contrairement à la masse volumique et à la viscosité qui sont supposées constantes dans cette expression. Le dernier terme de droite \mathbf{f} est le terme de forçage. Lorsque le mouvement du fluide

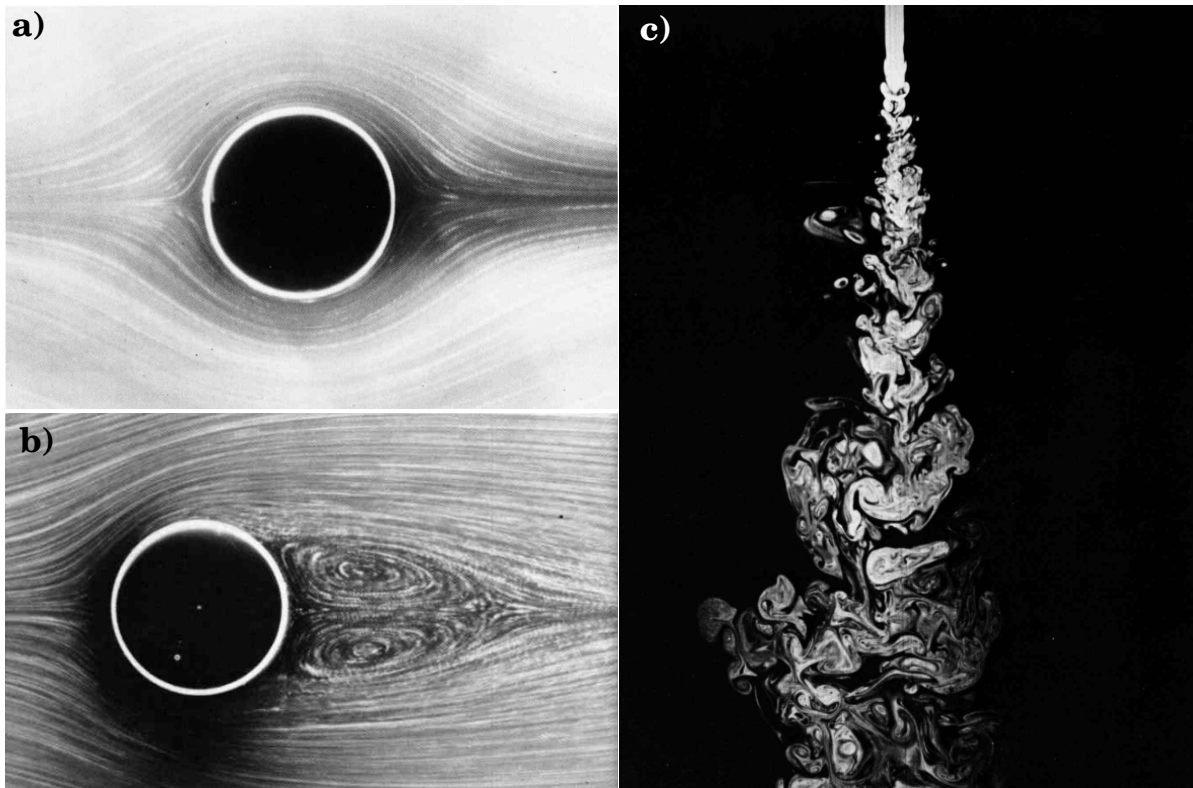


FIGURE 1.4 – Trois exemples de fluides à nombre de Reynolds différents. *a)* Fluide à $Re=0.16$ circulant autour d'un cylindre. *b)* Fluide à $Re=26$ circulant autour d'un cylindre. *c)* Jet d'eau à environ $Re=2300$.

est dominé par sa viscosité, on parle de *fluide laminaire*. À l'opposé, un *fluide turbulent* voit son terme de viscosité $\nu \mathbf{grad}^2 \mathbf{v}$ devenir négligeable devant sa composante inertielle $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{grad}) \mathbf{v}$. Le nombre sans dimension qui traduit la compétition entre ces deux termes est le nombre de Reynolds (Reynolds, 1883). Il est égal au rapport, en ordre de grandeur, des termes d'advection et de dissipation :

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (1.2)$$

L'échelle L est l'échelle intégrale : c'est typiquement une échelle externe liée à l'appareil, par exemple le diamètre d'une conduite. La vitesse U est une vitesse caractéristique mesurable à l'échelle L . Lorsque Re est très petit, l'écoulement est laminaire, et turbulent dans le cas contraire. La transition entre ces deux "états" se situe vers $Re \sim 3000$, mais il n'y a pas, comme par exemple pour la convection, de valeur critique précise¹.

De nombreuses photographies de fluides contraints par des structures sont présentées dans le livre de Van Dyke (1982), dont voici trois exemples Fig. 1.4. Les deux premiers exemples sont des fluides circulant autour d'un cylindre. Pour le premier à $Re=0.16$ (panneau a), le fluide s'écoule autour du cylindre, retrouvant presque parfaitement sa forme initiale. Le fluide suivant à $Re=26$ (panneau b) présente une perte de symétrie droite/-

1. La raison est que la transition met en jeu toute sorte d'instabilités (magnéto-)hydrodynamiques, au premier rang desquelles l'instabilité inertielle de Kelvin-Helmholtz, qui n'a pas de seuil.

gauche : juste derrière le cylindre se trouvent maintenant des tourbillons, appelés *eddies*. La symétrie par rapport à un plan transverse au sens de mouvement du fluide est rompue. Le cylindre provoque un cisaillement dans le fluide à sa surface, à l'origine de processus turbulents par la rencontre de plusieurs champs de vitesse différents créant des tourbillons. Physiquement, le cisaillement du champ de vitesse transporte une partie de l'énergie cinétique ordonnée du fluide amont à plus petite échelle par l'intermédiaire des tourbillons bien visibles à droite du cylindre. Le dernier cas est un jet d'eau à $Re \sim 2300$ (panneau c). Dans ce cas, plus aucune symétrie n'est visible. Cette situation fait apparaître une multitude de tourbillons qui deviennent de plus en plus nombreux à mesure que l'on s'éloigne du point de départ du jet. Le mouvement semble chaotique, mais une symétrie statistique se dégage à travers la multitude de tourbillons : ils se ressemblent et sont en très grand nombre, c'est ce que l'on appelle la turbulence entièrement développée, *fully developed turbulence*. Cette définition s'applique à toute turbulence pouvant se développer sans contrainte telles que des bordures, des forces externes ou de la viscosité. Les tourbillons que l'on voit sont des structures cohérentes, c'est-à-dire des structures dans l'espace qui, à un instant donné, ont une organisation spatiale définie par les paramètres physiques du fluide.

Le passage d'un écoulement laminaire à turbulent est ainsi estimé à $Re \sim 3000$. Cependant, cette transition mettant en jeu toutes sortes d'instabilités, elle n'a pas de valeur critique précise. De manière générale et plus spécifiquement proche de cette transition, ce paramètre ne suffit pas à décrire un fluide et d'autres éléments permettront de caractériser son mouvement. Le nombre de Reynolds est extrêmement utile et peut être interprété de différentes manières qui correspondent à des visions complémentaires de la turbulence. Celles-ci font intervenir la notion d'échelle spatiale des écoulements qui repose sur le concept de cascade turbulente.

2.2 La turbulence des nuages moléculaires

Dans le [MIS](#), la turbulence est injectée à grande échelle via les cisaillements galactiques puis transmise jusqu'à une échelle de dissipation. Le nombre de Reynolds étant un élément fondamental de la description des écoulements d'un fluide, il est légitime de chercher à l'estimer pour les nuages moléculaires. Partons de l'expression de la viscosité d'un gaz, exprimée par $\nu = \sigma_v l_{\text{coll}}/3$, avec l_{coll} le libre parcours moyen des particules, et σ_v la vitesse relative à l'échelle l_{coll} . Le libre parcours moyen est la distance moyenne avant qu'une particule n'entre en collision avec une autre. Il est fonction de la densité du milieu n et de $\Sigma_{\text{H}_2-\text{H}_2} \sim 10^{-14} \text{cm}^2$ la section efficace des collisions élastiques H_2-H_2 . On exprime le libre parcours moyen par : $l_{\text{coll}} = (\sqrt{2}n\Sigma_{\text{H}_2-\text{H}_2})^{-1}$. Ainsi, plus le milieu est dense et plus les particules vont entrer en collision. Pour une densité typique de nuage moléculaire, $n \approx 300 \text{cm}^{-3}$, on obtient $l_{\text{coll}} \approx 3 \times 10^{11} \text{cm}$, soit 0.02au. On prend ensuite l'agitation thermique à 3 dimensions pour décrire la vitesse $\sigma_v = \sqrt{3k_B T/m_{\text{H}_2}}$. Prenant $m_{\text{H}_2} = 2 \text{amu}$

et $T=20\text{K}$ on obtient $\sigma_v \approx 8.7 \times 10^4 \text{cm s}^{-1}$, conduisant finalement à une viscosité² $\nu = 8 \times 10^{15} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$. Pour l'échelle intégrale L nous prenons la taille d'un nuage moléculaire, $\sim 3 \text{pc}$. La dispersion de vitesse à cette échelle est $U \sim 1 \text{km s}^{-1}$, et on a donc

$$\text{Re} \sim \frac{UL}{\nu} \sim 10^8. \quad (1.3)$$

Même si les hypothèses faites pour ce calcul sont criticables³, il est estimé au minimum à 10^5 dans les nuages moléculaires (Chandrasekhar, 1949, Elmegreen & Scalo, 2004, Hennebelle & Falgarone, 2012). On voit donc que le nombre de Reynolds est très supérieur à ≈ 3000 où se situe la transition vers la turbulence.

La turbulence s'exprime aussi dans les raies moléculaires. En effet, les largeurs des raies de CO dans les nuages moléculaires sont mesurées à plusieurs km/s, très supérieures à la largeur thermique à 20K, de l'ordre de 0.6km/s (Falgarone et al., 1998). Cette différence est le fait de mouvements non-thermique du gaz. Ces raies présentent de l'excès d'émission, aussi appelées des ailes. Associées à de la turbulence intermittente, ces ailes représentent la signature de la nature turbulente des mouvements du gaz moléculaire (Falgarone & Phillips, 1990).

Les filaments sont le résultat de processus turbulents, comme nous l'avons mentionné plus tôt. Le panneau à gauche de la Fig. 1.5 montre une carte de la densité de colonne de H_2 dans le nuage moléculaire Serpens. La densité de colonne a été estimée à partir d'images du satellite *Herschel-SPIRE* par Roy et al. (2014) et Palmeirim et al. (2013), résultats que j'ai utilisé pour construire cette carte. En face, c'est une photographie extraite de Van Dyke (1982) d'un fluide turbulent vu de profil. L'émission de la poussière vue par *Herschel* étant optiquement fine, l'image du Serpens trace toute la profondeur du nuage, tout comme la vue de profil de la photographie à sa droite. Sans avoir accès au nombre de Reynolds de ces deux images, on reconnaît ici les caractéristiques de structures turbulentes : des filaments, répartis de manière hétérogène dans l'espace, certains ténus, d'autres intenses, avec des formes arrondies ou parfois très linéaires. De nombreuses autres images de la poussière et du gaz dans d'autres régions du ciel ont pu être faites (par exemple Fig. 1.3), montrant à chaque fois une abondance de ces structures. La découverte de ce haut degré de filamentation dans les nuages moléculaires a d'ailleurs été l'un des résultats majeurs du satellite *Herschel*.

La turbulence est omniprésente dans les nuages moléculaires⁴ et joue un rôle primordiale dans la formation des filaments, cœurs denses et des étoiles. Il est donc nécessaire de l'étudier par des observations des nuages moléculaires.

2. Pour comparaison, la viscosité de l'air à 300K est $\approx 0.16 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$. Si malgré cette grande viscosité, les nuages moléculaires sont très turbulents, c'est à cause de leur taille et des vitesses très supra-thermiques.

3. Notamment la vitesse relative des particules en collision et la nature de ces particules.

4. Par extension dans l'Univers

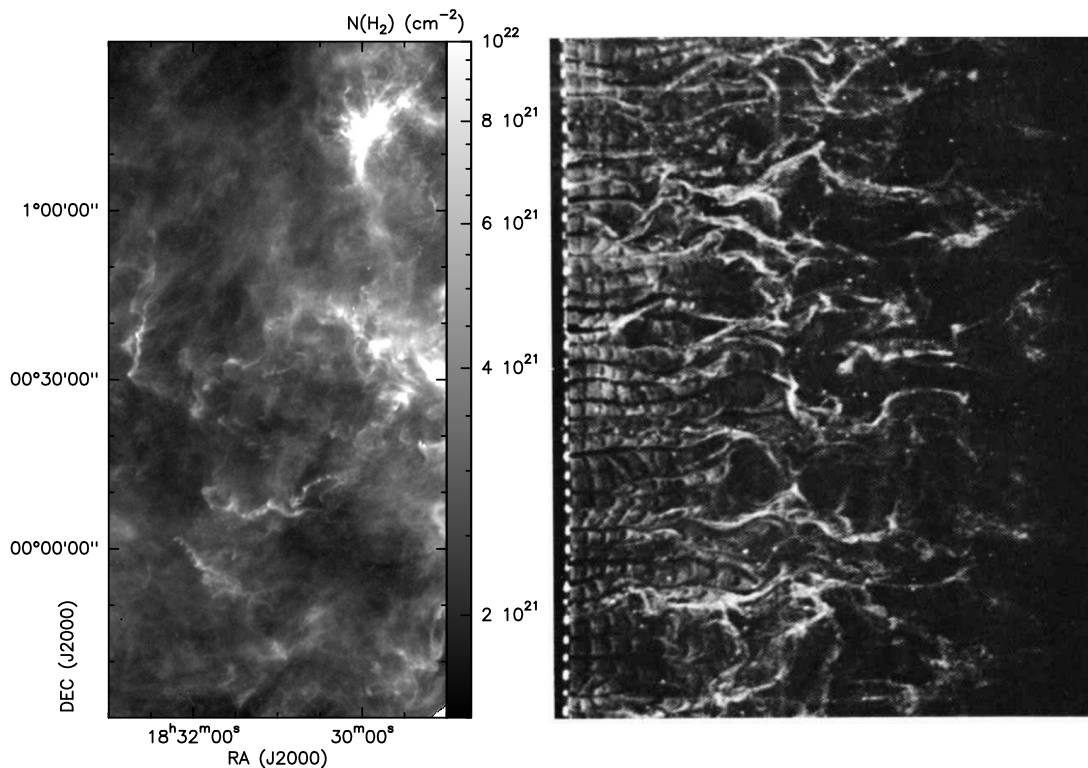


FIGURE 1.5 – *Gauche* : densité de colonne H_2 de la régions du nuage moléculaire Serpens. Image que j’ai extrait à partir de données *Herschel-SPIRE* (Roy et al., 2014, Palmeirim et al., 2013). *Droite* : Photographie d’un fluide turbulent vue de profil (Van Dyke, 1982).

3 Méthodes d’observations

Comme on a pu le voir, le milieu interstellaire est très riche, principalement par sa structuration, mais aussi grâce à son évolution mouvementée. De ce fait, une multitude de moyens sont utilisés pour sonder ce milieu à travers une multitude de longueurs d’ondes. Dans notre cas, nous nous sommes intéressés à 3 types d’observations : l’observation dans le domaine visible pour l’environnement proche, l’observation de la poussière via le domaine infrarouge et les observations radio pour sonder le gaz.

3.1 Observations dans le visible

Les observations dans le visible sont des photographies du ciel. Réalisées par des astrophotographes, elles nous permettent d’apprécier l’environnement projeté sur le plan du ciel des objets que l’on étudie. Les nuages moléculaires ont la particularité de couper les rayons lumineux provenant des étoiles en arrière-plan. Cela leur a valu d’être appelés les *Dark Clouds*, dont un travail pionnier de catégorisation a été réalisé par Barnard (1919). De par le nombre d’astrophotographes dans le monde, il est possible d’obtenir des images de très bonne qualité sur un champ de vue large. Par exemple, l’image en Fig.1.6 de la région de Rho Ophiuchi réalisée par S. Guisard permet déjà d’apprécier plusieurs structures filamenteuses. S’étendant sur 34 par 20 degrés, cette carte est visuellement d’une extrême richesse. Sans avoir utilisé ces images pour pratiquer une physique approfondie,



FIGURE 1.6 – Image de la région Rho Ophiuchi, réalisée par S. Guisard pour le compte de l’ESO (www.eso.org/~sguisard). L’image est l’addition de photographies prises sous trois filtres : B, V et R. Un total de 1200 images individuelles ont été nécessaires, pour un total de 200 heures d’exposition. On y voit notre Galaxie sous la forme d’une barre large et noire presque verticale, ainsi que la structure très allongée presque horizontale de Ophiuchi avec, en son extrémité, Rho Ophiuchi et Antares.

elles nous ont été néanmoins pratiques pour imager les régions.

3.2 Observation de la poussière

La poussière absorbe une partie du rayonnement des étoiles en arrière-plan : plus il y a de poussière le long de la ligne-de-visée et plus le rayonnement est absorbé. Pour obtenir une information correcte de l’absorption de la poussière par une étoile, il faut cependant avoir une information sur l’émission de l’étoile. Pour ce faire, on compare la lumière provenant de la poussière (via l’extinction d’une émission d’étoile) à l’émission d’une étoile similaire qui n’est pas absorbée. Avec des différences suivant les régions, on trouve globalement que l’extinction de la poussière augmente à mesure que la longueur d’onde décroît. De plus, l’extinction peut montrer des marqueurs d’absorption spécifique, tel que des sursauts à 10 et 18 μm indiquant la présence de silicates par exemple. De nombreux résultats sur la distribution spatiale de la poussière ont été obtenus suite au [Two Micron All Sky Survey \(2MASS\)](#) dont l’objectif était de cartographier le ciel en infrarouge. On utilise encore de nos jours les mesures de ce survey, permettant de retrouver l’extinction visuelle produite par la poussière entre l’étoile et nous. Les travaux de [Lombardi et al. \(2006\)](#) sont un exemple de cette méthode, réalisés dans la région de la Pipe Nebula que nous présenterons dans le Chapitre 5.

Une autre information peut provenir de l’interaction poussière/lumière : la polari-

sation. Au départ, la lumière provenant des étoiles n’est pas polarisée. Cependant, son passage à travers le MIS peut la polariser grâce à la forme des grains de poussières, un phénomène découvert par Hall & Mikesell (1949) et Hiltner (1949). Les grains de poussières semblent être majoritairement oblong, et sont en rotations autour de leurs petits axes qui se trouve parallèles au champ magnétique. La lumière qui arrive sur ses grains est en partie absorbée, préférentiellement le long du grand axe des grains. Par ce procédé, la polarisation que l’on mesure en direction des étoiles positionnées derrière des grains de poussière est la polarisation restante, c’est-à-dire celle parallèle au petit axe. Comme ce dernier est parallèle au champ magnétique, on peut obtenir de ce fait son orientation. Même si plutôt orientés pour des applications en cosmologie, les résultats du satellite *Planck* sont encore de nos jours utilisés pour l’étude de la polarisation de la poussière dans les nuages moléculaires. Successeur du *Cosmic Background Explorer (COBE)* et du *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)*, le satellite *Planck* a permis d’ouvrir la voie à de nombreuses études portant sur la comparaison entre l’orientation du champ magnétique projeté sur le plan du ciel et l’orientation de structures allongées dans les nuages moléculaires.

L’absorption de la lumière est aussi réémise par le grain sous la forme d’une émission de lumière infrarouge permettant aux grains de se refroidir. Cette lumière va émerger préférentiellement au grand axe des grains, présentant donc une polarisation plutôt perpendiculaire au champ magnétique projeté sur le plan du ciel. De la même manière que l’absorption de la lumière des étoiles par la poussière produit un rayonnement dépendant de la structure des grains, la lumière émise par refroidissement des grains est aussi très dépendante de leur compositions. Le satellite *Infrared Astronomical Satellite (IRAS)* a été mis en service en 1983 et a eu pour mission d’observer le ciel à 12, 25, 60 et 100 μm , permettant d’étudier ce phénomène. Plus tard, le satellite *Herschel* avec ses instruments *Photodetecting Array Camera and Spectrometer (PACS)*, *SPIRE* et *Heterodyne Instrument for the Far Infrared (HIFI)* a permis de compléter les mesures aux plus grandes longueurs d’ondes, entre 55 et 672 μm . Le nouveau successeur, le *James Webb Space Telescope (JWST)* avec ses instruments *Mid-Infrared Instrument (MIRI)* et *Near-Infrared Camera (NIRCam)* vont permettre encore de compléter ces observations dans les longueurs d’ondes de 5 à 27 μm et de 0.6 à 5 μm respectivement.

3.3 Observations radio

Les ondes électromagnétiques produites par les transitions d’états moléculaires sont détectables par des antennes spécifiques qui travaillent dans le domaine des ondes radio. Les antennes de radioastronomie sont formées d’un miroir principal et d’un miroir secondaire pour diriger le signal vers les instruments de mesures. Le miroir principal peut prendre généralement deux formes : une forme parabolique comme celle de l’antenne de 30m de l’IRAM à Pico Veletta que l’on voit sur la gauche de la Fig.1.7, ou une forme au rayon de courbure plus large comme le radiotélescope de Nançay visible sur la droite de la même figure. Le choix de la forme dépend de la longueur d’onde que l’on souhaite

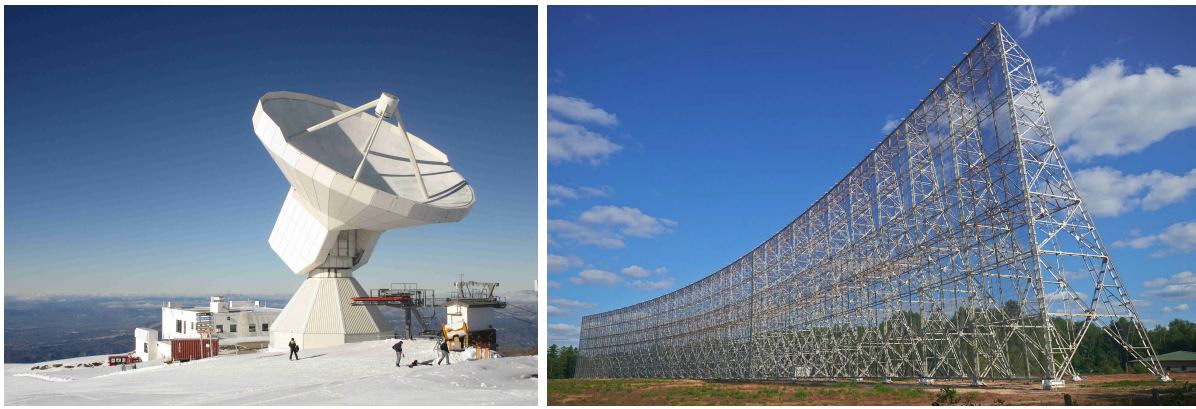


FIGURE 1.7 – *Gauche* : Antenne radio de 30 mètres de l’Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) située à Pico Veletta dans la Sierra Nevada Espagnol, à 2850 m d’altitude. *Droite* : Station de radioastronomie de Nançay de l’observatoire de Paris.



FIGURE 1.8 – *Gauche* : Interféromètre NOEMA de l’IRAM situé au Plateau de Bure à 2250 m d’altitude. Il est composé de 12 antennes de 15m de diamètres. Photographie prise en 2017, le site contenait à l’époque 7 antennes. *Droite* : Interféromètre ALMA réalisé par l’ESO (European Southern Observatory), le NRAO (National Radio Astronomy Observatory) et la NAOJ (National Astronomical Observatory of Japan). Situé dans le désert d’Atacama dans le nord du Chili, il est composé de 54 antennes de 12m de diamètres, et 12 antennes de 7m. Additionnellement, l’Atacama Compact Array (ACA) permet d’accéder aux grandes échelles spatiales par le biais de 12 antennes de 7m et de 4 antennes de 12m.

observer. Avec l’antenne de 30m, la résolution angulaire obtenue est de l’ordre de $22''$ à 115GHz, avec une résolution spectrale de 50kHz ou 20kHz suivant le spectromètre utilisé.

Il est cependant évident que les tailles d’antennes ne peuvent pas être infiniment grandes, et il pourrait donc sembler que les plus petites résolutions angulaires ne seraient pas atteignables. C’est pour avoir quand même accès à ces résolutions que l’interférométrie a été conçue. Les interféromètres se présentent sous la forme d’un réseau de plusieurs antennes, qui observent la même source en même temps. On peut citer l’interféromètre NOEMA (*NORthern Extend Millimeter Array*) de l’IRAM, visible en haut de la Fig.1.8, ou l’interféromètre ALMA (*Atacama Large Millimeter-submillimeter Array*) en bas de cette même Figure.

Cette configuration sous la forme d’un réseau d’antennes permet le principe suivant : ce n’est plus la dimension d’une antenne seule qui dictera la résolution angulaire obtenue, mais l’écart le plus long entre deux antennes dans le réseau. Ainsi, le réseau observe un objet avec la même résolution qu’une antenne seule qui aurait un diamètre total égal à

la distance la plus grande. Ces distances sont appelées des lignes de base. Avec ALMA à une fréquence de 115GHz, la plus longue distance étant de 16km, la plus petite échelle qui sera sondée est de l'ordre de 0.041".

4 Description du sujet de thèse

La turbulence est omniprésente dans les nuages moléculaires. Elle va impacter sa structuration par la formation de filaments, mais aussi des cœurs denses lorsqu'elle se dissipe. Pour comprendre la formation des étoiles qui se produit dans les cœurs denses, il est nécessaire de comprendre toutes les étapes de la formation des cœurs denses, ce qui passe donc par la caractérisation des processus dissipatifs de la turbulence.

Nous verrons dans le Chapitre 2 dédié à une description théorique de la turbulence que sa dissipation s'exprime de manière concentrée aléatoirement dans le temps et l'espace : elle est donc imprévisible. Cependant, ses propriétés sont accessibles par le biais d'une analyse statistique, comme le laisse supposer les photographies de fluides turbulents (cf Fig. 1.5). Le premier volet de mon travail a donc consisté en l'écriture d'un code en vue de réaliser une telle analyse. Écrit en langage informatique Julia, il sera présenté dans le Chapitre 3. Une première partie du code fait un traitement des données en utilisant deux méthodes, appelées [Spectral Window Optimisation \(SWO\)](#) et [Principal Component Analysis \(PCA\)](#). Leur but est de réduire l'incertitude associée aux mesures du champ de vitesse des nuages de deux manières différentes et indépendantes. Pour ce faire, la première, inspirée des travaux de [Pety & Falgarone \(2003\)](#), supprime les canaux en vitesse associés au bruit afin de ne conserver que le signal. La seconde, utilisant une méthode mathématique de manière inédite dans ce domaine, réduit considérablement le bruit. Le code fait ensuite le calcul des cisaillements en vitesses, ainsi que des fonctions de structures, outils fondamentaux de l'analyse du champ de vitesse turbulent.

Les filaments des nuages moléculaires, berceaux des cœurs denses, se forment grâce à la turbulence. Le second volet de mon travail de thèse porte donc sur l'analyse structurale des régions de turbulence dans des nuages moléculaires. Nous avons observé deux nuages moléculaires situés dans des régions différentes : une portion de la Pipe Nebula située dans la région de Rho Ophiuchi, et des régions du nuage DC1300.2-16.9 situé dans le complexe du Chamaeleon. Ces observations seront présentées dans les Chapitres 5 et 6 respectivement. S'exprimant dans les raies moléculaires, plusieurs traceurs chimiques sont utilisés, permettant par l'analyse des régions environnantes et par la caractérisation des structures filamenteuses d'apporter des informations nouvelles quant à la probable existence de dissipation de la turbulence. N'ayant pas accès à des résolutions suffisamment grandes pour détecter les formes des structures responsables de la dissipation, ce travail est finalement un tremplin pour l'obtention d'heures supplémentaires sur des instruments à meilleure résolution angulaire.

Pour résumer, mon sujet de thèse vise à étudier les régions de dissipations de la turbulence dans les nuages moléculaires via la caractérisation de structures visibles dans des observations et par le traitement statistiques de ces mêmes observations.

Chapitre 2

Propriétés statistiques de la turbulence

Sommaire

1	Cascade turbulente de Richardson-Kolmogorov	16
1.1	Injection de l'énergie	17
1.2	Propagation et dissipation de l'énergie	18
1.3	Stationnarité, isotropie et homogénéité	21
1.4	Spectre de puissance en énergie	23
1.5	Impacts de la cascade sur les nuages moléculaires	25
2	Révéler la dissipation turbulente	30
2.1	Les formes des structures de dissipation	30
2.2	Structures de dissipation sous expérience contrôlée	32
2.3	Repérer les structures de dissipation dans le MIS	32
2.4	Caractériser l'intermittence de la dissipation	39
3	Limitations et conclusion	42

La turbulence est un sujet immensément vaste qui touche à de nombreux domaines scientifiques. Les questions soulevées par les processus turbulents sont profondes et ont des implications fortes, que ce soit dans l'aérospatiale, la construction de bâtiments, la cardiologie et évidemment dans l'astrophysique. Les concepts mathématiques et physiques peuvent donc devenir très complexes et les détailler tous dépasse le cadre de cette thèse. Cependant, il est possible d'en extraire des équations et certains concepts fondamentaux dans le but de construire une compréhension, en un sens partielle, mais tout du moins pertinente. C'est ce que je m'efforcerai de faire dans ce chapitre.

Pour cela, je présenterai différents concepts fondamentaux de la turbulence, que j'illustrerai par des applications en astrophysique et plus spécifiquement dans les nuages moléculaires. Dans la Section 1, je présenterai l'élément crucial d'une description de la turbulence en détaillant la cascade turbulente de Richardson-Kolmogorov, ainsi que la théorie fondamentale de Kolmogorov (1941) (K41). Bien qu'elle décrive des fluides turbulents en milieu incompressible (à contre-courant des écoulements supersoniques des nuages moléculaires)

et qu'elle ne permette pas de décrire les processus de dissipation qui sont au cœur de cette thèse, il nous semble plus que nécessaire d'introduire ces travaux pour comprendre nos problématiques. Enfin, je présenterai dans la Section 2 les méthodes permettant d'étudier la dissipation de la turbulence, notamment par les études sous expériences contrôlées effectuées dans les années 90 fournissant un cadre de travail statistique requis pour nos problématiques.

Ce chapitre a donc pour vocation de développer les notations et éléments utilisés tout au long du manuscrit. Par cette description à la fois théorique et pratique des propriétés de la turbulence, j'essaierai de donner à la lecture des outils justifiant que le milieu interstellaire est bien turbulent. Je fournirai ainsi les éléments nécessaires à la compréhension de nos études et à leurs problématiques précisément dans le cadre du milieu interstellaire. Cependant, il n'a pas pour objectif de peindre toute la théorisation de la turbulence ni de faire un historique précis de tous les travaux ayant contribué à sa compréhension. Ainsi, pour compléter ce chapitre et pour citer les ouvrages dont je me suis inspiré, je mentionnerai en premier lieu le manuel de Frisch (1995), ainsi que le livre *Le Milieu Interstellaire* de Lequeux (2005), spécifiquement le chapitre *Turbulence interstellaire*. La revue de Von Weizsäcker (1951), très complète malgré les nombreuses avancées qui ont suivi me semble être un incontournable, tant pour l'aspect scientifique que pour toucher du doigt la vision des scientifiques de l'époque sur ces phénomènes en astrophysique. Pour compléter ce gap historique, nous recommandons les revues de Krumholz (2011), Hennebelle & Falgarone (2012) et Girichidis et al. (2020).

1 Cascade turbulente de Richardson-Kolmogorov

La cascade turbulente de Richardson-Kolmogorov est la colonne vertébrale de la turbulence. C'est un élément clef qui, au-delà de sa description formelle, sert aussi d'illustration des processus turbulents. Séparable en trois échelles principales que je vais décrire dans cette partie, je vais essayer de permettre à la lecture d'appréhender toute l'importance qu'il y a à étudier l'ensemble de la cascade.

La théorie de Kolmogorov (1941) est fondatrice dans l'étude de la turbulence et c'est une porte d'entrée utile pour la description de cette cascade. Ainsi, commençons en citant sa première hypothèse d'auto-similarité¹ (c'est-à-dire *scale-free*) :

À un nombre de Reynolds très haut non infini, les propriétés statistiques à petite échelle sont déterminées de manière exclusive et universelle par l'échelle l , la viscosité ν et le taux moyen de dissipation d'énergie ϵ .

Cette hypothèse nous permettra de décrire les équations qui nous intéressent. Nous nous appuyerons régulièrement dessus afin d'exprimer les paramètres, le plus souvent par analyse dimensionnelle.

1. Traduite littéralement du livre de Frisch (1995)

1.1 Injection de l'énergie

La turbulence est la réponse d'un fluide à une injection d'énergie qui s'effectue à une échelle L . Cette énergie est convertie en énergie cinétique et est transmise à travers des échelles de plus en plus petites. Dans la description de la cascade classique, l'étape d'injection est donc la première à s'effectuer.

L'injection de l'énergie mécanique peut avoir plusieurs origines. Lorsque l'on étudie la turbulence dans des expériences contrôlées, il est facile de la réguler : elle peut se faire par exemple grâce à des disques contraignant les limites du fluide, et qui sont en rotation autour d'un même axe dans des sens opposés. C'est le cas des expérimentations appelées *french washing machine*, en l'honneur des expériences de [Maurer et al. \(1994\)](#) et de [Zocchi et al. \(1994\)](#). Cependant, il n'y a ici qu'une seule forme d'injection d'énergie à la fois, alors qu'en astrophysique, elle peut prendre de multiples origines.

Dans les nuages interstellaires les moins denses, elle peut provenir de deux types d'injections : une injection interne et une injection externe ([McKee & Ostriker, 2007](#)). L'injection interne provient de proto-étoiles qui vont émettre des jets à haute vitesse lors de leur formation. Pour l'injection externe, il existe plusieurs origines. On peut d'abord penser à des collisions entre plusieurs nuages, même si cet effet est rare. Une autre injection d'énergie provient de l'explosion de supernovae. Ces explosions propulsent une énergie estimée à $\sim 10^{51}$ erg, sur des distances de plusieurs parsecs. Prenons pour exemple la Bulle Locale (*Local Bubble*), située autour du Soleil, formant une cavité sans gaz HI et de faible densité. Sa formation est le fruit de l'explosion d'une dizaine de supernovae ([Maíz-Apellániz, 2001b](#), [Fuchs et al., 2006](#)), produisant cette cavité de 200pc de diamètre ([Sfeir et al., 1999](#), [Lallement et al., 2015](#)). Il est évident que si la Bulle Locale a bien été formée par ces explosions de supernovae, l'apport en énergie sur les nuages alors présents a été conséquent et l'est probablement toujours pour les nuages à sa frontière. Aussi, comme a pu le supposer [Fleck \(1980\)](#), les chocs spiraux dans les bras galactiques sont des sources d'injection turbulente importantes par conversion de l'énergie rotationnelle ([Kim et al., 2006](#)). Enfin, dans les régions galactiques les moins denses en étoile, l'existence d'un champ magnétique de quelques μG produit des instabilités magnétorotationnelles (appelées MRI) introduisant de l'énergie turbulente où les explosions de supernovae se font rares ([Sellwood & Balbus, 1999](#), [Kim et al., 2003](#)).

Un équivalent des expériences contrôlées en astrophysique sont les simulations numériques. Généralement, la turbulence y est entretenue par injection d'énergie via le domaine de Fourier ([Federrath et al., 2010](#)). Connaissant la pente du spectre en puissance de l'énergie turbulente (dont nous discuterons dans la section suivante), il est alors possible de créer des fluctuations de manière aléatoire dans le fluide. Une autre méthode consiste à réaliser un choc entre deux fluides ([Joshi et al., 2019](#)), comme cela peut être fait dans des expériences contrôlées. Enfin, la turbulence peut aussi être portée par des explosions de supernovae introduites dans la simulation ([Padoan et al., 2016](#)).

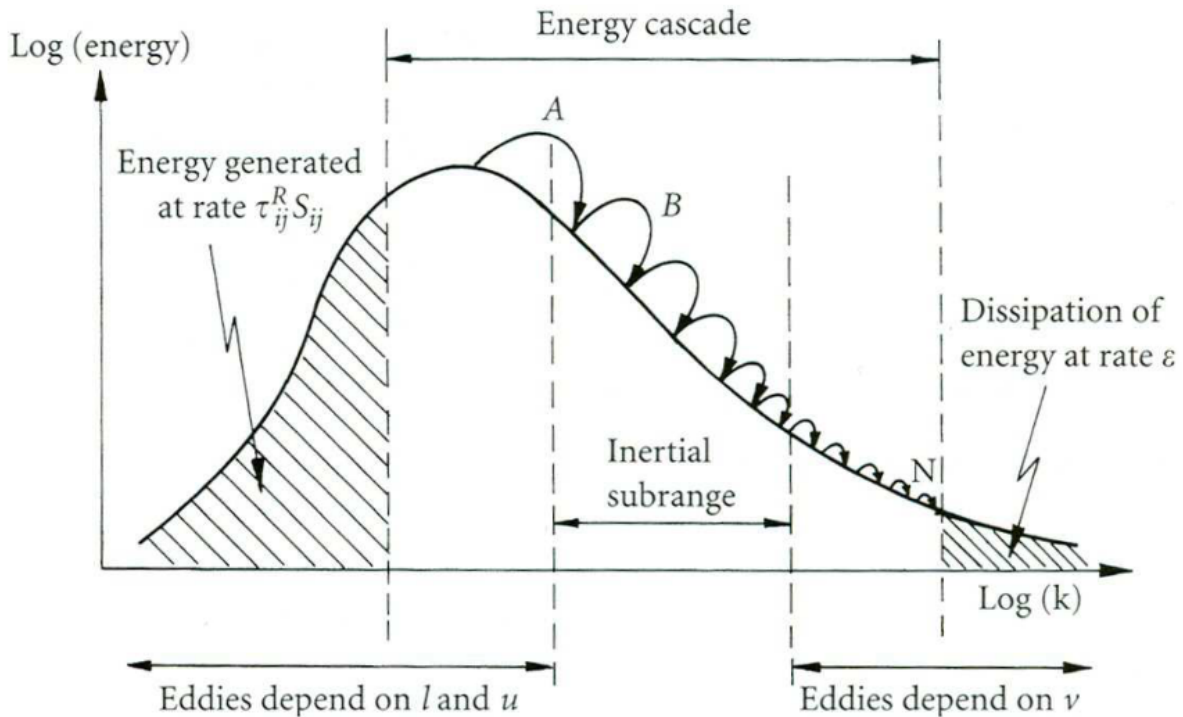


FIGURE 2.1 – Cascade turbulente. Tirée de Davidson (2004).

1.2 Propagation et dissipation de l'énergie

La turbulence est la réponse d'un fluide à l'énergie injectée qui le met en mouvement. Cette réponse est le développement de mouvements à des échelles d'autant plus petites que le nombre de Reynolds est élevé. Les mouvements prennent la forme de tourbillons (Fig. 1.4) qui reçoivent de l'énergie des tourbillons plus grands : l'énergie cascade à travers des échelles de plus en plus petites.

Lorsque les tourbillons atteignent une taille de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov, ils dissipent leur énergie via la viscosité. Ainsi, le terme dissipatif devient comparable au terme d'advection :

$$|(\mathbf{v} \cdot \mathbf{grad})\mathbf{v}| \sim |\nu \mathbf{grad}^2 \mathbf{v}|. \quad (2.1)$$

Cette échelle est appelée *l'échelle de dissipation* ou *Kolmogorov microscale*, et notée η . Les processus dissipatifs n'ont pas tous lieu à la même échelle fixée, mais plutôt sur une gamme d'échelles. La valeur de η dépend évidemment de la viscosité, mais aussi des différents processus de dissipation impliqués. Lorsque les échelles d'injection L et de dissipation η sont suffisamment séparées, l'énergie peut se propager sur tout le domaine d'échelle les séparant. On appelle ce domaine le *domaine inertiel* et il sera noté l . Soulignons au passage que le domaine inertiel est caractérisé par ϵ et l alors que le domaine dissipatif est caractérisé par ϵ et ν (voir Fig. 2.1).

Une hypothèse majeure de K41 c'est que le taux de transfert d'énergie est constant des grandes aux petites échelles du domaine inertiel. Ainsi, il n'y a aucune accumulation ni dissipation d'énergie dans ce domaine. Ce taux de transfert s'exprime en fonction de la

vitesse caractéristique σ_l à l'échelle l par :

$$\Pi_l = \frac{\sigma_l^3}{l} \quad (2.2)$$

La définition de la vitesse caractéristique σ_l utilisée ici est celle donnée par [Frisch et al. \(1978\)](#) : prenant deux points de vitesse séparés par la distance l on a $\sigma_l \sim \sqrt{\langle \mathbf{v}(\mathbf{r} + \mathbf{l}) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) \rangle}$. On peut retrouver l'Eq. 2.2 par analyse dimensionnelle.

L'hypothèse que l'énergie ne se dissipe pas durant le processus de cascade a permis à Kolmogorov de décliner plusieurs lois d'échelles traduisant son caractère auto-similaire. Ainsi, partant de cette expression, du fait qu'elle est de même forme aux autres échelles ($\Pi_L = \sigma_L^3/L$) et du postulat que le taux de transfert est constant, on obtient l'expression de σ_l fonction de σ_L :

$$\sigma_l = \left(\frac{L}{l}\right)^{1/3} \sigma_L \quad (2.3)$$

Cette hypothèse selon laquelle Π_l est indépendant de l dans le domaine inertiel (nommée *dissipation anomaly*) a été vérifiée numériquement ([Kaneda et al., 2003](#), [Ishihara et al., 2009](#)). Elle est aussi vraisemblablement vérifiée dans les nuages moléculaires avec comme estimation (Fig. 6 de [Hennebelle & Falgarone, 2012](#)) :

$$\Pi_l \approx 10^{-25} \text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}. \quad (2.4)$$

Puisque nous définissons des échelles de propagation, nous pouvons définir un nombre de Reynolds pour chacune. Sa généralisation dans le cadre de la cascade est :

$$\text{Re}_l = \frac{\sigma_l l}{\nu}. \quad (2.5)$$

Par analyse dimensionnelle ($\nu = [\text{L}^2 \cdot \text{T}^{-1}]$ et $\epsilon = [\text{L}^2 \cdot \text{T}^{-3}]$) et partant de la première hypothèse d'auto-similarité de [K41](#), nous pouvons exprimer l'échelle de dissipation par :

$$\eta \sim \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \quad (2.6)$$

Il n'est pas étonnant d'exprimer l'échelle de dissipation en fonction de la viscosité et du taux moyen de dissipation, puisque la dissipation a lieu à une échelle où la viscosité domine les processus dynamiques. Ainsi, exprimant ν en fonction de η et l'ajoutant dans l'Eq. 2.5 on obtient :

$$\text{Re}_l \sim \left(\frac{\sigma_l l}{\eta^{4/3} \epsilon^{1/3}}\right) \quad (2.7)$$

Or, le taux moyen de dissipation ϵ étant considéré constant (donc égal au transfert d'énergie à travers les échelles Π_l) et d'après l'Eq. 2.2, on a $\epsilon = \sigma_L^3/L$. Finalement, une nouvelle

expression du nombre de Reynolds à l'échelle l peut être obtenue :

$$\text{Re}_l \sim \left(\frac{l}{\eta}\right)^{4/3} \quad (2.8)$$

À l'échelle L on a donc $\text{Re} \sim (L/\eta)^{4/3}$ et à l'échelle de dissipation η : $\text{Re} \sim 1$. Avec ces équations on comprend toute la nécessité de devoir décrire l'ensemble du processus de cascade de la turbulence avant de pouvoir discuter de sa dissipation. En particulier, on voit que la valeur de ϵ détermine les propriétés de la cascade toute entière. On peut ainsi exprimer l'échelle de dissipation η en fonction de l'échelle d'injection L et du nombre de Reynolds Re à cette échelle.

Ainsi, pour les nuages moléculaires nous avons pu calculer dans la partie précédente un nombre de Reynolds à $\text{Re} \sim 10^8$ pour une taille de $L = 3\text{pc}$ ce qui nous donne :

$$\eta \sim 0.6\text{au} \quad (2.9)$$

Là encore, cette estimation est vraiment grossière, mais elle donne une idée des échelles mises en jeu dans le domaine dissipatif (voir aussi Table 13.1 dans [Lequeux, 2005](#)). Cette équation nous donne aussi la mesure des défis posés aux simulations numériques : pour obtenir une simulation turbulente à $\text{Re} = 10^6$, il faut donc couvrir une gamme d'échelle de 4 ordres de grandeur dans chaque dimension. Pour comparaison, la simulation la plus poussée à notre connaissance est celle de [Federrath et al. \(2016\)](#) avec 10048^3 cellules. La dissipation et le flux d'énergie au travers de la cascade sont les sujets au cœur du projet ERC MIST auquel je suis rattaché pour ce travail de thèse.

L'échelle de Kolmogorov est difficilement mesurable. C'est pourquoi on rencontre plus souvent, dans les articles d'expériences numériques ou de laboratoire, l'échelle de Taylor, ou *Taylor microscale*, notée usuellement λ , qui est une échelle mesurable à partir de la fonction d'autocorrélation de la vitesse. L'échelle de Taylor longitudinale est $\lambda = 15\nu U^2/\epsilon$ et on trouve qu'elle est intermédiaire entre L et η :

$$\lambda/L \sim \sqrt{15} \text{Re}^{-1/2} \quad (2.10)$$

$$\lambda/\eta \sim \sqrt{15} \text{Re}^{1/4} \quad (2.11)$$

De plus, les expériences sont plus souvent caractérisées par le nombre de Reynolds à l'échelle de Taylor (*Taylor-microscale Reynolds number*) :

$$\text{Re}_\lambda = U\lambda/\nu. \quad (2.12)$$

C'est bien U , la vitesse à l'échelle intégrale, qui est utilisée, là encore car c'est une grandeur mesurable. Ainsi ce nombre de Reynolds n'est pas celui à l'échelle λ , mais il est mesurable rigoureusement. À partir de la définition de Re_λ et de [2.8](#), on trouve :

$$\text{Re} \approx \text{Re}_\lambda^2/15. \quad (2.13)$$

Pour pouvoir observer les structures de la turbulence, il faut pouvoir déterminer le temps que met l'énergie pour se propager d'une échelle à une autre. Ainsi, on définit le temps caractéristique d'advection, appelé *temps de retournement* (*turnover time* ou aussi *circulation time*), soit le temps de transfert d'énergie à l'échelle l . Pour un tourbillon de taille l , il est le temps avant sa distorsion. Par définition une distorsion implique un changement dans le gradient de vitesse, signe que l'énergie se transfère à une échelle plus faible. Ainsi :

$$\tau_l \sim \frac{l}{\sigma_l} \quad (2.14)$$

Dans les nuages moléculaires, on peut estimer le temps caractéristique de la cascade en considérant l'échelle la plus grande :

$$\tau_L \sim \frac{L}{U} = 3\text{Myr} \left(\frac{L}{3\text{pc}} \right) \left(\frac{U}{1\text{km s}^{-1}} \right)^{-1} \quad (2.15)$$

Pour comparaison, la durée de vie des nuages moléculaires est estimée à $\sim 20\text{Myr}$ (Chevance et al., 2020), soit presque 10 fois plus long que le temps caractéristique de la cascade. Ainsi, il semble possible d'observer ces lois d'échelles dans les nuages moléculaires où la turbulence est présente.

En partant de la première hypothèse d'auto-similarité de K41, on peut estimer l'échelle de temps de la dissipation par analyse dimensionnelle :

$$\tau_d \sim \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (2.16)$$

Lorsque la viscosité est faible devant les phénomènes cinématiques et que les échelles sont grandes, le temps de dissipation τ_d est plus long que le temps de transfert τ_l , l'énergie se transfère donc sans dissipation. À mesure que l'on traverse des échelles plus petites, l diminue plus rapidement que $\nu^{1/2}$, alors le temps de dissipation devient moins grand que le temps de transfert : l'énergie peut donc se dissiper.

1.3 Stationnarité, isotropie et homogénéité

Deux autres hypothèses sont fondatrices de la théorie de K41 : l'hypothèse de stationnarité permettant de pratiquer la moyenne des mesures du champ de vitesse sur un temps t , et l'hypothèse d'isotropie permettant d'utiliser seulement le module du vecteur \mathbf{l} .

1.3.1 Stationnarité

Pour un fluide laminaire, la vitesse moyenne en un point $\langle v(\mathbf{x}) \rangle_t$ est constante dans le temps. Pour un fluide turbulent, il faut tenir compte à la fois de cette vitesse moyenne mais aussi de la composante turbulente du fluide $v'(\mathbf{x}, t)$. Ainsi, on définit la vitesse longitudinale d'un fluide (c'est-à-dire dans le sens du mouvement) au point x de vecteur

unitaire \mathbf{x} à un instant t via :

$$v(\mathbf{x}, t) = \langle v(\mathbf{x}) \rangle_t + v'(\mathbf{x}, t) \quad (2.17)$$

Mesurée sur un intervalle de temps court, la composante turbulente du fluide ne semble pas prédictible : en tout point de l'espace et du temps, ce terme prend une valeur aléatoire. Cependant, comme on l'a entrevu dans l'Introduction, la turbulence pleinement développée devient statistiquement reproductible. Théoriquement, il suffirait de mesurer $\langle v(\mathbf{x}) \rangle_t$ ainsi que $v(\mathbf{x}, t)$ en tout point pour obtenir une estimation de $v'(\mathbf{x}, t)$. Expérimentalement, cela devient très complexe : soit on fait le choix d'une grille d'instruments de mesure située dans le fluide au risque d'endommager la structure même du fluide, soit les mesures sont faites à l'extérieur du fluide (par exemple via le suivi de particules lumineuses) perdant alors une partie de son information interne.

Pour tout de même étudier ce phénomène, on utilise l'hypothèse de Taylor aussi appelée hypothèse de fluide gelé (Taylor, 1938). Dans ce cadre de travail, se plaçant dans le référentiel de l'observateur, il y a équivalence entre plusieurs mesures réalisées à des temps différents mais au même endroit dans le fluide, et entre plusieurs mesures réalisées simultanément mais à des endroits différents. Autrement dit, notant $V(x_a, t_1)$ une mesure de vitesse réalisée en une position x_a du fluide et au temps t_1 :

$$V(x_a, t_1), V(x_a, t_2), \dots, V(x_a, t_n) \iff V(x_a, t_1), V(x_b, t_1), \dots, V(x_n, t_1)$$

On peut comprendre l'origine de cette hypothèse en réalisant un changement de référentiel. Considérons une seule sonde de mesure située dans le fluide. Dans le référentiel de l'observateur, l'instrument mesure le même point spatialement dans l'expérience mais en des temps différents. Dans le référentiel du fluide, tout se passe comme si la sonde prenait des mesures en différentes positions du fluide. Par une méthode analytique, Taylor (1938) démontre que ces deux types de mesures sont en fait des transformations de Fourier l'une de l'autre. Confirmée par des expérimentations, cette démonstration entraîne l'hypothèse de stationarité de la turbulence, valable dans le cas où l'intensité turbulente est faible devant la vitesse de l'écoulement moyen.

1.3.2 Isotropie et homogénéité

L'hypothèse d'une turbulence isotrope implique que la différence en vitesse prise entre deux points est seulement fonction de la distance entre ces points. Considérons la différence en vitesse de deux points, séparés d'une distance \mathbf{l} et mesurée à l'instant t :

$$\Delta V(\mathbf{l}, t) = V(\mathbf{r} + \mathbf{l}, t) - V(\mathbf{r}, t) \quad (2.18)$$

Dans cette équation, aussi appelée incrément en vitesse, r est la position en (x, y, z) d'un point dans le fluide dont \mathbf{r} est le vecteur unitaire. Dans le cas d'une turbulence isotrope,

la distance l n'est alors plus un vecteur, donc l'incrément en vitesse s'écrira :

$$\Delta V(l, t) = V(\mathbf{r} + l, t) - V(\mathbf{r}, t) \quad (2.19)$$

La distance l est appelée un lag. En considérant l'hypothèse stationnaire, on peut aussi l'écrire :

$$\Delta V(\tau, \mathbf{r}) = V(\mathbf{r}, t + \tau) - V(\mathbf{r}, t) \quad (2.20)$$

Cette fois-ci, le lag est un pas de temps noté τ .

En ne considérant que les photographies présentées dans la Section 2 du Chapitre 1, il peut être difficile d'accepter cette hypothèse. Si elle n'est effectivement pas vraie à grande échelle, cette hypothèse se vérifie au niveau des petites échelles. De plus, par des mesures réalisées dans un tunnel à air le long de l'écoulement du fluide et transverses à celui-ci, cette hypothèse de travail a aussi pu être vérifié par [Taylor \(1938\)](#).

Une dernière hypothèse est celle de l'homogénéité, qui va de pair avec celle de l'isotropie. L'homogénéité conduit à pouvoir mesurer la vitesse avec une sonde d'un fluide turbulent n'importe où dans ce dernier puisque les propriétés du champ de vitesse sont indépendantes de sa position. Ces deux hypothèses permettent donc de s'affranchir de la position des points de mesure (tant que la mesure se trouve dans la région de la turbulence pleinement développée) et seules leurs distances seront réellement pertinentes. Il n'est donc pas nécessaire de réfléchir à construire une grille particulière d'instruments de mesures à travers le fluide, mais seulement de réaliser plusieurs tailles d'intervalles de mesures. Grâce à l'hypothèse de stationnarité, l'isotropie de la différence spatiale est aussi valide dans le cas de la différence temporelle. Ainsi, il suffit d'un seul point de mesure, utilisé à des temps différents afin de sonder la turbulence du fluide.

1.4 Spectre de puissance en énergie

L'énergie cinétique se propage donc des grandes échelles aux petites échelles, où elle sera finalement dissipée. Cette propagation est supposée sans dissipation et peut être décrite par le spectre en puissance de l'énergie turbulente.

Pour cela, on définit en premier lieu le tenseur d'autocorrélations du champ de vitesse qui calcule les cisaillements d'un fluide par le produit des vitesses mesurées en deux points. On considère deux points d'un fluide séparés d'une distance l , le premier noté v_i et le second u_i , avec i la composante de la vitesse dans l'une des trois dimensions. Utilisant les hypothèses de stationnarité et d'isotropie, le tenseur s'écrit alors :

$$R_{ij}(l) = \langle v_i u_j \rangle_t = \begin{pmatrix} \langle v_1 u_1 \rangle_t & \langle v_1 u_2 \rangle_t & \langle v_1 u_3 \rangle_t \\ \langle v_2 u_1 \rangle_t & \langle v_2 u_2 \rangle_t & \langle v_2 u_3 \rangle_t \\ \langle v_3 u_1 \rangle_t & \langle v_3 u_2 \rangle_t & \langle v_3 u_3 \rangle_t \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

La transformation de Fourier de ce tenseur d'autocorrélation du champ de vitesse

calculé pour plusieurs lags nous donne le tenseur du spectre de puissance en énergie :

$$\Phi_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{Volume} R_{ij}(l) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{l}} d^3l \quad (2.22)$$

On obtient alors un spectre qui permet de savoir quelle quantité d'énergie est contenue dans un tourbillon de longueur d'onde k . Surtout, il permet de définir le spectre en énergie en intégrant la trace du tenseur du spectre en énergie :

$$E(k) = 2\pi k^2 \sum_j \Phi_{jj}(\mathbf{k}) \quad (2.23)$$

Son intégrale sur l'ensemble des longueurs d'ondes k donne l'énergie turbulente cinétique totale. Le spectre $E(k)$, appelé aussi spectre de Kolmogorov, est affiché Fig. 2.1, décrit plus haut. On y voit les trois échelles : l'échelle d'injection de l'énergie à basse longueur d'onde, l'échelle inertielle où l'énergie est transférée à travers les longueurs d'ondes de manière constante et l'échelle de dissipation de l'énergie à grande longueur d'onde. Reprenant l'hypothèse d'auto-similarité de K41, le spectre en énergie E [$\text{m}^3.\text{s}^{-2}$] dans le régime inertiel est proportionnel à l'énergie de dissipation ϵ [$\text{m}^2.\text{s}^{-3}$] et à la longueur d'onde k [L^{-1}] :

$$E(k) \propto C.\epsilon^a.k^b$$

Ici, C est une constante qui s'ajuste expérimentalement. Le spectre en énergie doit avoir la dimension d'une énergie cinétique par unité de masse et par unité de longueur d'onde. Une analyse dimensionnelle de cette équation nous donne :

- $E(k) = [\text{L}^3.\text{T}^{-2}]$
- $\epsilon^a = [\text{L}^{2a}.\text{T}^{-3a}]$
- $k^b = [\text{L}^{-b}]$

Ce système se traduit alors par deux équations : $\text{L}^3 = \text{L}^{2a}.\text{L}^{-b}$ et $\text{T}^{-2} = \text{T}^{-3a}$. Résoudre ces équations nous donne un ajustement à $-5/3$:

$$E(k) = C_{ste}.\epsilon^{2/3}.k^{-5/3} \quad (2.24)$$

Cet ajustement est un autre des résultats fondateurs de la théorie de K41, que l'on retrouve dans la pente du spectre en énergie dans le régime inertiel.

Le taux moyen spatialement de dissipation ϵ est relié au taux d'injection ϵ_l et au taux de transfert entre échelles Π_l . Toutefois, le taux de dissipation n'est pas homogène : une propriété intrinsèque de la dissipation dont nous parlerons plus tard est qu'elle est intermittente, c'est-à-dire que la dissipation est aléatoire dans le temps et l'espace et concentrée dans une fraction du volume. On définit donc le taux *local* de dissipation à partir du tenseur S_{ij} des gradients de vitesse :

$$\epsilon' = 2\nu S_{ij}S_{ij} \quad (2.25)$$

Le taux ϵ est égal à la moyenne spatiale de ϵ' . Dans l'expression précédente, le tenseur de

contraintes est le tenseur des gradients de vitesses :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.26)$$

Avec l'équation 2.25, on peut relier la dissipation de l'énergie turbulente aux cisaillements de vitesse, et on montre explicitement le rôle des gradients de vitesse dans la dissipation. Elle permet aussi de faire le lien avec la vorticité puisque l'on peut montrer que $\epsilon' = \nu \omega^2$ et donc

$$\epsilon = \nu \langle \omega^2 \rangle \quad (2.27)$$

Nous avons défini que l'énergie doit cascader sans dissipation. Pour que la turbulence soit maintenue, il faut donc qu'autant d'énergie soit ajoutée aux grandes échelles que le taux perdu par dissipation : c'est une turbulence entretenue. Dans le cas où aucune énergie n'est ajoutée, on parle de turbulence en déclin. Le temps de dissipation peut s'exprimer en fonction de ν et de η (cf Eq. 2.16), mais utilisant l'Eq.2.25, le temps de dissipation n'est plus fonction que des tenseurs :

$$\tau_d = \left(\frac{1}{2S_{ij}S_{ij}} \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

   partir de la définition (2.25), on a

$$\epsilon' \sim \nu |\nabla^2 \mathbf{u}|. \quad (2.29)$$

Si $Re \rightarrow \infty$, alors en pratique $\nu \rightarrow 0$, on voit donc que pour que $\langle \epsilon' \rangle$ demeure constant, il faut que les gradients de vitesse tendent vers l'infini. Le fait que $\epsilon = \langle \epsilon' \rangle$ soit constant a été vérifié numériquement jusqu'à $Re_\lambda \sim 10^4$ (Ishihara et al., 2009).

Les gradients de vitesse sont au cœur de la turbulence : la dissipation a lieu aux échelles où les gradients sont suffisamment grands. On peut voir la turbulence comme le processus qui crée des gradients jusqu'aux échelles où le fluide peut dissiper l'énergie injectée à grande échelle. Les gradients de vitesse sont le cœur de cette thèse et des travaux développés par E. Falgarone notamment dans le projet ERC MIST. Nous verrons dans la suite les méthodes développées pour mesurer ces gradients dans les nuages moléculaires. Plus spécifiquement, nous discuterons (Section 2.3) de l'utilisation des incréments de centro  ides de vitesses (CVI, *centroid velocity increments*) comme estimateurs de ces gradients de vitesses et de la dissipation moyenne (Lis et al., 1996, Pety & Falgarone, 2003, Hily-Blant et al., 2008, Falgarone et al., 2009).

1.5 Impacts de la cascade sur les nuages moléculaires

La cascade turbulente a différents impacts sur les nuages moléculaires. J'en ai extrait trois, dont deux spécifiquement liés à la dissipation d'énergie : la formation d'étoiles et l'apport d'énergie. L'autre phénomène est dû à la cascade dans son ensemble et concerne

l'équilibre des nuages.

1.5.1 Taux de formation d'étoiles

La turbulence est un des phénomènes permettant d'expliquer la différence entre le taux de formation d'étoiles mesuré et estimé. Considérons le temps nécessaire pour une sphère de densité uniforme ρ à s'effondrer seulement sous l'effet de sa propre gravité, que l'on appellera temps de chute libre t_{ff} :

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_{\text{H}_2}} \right) \quad (2.30)$$

avec G la constante gravitationnelle et $\rho_{\text{H}_2} = m_{\text{H}_2}n_{\text{H}_2}$ soit la densité massique du nuage. Prenant une densité typique $n_{\text{H}_2} = 500 \text{ cm}^{-3}$, on obtient $t_{\text{ff}} \sim 2 \text{ Myr}$.

On peut alors définir le taux de formation d'étoiles théorique dans la galaxie SFR_{ff} en divisant la masse totale des nuages moléculaires mesurée dans la galaxie M_{tot} par ce temps de chute libre t_{ff} :

$$SFR_{\text{ff}} \approx 500 [M_{\odot}/\text{yr}] \left(\frac{M_{\text{tot}}}{10^9 [M_{\odot}]} \right) \left(\frac{2 [\text{Myr}]}{t_{\text{ff}}} \right) \quad (2.31)$$

Or, observationnellement, d'après [McKee & Ostriker \(1977\)](#), [Murray & Rahman \(2010\)](#) ce taux de formation est plutôt estimé à :

$$SFR_{\text{obs}} \sim 1M_{\odot}/\text{yr} \quad (2.32)$$

Ces estimations nous donnent des ordres de grandeurs. Elles peuvent varier suivant la masse et la densité des nuages, mais le SFR_{obs} est toujours d'un facteur ~ 100 plus petit que le taux estimé par le temps de chute libre ([Chevance et al., 2020](#)).

Si chaque nuage produit des étoiles à un instant de son évolution, ces résultats montrent que la formation est soit rapide mais inefficace, soit lente mais efficace. Dans le premier modèle, des mouvements turbulents sont apportés par compressions (lors des explosions de SN par exemple), ce qui accélère la formation ([Hennebelle et al., 2008](#)). Puis, les nuages sont dispersés rapidement après la formation de l'étoile par différents mécanismes tels que les vents stellaires ou les explosions de SN ([Chevance et al., 2020](#)). On parle alors de formation inefficace car seulement une faible fraction de la masse du nuage est convertie en étoile. Dans le modèle de formation lente mais efficace, la conversion du gaz s'effectue sur des échelles de temps plus longues que le temps de chute libre grâce à plusieurs autres processus physiques. Ainsi, on peut compter parmi ces processus la pression magnétique, le rayonnement d'étoile de grande masse lors de leurs formations, mais aussi la turbulence. Pour chacun de ces trois mécanismes, les simulations numériques estiment une efficacité de formation d'étoile réduite d'un facteur 2 à 4 ([Federrath, 2015](#), [Krumholz & Federrath, 2019](#)). Cependant, la turbulence doit être constamment alimentée afin de réduire significativement l'effondrement des nuages ([Klessen et al., 2000](#)).

La détermination du modèle de formation d'étoile est un enjeu majeur en astrophysique. Ce que ces modèles nous montrent, c'est que la turbulence joue un rôle essentiel dans ce processus. Elle permettra d'apporter l'énergie nécessaire à la contraction ou de ralentir la formation en apportant une pression suffisante.

1.5.2 Stabilité des nuages

En s'appuyant sur les calculs de [Fleck \(1980\)](#), on peut estimer la dispersion de vitesse nécessaire pour qu'un nuage soit à l'équilibre en utilisant le théorème de viriel. L'équilibre d'un nuage est vérifiée si son énergie potentielle gravitationnelle $\Omega = qGM^2/R$ (avec $q = 3/5$ pour une distribution sphérique uniforme) n'est pas plus grande que 2 fois l'énergie cinétique turbulente $2K = 3M\sigma_v^2$. Autrement dit :

$$\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \leq 3M\sigma_v^2 \quad (2.33)$$

Une fois de plus, cette estimation est simplifiée, plusieurs autres termes physiques devant être ajoutés pour discuter de l'équilibre d'un nuage, c'est ce dont nous allons discuter dans la suite. En attendant, prenant l'exemple du nuage Polaris Flare $M_{\text{tot}} = 5 \times 10^3 M_\odot$ et $R = 30\text{pc}$, on obtient la condition que :

$$\sigma_v \geq 0.38 \text{ [km/s]} \quad (2.34)$$

Cette estimation est très en dessous des dispersions en vitesse mesurées dans le gaz, qui sont plutôt de l'ordre du km/s. La turbulence produit donc une pression suffisante pour que les nuages soient à l'équilibre.

On peut se demander alors comment cette dispersion évolue avec la taille des nuages. Autrement dit, la taille augmentant, vont-ils se retrouver plus facilement sous effondrement gravitationnel? C'est ce qui a été étudié par [Larson \(1981\)](#), un des articles piliers de l'étude de la turbulence en astrophysique. Utilisant les dispersions de vitesses de raies moléculaires optiquement fines et les tailles d'émissions de ces raies sur le plan du ciel, il a pu montrer la relation suivante valable de 0.1pc ($2 \times 10^4\text{au}$) à 100pc ($2 \times 10^7\text{au}$) :

$$\sigma \text{ [km/s]} = 1.10 L[\text{pc}]^{0.38} \quad (2.35)$$

Ainsi, plus un nuage est grand et plus il contiendra de mouvements turbulents lui permettant d'être à l'équilibre. Cette loi d'échelle est finalement très similaire de l'Eq. 2.3, avec un exposant proche des 1/3, appelée dans le contexte interstellaire *linewidth-size* relation (LWS).

Il établit également une relation entre la dispersion en vitesse et la masse des nuages :

$$\sigma \text{ [km/s]} = 0.42 M[M_\odot]^{0.20} \quad (2.36)$$

mettant ainsi en avant qu'ils sont à l'équilibre de viriel. Cependant, certains nuages sont peut-être en effondrement gravitationnel dans des sous-régions, car on ne sonde ici que

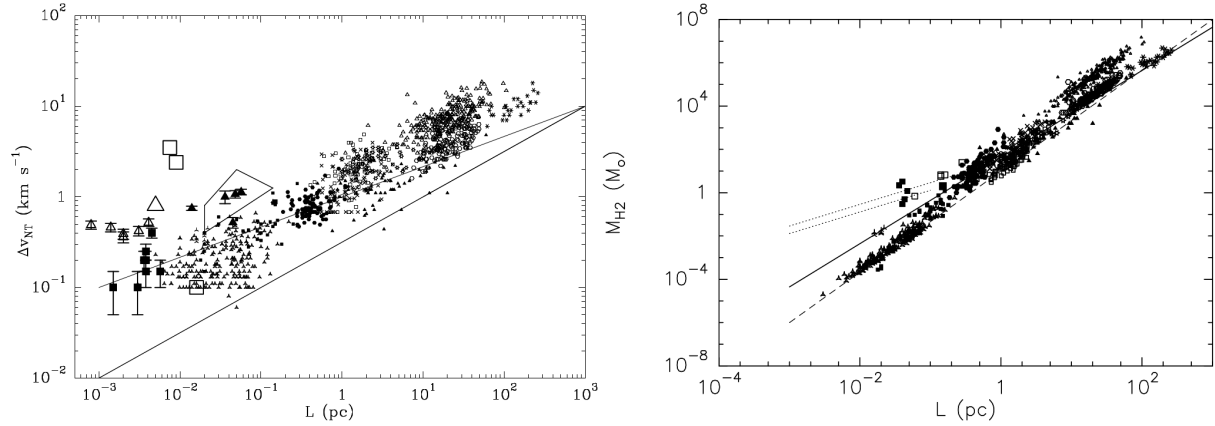


FIGURE 2.2 – Evolution de la dispersion en vitesse et de la masse de nuages moléculaires observés en $^{12}\text{CO}(1-0)$ en fonction de leurs tailles. Les plus gros marqueurs correspondent à des données de structures diffuses. *Gauche* : Dispersion en vitesse non thermique en fonction de la taille de plusieurs nuages moléculaires. Suivant un ajustement en $\Delta v_{\text{NT}} \propto L^p$, les droites indiquent $p=1/3$ et $p=1/2$. *Droite* : Masse de gaz des nuages en fonction de leur taille. La ligne pleine correspond à $\gamma = 2$ et celle en pointillé à 2.3 pour un ajustement de type $M_{\text{H}_2} \propto L^\gamma$. Figures extraites de [Hennebelle & Falgarone \(2012\)](#).

les mouvements observés à grande échelle.

Depuis, l'étude de [Larson \(1981\)](#) a été complétée par de nouvelles observations, combinées par [Hennebelle & Falgarone \(2012\)](#), dont j'extrais la Fig. 2.2. Le panneau de gauche montre la première relation (σ fonction de L), le panneau de droite la seconde relation (σ fonction de M). On peut voir sur la figure de gauche que la relation n'est plus si évidente lorsque l'on étudie les nuages plus petits que 0.1pc. On peut observer une dispersion de σ (notée Δv_{NT}) d'un facteur 10 à 100 dans les échelles les plus petites (jusqu'à 10^{-3} pc, [Falgarone et al. \(2009\)](#), [Hennebelle & Falgarone \(2012\)](#)). Deux ajustements sont indiqués ici : $l^{1/3}$ et $l^{1/2}$, le second semblant plus en accord avec les mesures. Or, on s'attendrait à ce que les petites échelles suivent plutôt la relation en $1/3$, puisque ces échelles ne ressentent pas les processus de l'injection.

Ce désaccord montre une chose : l'interprétation en termes de turbulence de la relation *LWS* de Larson est en fait maintenant dépassée. Or, son interprétation supposait que la turbulence permettait aux nuages d'être à l'équilibre, il faut donc faire l'examen d'un autre élément dans l'expression du viriel (Eq. 2.33, [Hennebelle & Falgarone \(2012\)](#)). Cet élément est la pression externe, proportionnelle à la densité surfacique Σ . Les nuages de densités surfaciques $\Sigma < 100M_\odot\text{pc}^{-2}$ auraient une dispersion de vitesse suivant l'ajustement en $l^{1/2}$. Pour des nuages plus massifs cependant, on verrait plutôt $\sigma_l \sim \Sigma^{1/2}l^{1/2}$. Cette différence pourrait s'expliquer par l'apport d'une pression externe dans les structures les moins massives, venant rompre leur équilibre.

Comparer les dispersions en vitesse mesurées dans le plan du ciel le long de la ligne de visée donne déjà des informations importantes. Grâce aux données DR2 de *Gaia*, nous pouvons avoir accès aux mouvements propres des objets et donc à leurs dispersions en vitesse en 3 dimensions. L'étude de [Zhou et al. \(2022\)](#) a permis de montrer qu'une relation

liant σ à L était vérifiée dans les 3 dimensions de l'espace avec un ajustement plus proche de $l^{2/3}$. La pente est donc ici différente, mais ce résultat montre cependant que l'hypothèse d'isotropie de la turbulence semble vérifiée dans ces régions, aux échelles allant du parsec à ~ 300 pc.

Même si la relation LWS n'est en réalité pas vérifiée et que plusieurs phénomènes doivent être pris en compte dans le théorème du viriel, il est clair que la relation entre la dispersion non-thermique de la vitesse et la taille des nuages montre une implication directe entre la turbulence et la stabilité de ceux-ci.

1.5.3 Apport d'énergie

La turbulence permet de dissiper une quantité importante d'énergie à une échelle très petite. Cette dissipation intermittente est si forte en énergie et si localisée qu'elle permet d'expliquer l'existence de certaines molécules dans le MIS dont les voies de formation sont très fortement endothermiques, tel que CH^+ observée par [Crane et al. \(1995\)](#), [Gredel \(1997\)](#), [Weselak et al. \(2008\)](#), [Falgarone et al. \(2010\)](#) et [Godard et al. \(2012\)](#), ou SH^+ observée par [Godard et al. \(2012\)](#).

Prenons pour exemple CH^+ . Sa formation par C^+ et H_2 nécessiterait plus de 4000K (4300K d'après [Agúndez et al. \(2010\)](#) ou 4640 d'après [Myers et al. \(2015\)](#)). Ne pouvant atteindre les échelles de la dissipation, [Myers et al. \(2015\)](#) produisent des simulations de nuages moléculaires diffus où la dissipation est réalisée par des frictions ion-neutres. Prenant aussi en compte le chauffage par les rayons cosmiques et l'effet photoélectrique des grains, ils obtiennent que 2/3 du CH^+ est produit par la friction ion-neutre, soit par la dissipation de la turbulence. De plus, la densité de colonne mesurée est en accord avec les observations de [Weselak et al. \(2008\)](#). Dans les régions de formation d'étoiles massives, [Falgarone et al. \(2010\)](#) ont pu mesurer l'abondance de cette molécule. Un code 1D pouvant modéliser la production de CH^+ et de HCO^+ à partir de dissipation visqueuse et de friction ion-neutres a ensuite été utilisé pour être comparé aux abondances mesurées. Cette comparaison montre un très bon accord, soutenant l'idée d'une production de CH^+ par dissipation de la turbulence. Ce même modèle a aussi été utilisé par [Godard et al. \(2010\)](#) montrant que les densités de colonnes d'autres molécules observées dans d'autres régions pouvaient aussi être expliquées par la dissipation de la turbulence. Dans ce dernier cas, il faut noter que des processus de photodissociations ne pouvaient expliquer les densités de colonnes observées.

Finalement, des résultats de [Ingalls et al. \(2011\)](#) dont je parlerai dans le Chapitre 6 car ils s'appuient sur des observations d'un nuage que nous avons aussi étudié, montrent l'importance des processus de dissipation de la turbulence dans la chimie des nuages moléculaires. Ils ont observé 6 transitions des raies purement rotationnelles du H_2 dans deux nuages translucents, à travers 6 positions. À partir des intensités et de la largeur des raies, ils ont pu établir le diagramme d'excitation du H_2 dans ces régions. Comparant au diagramme obtenu par différents processus physiques (photodissociations, chocs Magnéto-HydroDynamique (MHD), ou dissipation turbulente par dérive ion-neutre), ils montrent

que les mesures ne peuvent être expliquées que par des modèles où un chauffage mécanique est dominant, c'est-à-dire via des chocs ou de la dissipation turbulente.

2 Révéler la dissipation turbulente

Pour étudier la turbulence, nous avons vu que la cascade doit être étudiée dans son ensemble. Cependant, en vue de la complexité de ce processus, ce travail de thèse et l'ERC MIST dans lequel il s'inscrit, traitent des petites échelles de la cascade, c'est-à-dire du régime dissipatif, intérêt aussi porté par son importance lors de la formation d'étoiles. Dans cette partie, nous présenterons les manières d'étudier la dissipation de la turbulence dans le MIS.

2.1 Les formes des structures de dissipation

La manière selon laquelle l'énergie est dissipée ne pourra être complètement comprise que si nous connaissons les formes des structures de dissipation. Afin de les caractériser, deux paramètres sont nécessaires : la dissipation d'énergie et la vorticité. La vorticité prend son origine dans d'intenses cisaillements, les régions à fortes vorticités sont donc des régions turbulentes.

La première simulation visant à étudier la turbulence sous l'aspect de la forme des structures (entre autres) est celle de Siggia (1981). Dans cette simulation, les équations de Navier-Stokes en 3 dimensions sont résolues pour des fluides incompressibles. Le champ de vitesse du fluide y est représenté dans le domaine de Fourier, permettant un forçage externe de longueur d'onde connue afin d'alimenter la turbulence du milieu. Ils ont pu montrer pour la première fois que les structures de plus fortes vorticités sont des filaments.

D'autres simulations numériques ont approfondie ce résultat. Pour mettre en avant les plus anciennes, on peut citer Hosokawa & Yamamoto (1990). Dans le fluide turbulent, ils ont ainsi pu détecter des régions à hautes vorticité sous la forme de *worm-like* (que l'on peut donc appeler filamenteux), ayant un diamètre égal à l'échelle de dissipation de Kolmogorov.

Moisy & Jiménez (2004) ont cherché à lier la géométrie des structures de dissipation avec la statistique des fluctuations de la turbulence. L'objectif était de comprendre si un aspect fractal et/ou multifractal de la description statistique de la turbulence pouvait se retrouver dans la forme des structures. Pour étudier cela, ils ont utilisé les données d'une simulation de Jiménez et al. (1993) dans laquelle deux champs de vitesse sont instaurés. La turbulence 3D y était forcée dans l'espace de Fourier à basse longueur d'onde (donc grande échelle). Le régime inertiel s'étendait sur un peu plus d'une décade. Ils ont observé les formes des structures associées à la vorticité, ainsi que celles associées au taux de déformation. Dans les structures associées à la vorticité, présentées dans le panneau gauche de la Fig. 2.3, les plus grandes, d'intensité modérée, sont des tubes. Ils forment un réseau, avec des tubes principaux (par leur taille) et des tubes plus fins autour. Ce réseau peut être vu comme une agglomération de petits filaments qui vont former les plus

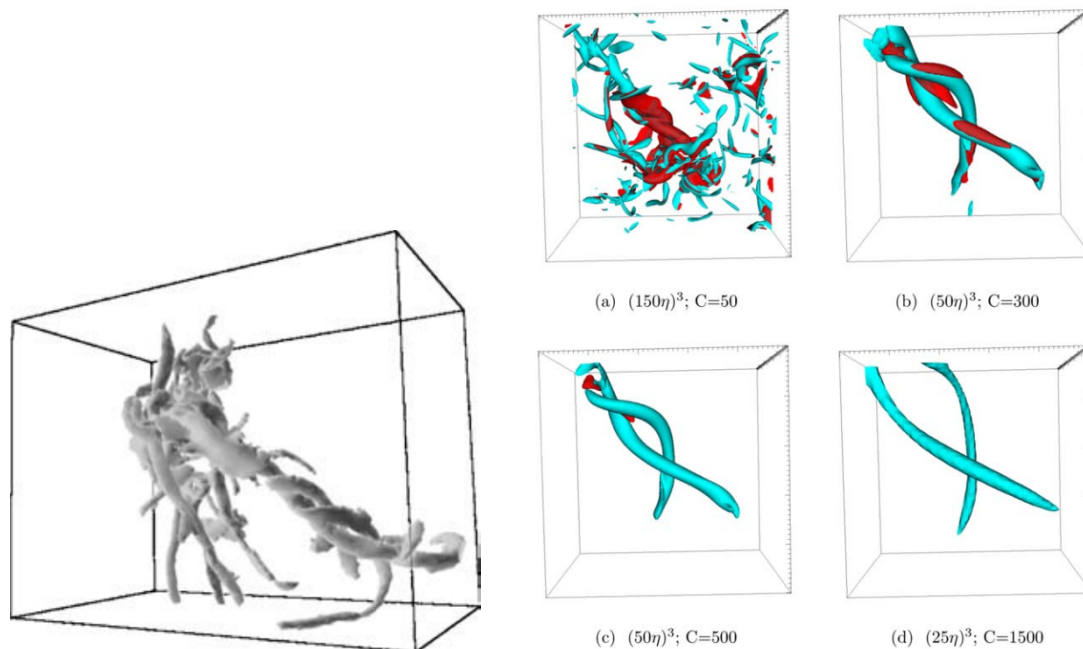


FIGURE 2.3 – *Gauche* : Figure extraite des travaux de Moisy & Jiménez (2004) représentant des structures à vorticité intense. *Droite* : Figure extraite des travaux de Buaria et al. (2019) montrant les structures de vorticités (cyan) et de cisaillements (rouge). Chaque panneau montre une même région de la simulation ayant la plus fine résolution, centrée sur la cellule de plus forte vorticité, mais à des échelles de plus en plus petite, indiquées par η . Le paramètre C est un seuil en intensité.

grosses structures. Les plus petites de mêmes intensités sont plutôt sous la forme de draps ou de rubans. Concernant les structures associées au taux de déformation, elles ne sont remarquables qu'à haute intensité où elles prennent la forme de tubes. Sinon, elles n'ont pas de forme spécifique.   ces formes spécifiques, aucun comportement clairement fractal n'a été mis en avant. Possiblement dû au faible nombre de Reynolds, ils ont néanmoins pu indiquer une limite supérieure pour la dimension fractale autour de 2.5.

Par l'utilisation de simulations numériques allant jusqu'à 8192^3 cellules, Buaria et al. (2019) ont pu étudier les structures associées à de la vorticité et aux cisaillements en vitesse d'un fluide turbulent. Leurs simulations atteignent des échelles de l'ordre de $k_{\max}\eta \approx 6$, avec k_{\max} la longueur d'onde résolue la plus grande et η l'échelle de Kolmogorov. Les panneaux colorés à droite de la Fig. 2.3 sont extraits de leur étude. Chaque panneau est une extraction de la simulation à plus haute résolution à des échelles de plus en plus fines, donnée en fonction de η en bas. La région est la même, centrée sur la cellule de plus haute vorticité. Les structures couleurs cyan sont les points de vorticité, les structures rouges indiquent les cisaillements. Le paramètre C est le seuil en intensité choisi pour tracer les contours. Ils montrent que les régions de forts cisaillements sont situées autour des régions de fortes vorticités, avec des structures sous la forme de vortex. Cependant, s'approchant à 25η , les régions de cisaillements disparaissent. En comparant les intensités des deux phénomènes, ils montrent que les régions à forts cisaillements sont toujours situées autour des régions à forte vorticité. L'inverse n'est cependant pas vrai, puisqu'ils voient que les

régions aux plus fortes valeurs de vorticité montrent des cisaillements qui sont moins forts.

La dissipation semble donc se réaliser dans des vortex sous forme de filaments.    ces vortex sont associés des cisaillements en vitesse importants, qui nous permettent alors de les sonder.

2.2 Structures de dissipation sous expérience contrôlée

On peut maintenant se poser la question de la manière d’observer des vortex filamenteux. Pour cela, dans le cadre des expériences contrôlées, il faut partir de l’équation de Poisson pour la pression dans un fluide incompressible :

$$\frac{1}{\rho} \mathbf{grad}^2 P = \frac{1}{2} \omega^2 - S_{ij} S_{ij} \quad (2.37)$$

Dans cette équation, P est la pression, ρ la densité, ω la vorticité et S_{ij} les tenseurs de contraintes. On voit que la vorticité ω joue le rôle de source de pression, tandis que les tenseurs de contraintes S_{ij} jouent le rôle de diminution de pression. Lorsque la vorticité est très élevée (par exemple dans les filaments), on augmente le gradient de pression et on voit alors apparaître des chutes de pression locales. Pour chercher de la vorticité, il faut donc chercher des minimums de pression locaux, appelés des cavitations.

L’expérience de [Douady et al. \(1991\)](#) a mis en avant cet effet de cavitation par le biais de micro-bulles. Dans une *french washing machine*, ils ont ajouté des bulles occupant moins de 0.5% du volume total. Ils ont pu remarquer que les micro-bulles permettent de créer plus facilement des cavités, vers lesquelles elles se déplacent. Deux photographies de ces vortex sont montrées Fig. 2.4 : l’une est vue de profil, l’autre à une extrémité. On y voit la longue structure allongée à gauche ainsi que le tourbillon de face à droite. Dans cette expérience, ils ont pu attendre un nombre de Reynolds égal à 8×10^4 . Les structures apparaissent tout d’abord comme des filaments droits, puis commencent à montrer des distorsions hélicoïdales. Après environ 0.1s, les filaments disparaissent, laissant place à de larges tourbillons. Les filaments forment parfois des réseaux de grands filaments connectés à de plus petits comme ce sera vu plus tard dans la simulation de [Moisy & Jiménez \(2004\)](#).

2.3 Repérer les structures de dissipation dans le MIS

L’étude de la turbulence nécessite la mesure de la vitesse du fluide étudié en 3 dimensions. Or, dans l’étude du gaz moléculaire, nous n’avons pas accès à toutes ces dimensions. En réalité, nous n’avons accès qu’à la vitesse le long de l’axe de visée qui est projetée sur le plan du ciel. Les variations spatiales sont donc comprises seulement dans le plan du ciel. En travaillant sur les nuages moléculaires, on perd donc la structure en 3 dimensions de la vitesse. On a donc seulement accès aux dérivées croisées de la vitesse sur la ligne de visée. Ce sont des cisaillements en vitesse, marquant la dissipation de la turbulence.

Contraints à l’utilisation d’une seule dimension de la vitesse, les résultats de [Falgarone & Phillips \(1990\)](#) ont tout de même permis de montrer des effets de la turbulence dans les

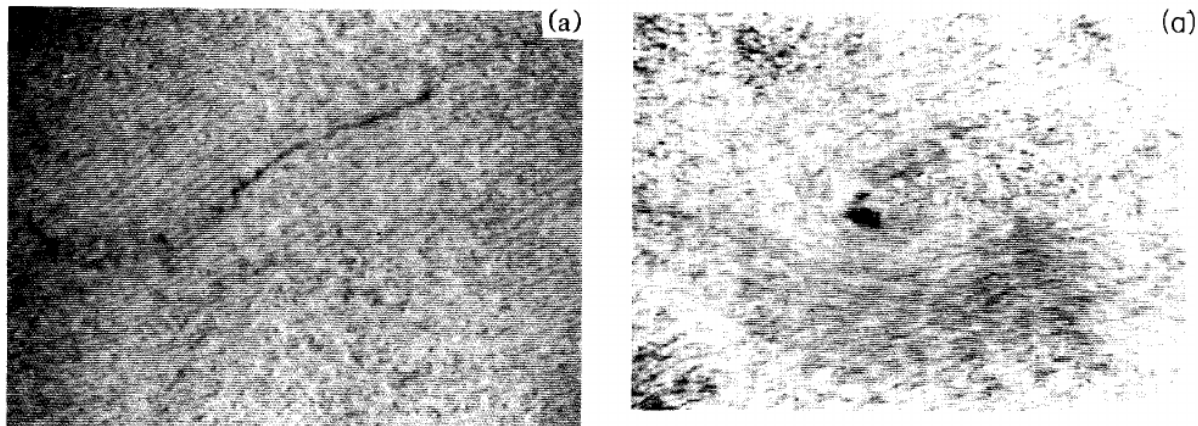


FIGURE 2.4 – Photographies de deux vortex filamenteux. *Gauche* : Vue de profil du filament à sa formation. Il fait 5cm de long et 0.1mm de large. *Droite* : Vue de face, 0.04s après sa formation.

nuages moléculaires. Pour cela, il faut utiliser les incréments des centroïdes de vitesse, ou **Centroid Velocity Increment (CVI)**, une méthode qui a été originellement présentée par [Lis et al. \(1996\)](#).

2.3.1 Calcul des Incréments de Centroïdes de Vitesse

Pour calculer des incréments de centroïdes de vitesse, il faut dans un premier temps calculer les centroïdes de vitesse, ou **Centroid Velocity (CV)**. C'est le moment d'ordre 1 de la vitesse du spectre, pondéré par son intensité. Pour un spectre donné de résolution en vitesse δv et de taille N , son centroïde de vitesse C s'écrit en fonction de son intensité $T(v)$:

$$C \text{ [km/s]} = \frac{\int T(v)v \, dv}{\int T(v) \, dv} \approx \frac{\sum_{i=1}^N T(v_i)v_i}{\sum_{i=1}^N T(v_i)} \quad (2.38)$$

Ce calcul est une indication de la vitesse moyenne dans la direction du spectre. Il est estimé sur l'ensemble des spectres d'un cube. Les **CV** remplacent pour nous une mesure de vitesse dans le fluide. L'étape suivante, proposée par [Lis et al. \(1996\)](#) consiste donc à calculer les différences de **CV** à travers la carte ; ce sont les incréments, ou **CVI**.

Les processus turbulents présents dans les nuages interstellaires étant des processus très lents avec un temps estimé à plusieurs millions d'années, l'hypothèse de stationnarité est justifiée. En considérant l'isotropie de la turbulence, on peut donc utiliser l'Eq.2.19 avec un lag l choisi dans le plan du ciel. Pour une position de la carte, il faut donc calculer sa différence avec toutes les positions présentes à la distance de l . La moyenne de ce calcul à un lag donné permettra une analyse graphique des régions de cisaillement.

On peut ensuite calculer la fonction de structure de la carte à un lag donné à partir de la **Fonction de Densité de Probabilité (PDF)** des **CVI**. Ces **PDF** sont importantes car elles sont marquées par la turbulence. La Fig. 2.5 est extraite de l'étude de [Lis et al. \(1996\)](#). On y voit les **PDF** normalisées des **CVI** à différents lags notés Δ (c'est l dans nos notations). Les pointillés indiquent une gaussienne de dispersion unité et centrée en 0. Les

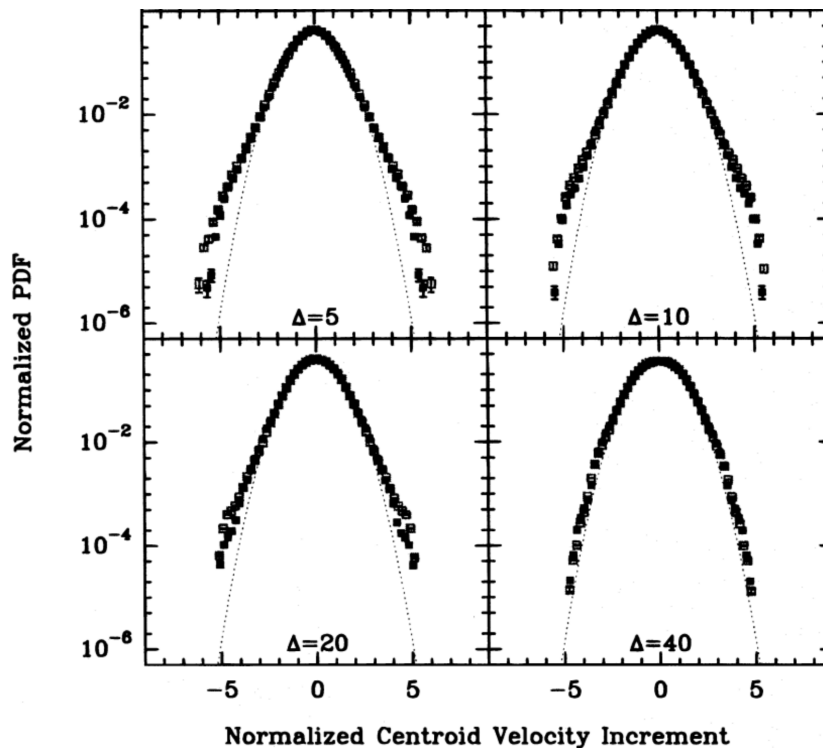


FIGURE 2.5 – PDFs normalisées des incréments de centroïdes de vitesse. Les lags sont inscrits par un Δ en bas de chaque figure. Figure tirée de [Lis et al. \(1996\)](#). Les pointillés indiquent une gaussienne centrée en zéro et de dispersion unité.

distributions à grand lag sont bien ajustées par des distributions gaussiennes, mais pas à petit lag. Dans ce dernier cas, c'est au niveau des extrémités que l'on voit des différences. On notera pour le moment que, par construction des PDF, on y sonde des événements rares et intenses.

Les études de [Hily-Blant & Falgarone \(2007\)](#), [Hily-Blant et al. \(2008\)](#) et [Hily-Blant & Falgarone \(2009\)](#) visent à inspecter ces CVI dans le nuage diffus Polaris flare et le nuage du Taurus, sur l'observation de raies $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{12}\text{CO}(1-0)$, et $^{13}\text{CO}(1-0)$. La Fig. 2.6 montre un ensemble de résultats présentés dans le papier [Hily-Blant & Falgarone \(2009\)](#). Le panneau en bas à gauche montre la distribution des CVI à petit lag. On y voit que la PDF normalisée des CVI s'éloigne d'une distribution gaussienne, tout comme l'a montré [Lis et al. \(1996\)](#). Le panneau situé au-dessus montre la carte des CVI moyennés azimuthalement. On y décèle une structure allongée qui parcourt l'ensemble de la carte, avec un cisaillement extrême dans la partie haute et un cisaillement plus faible sous la forme d'un crochet dans la partie basse. Le panneau le plus à droite montre l'intensité intégrée de l'émission $^{12}\text{CO}(2-1)$ entre -2 et -0.5 km/s sur laquelle sont superposés en bleu les CVI moyennés azimuthalement (panneau haut gauche). La structure allongée qui ressort de cette intégration se superpose avec les extrêmes des CVI. De plus, cette structure allongée est concomitante à une autre structure visible à plus basse vitesse. Le panneau central montre la superposition des CVI sur l'intensité intégrée sur tous les canaux en vitesse. La superposition est bien visible au centre de la carte à $(\Delta\text{RA}, \Delta\text{Dec}) \sim (-1000, 1000)''$.

Ces superpositions, ainsi que l'existence des ailes sur les PDFs à petits lags mettent

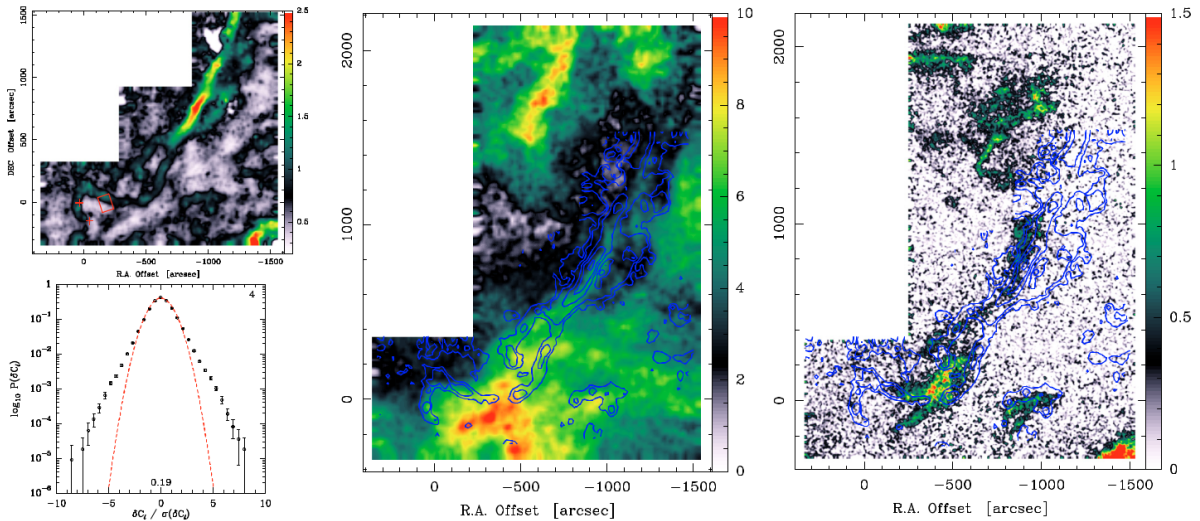


FIGURE 2.6 – *Haut gauche* : Carte des CVI en km/s pour un lag de $60''$ dans le Polaris flare. *Bas gauche* : PDF normalisée des CVI pour le même lag avec une distribution gaussienne en rouge. *Milieu* : Plus grandes valeurs de CVI superposées sur une carte d'intensité intégrée. La carte utilisée est obtenue à partir de données du télescope de 30m de l'IRAM en $^{12}\text{CO}(2-1)$, ayant permis de calculer les CVI présentés autour. *Droite* : Extrêmes de CVI superposés sur la carte intégrée en intensité entre -2 et -0.5 km/s. Image extraite de [Hily-Blant & Falgarone \(2009\)](#).

en avant que cette région subit de forts cisaillements en vitesse dans certaines régions. Le Polaris Flare est donc une région à dissipation de la turbulence. La caractérisation de cette dissipation est réalisée ensuite grâce à des fonctions de structures.

2.3.2 Les fonctions de structures

La fonction de structure est un outil mathématique utilisé notamment pour étudier la statistique des cisaillements en vitesse de fluides turbulents. Notant à lag l l'incrément en vitesse $\Delta V(l)$ et $p(\Delta V(l))$ sa densité de probabilité, on définit la fonction de structure à l'ordre p par :

$$S(p, l) = \int_{\Delta V(l)} p(\Delta V(l)) \Delta V(l)^p d\Delta V(l) \quad (2.39)$$

Pour clarifier les notations, nous noterons plutôt $\Delta V(l) = \Delta V_1$ et $S(p, l) = S_p(l)$:

$$S_p(l) = \int_{\Delta V_1} p(\Delta V_1) \Delta V_1^p d\Delta V_1 \quad (2.40)$$

Suivant [Monin & Yaglom \(1975\)](#), on peut aussi définir la fonction de structure à l'ordre p de la manière suivante :

$$S_p(l) = \langle |\Delta V_1|^p \rangle \quad (2.41)$$

Il faut toutefois ajouter que plus l'ordre p est élevé, et moins la mesure des fonctions de structures est triviale. Or, nous le montrerons plus loin, ce sont eux que l'on souhaite calculer pour étudier la dissipation. Les travaux de [Belin et al. \(1995\)](#) ont permis expéri-

mentalement d’obtenir des valeurs de fonctions de structures d’ordre très élevé (ordre 10) et avant eux, [Anselmet et al. \(1984\)](#) ont pu atteindre l’ordre 6. L’expérience de [Belin et al. \(1995\)](#) consistait à mesurer la vitesse d’un fluide à l’aide d’un anémomètre en carbone de $7\mu\text{m}$ afin d’influer le moins possible sur le fluide. Le fluide est plongé dans une *french washing machine*, permettant d’obtenir un $Re = 2.2 \times 10^6$. L’incertitude sur la mesure des fonctions de structures s’illustre dans la Figure 4 de leur papier, que je mets ici en copie dans les Fig. 2.7.a,b,c et d. Ces graphes représentent la partie intégrée de l’Eq. 2.40, à savoir $p(\Delta V_1)\Delta V_1^p$ pour les ordres $p=6, 8, 10$ et 12 en fonction de ΔV_1 . Il faut noter ici que les calculs sont réalisés dans la partie basse du domaine inertiel, soit à petit lag. Un ajustement est réalisé sur chacun des graphes, d’expression suivante :

$$p(\Delta V_1^p) = A \exp(-\alpha \Delta V_1^\beta)$$

L’ajustement est robuste pour les ordres 6 et 8, puis devient plus complexe à définir pour les ordres 10 et 12. À l’ordre 12, la dispersion est très grande, rendant la convergence du calcul de l’intégrale incertaine. On voit qu’à nombre de données fixe, plus l’ordre de la fonction de structure calculé est grand et plus l’incertitude sur la mesure augmente. La raison pour laquelle ces mesures sont plus incertaines, c’est que ce sont des événements rares. Typiquement, la PDF obtenue par [Belin et al. \(1995\)](#) (en copie dans le panneau bas de la Fig. 2.7) nous montre que les événements à cisaillements de 200 cm/s ont une probabilité d’occurrence d’environ 10^{-7} ; autrement dit ces événements ont une chance sur 10 millions d’apparaître. Étant rares, ces événements demandent plus de temps d’expérience pour être mesurés avec autant de précision que des événements à faible valeur de cisaillement. On retiendra l’équation empirique qu’ils obtiennent, exprimant le nombre de points nécessaires N afin d’atteindre un exposant proche à 5% de sa limite asymptotique :

$$N(p) \approx 50 \exp(1.4p) \tag{2.42}$$

Physiquement, les événements rares sont le reflet du caractère intermittent de la turbulence. L’intermittence fait que la turbulence se transmet des grandes échelles vers les petites échelles de manière non-uniforme en temps et en espace. Ainsi, la dissipation d’énergie est très forte dans des régions très localisées (supposant que l’énergie est conservée à travers la cascade turbulente) : plus on sonde des régions petites, plus il y a d’énergie par densité de matière. Les incréments en vitesse deviennent donc de plus en plus élevés à mesure que l’on regarde des échelles de plus en plus petites. Si ces événements sont très localisés, ils se font plus rares : ce sont donc les régions que l’on met en évidence à des ordres élevés de fonctions de structures.

L’un des résultats de la théorie de [K41](#) est que la fonction de structure dans le régime inertiel est proportionnel au lag suivant :

$$S_p(l) \propto l^{p/3} \tag{2.43}$$

Ainsi, à l’ordre $p = 3$: $S_p(l) \propto l$. On notera $\zeta_p = p/3$. Le choix des échelles sur lesquelles

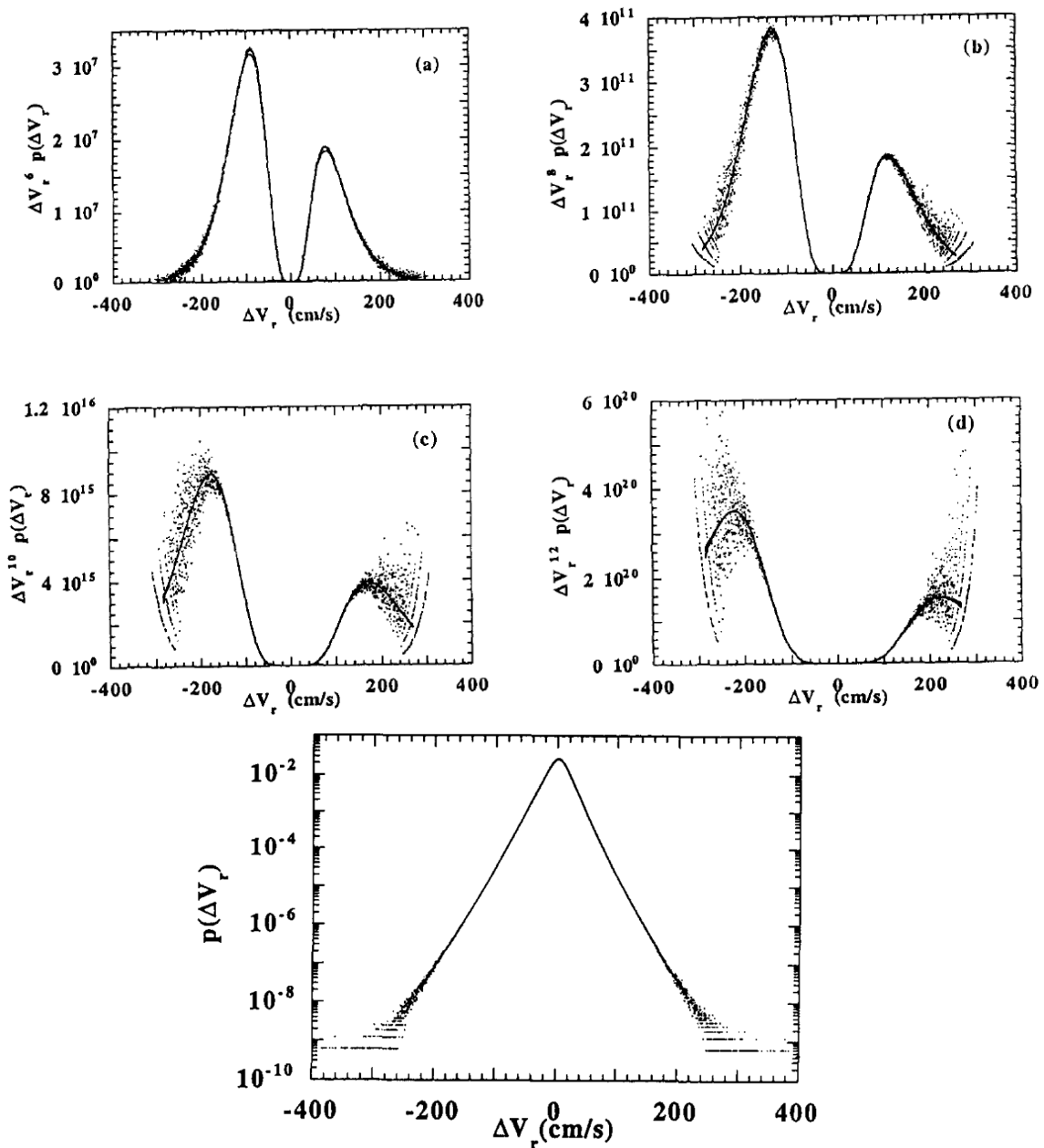


FIGURE 2.7 – 4 premiers graphes en Haut : Partie intégrée de la fonction de structure (cf Eq. 2.40), en fonction des incréments en vitesse, à des ordres de fonction de structure différents. L'ordre des fonctions de structures est (a) $p=6$, (b) $p=9$, (c) $p=10$ et (d) $p=12$. Les lignes sont des ajustements des points. Bas : PDF des incréments en vitesse calculés par [Belin et al. \(1995\)](#).

réaliser l'ajustement des fonctions de structures n'est cependant pas simple. Parfois, plusieurs ajustements pourraient être réalisés sur plusieurs échelles, sans pouvoir distinguer aisément les limites du régime inertiel. C'est dans l'optique de régler ce problème qu'une rencontre entre plusieurs groupes travaillant dans le domaine de la turbulence expérimentale 3D homogène s'est tenue en 1994 (Arneodo et al., 1996). Initialement, le régime inertiel était définie sur le domaine où la fonction de structure d'ordre 3 était linéaire : c'est le résultat de l'Eq. 2.43. Mais une autre définition a permis d'obtenir des résultats plus probants en utilisant l'Auto-Similarité-Étendue (appelée *Extended-Self-Similarity (ESS)*), dont Benzi et al. (1993) est à l'origine. D'après l'Eq. 2.43, on voit que la fonction de structure d'ordre 3 est proportionnelle à l'échelle l . Ainsi, l'ESS propose d'étudier l'évolution de la fonction de structure d'ordre p par rapport à la fonction de structure d'ordre 3, soit :

$$S_p(l) \propto S_3(l)^{\zeta_p/\zeta_3} \quad (2.44)$$

On peut retrouver dans les Fig. 1 et 3 (respectivement) du papier de Benzi et al. (1993) les fonctions de structures en fonction du lag ainsi que leurs ajustements obtenus sans et avec ESS (respectivement) pour des données simulées. On y voit très bien l'intérêt de cette définition qui permet alors d'ajuster la fonction de structure sur un régime plus grand. Cependant, il a été démontré que la définition de l'ESS n'étend pas le régime inertiel au-delà de ses limites (Arneodo et al., 1996). Lors de cette rencontre, l'étendue des expériences présentées a permis d'établir que cette technique fonctionne pour des expériences ayant un Re entre 20 et 5000, avec des exposants jusqu'à l'ordre 6, indépendamment du nombre de Reynolds et de la configuration de l'expérience.

Observé par Gagne (1987), la proportionnalité de l'Eq. 2.43 n'est vraie que pour des ordres p faibles. Lorsque l'on augmente l'ordre de p , la proportionnalité n'est plus vérifiée : c'est ce qui est illustré dans la Fig. 2.8, adaptée de Gagne et al. (1990) afin de correspondre à mes notations. À noter que l'ESS n'était pas encore développée à l'époque. Y sont représentées les fonctions de structures normalisées aux ordres $p=2, 3$ et 6 de la manière suivante :

$$\frac{\langle S_p(l) \rangle^p}{(\epsilon l_d)^p} \left(\frac{l}{l_d} \right)^{-\zeta_p} \quad (2.45)$$

Elles sont tracées en fonction de la taille du lag normalisé et les traits verticaux représentent les limites du régime inertiel. Les fonctions de structures normalisées sont aussi compensées du paramètre ζ_p indiqué dans la partie droite du graphique ; la compensation se fait par une multiplication par le paramètre $(l/l_d)^{-\zeta_p}$. Cela permet de vérifier si les fonctions sont bien proportionnelles à $l^{p/3}$ auquel cas j'ai ajouté la notation (K41) dans la figure. Alors que les moments d'ordres 2 et 3 semblent plutôt raisonnablement suivre la théorie de K41, ce n'est pas la même situation pour le moment d'ordre 6 pour lequel l'exposant devrait être égal à 3. Cette déviation à K41 pour des ordres supérieurs à 3 est un résultat fondateur de la caractérisation de la dissipation de la turbulence. C'est par l'ajustement de cette déviation que l'on arrive à déterminer les propriétés de la dissipation.

Finalement, plus l'ordre p est grand et plus le nombre de données doit augmenter pour

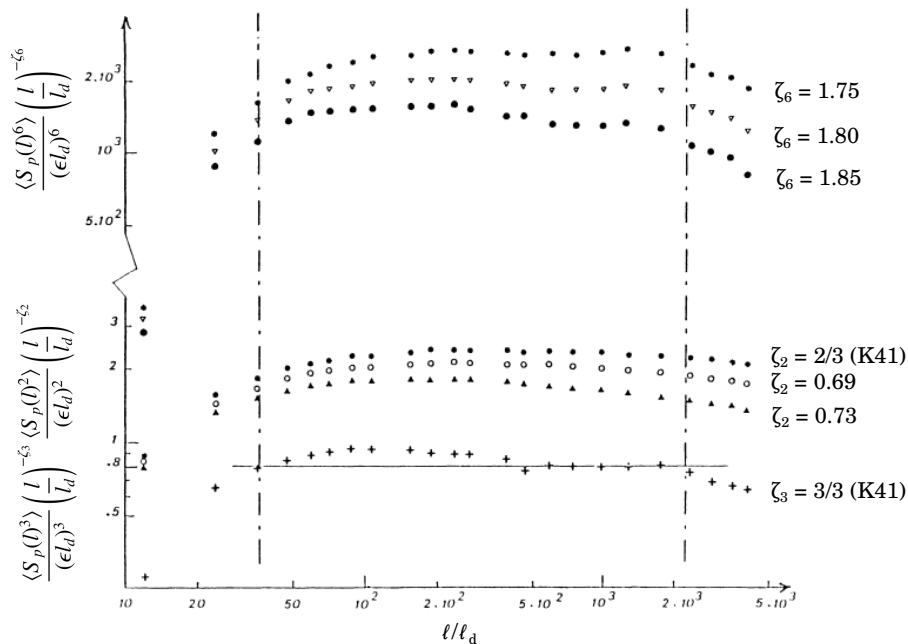


FIGURE 2.8 – Fonctions de structures normalisées d’ordre 2, 3 et 6 en fonction du lag considéré. Les fonctions de structures sont compensées du facteur ζ_p indiqué à la droite des marqueurs (voir Eq. 2.45). Les traits verticaux délimitent le régime inertiel. l_d est la longueur de Kolmogorov. Adapté de Gagne et al. (1990) pour correspondre à mes notations.

obtenir la même précision. Dans l’étude de la statistique du champ de vitesse turbulent des nuages moléculaires, nous sommes donc limités par les cartes : tant par leur champ de vue total que par leur résolution.

2.4 Caractériser l’intermittence de la dissipation

L’exposant ζ_p obtenu par l’ajustement de l’Eq. 2.44, montre une déviation claire à K41 lorsqu’il est tracé en fonction de l’ordre p de sa fonction de structure. Dans la Fig. 2.9, les ζ_p obtenus pour plusieurs expériences sont tracés en fonction de l’ordre p . On peut noter la plus grande dispersion des valeurs à mesure que p augmente. Alors que la théorie de K41 représente bien la tendance sur les premiers ordres, elle s’en défait à partir de l’ordre 4. C’est pour tenir compte de cette déviation que plusieurs modèles ont été proposés, qui sont tracés ici par différents traits. Si les expériences se distinguent de plus en plus à mesure que p augmente, c’est aussi le cas de chaque modèle. Ainsi, pour faire la distinction entre différents modèles d’une même expérience ou observation, il est nécessaire d’étudier des ordres p les plus élevés possibles. Pour donner un exemple en astrophysique observationnelle, la Fig. 2.10 montre les exposants obtenus dans le Polaris Flare sur une carte $^{12}\text{CO}(2-1)$. On y remarque que le modèle dit de She & Lévêque (1994) est celui qui s’ajuste le mieux aux données, et que le départ au modèle de K41 commence après l’ordre 3.

Si la théorie de K41 prévoyait une relation linéaire entre ζ_p et p , c’est qu’elle considé-

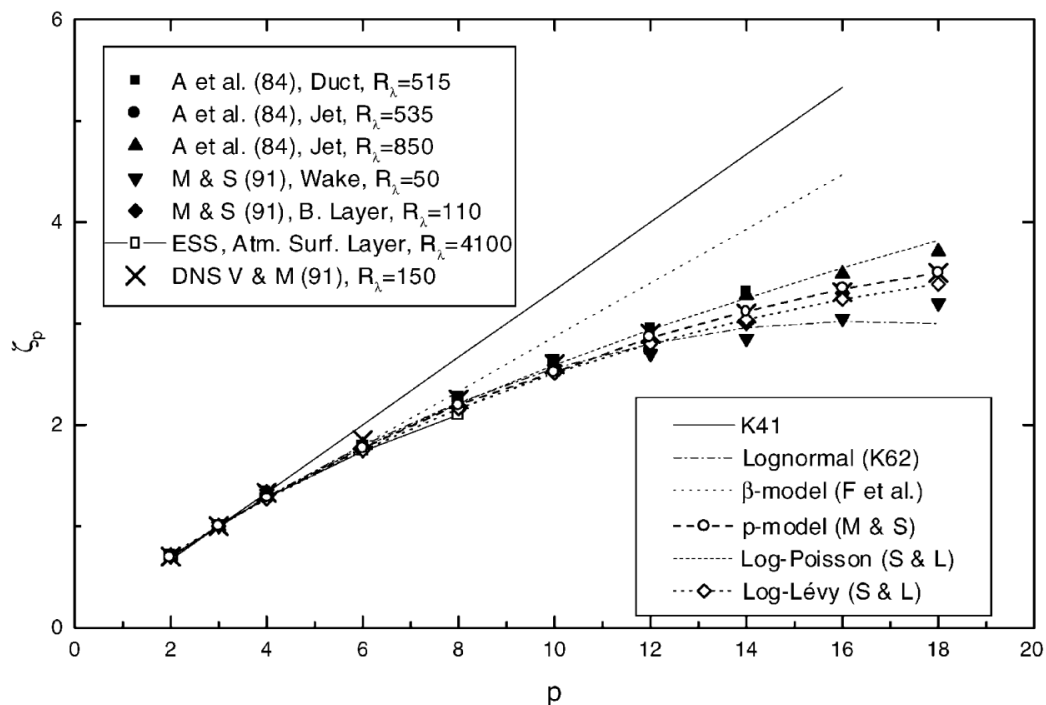


FIGURE 2.9 – Exposants ζ_p en fonction de l'ordre p de la fonction de structure. Chaque marqueur provient d'une étude différente dont les références correspondent à A : Anselmet et al. (1984), M & S Meneveau & Sreenivasan (1991) et V & M à Vincent & Meneguzzi (1991). Les ajustements de plusieurs modèles sont aussi indiqués. Cette figure est tirée de Anselmet et al. (2001).

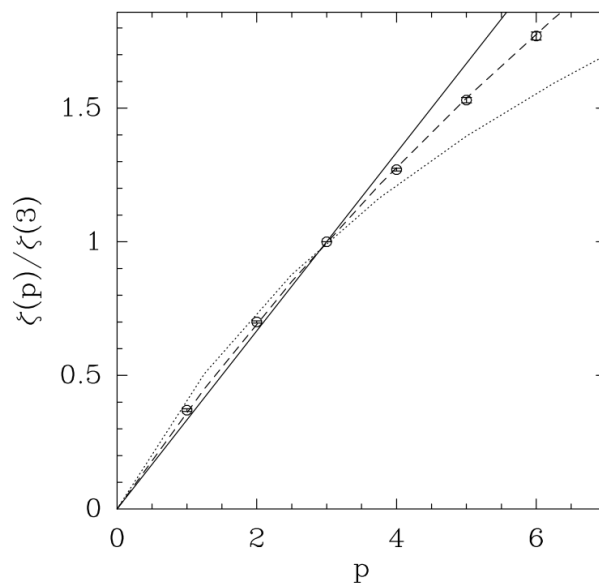


FIGURE 2.10 – Exposant de la fonction de structure pour les données Polaris $^{12}\text{CO}(2-1)$ présentées Fig. 2.6. Les modèles K41, She & Lévesque (1994) et Boldyrev et al. (2002) sont représentés par des ajustements en traits pleins, en tirets et en pointillés respectivement. La figure est extraite de Hily-Blant et al. (2008).

rait que la turbulence avait un comportement universel. L'une des principales critiques à cette hypothèse est qu'elle ne prend pas en compte que la turbulence pourrait avoir un comportement non universel étant donné les origines possibles d'injection d'énergie. Plus généralement, une critique à la théorie de K41 est que si l'énergie cascade sans perte, la dissipation d'énergie devrait être infiniment grande aux petites échelles (à cause du tenseur des gradients de vitesses). Revu plus tard dans ce qui s'appellera la théorie de Kolmogorov-Obukhov (Kolmogorov, 1962, Obukhov, 1962), le problème soulevé par la constance de la quantité d'énergie transférée à travers les échelles a été résolu en supposant que l'énergie ne se transmet pas dans l'entièreté du volume, mais seulement dans une portion. En se propageant vers des échelles plus petites, l'énergie se propage dans des portions de volume.

Le modèle β établi par Frisch et al. (1978) ajuste les fonctions de structures en prenant en compte cette modification. Dans ce modèle, le facteur β_p donne la fraction de volume qui est remplie. La fonction de structure s'écrit alors :

$$S_p(l) = v_0^p \left(\frac{l}{l_i} \right)^{\beta_p} \quad (2.46)$$

Dans cette équation, l_i est l'échelle d'injection et v_0 est la vitesse typique (ou **Root Mean Square (RMS)**) des fluctuations en vitesse à cette échelle. Le facteur β évolue avec l'ordre p considéré de la manière suivante $\beta_p = \frac{p}{3} + (3 - D) \left(1 - \frac{p}{3} \right)$. Le terme $3 - D$ est appelé codimension, 3 étant la dimension de l'espace de départ. Le terme de codimension donne la dimension de la structure ayant la plus haute dissipation grâce au terme D . Dans la Fig. 2.9, ce modèle représente correctement les exposants jusqu'à l'ordre $p=8$, mais pas au-delà. À $p=3$, on retrouve bien la théorie de K41. La pente du spectre en énergie dans le régime inertiel est cependant modifiée :

$$E(k) \propto k^{-\left(\frac{5}{3} + \frac{3-D}{3}\right)} \quad (2.47)$$

Un autre modèle présenté dans la Fig. 2.9 est celui de She & Lévêque (1994). Ce modèle fait l'hypothèse d'un milieu turbulent incompressible avec un niveau d'intermittence égal à $2/3$ (1 étant une cascade non intermittente). Le paramètre β devient ici : $p/9 + 2 \left[1 - \left(\frac{2}{3} \right)^{p/3} \right]$, avec un paramètre D égal à 1, considérant donc des structures intermittentes sous la forme de filaments. La différence avec le β -modèle provient de cette considération : les structures de fluctuations en vitesse sont associées à des filaments.

Il existe aussi le modèle de Boldyrev et al. (2002) pour lequel les structures intermittentes sont des nappes, avec un niveau d'intermittence à $1/3$ dont le paramètre β devient $p/9 + 1 - (1/3)^{p/3}$. Ces structures se formeraient dans la turbulence supersonique.

Finalement, mentionnons le modèle multifractal qui a été suggéré par Parisi & Frisch (1985) à partir de données de Anselmet et al. (1984). Dans la Fig. 2.9, ce modèle est nommé *p-model* d'après Meneveau & Sreenivasan (1991). L'idée derrière ce modèle est de ne pas considérer un seul exposant par ordre p , mais une infinité. La fonction de structure

serait donc proportionnelle au lag à une puissance variable. Ainsi, l'exposant β serait égal à $\beta = \min_h[ph+3-D(h)]$. On retrouve le terme de codimension instauré dans le modèle β . Ici, h est un terme spécifique à l'échelle, p est toujours l'ordre de la fonction de structure, et D est la dimension fractale associée. Il est cependant nécessaire de noter que l'aspect multifractal développé dans ce modèle n'a aucune interprétation possible dans la forme des structures à petite échelle. Ce modèle n'existe que pour satisfaire les résultats probabilistes établis par les fonctions de structures d'ordre élevé. Plusieurs travaux expérimentaux et de simulations tendent plutôt à montrer que certaines structures en 3 dimensions sont celles qui contiennent le plus de dissipation.

3 Limitations et conclusion

Discutons de l'un des piliers fondateurs de la théorie initiale de la turbulence qui n'est visiblement pas vérifié dans le milieu interstellaire : il est compressible. [Kritsuk et al. \(2007\)](#) ont étudié le comportement de la turbulence dans une simulation à 3 dimensions hydrodynamiques sans champ magnétique et supersonique d'un nuage compressible. Plusieurs calculs ont été déclinés tels que les fonctions de structures, sa dimension fractale, l'exposant des fonctions de structures, la relation masse/taille ou son spectre en puissance. Ils démontrent que la géométrie de la turbulence supersonique est ici dominée par les chocs frontaux, dans un domaine inertiel de dimension fractale d'environ 2.4, avec une valeur pour le régime dissipatif de 2. Cependant, les résultats statistiques obtenus à partir du champ de vitesse sont toujours différents des résultats obtenus par [K41](#), avec typiquement l'ordre 3 de l'exposant des fonctions de structures bien au-delà de l'unité. Ils ont pu finalement trouver un cas où les résultats de [K41](#) à ordre p faible (inférieur à 4) se traduisent dans leurs simulations compressibles : il ne faut pas utiliser la vitesse seule, mais plutôt la vitesse pondérée par la densité. En prenant la vitesse pondérée, le spectre en puissance suit bien une loi en $-5/3$, et les exposants des fonctions de structures suivent la même proportionnalité qu'avec [K41](#) pour des ordres p faibles.

Malheureusement, les observations de nuages moléculaires ne nous permettent pas (encore) d'obtenir une estimation de la densité du milieu à la même résolution que les vitesses. Mais l'étude de [Federrath et al. \(2010\)](#) a mis en comparaison des résultats statistiques de la turbulence d'observations du gaz et de simulations. L'une des simulations est à forçage purement solénoïdal, l'autre purement compressif. De leurs simulations, plusieurs paramètres statistiques pour décrire la turbulence sont obtenus afin de les comparer aux mêmes paramètres obtenus à partir des observations du gaz. Les résultats montrent clairement un accord entre les simulations et les observations dans plusieurs cas, permettant notamment de définir certaines régions du nuage de Perseus comme dominées par des phénomènes de compressions. Cette étude montre que les observations, même si elles sont par essence des approximations, peuvent nous permettre d'analyser le champ de vitesse turbulent. Malgré plusieurs limitations telles que le manque d'auto-gravité ou de champ magnétique, les résultats obtenus sont en accord avec ceux de [K41](#) et font le lien avec les observations de nuages. Un point important de cette étude réside dans l'importance de ce

qui est nommé l'échelle sonique.

C'est peut-être l'un des paramètres clef permettant de comprendre la formation des cœurs, qui marque la frontière entre la turbulence supersonique et subsonique. La contraction gravitationnelle d'un nuage est supportée par les mouvements supersoniques de la turbulence. À cette échelle, les processus supersoniques font de la compression, produisant des filaments. Ce support n'est plus suffisant lorsque l'on atteint l'échelle subsonique et la gravité devient le processus dominant, produisant alors des cœurs. La simulation de Federrath et al. (2021) a permis de creuser la question de la position de l'échelle sonique avec une simulation de 10048^3 cellules. Par le calcul des fonctions de structures ils obtiennent une échelle sonique à 0.025pc s'étendant de 0.015 à 0.04pc environ via une transition douce. Cette échelle est à mettre en perspective avec les analyses de la Fig. 2.2, où la proportionnalité entre σ_{NT} et L montre deux tendances dont la séparation se marque clairement à partir d'environ 0.08pc. En ne sélectionnant que les structures correspondant à l'échelle subsonique, ils mesurent aussi que la PDF de la densité contient des ailes qui suivent une loi de puissance, dont un processus intermittent serait responsable. À l'inverse, en ne sélectionnant que les structures correspondant à l'échelle supersonique, les ailes sont absentes. Ces simulations nous informent donc de l'importance d'observer des régions à l'échelle subsonique.

La turbulence est un processus complexe depuis longtemps étudié via de nombreuses expériences, observations et simulations numériques. Malgré des hypothèses fortes, l'étude analytique de K41 en a dévoilé des résultats fondateurs. Les hypothèses de K41 ne sont pas entièrement vérifiées dans le MIS et pourtant, un large faisceau de preuves conduit à prouver que la turbulence y a un rôle primordial : elle façonne les nuages moléculaires en ralentissant leurs effondrements, et permet la production de molécules dont les réactions de production sont très endothermiques. Les origines de l'injection d'énergie turbulente commencent à être comprises, s'étendant des échelles des étoiles aux échelles galactiques. La théorie initiale de K41 a depuis été revisitée par plusieurs modèles, ces derniers permettant de justifier que le MIS contient un processus de dissipation intermittente de la turbulence. La mesure des cisaillements en vitesse, vecteurs de la dissipation de la turbulence, passe en premier lieu par le calcul des CVI puis des fonctions de structures et de leurs ajustements. Alors que les preuves s'amassent, que les simulations couvrent des échelles de plus en plus étendues, que les cartes d'observations sont de plus en plus grandes et de plus en plus fines en résolution, il est nécessaire d'établir des algorithmes permettant de travailler sur la statistique de cette turbulence et sur la forme des structures de dissipation. Dans ce but, nous avons réalisé des analyses statistiques de nouvelles observations de nuages moléculaires afin d'obtenir, par le calcul des CV, des CVI et des fonctions de structures, le modèle de dissipation intermittente de la turbulence qui y est en cours. Le chapitre suivant présente le code que j'ai écrit permettant de réaliser cette analyse.

Chapitre 3

Caractérisation de la turbulence avec *Unveil.jl*

Sommaire

1	Nécessité d'une nouvelle approche	46
1.1	Principes généraux de la caractérisation de la turbulence	46
1.2	Approches possibles d'amélioration du calcul des centroïdes	47
1.3	Apports d'un nouveau langage de programmation	48
2	Approches retenues : SWO et PCA	51
2.1	Spectral Window Optimisation : SWO	51
2.2	Principal Component Analysis : PCA	54
2.3	Vérification de la convergence de la PCA	64
3	Aspects pratiques du code <i>Unveil.jl</i>	78
3.1	Calculs de PCA	78
3.2	Méthode de calcul des CVI	79
3.3	Calcul des fonctions de structures et de leurs exposants	80
3.4	Structuration du module <i>Unveil.jl</i>	80
4	Premières validations sur fBms	83
4.1	Observations synthétiques	83
4.2	Convergence de la PCA	88
4.3	Comparaison des CV	89
4.4	Comparaison des CVI	89
4.5	Convergence des fonctions de structures	91
4.6	Résumé de la vérification des cubes construits par fBms	96
5	Vérification du code sur une simulation numérique en MHD idéale	97
5.1	Construction de cube PPV	97
5.2	Descriptions des cubes bruités	99
5.3	Traitement du bruit	101

5.4	Cartes des Centroïdes de Vitesse	104
5.5	Distributions des Incréments des Centroïdes de Vitesse	107
5.6	Convergence des fonctions de structures	110
5.7	Fonctions de structures et exposants	110
5.8	Recommandations pour les observations	115
6	Etudes multi-paramètres	115
6.1	Présentation des cubes	115
6.2	Centroïdes de vitesse et leurs incréments	117
6.3	Fonctions de structures et exposants	118
7	Application au champ Polaris	121
7.1	Présentation des données	121
7.2	Convergence des méthodes	122
7.3	Statistique du champ de vitesse	124
8	Conclusions sur le code <i>Unveil.jl</i>	128

Ce chapitre traite de l’algorithme que j’ai créé durant ma thèse, nommé *Unveil.jl* (*UNVEILLing characteristics of the dissipation on a turbulent velocity flow in molecular clouds*). Cet algorithme, disponible en libre accès sur gitlab à cette adresse <https://gricad-gitlab.univ-grenoble-alpes.fr/delcamps/unveil> permet l’étude de la turbulence dans des observations de nuages moléculaires, par une analyse à la fois statistique et structurelle. Né de la nécessité d’avoir un nouvel outil dans un langage moderne (Section 1) et reposant sur une approche originale de la mesure du champ de vitesse, il est développé autour de deux méthodes de pré-traitement de données : une méthode fondée sur la PCA et une autre que j’ai nommé SWO (Section 2). L’algorithme, dont la structure est présentée Section 3, est codé dans le langage de programmation *Julia*. Des vérifications du bon fonctionnement du code sont présentées dans les Sections 4 et 5. Puis, je l’utilise pour présenter une caractérisation de la turbulence dans des données simulées en MHD idéale et sur des données d’observations dans les Sections 6 et 7 respectivement.

1 Nécessité d’une nouvelle approche

1.1 Principes généraux de la caractérisation de la turbulence

Je présente ici quelques éléments généraux sur l’analyse de la turbulence dans le MIS. Pour une présentation plus approfondie, je renvoie la lectrice au Chapitre 2.

Peu importe le domaine, la dissipation de la turbulence s’étudie par des mesures statistiques du champ de vitesse du fluide considéré. On parle de statistique car les propriétés intrinsèques de la turbulence ne peuvent s’étudier qu’à l’aide d’un ensemble conséquent de données. En effet, les paramètres nécessaires à sa caractérisation s’obtiennent à partir des fonctions de structures $S_p(l) = \langle |\Delta V_1|^p \rangle$. Lorsqu’on étudie un milieu turbulent intermittent, plus on augmente le paramètre p , et plus on met en lumière des événements

rare et intenses. Or, la dissipation intermittente de la turbulence est justement un événement rare et intense. Mais cette rareté conduit à un besoin croissant exponentiellement de points de mesures (Belin et al., 1995). Si l’on veut sonder la dissipation intermittente de la turbulence dans les nuages moléculaires, il faut donc avoir à la fois des observations à grand champ de vue pour avoir un nombre le plus important possible de mesures, mais aussi aux résolutions angulaires fines pour sonder la cascade aux échelles les plus proches de la dissipation. Mais la combinaison de ces deux éléments produit des cubes de données de plus en plus lourds. Dans une recherche en proie à des considérations écologiques (à raison) et économiques de plus en plus fortes, la nécessité d’utiliser des codes efficaces, rapides et n’utilisant que les capacités d’une machine de calcul simple est évidente.

La turbulence s’exprime par les gradients de vitesse, que l’on appellera aussi des cisaillements. Pour les estimer dans les nuages moléculaires, nous avons besoin de sonder le champ de vitesse. La méthode que nous choisissons utilise le calcul des centroïdes de vitesse (CV). Cette mesure est la vitesse moyenne d’un spectre pondérée par son intensité. On utilise ensuite les incréments des centroïdes de vitesse (CVI) qui mettent en avant les cisaillements dans le champ de vitesse. D’autres méthodes peuvent être utilisées sans utiliser les CV, présentées dans le travail de Falceta-Gonçalves et al. (2014) par exemple, ou dans la revue de Elmegreen & Scalo (2004).

Dans notre travail, le premier point crucial est donc de pouvoir estimer les CV de la manière la plus exacte possible. Cependant, nous allons voir que cette mesure est particulièrement sensible au bruit inhérent à nos données.

1.2 Approches possibles d’amélioration du calcul des centroïdes

Pour un spectre d’intensité à la vitesse v notée $T(v)$, et contenant N canaux de vitesse, son centroïde de vitesse C s’exprime :

$$C \text{ [km/s]} = \frac{\sum_{i=1}^N T(v_i)v_i}{\sum_{i=1}^N T(v_i)} \quad (3.1)$$

Cherchant à estimer les CV de la manière la plus juste possible, développons son incertitude par des dérivées logarithmiques. Nous allons noter $T(v_i) \equiv T_i$, et supprimons les bornes des sommes pour simplifier la lecture des expressions :

$$\left(\frac{\delta C}{C}\right)^2 = \left(\frac{\delta(\sum T_i v_i)}{\sum T_i v_i}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\sum T_i)}{\sum T_i}\right)^2 \quad (3.2)$$

Négligeant l’incertitude sur la vitesse v (très petite devant l’incertitude sur T), le premier terme se résume à :

$$\frac{\delta(\sum T_i v_i)}{\sum T_i v_i} = \sigma_T \frac{\sum v_i}{\sum T_i v_i} \quad (3.3)$$

Le second terme est l’incertitude de la somme des intensités. Ces intensités ont toutes la

même incertitude, à savoir σ_T le bruit du spectre. Ainsi, ce terme devient :

$$\frac{\delta(\sum T_i)}{\sum T_i} = \frac{N\sigma_T}{\sum T_i} \quad (3.4)$$

On peut ainsi exprimer l’incertitude sur C , notée δC , en fonction du nombre N de canaux de vitesse et du bruit σ_T :

$$\delta C = \frac{\sigma_T}{W} \sqrt{\sum_{i=1}^N v_i^2 + NC^2} = \sqrt{N} \frac{\sigma_T}{W} \sqrt{\langle v^2 \rangle + C^2} \quad (3.5)$$

avec $W = \sum_{i=1}^N T(v_i)$ (le dénominateur de l’équation précédente).

Historiquement, la première approche choisie pour réduire δC consiste à augmenter le signal de l’aire intégrée de la raie, sans en augmenter le bruit. En un sens, le principe permet de réduire N dans l’Eq. 3.5, en ne conservant que les canaux du signal. Cette approche, présentée par Pety (1999), Pety & Falgarone (2003), a été utilisée sur des données d’observations du nuage Polaris (Hily-Blant et al., 2008). Comme toute méthode d’optimisation, celle-ci se fonde sur des critères et des a priori. Afin d’estimer au mieux l’incertitude sur les résultats d’analyses statistiques du champ de vitesse d’un nuage moléculaire, il est essentiel de doubler l’utilisation d’une telle méthode par une nouvelle.

La nouvelle approche développée dans cette thèse se concentre donc sur la réduction du bruit des données, à savoir σ_T . Pour obtenir une estimation numérique, j’ai simulé des spectres simples composés de sommes de gaussiennes auxquels plusieurs niveaux de bruits gaussiens sont ajoutés. Le centroïde calculé sur les spectres sans bruit est égal à -2 km/s. Fixant N dans le calcul des CV, on a pu noter qu’un SNR d’environ 67 donne $C = -2 \pm 0.14$ km/s, tandis qu’un $SNR = 7$ donne $C = -2.12 \pm 1.55$ km/s. Le bruit des données est donc un facteur particulièrement important qu’il faut limiter au maximum. L’apport de cette approche permet de surcroît de proposer de nouvelles estimations de la statistique du champ de vitesse qui sont indépendantes des estimations obtenues par la précédente méthode. Enfin, si la réduction du bruit des données s’avère réellement efficace, le code peut être utilisé pour traiter des données anciennes, éventuellement mise de côté trop bruitées.

1.3 Apports d’un nouveau langage de programmation

Le code de Pety (1999) utilisant la réduction de N dans le calcul des CV était écrit dans le langage de programmation IDL. Optimisé au moment de sa création, le temps d’exécution du code est maintenant relativement lent (plusieurs minutes). Le code *Unveil.jl* est écrit dans un langage récent, gratuit et performant, appelé *Julia*. Étant donné qu’il est encore peu utilisé dans la communauté astrophysique, il m’a semblé intéressant de décrire son fonctionnement et de rapporter mon avis d’utilisateur. Pour écrire cette section, je me suis inspiré des livres de Nazarathy & Klok (2021) et Bezanson et al. (2017).

On peut distinguer deux types de langage de programmation : les dynamiques et

les statiques. La première catégorie comprend les langages utilisés en majorité de nos jours, tels que *Python*, *R* ou encore *MATLAB*. Ces langages ont besoin d’un interpréteur qui va traduire et permettre à la machine de lire le code. La seconde catégorie contient les langages *C* et *Fortran*, produisant des codes plus performants que ceux de langages dynamiques. Cette efficacité provient d’une compilation du code en amont, produisant un fichier exécutable par n’importe quelle machine. Cette différence fait que pour les codes écrits en langage dynamique, le code ne peut être lu que par une machine possédant cet interpréteur, contrairement aux langages compilés. Cependant, l’efficacité a un coup : la compilation est un processus pouvant être long et qui enlève de la versatilité au code. Par exemple, la compilation est spécifique au système d’exploitation utilisé. À l’inverse, un code par interpréteur permet d’être testé rapidement par la simple exécution de son script, qui sera alors utilisable sur n’importe quelle machine (à condition qu’elle contienne le bon interpréteur). La portabilité de ces codes vers des machines de calculs par exemple est alors plus simple qu’en utilisant un code compilé.

Lorsque l’on étudie la vitesse et l’efficacité d’un code, on peut en fait les projeter sur deux dimensions : la vitesse de développement, c’est-à-dire la facilité à écrire le code, et la vitesse de fonctionnement du code, soit sa vitesse au moment de l’exécution. Quiconque a pu s’essayer aux deux, l’écriture de code avec *Python* est, au premier abord du moins, plus évidente qu’en *Fortran*. On dit que les langages dynamiques sont plus *user-friendly* et permettent rapidement de coder ce que l’on souhaite. Bien qu’initialement centrée autour de *Fortran* et de *C*, la communauté astrophysique s’est majoritairement et rapidement tournée vers *Python*, notamment pour sa simplicité d’enseignement. À l’opposé, *C* et *Fortran* offrent une rapidité d’exécution bien supérieure car ils sont compilés. La compilation se fait sur le code en entier en une fois, tandis que l’interpréteur traduit chaque ligne séquentiellement. Choisir un langage de programmation dépend avant tout de ce que l’on souhaite réaliser, ainsi que des contraintes (notamment temporelles) qui nous sont imposées. Pour réaliser des simulations à haute performance, on va préférentiellement s’orienter vers du langage compilé. Cependant, des contraintes temporelles peuvent amener à choisir plutôt un langage dynamique pour leurs facilités d’utilisation. Pour simplifier, jusqu’à présent il fallait faire un choix entre rapidité d’apprentissage et rapidité d’exécution.

Julia, langage gratuit et *open-source*, a été créé dans le but de combler ce manque. En premier lieu, *Julia* est un langage compilé *just-in-time*, ce qui lui permet d’atteindre des performances comparables à celles de *C* (Nazarathy & Klok, 2021). Ce type de compilation signifie que le code est compilé dynamiquement au moment de l’exécution du programme. Pendant cette compilation, *Julia* utilise un système de *type inference* pour définir quels sont les types des arguments en entrée d’une fonction. C’est-à-dire que lors de l’appel d’une fonction, si l’utilisateur n’a pas précisé le type des arguments d’entrées, *Julia* compile une version spécifique de cette fonction pour les types qui lui sont donnés. Si la fonction est appelée avec un autre type d’argument (un nombre à virgule flottante plutôt qu’un entier par exemple), alors le code compile une nouvelle fonction spécifiquement pour ce type. Ce processus est appelé *multiple dispatch*, généralement utilisé dans les langages statiques. Ainsi, la développeuse peut gagner du temps d’exécution en précisant en amont le type

des arguments de ses fonctions. N’étant pas nécessaire pour le bon fonctionnement du code, on garde tout de même la flexibilité d’un code dynamique. Ce langage a aussi été, dès sa conception, pensé pour tout ce qui est englobé par la statistique de la science des données. De ce fait, il a été réfléchi pour la statistique et pour une utilisation multi coeurs, CPU ou GPU.

Pour parler de mon expérience, avant ma thèse j’ai pu utiliser *Fortran* sur un court projet d’étude, et *Python* pour plusieurs stages et projets personnels. Le principal avantage de *Julia* que j’ai pu constater est sa praticité d’utilisation. Comme mentionné plus haut, la syntaxe est claire et sans surplus. Typiquement, l’écriture d’équations mathématiques m’a paru plus simple, notamment lors de lectures de codes. Les fonctions basiques sont accessibles en natif, permettant d’écrire `sin()`, `exp()` ou `mean()` directement dans les équations, sans nécessité d’introduire des packages supplémentaires qui alourdiraient la notation. De plus, la vectorisation des opérations par la simple utilisation du terme `."` devant un opérateur mathématique permet de simplifier les opérations. Cependant, les boucles `for` n’étant pas critiquement *time consuming* comme cela peut être le cas avec *Python*, il est parfois préférable de les utiliser à la place de la vectorisation pour accéder à une lecture plus simple du calcul. Même si peu mise en avant dans le code *Unveil.jl*, la facilité avec laquelle le code peut être utilisé en multi-threading m’a impressionné. L’ajout du terme `Threads.@threads` est suffisant pour permettre à une boucle `for` d’être utilisée par le nombre maximum de coeurs auquel a accès *Julia*. Enfin, la possibilité de créer des fonctions aux mêmes noms, mais fonctionnant sur plusieurs types d’objets m’a été très utile. Typiquement, il est très simple de coder une fonction permettant de faire un même calcul sur des données de tailles différentes (carte 2D ou cube 3D par exemple). Tous ces avantages ont conduit à une écriture qui m’a semblé plus lisible et plus efficace que si j’avais utilisé *Python* par exemple.

Lorsque le code a dû être utilisé sur des données conséquentes (1764x1680 pixels, pour 250 canaux de vitesse, données [Blagrove et al. \(2017\)](#)), il a été nécessaire de l’optimiser. À ce moment, un ordinateur acheté en 2014 (performant à l’époque) n’avait pas la mémoire nécessaire pour le faire fonctionner sur ces données. Le travail d’optimisation, bien que difficile, a cependant été clairement facilité par cette lisibilité. En un coup d’œil il est possible de comprendre ce que réalise tel calcul, de la même manière que par une lecture d’équation manuscrite. Cependant, mes habitudes et réflexes de développement sont aussi peut-être à l’origine de cette meilleure lisibilité.

Mais le développement en *Julia* n’a pas été des plus simples non plus. En 2020, lorsque j’ai commencé à l’utiliser, la version 1.0 du langage n’avait alors que 2 ans. Ainsi, quelques-unes des fonctions qu’il fallait que j’écrive ont aujourd’hui des packages publics. J’ai aussi été confronté à plusieurs problèmes informatiques pour lesquels aucune réponse n’existait alors. D’autres problèmes tels que des incompatibilités entre plusieurs packages récents ont aussi freiné le développement du code. Par conséquent, j’ai dû probablement faire plus d’informatique que si nous avions décidé d’utiliser *Python*. La communauté d’utilisatrices *Julia* étant grandissante, ces problèmes sont moindres aujourd’hui. J’ai ainsi pu remarquer pendant ces 3 ans de développements que l’aide en ligne est de plus

en plus simple à obtenir.

Cependant, au moment où ce manuscrit est rédigé, il reste selon moi un défaut important au langage *Julia*. Le tracé des figures est particulièrement lent. Mais l'avantage de *Julia* est que la syntaxe me semble bien plus efficace que celle de *Python*. Par exemple, choisir les limites des axes en *Julia* se fait directement dans la fonction d'appel du tracé de figure, alors que les fonctions de *Python* demandent plusieurs lignes rallongeant ainsi le code. Donc généralement, les fonctions pour faire une figure sont plus concises et plus claires en *Julia*. Là où j'ai pu rencontrer des difficultés c'est dans le tracé de cartes en *heatmap* pour lesquelles l'affichage peut être très long, ou dans le tracé de figures complexes, notamment lorsqu'elles sont composées de plusieurs figures. Ainsi, alors que le code *Unveil.jl* permet de tracer les résultats les plus importants, j'ai réalisé durant ma thèse la majeure partie de mes figures avec le logiciel GILDAS (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>), à l'exception de quelques *cornerplots* particulièrement complexes qui ont été réalisés en *Python*. J'ajouterai cependant qu'en 3 ans à coder avec *Julia*, les fonctions pour réaliser des figures se sont considérablement améliorées. Les packages sont de plus en plus performants, mais surtout plus facilement adaptables aux différents types de données que l'on pourrait avoir.

Pour finir, l'une des promesses du développement de *Julia* est de satisfaire une *backward compatibility*, c'est-à-dire que les nouvelles versions n'empêchent pas les codes écrits dans les anciennes versions de fonctionner. Ajoutant à cela la croissance de sa communauté grandissante¹, il ne fait aucun doute que ce code pourra être maintenu aisément dans le futur.

2 Approches retenues : SWO et PCA

Dans cette section, je présente les deux méthodes que nous utilisons dans *Unveil.jl* afin de réduire l'incertitude lors du calcul des CV. La première, appelée SWO, fonctionne sur le même principe que le code de Pety (1999), soit par réduction du nombre de canaux de vitesse des spectres. La seconde méthode est fondée sur une Analyse en Composantes Principales, appelée PCA, permettant de réduire le bruit des spectres. Je présenterai les principes de ces deux méthodes dans cet ordre, puis discuterai d'un élément essentiel dans l'utilisation de la PCA, à savoir la vérification de sa convergence.

2.1 Spectral Window Optimisation : SWO

Cette méthode consiste à déterminer une fenêtre spectrale en ne conservant que les canaux associés au signal de chaque spectre. Toute la complexité de cette méthode réside dans la définition des critères d'optimisation. Comment s'assurer que le signal et ses ailes ne soient pas coupés ? On parlera de taille de fenêtre pour désigner la région du spectre

1. voir le TIOBE Index d'août 2023, index discutable mais indéniablement indicateur de popularité.

qui est conservée, et de cube traité ou reconstruit lorsque l'on parlera du cube obtenu après mise à zéro des canaux de bruits.

Pour écrire ce code, je me suis inspiré des études de [Pety \(1999\)](#) et [Pety & Falgarone \(2003\)](#). Un rapport signal-sur-bruit (SNR) y est défini, calculé pour plusieurs tailles de fenêtre m de la manière suivante :

$$SNR = \frac{\sum_{i=1}^m T_i}{\sigma\sqrt{m}} \quad (3.6)$$

avec T_i l'intensité du canal i , σ le bruit du spectre et m le nombre de canaux de vitesse dans la fenêtre. Le principe de cette méthode est de trouver la taille de fenêtre (c'est-à-dire m) qui maximise ce SNR , en augmentant progressivement sa taille depuis le maximum du spectre.

Cette méthode n'est pas implémentée dans *Unveil.jl*. Pour ce travail, nous avons souhaité développer une méthode supplémentaire permettant de tester la robustesse de la méthode de [Pety & Falgarone \(2003\)](#) et de la méthode PCA dont nous discuterons plus loin dans ce chapitre. Inspiré de l'Eq. 3.6, la fonction SWO maximise deux termes, notés \mathcal{C}_m^+ et \mathcal{C}_m^- :

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_m^+ &= \frac{\sum_{i=1}^m T_i}{\sqrt{m\sigma_m}} \\ \mathcal{C}_m^- &= \frac{\sum_{i=N-m}^N T_i}{\sqrt{m\sigma_m}} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Ces termes sont calculés pour chaque spectre du cube, et leur différence est le point de départ du calcul. Dans le cas de \mathcal{C}_m^+ , la somme des intensités commence au premier canal en vitesse, et s'étend ensuite jusqu'au dernier. Ce terme est calculé à chaque fois qu'un nouveau canal en vitesse est considéré dans la somme. Le second terme, lui, est calculé à partir du dernier canal en vitesse, et s'étend jusqu'au premier canal en vitesse. Ces deux paramètres contiennent le terme σ_m qui est le moment d'ordre 2 de l'intensité calculé sur les canaux en vitesse considérés, à savoir entre 1 et m pour \mathcal{C}_m^+ , et $N - m$ et N pour \mathcal{C}_m^- .

La Fig. 3.1 montre l'évolution de ces paramètres calculés sur un spectre simulé à deux gaussiennes. Lorsqu'ils atteignent le signal du spectre, on remarque que chaque paramètre augmente jusqu'à atteindre un premier pic entre les deux composantes gaussiennes. Puis, les paramètres diminuent ou stagnent (rouge et vert respectivement), pour ensuite augmenter de nouveau et atteindre un maximum. Ensuite, comme la somme ne va ajouter que des canaux de bruit, le numérateur ne va pas augmenter (en moyenne), alors que le dénominateur augmente dû à l'augmentation du nombre de canaux considérés m .

Implémentée dans la méthode SWO, une condition doit être vérifiée permettant de traiter des spectres qui sont encore plus inattendus, comme ceux qui seront présentés dans la Section 6. La première étape est de calculer la dispersion en vitesse D_v , pondérée par l'intensité des spectres bruités. Notant μ le moment d'ordre 1 d'un spectre à N_v canaux

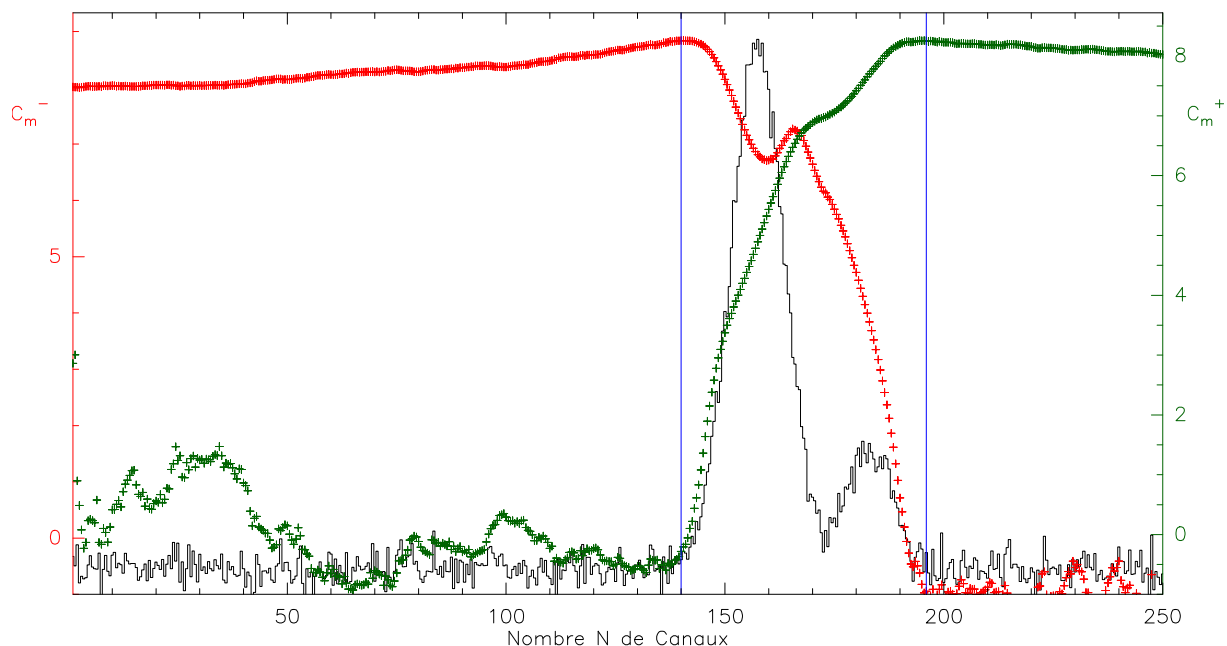


FIGURE 3.1 – Spectre simulé à deux composantes gaussiennes avec un bruit de distribution normale en noir. Les points verts et rouges sont les paramètres \mathcal{C}_m^+ et \mathcal{C}_m^- respectivement. Les traits verticaux bleus sont les limites de la fenêtre, obtenu automatiquement en prenant les maximums des deux paramètres.

de vitesse, d'intensité $T(v)$ au canal v :

$$D_v = \frac{\sum_{i=1}^{N_v} T(i)(i - \mu)^2 dv}{\sum_{i=1}^{N_v} T(i) dv} \quad (3.8)$$

Ce paramètre nous donne une première estimation de la largeur de la fenêtre minimale que l'on doit obtenir par **SWO**. Si la fenêtre obtenue par **SWO** est plus petite que 10% de D_v , il est clair que la méthode n'a pas fonctionné correctement. **SWO** est alors de nouveau utilisée, mais cette fois-ci sur un spectre lissé en vitesse. Le lissage est réalisé de manière à ne conserver que 10% du nombre de canaux de vitesse du cube d'origine : on réduit ainsi artificiellement le bruit. Si finalement ce nouveau calcul ne permet toujours pas d'obtenir une largeur de fenêtre suffisante, l'entièreté du spectre est conservée. Ces vérifications permettent d'apporter une sécurité supplémentaire afin de ne pas obtenir des fenêtres en dehors du signal.

Une autre différence vis-à-vis de l'algorithme de **Pety (1999)** est que ce dernier travaille sur des spectres moyennés par régions. Ce choix s'appuie sur l'hypothèse que les spectres varient de manière continue d'une position à la suivante. Or, l'introduction d'une corrélation spatiale dans le calcul des **CV** revient à introduire une corrélation spatiale dans le champ de vitesse. Il est clair que par définition, les observations que l'on réalise sont biaisée d'une corrélation spatiale, à cause de notre résolution finie. Cependant, on souhaite s'affranchir de cet effet dans notre traitement afin de ne pas ajouter des biais supplémentaires, d'autant plus que les moyens informatiques actuelles le permettent sur

l'ensemble de nos jeux de données.

2.2 Principal Component Analysis : PCA

La **PCA** est une méthode mathématique utilisée dans beaucoup de domaines. Elle permet de réduire le nombre de dimensions d'un ensemble de données en ne conservant qu'une partie de sa variance. On parle aussi de compression des données. Dans notre cas, nous l'utilisons pour réduire le bruit σ_T des spectres tout en conservant la partie des données qui contiennent une fraction significative de la variance du signal. Je présente dans cette Section à la fois son fonctionnement, les points de vigilances à avoir et un historique de son utilisation dans plusieurs domaines.

2.2.1 Description mathématique

Le principe de la **PCA** peut être décrit par un jeu de données simple. Prenons la distribution de la Fig. 3.2, reproduite à partir d'un échange sur le forum *StackExchange*². On y voit une distribution de points bleus, qui peut être définie par une moyenne et une dispersion. Ces points sont disposés aléatoirement dans un plan (disposition identique dans les deux panneaux). Les points rouges sont la projection des points bleus sur la droite noire. Cette droite a ici deux orientations pour l'exemple, mais nous pouvons l'orienter dans n'importe quelle direction pour obtenir des projections différentes. Les pointillés donnent les valeurs maximales et minimales obtenues par la projection, et les traits verts les distances qui séparent ces extrêmes dans les deux dimensions. Dans le panneau de gauche, on maximise la variance, car chaque point rouge est très éloigné des autres. Le panneau de droite, lui, montre des points rouges plus rapprochés. La différence entre les deux panneaux se voit bien avec les traits verts : ils sont plus courts à droite qu'à gauche, signe que la projection produit une plus faible variance. En réalité, la projection de gauche est alignée sur la moyenne des points : on peut alors s'affranchir de toutes les valeurs, pour ne garder que la moyenne. On perd de l'information, mais on en garde une partie essentielle. La **PCA** permet d'obtenir cette projection, quelle que soit la dimension des données : elle cherche la projection qui maximise la variance. En d'autres termes, elle permet d'obtenir les dimensions essentielles à la description d'un jeu de données.

Maintenant, regardons de quelle manière nous pouvons l'utiliser dans notre cas. Pour un spectre donné, chaque canal de vitesse contient une certaine quantité d'information, plus importante dans les canaux du signal qu'ailleurs. Un moyen de déterminer dans un cube de données **Position-Position-Velocity (PPV)** quels canaux de vitesse contiennent le plus d'informations est de calculer leur variance. En effet, dans un cube, un canal ne contenant que du bruit aura une variance faible en comparaison d'un canal contenant du signal partout. On peut voir cela sur la Fig. 3.3 qui représente en noir les variances pour chaque canal de vitesse d'un cube de données d'observations (présentée dans la Section 7). En rouge est tracée la moyenne en intensité calculée dans tout le cube. Pour cet

2. Making sense of principal component analysis, eigenvectors & eigenvalues

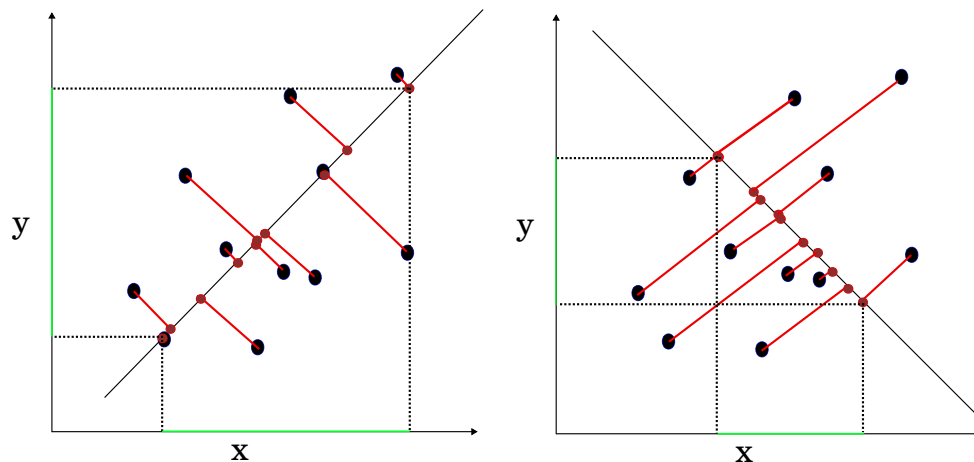


FIGURE 3.2 – Distribution arbitraire de points, reproduite à partir d'un échange sur le forum *StackExchange*. Les points bleus ont été disposés de manière aléatoire dans un plan. Les points rouges sont la projection des bleus sur la droite noire. Les pointillés indiquent les projections extrêmes atteintes, et les traits verts la distance qui les sépare dans chaque dimension. Le panneau de gauche montre la situation où la variance est maximisée, le panneau de droite où elle est minimisée.

exemple, et dans le reste de notre étude, le bruit est supposé provenir principalement de l'atmosphère. C'est un bruit gaussien distribué aléatoirement, centré en 0 et de dispersion constante (fenêtre spectrale faible $\sim 10\text{MHz}$). On voit sur cette Figure que les canaux de vitesse ayant la variance la plus élevée sont bien ceux ayant le plus de signal dans le spectre moyen. On peut déjà saisir l'intérêt de cette observation : si les canaux de bruit contiennent peu de variance, il suffit de séparer ceux qui en ont beaucoup de ceux qui en ont peu.

Pour obtenir la variance des canaux de vitesse, la PCA calcule la matrice de covariance. En fonction du nombre de données, on peut la calculer directement, ou utiliser une *Singular Value Decomposition (SVD)*. Dans notre cas, nous travaillons suivant un seul axe : l'axe des vitesses. On a alors besoin que notre cube PPV 3D devienne une matrice 2D que je noterai O pour "cube d'Origine". C'est un aplatissement du cube où la première dimension correspond à toutes les positions de la carte (de nombre p) et la seconde aux vitesses (de nombre de canaux N) : il est noté $O_{p,N}$. Ainsi, on peut comparer facilement l'évolution d'un canal de vitesse à travers toute la carte en observant à N fixe.

Prenons donc 2 canaux en vitesse différents dans le cube : v_i et v_j . La covariance entre ces deux canaux est la corrélation des intensités de tous les spectres à ces deux vitesses :

$$\text{cov}(v_i, v_j) = \frac{1}{p} \sum_{k=1}^p (I_{v_i}(k) - \mathbb{E}_p[I_{v_i}])(I_{v_j}(k) - \mathbb{E}_p[I_{v_j}]) \quad (3.9)$$

en notant v_i le canal de vitesse i , $I_{v_i}(k)$ l'intensité du canal v_i du spectre k , et $\mathbb{E}_p[I]$ la moyenne pondérée \mathbb{E} de I de tous les spectres. La matrice de covariance $M_{N,N}$ s'écrit

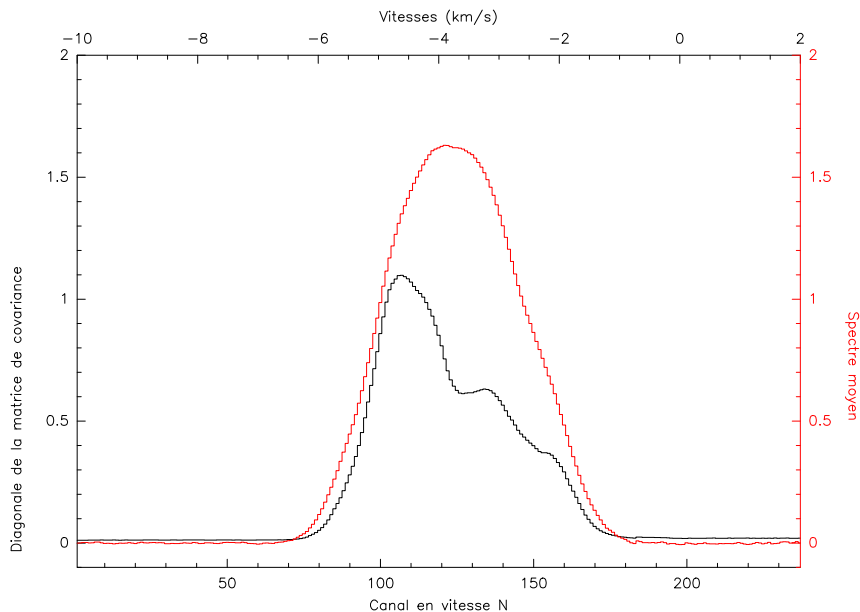


FIGURE 3.3 – En noir, variance de chaque canal de vitesse du cube PPV de Polaris présenté Sec.7. En rouge est la moyenne de l'intensité à travers tout le cube à chaque canal de vitesse. Le spectre moyen est calculé sur 116000 spectres.

alors :

$$M_{N,N} = \begin{pmatrix} \text{cov}(v_1, v_1) & \text{cov}(v_1, v_2) & \text{cov}(v_1, v_3) & \cdots & \text{cov}(v_1, v_N) \\ \text{cov}(v_2, v_1) & \text{cov}(v_2, v_2) & \text{cov}(v_2, v_3) & \cdots & \text{cov}(v_2, v_N) \\ \text{cov}(v_3, v_1) & \text{cov}(v_3, v_2) & \text{cov}(v_3, v_3) & \cdots & \text{cov}(v_3, v_N) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \text{cov}(v_N, v_1) & \text{cov}(v_N, v_2) & \text{cov}(v_N, v_3) & \cdots & \text{cov}(v_N, v_N) \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Il faut bien comprendre ici que le vecteur v_i est de taille p , avec p le nombre de spectres de la carte 2D. La matrice de covariance de deux vecteurs nous donne accès à l'importance de la corrélation entre eux : plus le résultat est grand et plus la corrélation est forte. La matrice de covariance quantifie donc la manière dont les canaux de vitesses varient les uns par rapport aux autres : des canaux de bruit vont varier d'une manière similaire à travers toute la carte, contrairement à des canaux de signal par exemple.

Dans le processus de la PCA, l'étape suivante consiste à calculer les vecteurs et valeurs propres de la matrice de covariance :

$$M_{N,N} \overrightarrow{PC} = \lambda \overrightarrow{PC} \quad (3.11)$$

On note les valeurs propres λ et les vecteurs propres \overrightarrow{PC} , appelés **Principal Component (PC)** dans la suite. Les valeurs propres donnent la proportion de variance portée par chaque vecteur propre. Les PC ont donc la même taille que les spectres : N canaux de vitesse. Chaque combinaison de vecteurs et de valeurs propre va expliquer une partie de la variance du jeu de donnée. Par construction, le premier vecteur propre va expliquer

la plus grande variabilité de la matrice de covariance. Puis, le second vecteur propre expliquera une moins grande part. En d'autres termes, les vecteurs propres permettent un changement de base de la matrice de covariance où chaque nouvel axe est optimisé afin de contenir le plus de variance possible, indépendamment des autres.

La PCA trie donc ensuite les valeurs propres par ordre décroissant, et construit une nouvelle matrice B contenant les Φ PCs que l'on souhaite conserver $B = (\overrightarrow{PC_1} \ \overrightarrow{PC_2} \ \cdots \ \overrightarrow{PC_\Phi})$, soit :

$$B = \begin{pmatrix} PC_1(1) & PC_2(1) & \cdots & PC_\Phi(1) \\ PC_1(2) & PC_2(2) & \cdots & PC_\Phi(2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ PC_1(N) & PC_2(N) & \cdots & PC_\Phi(N) \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Dans la suite de ce manuscrit, le nombre de PCs qui sont conservées sera ainsi noté Φ . Ce choix est réalisé par l'utilisateur, et il est nécessaire de contextualiser ce choix dans l'objectif d'utilisation de la PCA, d'où l'intérêt de discuter de la convergence de cette méthode dans les parties suivantes. La construction de B par un nombre Φ qui n'est pas maximal est une réduction de dimensionalité : on supprime les vecteurs propres associés à de la variance faible.

La multiplication de B par sa transposée donne ensuite la matrice de projection P :

$$P = B \cdot B^T \quad (3.13)$$

Cette matrice de projection permet de projeter nos données d'origine sur une base contenant donc moins de variance. On peut ensuite reconstruire le cube d'origine en multipliant la matrice d'origine O par cette matrice de projection. Ainsi, si B ne contient que les PCs que l'on souhaite, le cube reconstruit ne représente qu'une portion de la variance du cube d'origine.

$$\tilde{O} = O \cdot P \quad (3.14)$$

La notation utilisée \tilde{O} met en avant par le tilde que c'est une reproduction incomplète³ de la matrice O .

Pour résumer, le point majeur de la PCA est qu'elle trie les valeurs propres suivant leurs variances, et qu'elle permet alors de n'en conserver qu'une partie. À la fin d'un traitement PCA, quel que soit le domaine, les données peuvent être décrites seulement par les paramètres les plus importants.

2.2.2 Historique et applications

La première présentation de la PCA est attribuée à Pearson (1901), et a ensuite été utilisée dans de nombreux domaines scientifiques. Les applications de cette méthode permettent de mieux appréhender le fonctionnement et les forces de la PCA, je vais donc en

3. Incomplète car elle ne contient pas la même quantité de variance que la matrice d'origine

présenter quelques unes.

Dans un jeu de données à plusieurs paramètres, chacun occupe un rôle spécifique. L'intérêt de la [PCA](#) est qu'elle permet de trier ces paramètres en fonctions de leur importance : si on souhaite décrire les caractéristiques gustatives d'un vin, il sera peut-être plus pertinent de le décrire par son taux d'acidité que par sa couleur. Non que la couleur n'ait pas d'importance dans les processus qui donnent un goût particulier au vin, mais elle le sera moins que l'acidité. On peut ainsi ne conserver que les paramètres les plus importants pour le décrire à quelqu'un, réduisant alors la dimension de notre jeu de données.

On a pu voir que le trie des variables par leurs variances se fait via un changement de base. Chaque nouveau vecteur et nouvelle valeur propre de cette base peut être étudié indépendamment, et présentent des informations importantes sur la variance. Le papier de [Jeffers \(1967\)](#) a suggéré l'importance de l'utilisation de cette méthode en citant deux applications concrètes, permettant de mieux comprendre la puissance de la méthode, dont je vais présenter brièvement la première. Elle concerne les *pitprops*, qui sont des troncs d'arbres utilisés dans les mines de charbon pour soutenir les tunnels. Les troncs sont décrits suivant 13 variables, tels que leurs humidités, leurs diamètres maximums, leurs nombres de nœuds ou leurs espèces. Sur chaque tronc verticalement posé est ensuite appliquée une force de plus en plus grande jusqu'à leur rupture ; la force maximale appliquée est ensuite considérée comme la variable de référence. Utilisant la méthode [PCA](#), ils ont pu démontrer que le nombre de nœuds compte pour 14% de la variance, tandis que la vitesse de pousse de l'arbre seulement pour 3%. Cette étude a permis d'optimiser le choix des arbres à utiliser pour réaliser les *pitprops*, gagnant ainsi en sécurité dans les mines. Pour comparaison avec notre utilisation, on peut considérer que les 13 variables sont nos canaux de vitesse, tandis que chaque tronc est un spectre.

Une autre application intéressante est celle de [Baronti et al. \(1997\)](#) qui l'ont utilisée pour détecter différentes couches de peintures dans des œuvres d'art. Utilisant une technique de spectroscopie par réflectance sur une peinture du XVIème siècle, ils ont pu obtenir 29 images dans le visible et l'infra-rouge proche. La peinture est alors décomposée par ses pigments car chacun d'eux a une réflectance différente. La [PCA](#) permet de les séparer en fonction de leur importance : quel pigment est le plus présent et en quelle quantité par rapport aux autres, quelle proportion de peinture prennent-ils, etc. Dans la peinture étudiée, seulement 3 mélanges de pigments permettent de reproduire 97% des variations de la peinture. L'intérêt de la [PCA](#) dans ce contexte est qu'elle permet de sonder l'importance des différentes couches de peinture de manière non-destructive et non-invasive, afin de suivre l'état de conservation des œuvres.

La [PCA](#) est également une méthode régulièrement utilisée en biologie pour déterminer quels paramètres communs à plusieurs espèces sont les plus importants, permettant alors de quantifier les liens et l'évolution qui a eu lieu entre elles. Pour d'autres exemples, je réfère la lectrice à l'étude de [Wold et al. \(1987\)](#).

L'application de la [PCA](#) en astrophysique est récurrente, mais avec une approche plus fondamentale, dont la première utilisation pour le milieu interstellaire est attribuée à [Heyer & Schloerb \(1996\)](#). Ils ont utilisé la [PCA](#) sur des données simulées de nuages

moléculaires, avant de l'utiliser sur des observations ^{12}CO et $^{13}\text{CO}(1-0)$ de 4 nuages. Ils ont calculé les cartes des données projetées sur chaque PC, soit, en suivant mes notations et notant PC_i la i -ème PC :

$$O \cdot \overrightarrow{PC}_i \quad (3.15)$$

Ces cartes ont montré l'existence de plusieurs structures. Plus les données sont projetées sur des PCs élevées (c'est-à-dire à basse variance), et plus les variations se font sur des échelles petites et de moins grande intensité. Nous verrons cette situation avec la Fig. 3.9 en détaillant nos critères d'utilisation de la PCA. Chaque structure a alors été associée à différentes régions et nuages, et donc différentes propriétés. Pour résumer, la plus grande variance et les plus grandes fluctuations de vitesse sont situées dans les régions à grande échelle. Grâce à ces résultats et utilisant une fonction d'autocorrélation 2D sur les cartes de données projetées (ce qui revient à calculer des cisaillements de ces cartes), ils ont ainsi retrouvé une relation liant la dispersion de vitesse à la taille des structures, similaire à une équation de la théorie de K41 : $\sigma \propto l^\alpha$, avec α s'étendant de 0.42 à 0.55.

L'étude de Brunt & Heyer (2000) vient compléter ce résultat en proposant une relation entre l'exposant de cette équation et la loi de puissance du spectre en énergie. Cette calibration a été obtenue sur des données de simulations, construites à partir de Fractal Brownian-Motion (fBm) en 3D du champ de vitesse. Après cette calibration, ils poursuivent leur étude sur de vraies observations de 23 champs dans Brunt & Heyer (2002). La PCA est alors utilisée de la même manière que Heyer & Schloerb (1996). Ils retrouvent la relation entre la dispersion de vitesse et la taille des structures, avec un exposant égal à 0.62, proche du résultat de Heyer & Schloerb (1996). Aussi, ils calculent l'indice du spectre en énergie (voir Fig. 2.1) à 2.17, concluant par comparaison avec des simulations hydrodynamiques que ces régions recevraient une injection d'énergie continue.

Une autre utilisation de la PCA sur des données astrophysiques a permis de faire le lien entre l'émission de raies moléculaires et des paramètres physiques. Ce travail, présenté par Gratier et al. (2017), utilise des observations multifréquences d'Orion à grande échelle ($\sim 1 \text{ deg}^2$, Pety et al. (2017)) produites avec le 30m de l'IRAM. Moyennant l'émission de chaque raie sur une fenêtre de 1.5km/s, ils obtiennent des cartes de chacune des 12 fréquences (entre 84 et 116GHz). Ainsi, pour chaque position dans la carte est associée une intensité moyenne à plusieurs fréquences. La PCA est ensuite utilisée comme un moyen de mesurer spatialement l'importance de chaque fréquence : par exemple, les molécules N_2H^+ et CH_3OH sont les principales contributrices positives de la seconde PC, tandis que ^{12}CO et ^{13}CO présentent des contributions négatives. Ils étudient ensuite la projection des données sur chaque PC et les comparent avec des cartes de densité de colonne, de densité volumique et de radiation UV. Ainsi, partant du constat que N_2H^+ et CH_3OH sont des traceurs de régions denses et froides, la seconde PC semble tracer des régions où la densité augmente, par exemple là où se trouvent des cœurs denses.

Dans notre code, nous n'utilisons pas les données projetées pour obtenir des fonctions de structure comme l'ont fait Brunt & Heyer (2000), mais nous l'utilisons pour obtenir un paramètre crucial dans l'utilisation de la PCA : Φ , soit le nombre de PCs que l'on conserve

(nous détaillerons ce point dans les sections suivantes). Nous n'utilisons pas non plus la [PCA](#) pour faire une étude des apports de chaque fréquence aux paramètres physiques des nuages comme [Gratier et al. \(2017\)](#). Notre but est de réduire la dimensionnalité des données en supprimant les variances associées au bruit, afin de s'approcher au mieux de données sans bruit, une méthode donc avant tout pensée pour réduire l'impact du bruit sur le calcul des centroïdes de vitesse. Cette proposition d'utiliser la [PCA](#) pour réduire le bruit d'un jeu de donnée n'est pas récente, on peut trouver cette application dans d'autres domaines dans la revue de [Wold et al. \(1987\)](#). Si elle peut sembler différente des applications hors astrophysique que j'ai pu présenter, c'est que nos paramètres ne sont pas des éléments concrets tels que des diamètres de troncs. Les paramètres que nous analysons sont les canaux de vitesse ; pour continuer sur l'analogie que j'ai utilisé au début de cette section, les canaux de bruits sont la couleur du vin, et les canaux du signal l'acidité du vin.

2.2.3 Impact de la PCA sur des cubes PPV

On l'a vue, la [PCA](#) permet de trier les données suivant leurs variances. Partant du résultat que la plus grande proportion de variance provient du signal voulu, il est donc techniquement possible de séparer le signal spectral du bruit. Il faut cependant pouvoir déterminer quelle variance provient du signal et laquelle provient du bruit : ce sera le but de la section sur les critères de convergence, soit l'obtention du paramètre Φ optimum. Pour le moment, intéressons-nous à la manière dont sont reconstruits les spectres avec l'augmentation du nombre de [PCs](#).

Dans un premier temps, observons l'évolution de la dispersion du bruit moyen dans un cube avec le nombre de [PCs](#) utilisées. Notons σ_b le bruit d'un spectre et sa moyenne à travers la carte $\langle \sigma_b \rangle_{(x,y)}$. La [Fig. 3.4](#) montre l'évolution de ce paramètre en fonction du nombre de [PCs](#) utilisées pour reconstruire un cube. Ce cube est un cube d'observations de la Pipe Nebula, qui sera présenté dans le [Chapitre 5](#). Cette Figure montre clairement l'évolution du bruit avec l'augmentation du nombre de [PCs](#) utilisées pour la reconstruction : avec $\Phi = 2$, on gagne un facteur 30 dans le bruit à travers la carte. On a ici une première représentation graphique indicatrice du fonctionnement de la [PCA](#) : les premières [PCs](#) reproduisent le signal puis elles reproduisent le bruit.

On peut alors étudier la forme des spectres reconstruits. Je présente [Fig. 3.5](#) deux spectres du même jeu de données. Ces deux spectres sont tirés de trois cubes reconstruits : en rouge un cube \tilde{O} reconstruit à partir d'une matrice B contenant 2Φ , en noir 32Φ et en rose 180Φ . Lorsque le cube est reconstruit ici avec 2Φ , on remarque que les spectres sont très différents des spectres avec plus de [PCs](#). Avec 32 , on retrouve l'exact même allure qu'avec 180 , mais on voit que le bruit est moins important. On illustre ici qu'un trop faible nombre de Φ ne permettra pas de reproduire correctement l'ensemble de la diversité spectrale du cube, tandis qu'un trop grand nombre reproduira le bruit. Ce que l'on ne voit pas à première vue sur ces spectres, c'est que le bruit n'est pas reproduit de manière homogène dans les spectres.

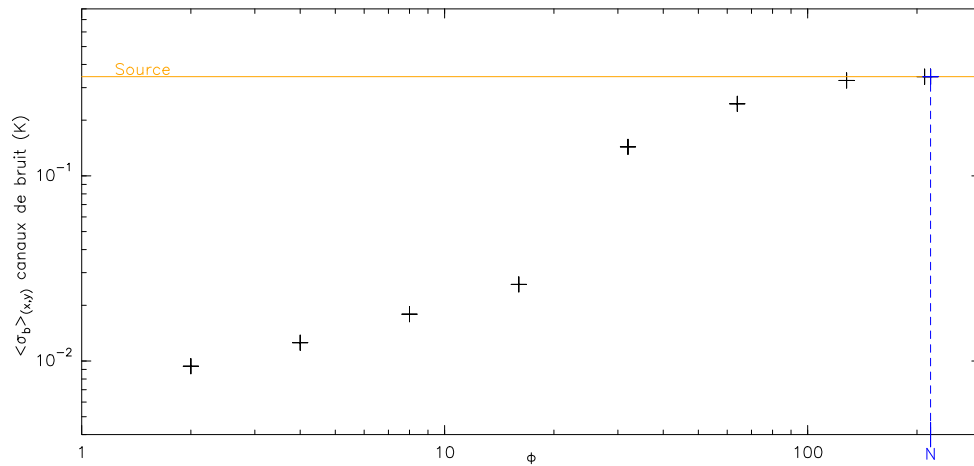


FIGURE 3.4 – Évolution du bruit moyen à travers la carte, calculé sur les canaux associés au bruit en fonction du nombre de PCs Φ utilisés pour reconstruire le cube de donnée $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula (données présentées Chapitre 5). Pour ces données, $N=218$. Le trait orange représente le bruit du cube sans traitement.

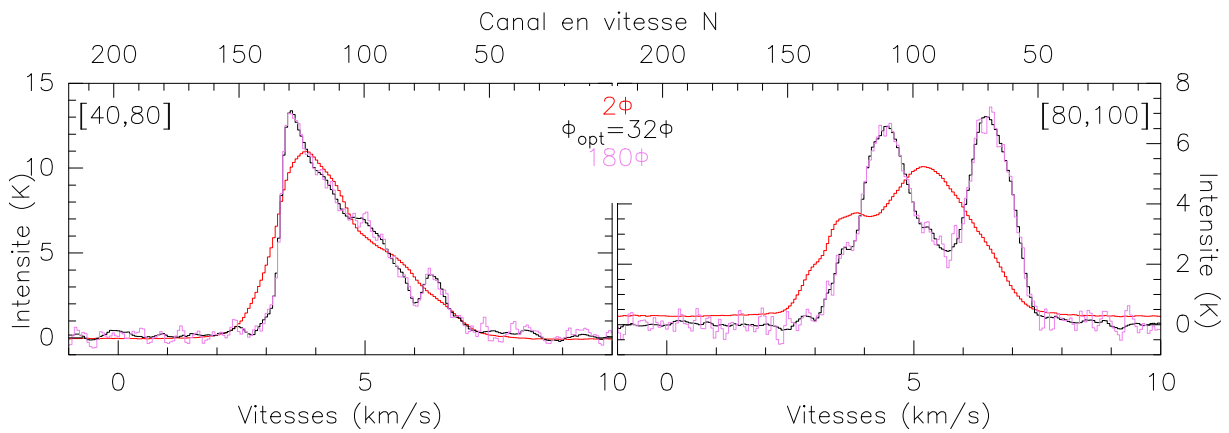


FIGURE 3.5 – Reconstruction de deux spectres tirés des données $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula (données présentées Chapitre 5). Le spectre en rouge provient d'un cube reconstruit avec 2Φ , le noir à 32Φ , et le rose à 180Φ . Ici, le nombre de canaux en vitesse $N=218$.

En effet, la PCA va reproduire petit à petit les intensités dans chaque canal de vitesse. Ce fonctionnement est illustrable par les formes des PCs, dont plusieurs PCs d'un cube de données présenté Section 7 sont montrés Fig. 3.6. Pour reprendre les notations de la description mathématique, nous traçons ici les colonnes de la matrice B , qui représentent chacune une PC. La première est le spectre moyen de la carte (au signe près⁴) mais les suivants montrent des formes très différentes. Ainsi, la seconde va apporter des intensités positives d'un côté du spectre moyen et négatives de l'autre. La troisième apporte un élément de variation supplémentaire, et ainsi de suite. La combinaison de plusieurs PCs dans la reconstruction des spectres est en fait une combinaison linéaire de ces vecteurs propres. Avec $\Phi = 105$, on voit que l'on va reproduire le bruit sur certains canaux éloignés du signal, avec presque autant de poids de chaque côté. Mais à $\Phi = 106$, on va apporter plus de bruit dans les vitesses négatives qu'ailleurs. Les PCs les plus grandes vont donc apporter successivement des intensités positives ou négatives dans tous les canaux, jusqu'à ce que le cube soit reconstruit à l'identique pour le nombre de PC maximal. Cet effet ne veut pas dire que le bruit ne sera pas homogène spatialement dans le cube pour un Φ donné, puisque chaque PC vient ajouter de l'information en plus des PCs précédentes.

Comme on l'a vu, la variance est au cœur du processus PCA. Une information primordiale à étudier lors de son utilisation est donc le taux de variance porté par chaque PC. Je présente Fig. 3.7 l'évolution de ce taux en fonction de la PC utilisée en bleu dans la reconstruction des données du nuage du *Polaris Flare*, qui seront présentées dans la Section 7. En vert est le pourcentage restant de variance à reproduire après l'utilisation de ce nombre de PCs. La forme générale du taux de variance reproduit avec Φ est très similaire dans tous les jeux de données que nous avons utilisés. Dans cet exemple, avec $\Phi = 1$ on reproduit plus de 95% de la variance. Ce taux diminue ensuite progressivement pour atteindre une forme de plateau à partir de $\Phi = 15$ environ. Le coude qui forme la distinction entre ces deux domaines est un indicateur de convergence de la PCA, utilisé dans beaucoup d'études. Bien qu'efficace, cet indicateur ne nous suffit pas, car il ne permet pas de distinguer quantitativement la variance apportée par le bruit de la variance apportée par le signal.

Étudions maintenant l'apport du bruit en considérant les moments des différences entre des spectres reconstruits et des spectres sans bruit. Pour cela, nous travaillons avec des cubes de simulations qui seront présentés dans la Section 5. Étant des simulations, nous avons accès aux spectres sans bruit, qui formeront le cube C_0 . Nous lui ajoutons un bruit homogène de dispersion 1.45K (le SNR moyen à travers le cube est ainsi de 14). Reproduisant ce cube avec différentes valeurs de Φ (le cube considéré sera appelé C_Φ), nous les soustrayons aux spectres sans bruit, et calculons les moments d'ordre 2, 3 et 4 sur les canaux de bruit, notés respectivement σ (dispersion), γ (skewness) et κ (kurtosis). La Fig. 3.8 présente ces moments. Pour une distribution Gaussienne, $\gamma = 0$, et $\kappa = 3$, nous traçons donc les moments en valeurs absolues pour utiliser une échelle logarithmique et

4. Par définition, le spectre moyen représente le mieux tous les spectres de la carte, ce qui explique qu'on le retrouve en tant que première PC. Quant au sens inversé par rapport au spectre moyen, il intervient numériquement dans l'étape de projection, sans qu'on ne puisse lui donner un sens physique.

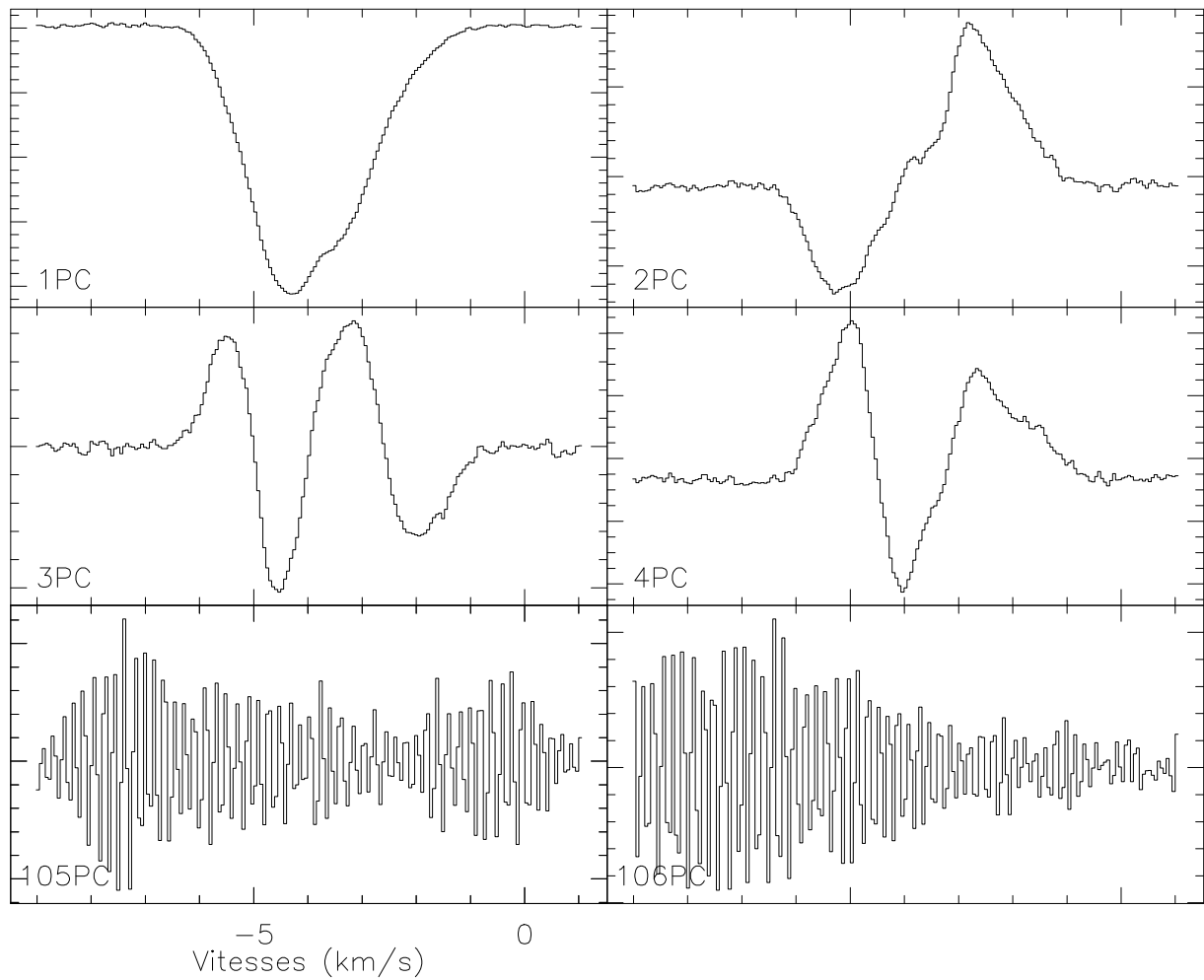


FIGURE 3.6 – Quatre premières PCs du cube le plus bruité, et PC=105 et 106.

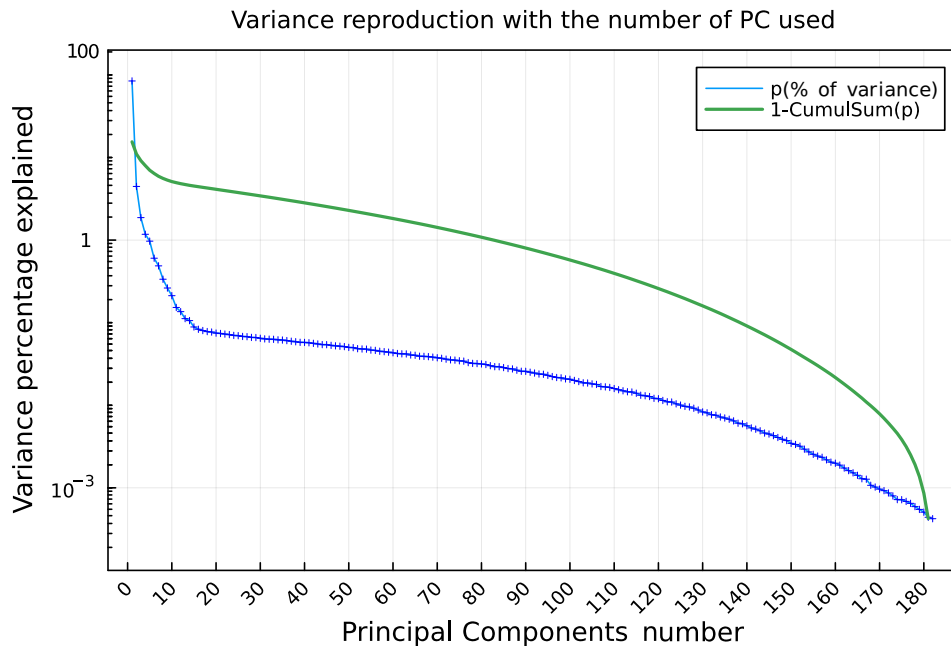


FIGURE 3.7 – Pourcentage de variance reproduite par chaque Φ . La courbe verte indique le maximum soustrait du cumul des pourcentages. Cette figure est obtenue sur les données du nuage Polaris, présentées dans la Section 7.

soustrayons 3 à κ dans l’objectif de chercher un minimum. La skewness va décrire si une distribution est plus piquée vers les valeurs positives ou négatives, tandis que la kurtosis décrit la forme des maximums (applatés ou piqués).

Le moment d’ordre 2 diminue avec Φ , conséquence directe du fonctionnement de la PCA : la variance des données reproduites augmente avec le nombre de PCs et donc la variance des résidus diminue. On remarque qu’à $\Phi = 64$, γ est le plus proche d’une distribution gaussienne, alors que κ atteint un minimum à $\Phi = 32$. Étant donné que le cube bruité contient un bruit réparti de manière homogène dans la carte, sa distribution suit une loi Gaussienne. Or, la PCA n’ajoute pas le bruit de manière homogène dans les spectres. Ainsi, les résidus qui montrent une distribution Gaussienne indiquent que peu de bruit est présent dans les spectres reconstruits. On voit donc que dans ce cas, nous sommes proches d’une reconstruction des spectres avec peu de bruit.

Cette analyse demandant beaucoup de temps de calcul et de mémoire (reconstruction des cubes avec plusieurs PCs, puis traitement de chacun d’eux), nous nous tournons vers une autre méthode de convergence, en utilisant des propriétés fondamentales de la PCA. C’est ce que je vais présenter dans la suite.

2.3 Vérification de la convergence de la PCA

Plus on utilise de PCs pour reproduire les spectres et plus on y ajoute du bruit. Notre objectif avec la PCA est de reproduire au mieux le signal avec le moins de bruit possible, ceci dans le but de calculer ensuite des CV avec la plus petite incertitude possible. Il nous faut donc trouver le nombre de PCs optimum Φ_{opt} qui satisfera cet objectif.

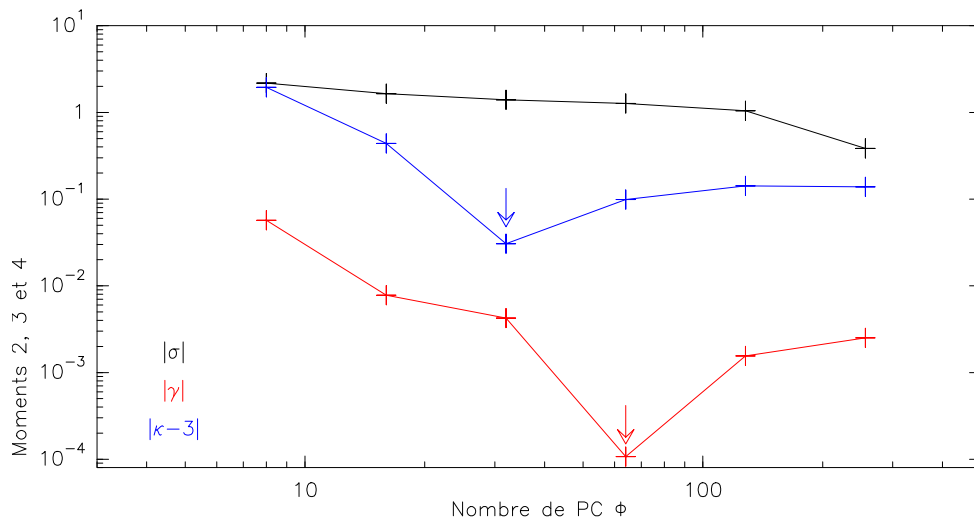


FIGURE 3.8 – Moments d’ordres 2, 3 et 4 des résidus pour différentes valeurs de Φ en valeurs absolues. Tout l’intervalle en vitesse est considéré ($N = 279$). Les flèches indiquent les minimums atteints par γ et κ

2.3.1 Projection des données sur la base des Composantes Principales

La projection des données sur la i -ème PC s’exprime $O \cdot \overrightarrow{PC}_i$, avec O de dimension (p, N) , et PC_i de dimension N . On peut donc projeter les données sur chaque PC individuellement.

Afin de déterminer Φ_{opt} , le nombre de PCs optimum pour reproduire le signal avec un minimum de bruit, nous étudions dans *Unveil.jl* les distributions des données projetées sur chaque PC. Je montre dans la Fig. 3.9 des données projetées sur les axes principaux de la base des PCs. Les données sont celles du nuage du *Polaris Flare*, observé en $^{12}\text{CO}(1-0)$, présenté par Hily-Blant & Falgarone (2007), dont nous discuterons dans la Section 7. On voit beaucoup de grandes structures sur les premières PCs, jusqu’à la PC 14 environ. À partir de la PC 15, il n’y a presque plus de structures, sauf peut-être de manière éparse et de très petite taille. Cet effet est intrinsèquement lié au fonctionnement de la PCA : plus le nombre de PCs utilisé est grand, et plus on reproduit de petites variations. Lors d’observations, on cherche à obtenir un bruit le plus homogène possible dans la carte. Ainsi, en pratique, l’intensité à travers le cube dans un canal de vitesse hors de la raie suit une distribution gaussienne centrée en zéro. Comme on peut le voir sur la Fig. 3.9, la projection sur les premières PCs présente une variance spatialement très structurée, qui est donc associée à du signal. À l’inverse, la projection sur les PCs plus grandes ne montre aucune structure, la variance y est donc associée au bruit. On cherche donc Φ_{opt} tel que pour $\Phi > \Phi_{\text{opt}}$ la variance ne soit que du bruit gaussien.

Pour se convaincre de cette analyse, comparons les distributions des données projetées sur chaque PC obtenu sur trois cubes simulés : l’un ne contenant aucun bruit, l’autre ne contenant que du bruit, et le cube de donnée de *Polaris* qui est une combinaison des deux situations. La construction du cube simulé sera présentée plus loin dans ce chapitre. Sur la Fig. 3.10 sont représentées les distributions des données projetées sur chaque PC à partir

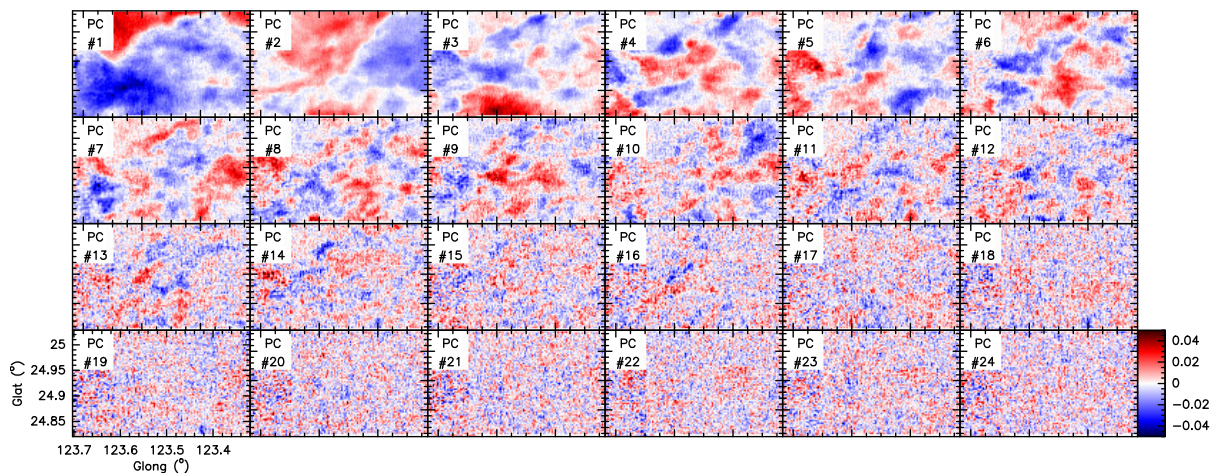


FIGURE 3.9 – Carte par canaux des données du nuage du *Polaris Flare* (présenté dans la Section 7) projeté sur la base des PCs. Chaque panneau représente les données projetées sur une PC. Plus le numéro de la PC est grand, et plus ce vecteur propre est associé à une faible variance. L'échelle de couleur est la même pour chaque panneau sauf le premier, où elle s'étend de -1.8×10^{-2} à 1×10^{-4} pour des raisons graphiques.

du cube simulé avec seulement du signal et sur la Fig. 3.11 celles du cube ne contenant que du bruit. Enfin, la Fig. 3.12 présente celles du cube Polaris. Les projections sont réalisées sur les 12 premières PCs, ainsi que sur les PCs entre 97 et 108. Ces distributions sont centrées en 0 et de dispersion unité. Une gaussienne de même paramètre est tracée en bleu.

Dans le cas où le cube contient du signal (Fig. 3.10 et 3.12), les projections sur les premières PCs produisent des distributions qui dévient d'une Gaussienne. Cependant, plus la PC sur laquelle les données sont projetées est grande, et plus les distributions de Polaris tendent vers une distribution Gaussienne. À l'inverse, le cube sans bruit montre des ailes très marquées déviant d'une gaussienne, quelle que soit la PC sur laquelle s'effectue la projection. Sur le cube ne contenant que du bruit 3.11, toutes les distributions suivent une gaussienne. Il n'y a que très peu de points qui s'en éloignent, correspondant à des *bins* ayant peu de valeurs.

Ainsi, la projection sur une PC dont la variance associée permet de reproduire le signal présentera une distribution non gaussienne avec des ailes marquées. Inversement, si la variance associée à une PC ne concerne que le bruit, la distribution des données projetées sera Gaussienne. Le signal se traduit donc seulement dans les distributions des données projetées par des ailes non-Gaussienne, alors que le bruit produit bien des distributions gaussiennes. Pour ce résultat, nous faisons ici l'hypothèse que notre bruit suit une distribution normale.

Notre proposition est de construire une métrique prenant en compte les déviations de ces distributions à une gaussienne. On calcule dans un premier temps leurs moments centrés réduits d'ordres 1, 2, 3 et 4, notés μ , σ , γ et κ . La raison pour laquelle nous calculons ces moments centrés réduits est que leurs valeurs dans le cas d'une gaussienne sont exactes et prédictibles : $\mu = 0$, $\gamma = 0$ et $\kappa = 3$. Seul σ n'est pas prévisible, mais

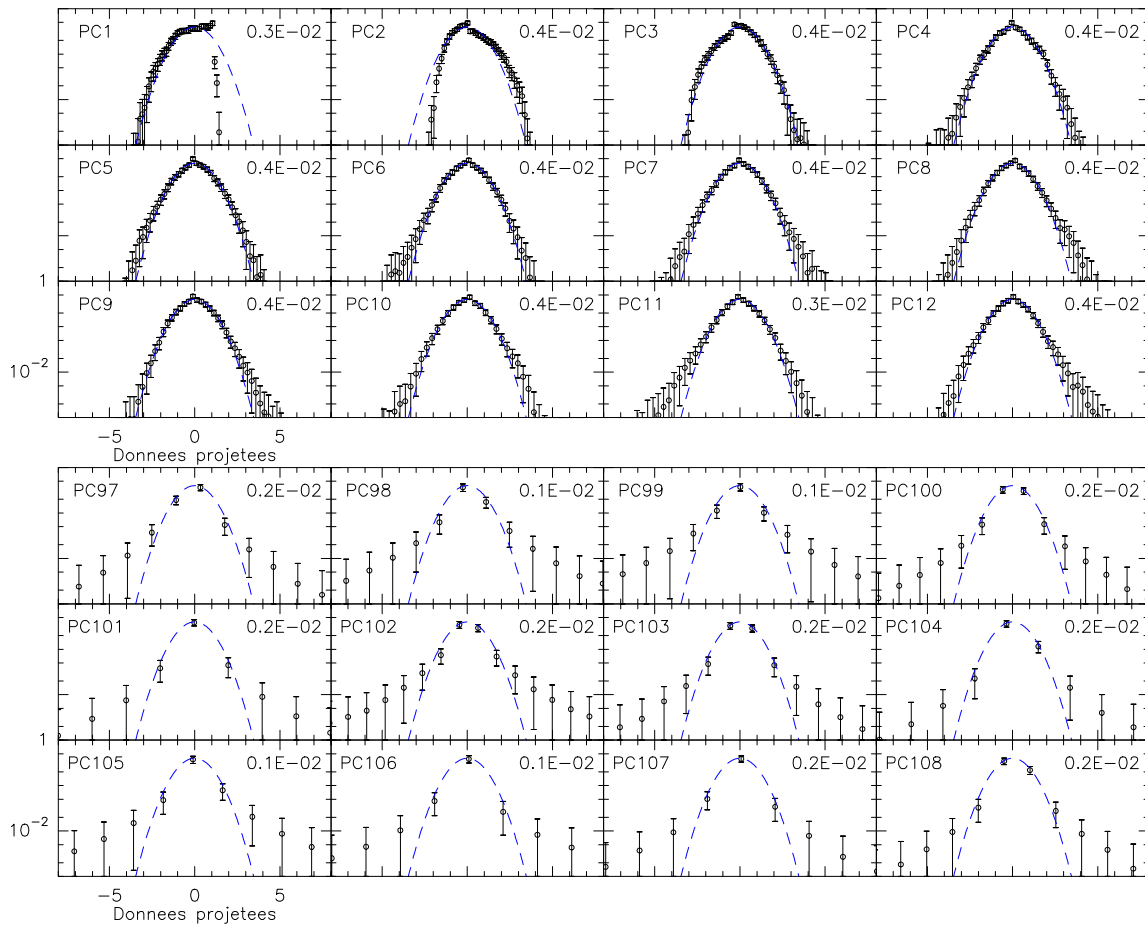


FIGURE 3.10 – Distributions centrées et de dispersion unité des données projetées sur la base des PCs. Elles sont calculées à partir de données simulées sans bruit (présentées Section 5 du chapitre actuel). Les dispersions sont indiquées dans les coins supérieurs droits. Les traits pointillé bleu sont des gaussiennes de dispersion unité et centrée en zéro.

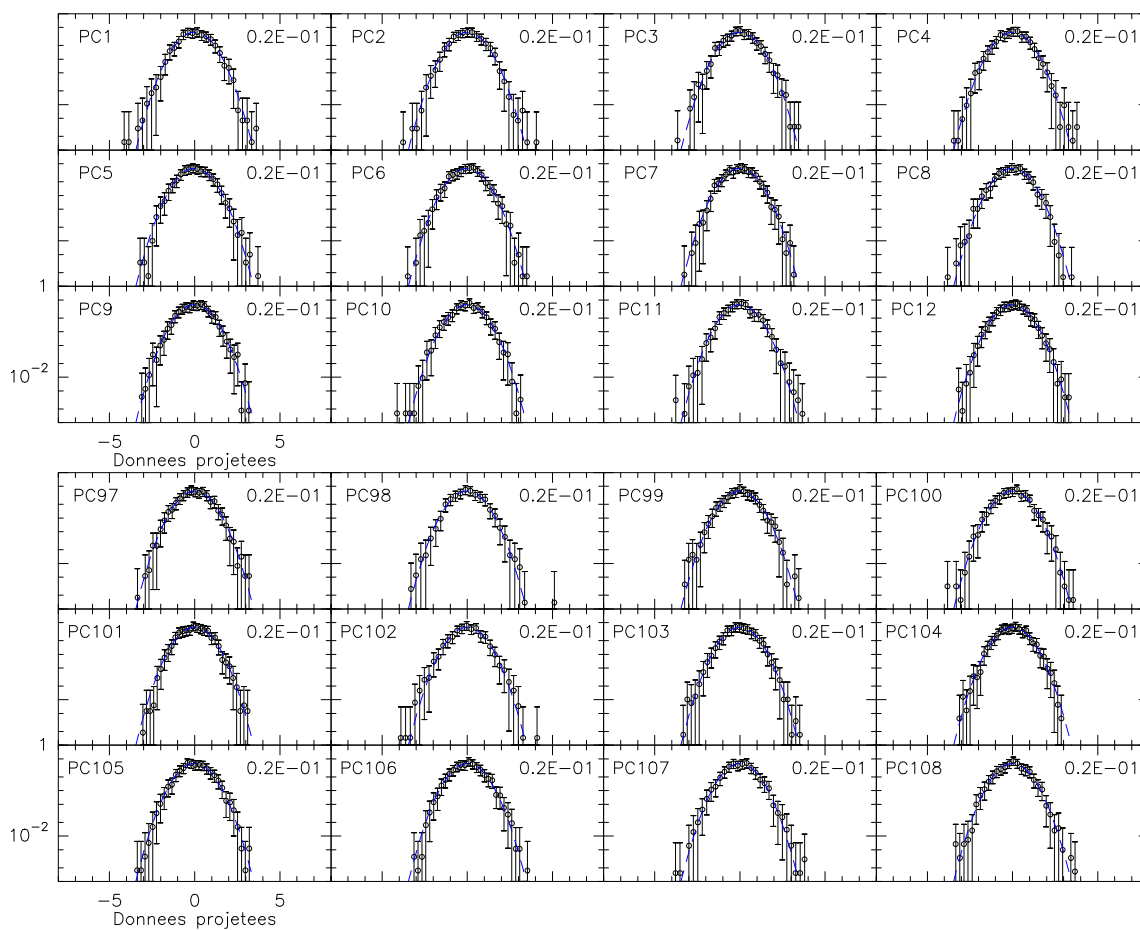


FIGURE 3.11 – Identique à la Fig. 3.10 mais sur des données ne contenant que du bruit.

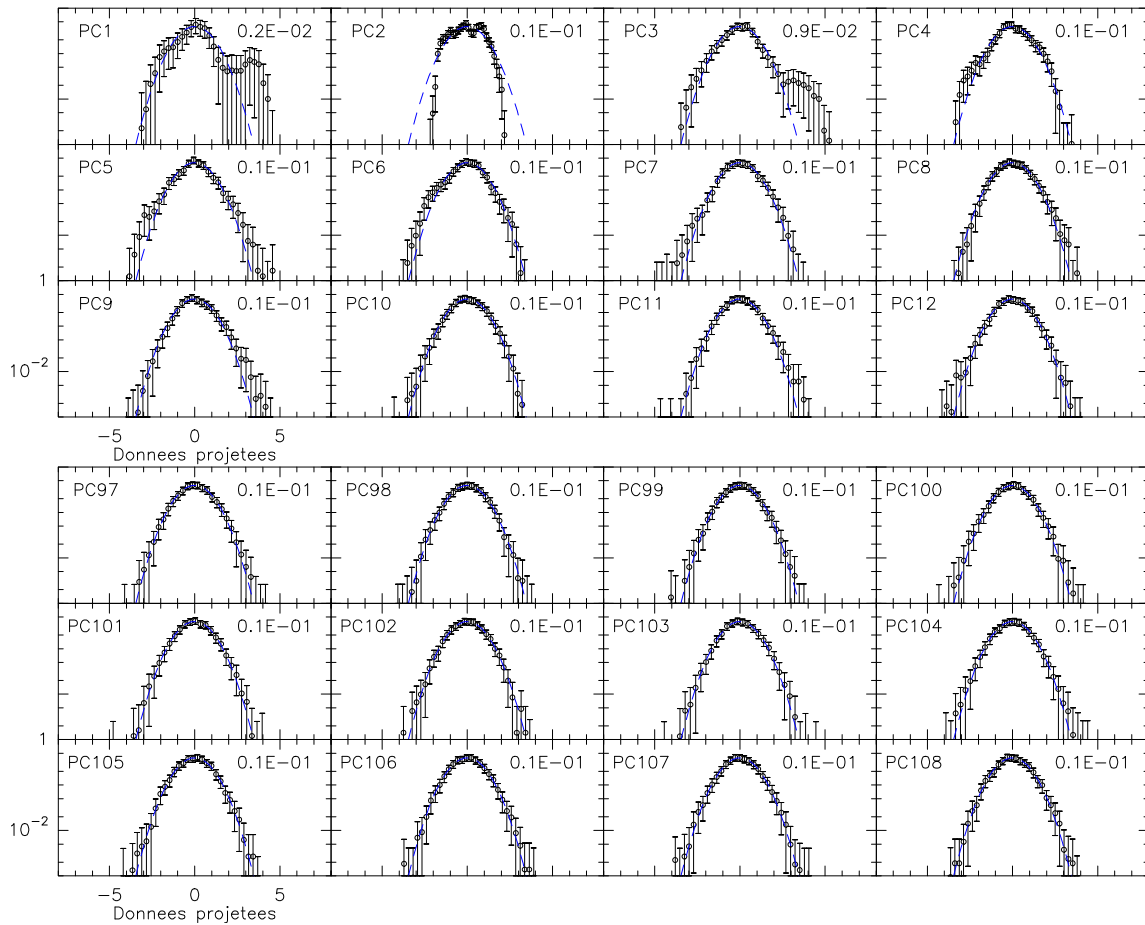


FIGURE 3.12 – Identique à la Fig. 3.10 mais sur les données Polaris.

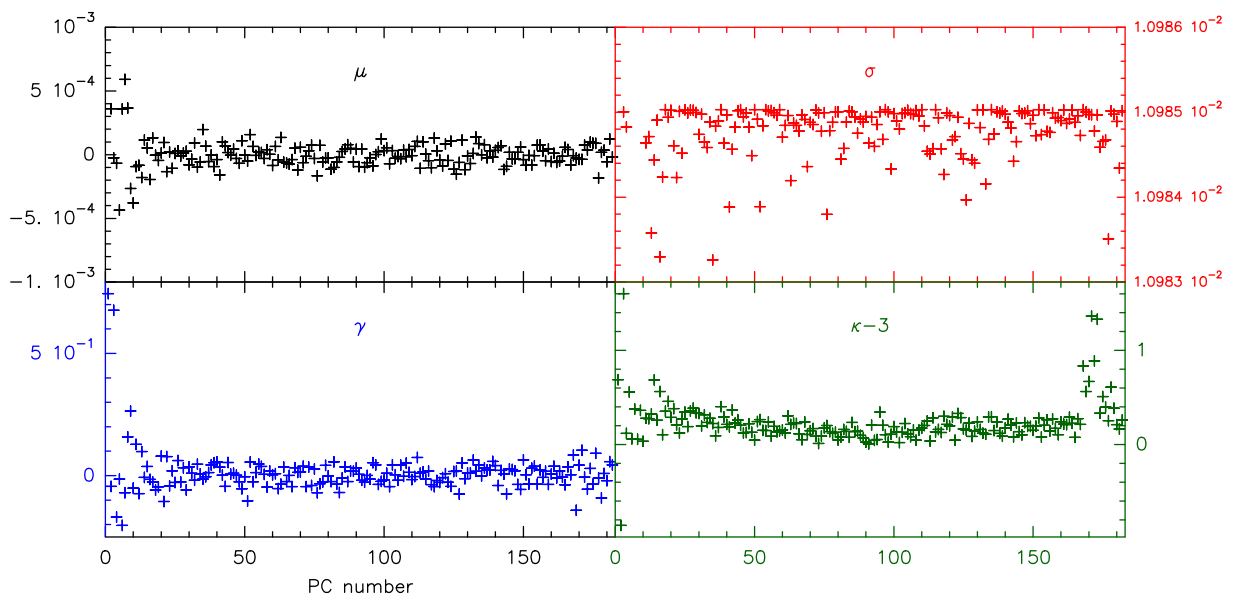


FIGURE 3.13 – Quatre premiers moments centrés réduits des distributions des données Polaris projetées sur la base des PCs. Les ordres sont nommés μ (noir), σ (rouge), γ (bleu), et κ (rouge) dans l'ordre croissant. Est soustrait une valeur de 3 à κ .

il doit être constant puisque chaque **PC** associée au bruit apportera la même quantité de variance. Comme on peut le voir sur la Fig. 3.13, les moments de ces distributions calculés sur les données d’observations de Polaris convergent à partir d’environ $\Phi = 30$. On remarquera que le moment 4 augmente du même ordre de grandeur à faible et grand Φ : ceci est probablement dû à une inhomogénéité dans le bruit des données. L’axe vertical de σ est fortement agrandi afin de mettre en avant les petites variations. Des valeurs plus extrêmes sont supprimées pour tracer sur cette échelle (valeur minimale à 2×10^{-3}). La tendance à une convergence après un nombre donné de Φ est observée dans toutes les données que nous avons utilisées, comme nous le montrerons dans les sections suivantes. Nous construisons donc une métrique sur la base de ces moments :

$$m = \sqrt{\mu^2 + \sigma^2 + \gamma^2 + (\kappa - 3)^2} \quad (3.16)$$

La métrique calculée sur les données Polaris est présentée dans le panneau bas de la Fig. 3.14. Elle montre bien une convergence pour environ $\Phi_{\text{opt}} = 23$, à partir de laquelle la métrique varie d’un ordre de grandeur au maximum, et est centrée autour de 2×10^6 . Cependant, on voit bien que ce choix est assez arbitraire : $\Phi_{\text{opt}} = 20$ pourrait aussi être justifié. En réalité, nous proposons ici un outil permettant d’accompagner l’utilisatrice vers un choix de Φ optimum pour son traitement de données. Il est important de préciser que lors de ma recherche bibliographique, je n’ai pu trouver une méthode unique pour l’obtention de ce paramètre, que ce soit en astrophysique ou dans d’autres domaines. Chaque personne utilisant la **PCA** doit faire un choix sur le nombre de **PCs** à conserver, au regard de ses besoins dans l’analyse de données qui suivra. Dans notre cas où nous voulons calculer des **CV** avec le moins d’incertitudes possibles, nous recommandons l’utilisation d’un Φ_{opt} le plus faible possible et qui se trouve proche de la moyenne de la métrique après convergence. Il n’y a pas de critère plus précis, puisque chaque jeu de données montrera une métrique différente.

Face à cette méthode, on pourrait rétorquer qu’un Φ reproduisant du bruit (donc $\Phi > \Phi_{\text{opt}}$) pourrait aussi reproduire du signal, auquel cas nous perdriions de l’information. Cette remarque est juste, cependant cette situation signifie que le signal serait en fait d’une intensité similaire au bruit. Ainsi, la **PCA** comme nous ne pouvons distinguer les deux : l’information du signal est en réalité déjà inatteignable.

Aussi, nous pouvons observer l’évolution de la métrique pour les deux cubes ayant seulement du signal, et seulement du bruit, dont nous avons étudié les distributions des données projetées sur chaque **PC** précédemment. Elle est présentée dans les panneaux respectivement haut et bas de la Fig. 3.14. Le cube ne contenant que du signal produit une métrique qui ne cesse d’augmenter. Ainsi, chaque Φ reproduit une partie du signal. À l’inverse, le cube sans signal ne présente aucune convergence, mais plutôt un ensemble de points dispersés autour de 10^{-1} , sans évolution particulière. La métrique du cube sans signal est très similaire à la métrique après Φ_{opt} des données Polaris.

D’une **PC** à l’autre, nous pouvons avoir l’impression de perdre une convergence atteinte précédemment. C’est pourquoi il est important d’étudier l’évolution sur l’ensemble des

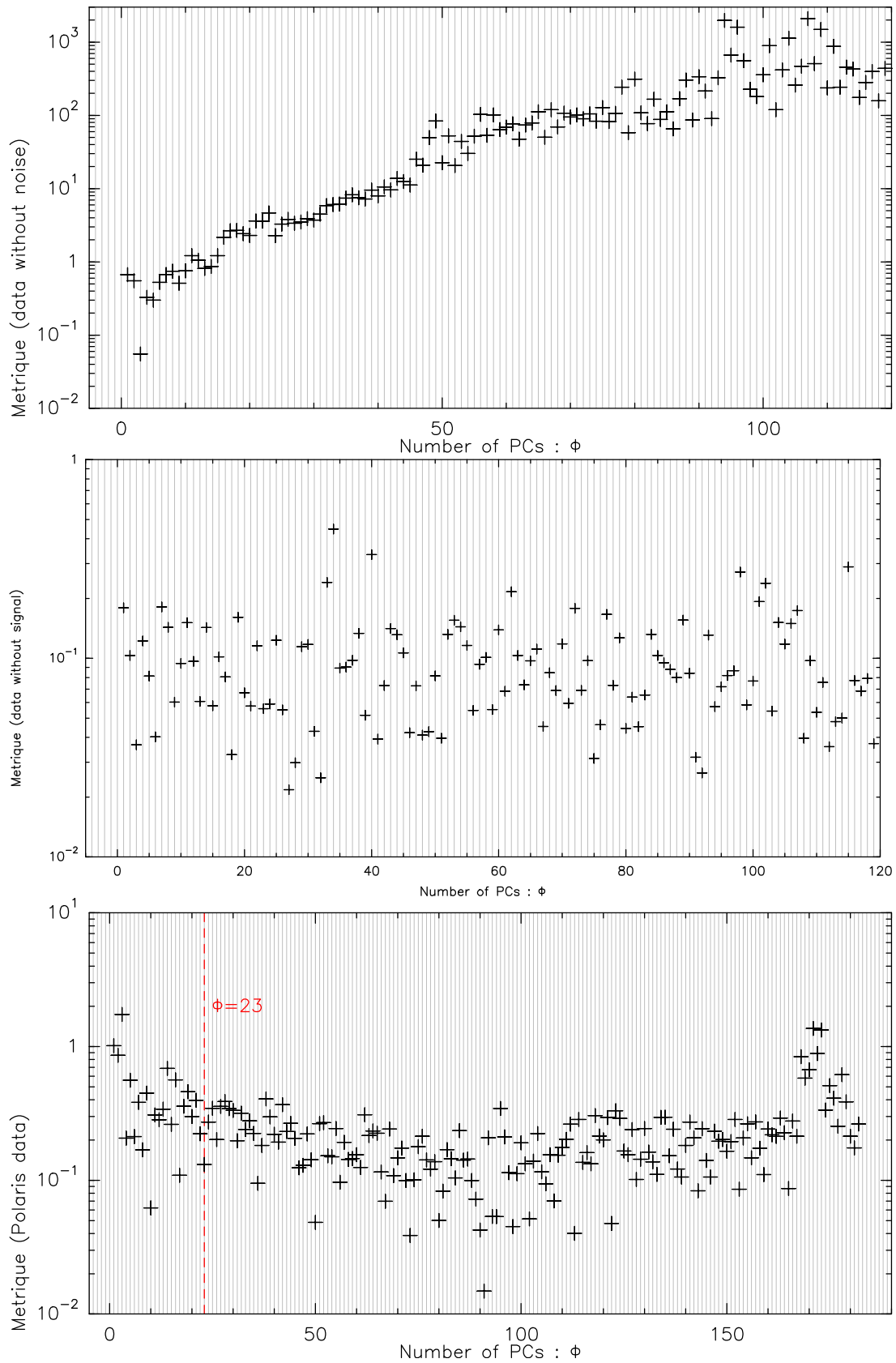


FIGURE 3.14 – Métrique (suivant l'Eq. 3.16) de données simulées sans bruit (*haut*), de données avec seulement du bruit (*milieu*), et des données Polaris (*bas*, données présentées Section 7). Les distributions des données projetées de chaque panneau sont représentées Fig. 3.10, Fig. 3.11 et Fig. 3.12 respectivement.

PCs. Nous verrons dans les prochaines sections que le choix de Φ_{opt} est quand même sujet à incertitudes. De plus, cette convergence n'est pas la seule condition permettant d'obtenir une statistique du champ de vitesse satisfaisante.

2.3.2 Effet d'un seuil en intensité sur les centroïdes de vitesse

La **PCA** crée parfois des composantes négatives aux abords du signal. Elles présentent une intensité inférieure à la dispersion du bruit dans le cube initial lorsque $\Phi > \Phi_{\text{opt}}$, et impactent le calcul des **CV**. Leurs origines précises est difficile à estimer, ces phénomènes étant très dépendants des données. Il faut parfois beaucoup de **PCs** pour les supprimer, limitant alors fortement l'intérêt de la **PCA**. Des exemples sont présentés Fig. 3.15. En gris sont des observations $^{12}\text{CO}(1-0)$ du Polaris flare, et en bleu les mêmes spectres reconstruits avec $\Phi = \Phi_{\text{opt}}$. Des cercles verts entourent certaines des régions présentant des artefacts.

Ainsi, nous avons fait le choix d'apporter un seuil dans le calcul des **CV**. En dessous d'un pourcentage du bruit du cube d'origine, les canaux correspondant ne sont pas pris en compte dans le calcul.

Étudions l'effet du seuil sur la statistique du champ de vitesse, en comparant les **CV** obtenus pour plusieurs seuils et suivant les différentes méthodes. Pour cette étude, nous utilisons des données simulées qui seront présentées Section 5. Le cube sans bruit nous permet d'obtenir les valeurs de **CV** ciblées. De dimension (256, 256, 101), il se voit ajouter un bruit de dispersion $\sigma_n = 1.52\text{K}$, donnant un SNR moyen de 14. Les mêmes conclusions que l'on va tirer à partir de ce cube ont été obtenues sur un autre cube (présenté aussi Sec. 5) dont les spectres sont très différents de celui-ci : les résultats présentés ici sont ceux du cube $\mathfrak{M}_A = 0.7$ et $\mathfrak{M}_S = 2$, l'autre à $\mathfrak{M}_A = 2$ et $\mathfrak{M}_S = 7$ (voir Fig. 3.45).

La première comparaison est présentée Fig. 3.16. En noir et blanc sont les différences de **CV** calculées entre le cube sans bruit et un cube reconstruit. Les cubes reconstruits sont de 4 types : l'un avec la méthode **SWO**, les autres avec $\Phi = 8, 25, 80$, sachant que $\Phi_{\text{opt}} = 25$. Les bruits moyens de chaque cube reconstruit valent 0.01, 0.37 et 0.93 respectivement, soit 0.6, 24 et 61% de σ_n . En rouge sont les distributions des différences, centrées et de dispersions unités, sur lesquelles sont ajoutées des gaussiennes de dispersion unité en blanc. En bleu sont les pourcentages de **CV** qui sont faux à plus d'une fois la résolution en vitesse δv . Chaque ligne indique ensuite une fraction du bruit du cube d'origine, 0 étant le calcul sans seuil en intensité. On voit avec cette figure que la combinaison de Φ_{opt} avec un seuil entre 2 et $3\sigma_n$ permet d'obtenir le pourcentage de **CV** faux le plus faible. Le fait de n'utiliser aucun seuil conduit à des pourcentages très élevés pour la méthode **PCA**, contrairement à la méthode **SWO** qui montre des différences similaires mais toujours plus grandes qu'avec la **PCA**. On peut remarquer aussi que ne pas utiliser de méthode de réduction de bruit donne des différences très élevées, avec peu de changement quel que soit le seuil. Dans ce cas, un seuil à $5\sigma_n$ donne le moins de différences.

La Fig. 3.17 trace les pourcentages de **CV** faux à 1 et 3 fois la résolution en vitesse, en fonction du seuil et de la méthode considérée. C'est un résumé graphique de la figure précédente. La méthode **SWO** montre ici sa robustesse avec des variations très faibles

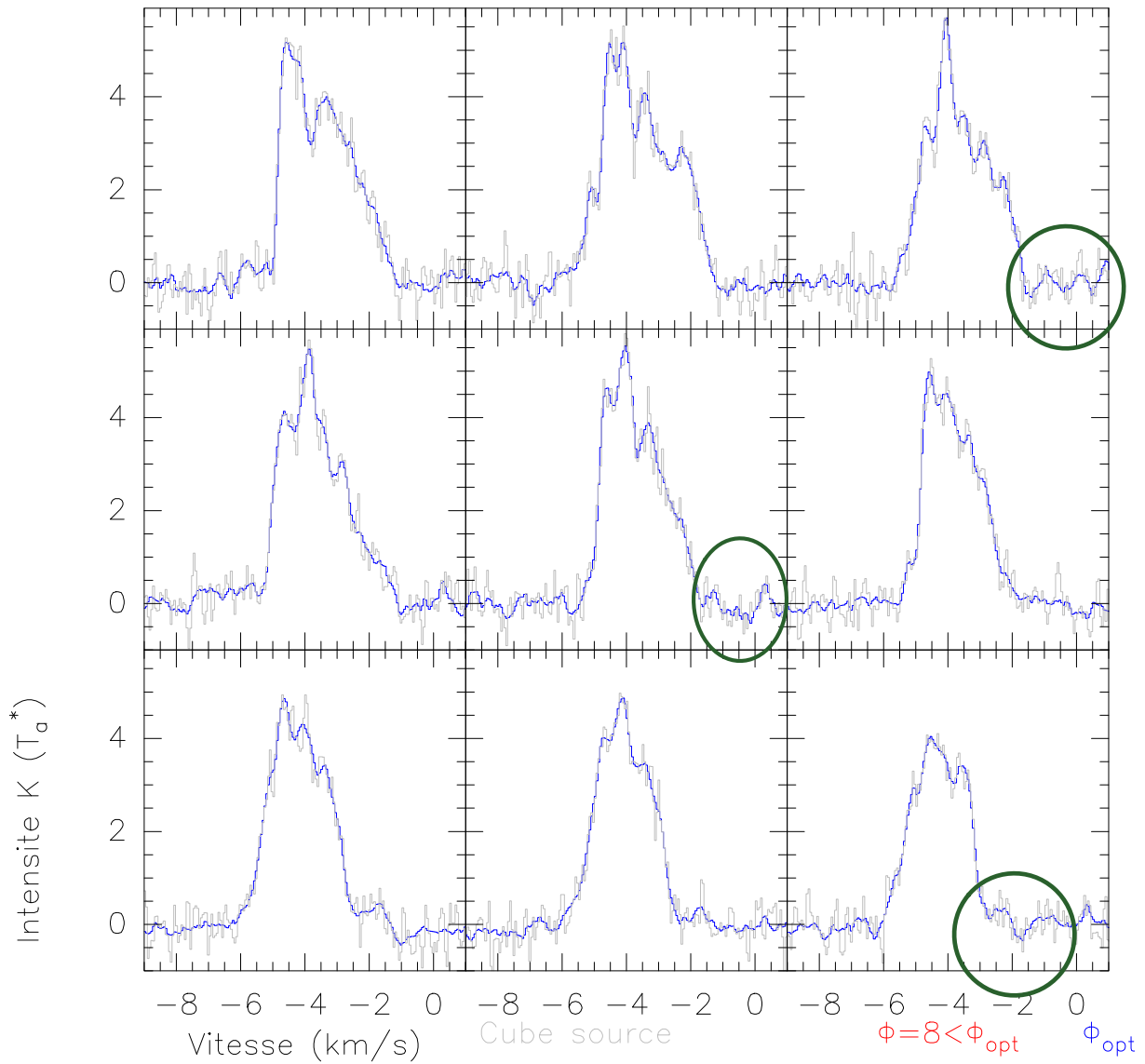


FIGURE 3.15 – En noir sont affichés des spectres $^{12}\text{CO}(1-0)$ du Polaris flare. Superposés en bleu sont les mêmes spectres mais reconstruits à partir de la PCA avec $\Phi = \Phi_{opt}$. Les cercles verts indiquent les régions présentant des artefacts.

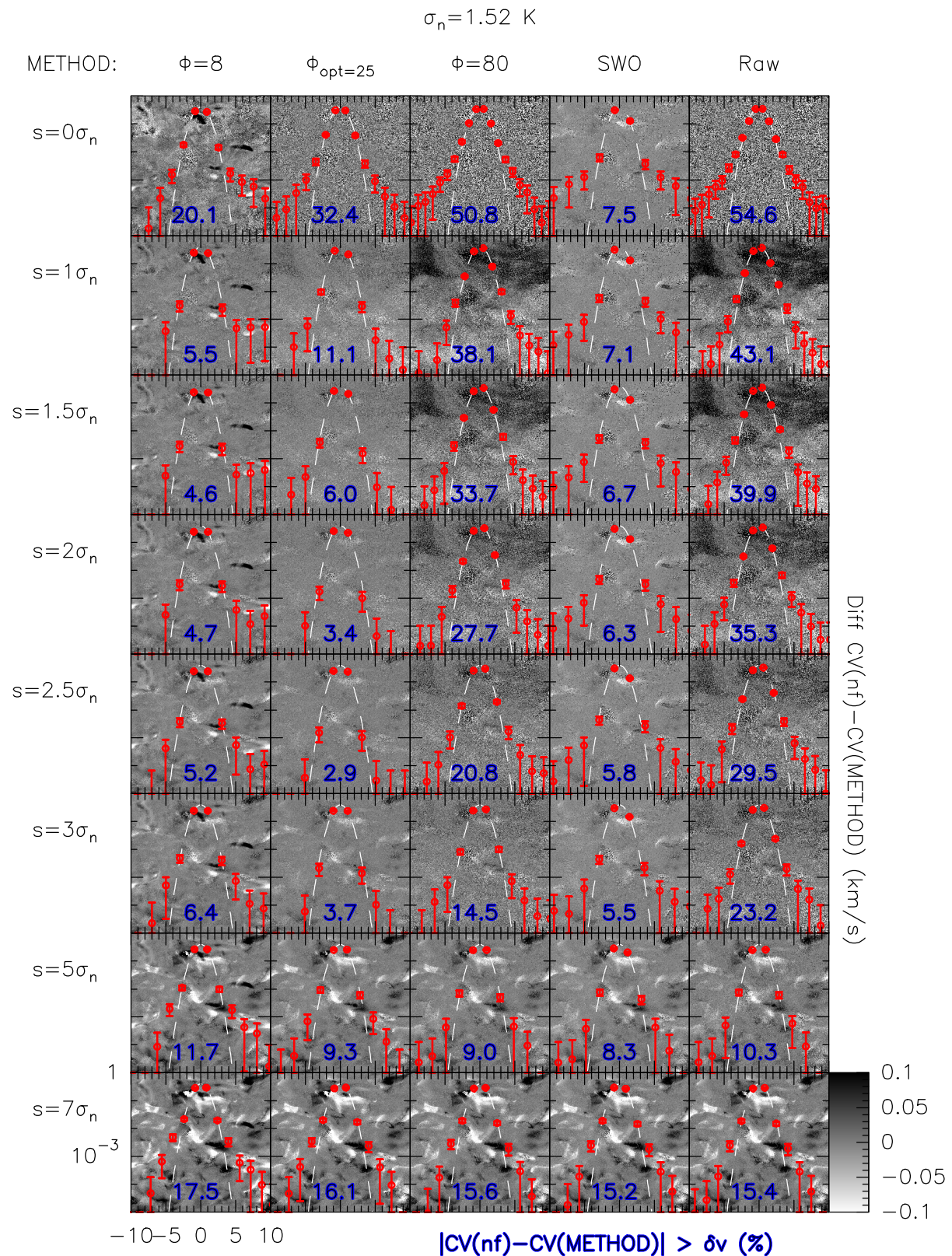


FIGURE 3.16 – Effet du seuil sur le calcul des CV pour les différentes méthodes, sur un cube de simulation bruité (données présentées Sec. 5). Chaque ligne est un seuil, chaque colonne une méthode (Raw étant le calcul des CV sur le cube bruité sans traitement). Les cartes sont les différences des CV avec le cube sans bruit. Les distributions sont celles des différences, normalisées à une dispersion unité, avec une distribution Gaussienne de dispersion unité en blanc. Les pourcentages en bleu indiquent la quantité de différences qui dépassent la valeur cible de plus de la résolution en vitesse. Le cube d'origine contient 101 canaux de vitesse.

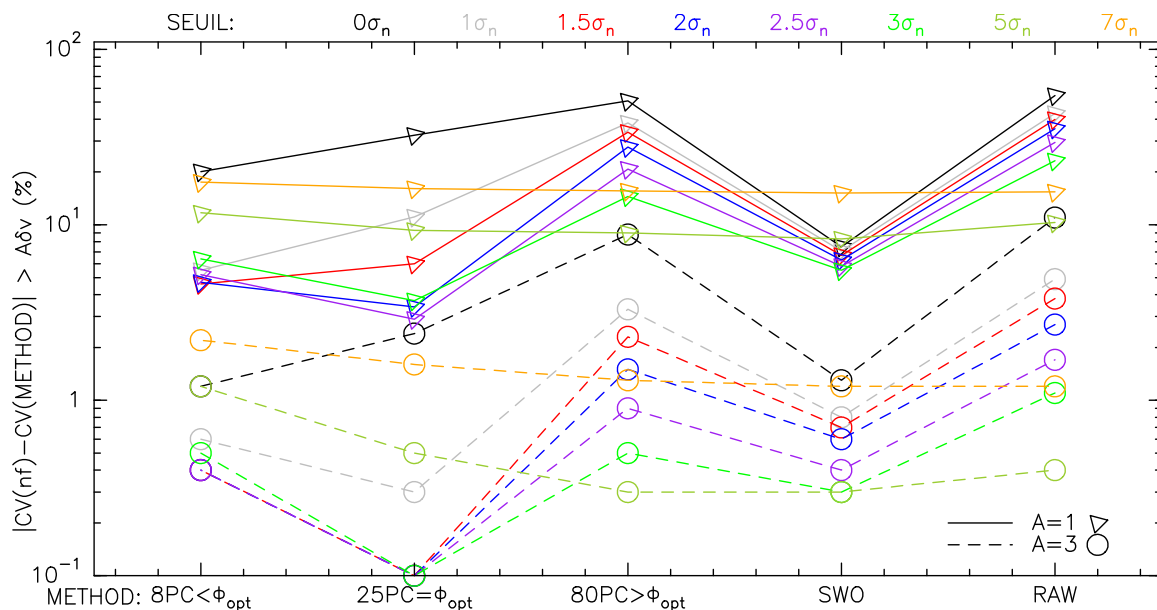


FIGURE 3.17 – Influence d’un seuil en intensité sur la mesure des CV avec la PCA et SWO. Pourcentage de CV faux à plus d’une fois la résolution en vitesse (traits pleins) ou trois fois. Raw représente les résultats obtenus sur le cube bruité sans traitement PCA ni SWO. Chaque couleur indique un seuil, inscrit en haut de la figure. Sur l’horizontale sont indiquées les correspondances à chaque méthode. Le cube d’origine contient 101 canaux de vitesse.

pour chaque seuil, contrairement à la PCA. On voit ici très clairement l’impact du choix d’un seuil en intensité lors du calcul des CV. Les minimums sont atteints avec la PCA, utilisant Φ_{opt} et un seuil comme on a vu entre 2 et $3 \times \sigma_n$.

2.3.3 Impact d’un tri phénotypique des spectres

Dans les observations de nuages moléculaires, les spectres obtenus peuvent être très différents à travers la carte : certains n’ont pas de signal, d’autres n’ont qu’une gaussienne et d’autres encore peuvent être ajustés par plusieurs gaussiennes distinctes. On peut alors se demander comment les résultats évolueraient-ils si les cubes n’avaient qu’un type de spectre ? Autrement dit, est-ce que la PCA donne des résultats plus simples à traiter si elle n’a qu’un type de spectre sur lequel travailler ? Pour répondre à ces questions, nous avons mis au point une technique de séparation de spectres fondée sur la projection des données sur la première PC. Dans cette étude, j’ai travaillé sur les données de la Pipe Nebula, que je présenterai dans le Chap. 5, car elles contiennent plus de diversités spectrales que les autres données à disposition.

Pour comprendre comment cette technique fonctionne, il faut partir du fondement de la PCA. Elle nous permet d’exprimer les intensités des canaux de vitesse par une combinaison de vecteurs propres et de valeurs propres. Ainsi, chaque spectre est une combinaison linéaire des PCs et de différents coefficients. On peut exprimer le spectre

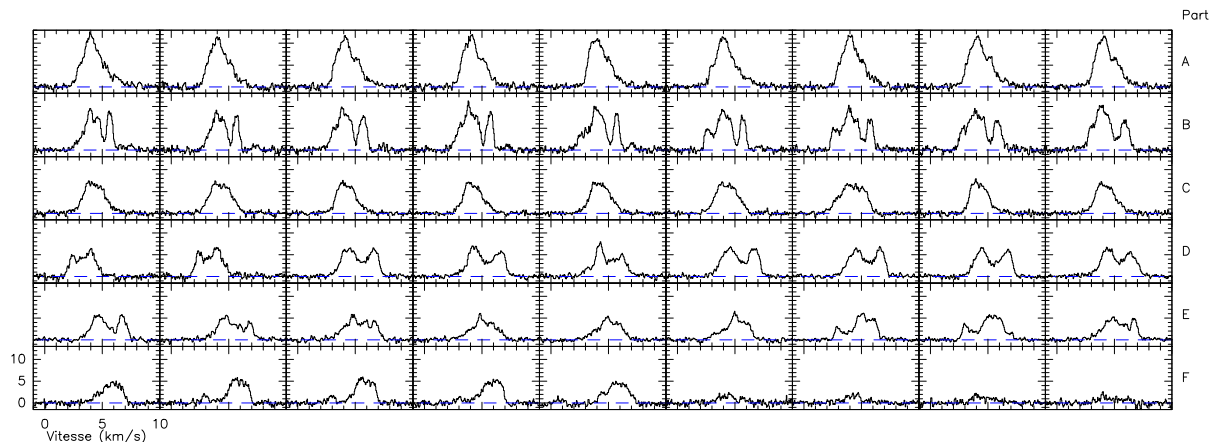


FIGURE 3.18 – Spectres pris aléatoirement dans chacun des 6 cubes produits par tri des données de la Pipe Nebula. La méthode de tri est fondée sur la projection des données sur la première PC. Le trait horizontal bleu indique le niveau d’intensité nul.

$S_{(i,j)}$ de taille N à la position (i, j) sur le cube par :

$$S_{(i,j)} = \alpha_{(i,j)}PC_1 + \beta_{(i,j)}PC_2 + \cdots + N_{(i,j)}PC_N \quad (3.17)$$

en notant PC_i la $i^{\text{ème}}$ PC, elle aussi de taille N . Les coefficients α, β , etc. sont les coefficients visibles dans la Fig. 3.9, obtenus par projection des données sur chaque PC associée. Des coefficients similaires de deux spectres différents utilisent une même proportion de la PC associée pour les spectres. En d’autres termes, si deux spectres ont un α proche, alors ils partagent des caractéristiques communes.

Dans ces données, la première PC apporte plus de 95% de la variance totale des données. Ainsi, les coefficients α associés à cette PC distinguent la majorité des particularités des spectres. Comme chaque coefficient est obtenu par projection des données sur une PC, chaque spectre se voit associé un coefficient. On peut donc extraire les spectres ayant des valeurs semblables d’un même coefficient.

J’ai séparé la distribution des coefficients en 6 groupes. Pour chaque groupe, j’ai extrait les spectres aux positions de ces coefficients. Ainsi, je produis un total de 6 cubes que je nomme par des lettres différentes (de A à F).

Des spectres pris aléatoirement dans chacun de ces cubes sont présentés Fig. 3.18. Chacun des cubes présente des spectres typiques, différents de ceux observés dans les autres cubes. Le cube A est caractérisé par des spectres ayant une composante principale très forte et des ailes. Le cube B par des spectres à plusieurs composantes, dont une à grande vitesse clairement distincte des autres. Le cube C contient plusieurs composantes de même intensité, tout comme le D, à la différence que ce dernier possède des composantes distinctes. Le cube E est un ensemble de composantes, plus ou moins distinctes, de faible intensité. Enfin, le cube F est peut-être celui qui présente la plus grande diversité, avec des spectres sans signal et des spectres à signal entre 5 et 8 km/s.

Une autre technique de séparation des spectres est aussi réalisée afin de comparer les résultats. Cette méthode est très simple, dans la mesure où elle ne consiste qu’à séparer le

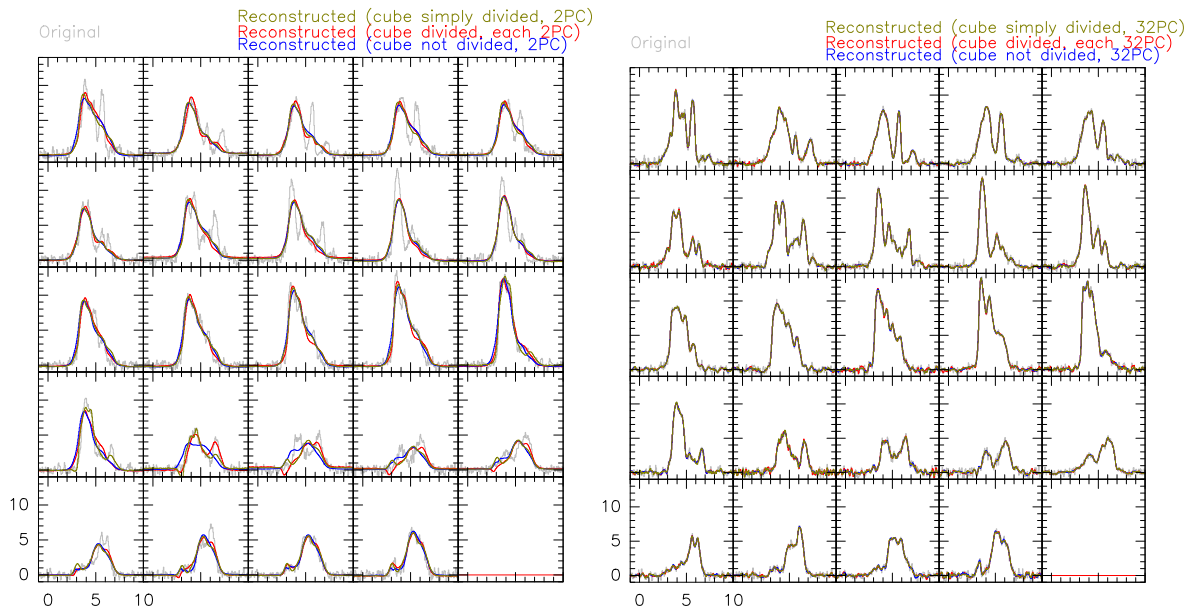


FIGURE 3.19 – Effet du trie des spectres d'un cube de données sur l'efficacité de la PCA. Spectres reconstruits avec une PCA à partir de cubes traités différemment : *gris*, cube d'origine, *rouge*, ce cube divisé en utilisant les données projetées, *vert* ce cube divisé en 4 parties égales, et *bleu* ce cube sans séparation. Les spectres des 5 premières lignes sont reconstruits avec 2PCs, les 5 suivants avec 32. Les positions des 24 spectres de chaque panneau sont tirés aléatoirement.

cube *PPV* d'origine en 4 quarts. Aucune hypothèse ni traitement n'est réalisé, les 4 cubes sont de même taille, chacun correspondant à un quart du cube d'origine. On nommera cette méthode "séparation simple".

La comparaison des résultats se fait avec la Fig. 3.19 : on ne compare que l'efficacité de la reconstruction des spectres effectuée par la PCA. Ainsi, après avoir séparé le cube suivant les deux méthodes, on réalise une PCA pour chacun et on reconstruit les spectres avec différentes Φ . Les portions de cubes sont ensuite remises en commun pour reformer le cube dans ses dimensions d'origine. Le panneau de gauche montre des spectres reconstruits à $\Phi = 2$, celui de droite à $\Phi = 32$. En gris sont les spectres d'origine, en vert sont les mêmes spectres provenant du cube divisé simplement, en rouge le cube divisé en 6 groupes à partir des données projetées, et en bleu le cube non divisé.

Concernant les spectres reconstruits avec $\Phi = 2$, peu sont ceux qui montrent des différences flagrantes entre les méthodes. Ces spectres correspondent à ceux qui sont le plus éloigné (phénotypiquement parlant) du spectre moyen. Aucune méthode ne semble meilleure que les autres, bien que celle divisant les spectres à partir des données projetées (rouge) montre une composante négative qui ajouterait un artefact dans le calcul des CV (si on ne considère pas de seuil en intensité). Pour les spectres reconstruits avec $\Phi = 32$, il n'y a aucune différence notable entre les méthodes : tous les spectres sont correctement reproduits.

Finalement, il semblerait que le découpage du cube par phénotypes de spectre ne permette pas d'utiliser la PCA de manière plus simple. Si un tri des spectres est désiré

pour le traitement (pour travailler avec des cubes plus légers par exemple), la méthode sans calculs préalables semble la plus simple et donnerait des résultats similaires à une méthode plus élaborée. Cependant, il est intéressant de noter que la **PCA** peut permettre de trier efficacement les spectres par type, toute la question étant de déterminer en combien de types un cube doit être divisé.

3 Aspects pratiques du code *Unveil.jl*

Dans cette section, je présente quelques aspects pratiques des calculs d'*Unveil.jl*, les packages externes que j'ai utilisé, ainsi que la structuration du code.

3.1 Calculs de PCA

Les calculs de la **PCA** utilisent le package écrit en Julia *MultivariateStats.jl*⁵. Pour réaliser le calcul correctement, il est nécessaire de faire un premier traitement des données, réalisé en interne dans les fonctions d'*Unveil.jl*.

Ce traitement concerne les valeurs *blank* présentes dans les cubes de données. Ils peuvent correspondre à des spectres manquants dans le cube ou des portions complètes non cartographiées ; il est rare d'avoir une cartographie parfaitement carrée. *Julia* permet de traiter mathématiquement ce type de données en les remplaçant par des valeurs dites *missing*. Ces valeurs se propagent dans les équations, ainsi $1 + \text{missing}$ donnera *missing*. Si ces valeurs ne sont pas prises en compte, le **CV** d'un spectre contenant une valeur *missing* produira donc un **CV** *missing*. Celui-ci se propagera dans la carte lors du calcul des **CVI**, biaisant la statistique.

Les fonctions du package pour la **PCA** ne permettent pas de travailler avec des *missing*, ni des *NaN*, et des valeurs *blank* la tromperaient. J'ai donc mis en place des fonctions avant le calcul de la **PCA** qui permettent de supprimer ces valeurs. Un masque en 2D est alors construit, marquant les positions où les spectres sont *missing*. Le cube est ensuite transformé sous format (PxP,V), soit en deux dimensions, pour être traité par la **PCA** (cf. Section 2). Une autre fonction est développée et utilisée plus tard pour reconstruire le cube avec les spectres manquants originellement.

Pour chaque fonction d'*Unveil.jl*, les cubes voient donc leurs *blank* ou *NaN* remplacés par des *missing*, avant d'être supprimés dans le cas du calcul **PCA**. Il faut cependant noter que lorsqu'une seule valeur *blank* est trouvée dans un spectre, tout le canal de vitesse est blanké. Cette condition est nécessaire au bon fonctionnement de la **PCA**. Cette dernière pourrait être utilisée en lui faisant deviner les valeurs manquantes (Dray & Josse, 2015), mais ce n'est pas le but de notre utilisation puisque nous souhaitons réduire le nombre de biais le plus possible.

5. <https://github.com/JuliaStats/MultivariateStats.jl>

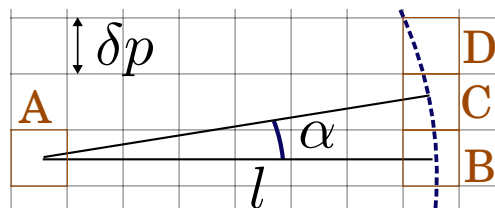


FIGURE 3.20 – Schéma du calcul du nombre de rotations optimum pour les CVI.

3.2 Méthode de calcul des CVI

Les CVI sont le calcul de la différence entre chaque pixel séparé d'une distance l . Numériquement, la méthode que l'on a choisie consiste à réaliser des rotations de la carte de CV. Pour chaque rotation, on calcule la différence entre un pixel et le pixel à sa droite séparés de cette distance horizontalement. Cependant, on se rend compte que plus le lag augmente et plus le nombre de rotations nécessaires pour établir la différence entre tous les pixels est grand. Pour déterminer ce nombre on peut s'aider du Schéma 3.20. La grille grise représente les pixels de notre image, avec δp la distance entre deux pixels, l le lag et α l'angle en radians entre deux rotations. Le calcul est réalisé entre les pixels A et B. On souhaite ensuite calculer la différence entre les pixels A et C, en réalisant une rotation symbolisée par l'arc de cercle pointillé en bleu.

Si α est trop grand, le nombre de rotations n'est pas suffisant, et la seconde différence se fera entre les pixels A et D mais pas entre A et C. Si α est trop petit, le nombre de rotations est trop élevé, et on risque calculer une seconde fois la différence entre A et B. Notant T le nombre d'angles optimal, divisant un cercle par T rotations on écrit :

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} \quad (3.18)$$

La condition pour obtenir le nombre de rotations optimum s'écrit $\forall l > 0, 2\delta p > 2\pi/T > \delta p$. Si on exprime tous les paramètres en pixels, on a $\delta p = \Theta_{\text{beam}}$ et d'après la Fig. 3.20 on peut exprimer α par

$$\tan(\alpha) = \frac{\Theta_{\text{beam}}}{l} \quad (3.19)$$

Ainsi, injectant l'Eq.3.18 dans 3.19, on obtient que :

$$T = \frac{2\pi}{\text{atan}(\Theta_{\text{beam}}/l)} \quad (3.20)$$

Ce paramètre T est donc le nombre d'angles optimum à calculer. Cette définition s'appuie sur les travaux de Lis et al. (1996), dans lesquels toutes les orientations T sur 2π sont conservées.

Les CVI que l'on calcule peuvent se présenter sous deux formes. La première est une carte 2D pour chaque lag (formant donc un cube 3D où la troisième dimension est le lag), qui représente en chaque pixel la valeur des CVI moyennés azimuthalement, c'est-à-dire moyennés sur toutes les rotations. Celle-ci permet de mettre en avant les structures

les plus dissipatives à une échelle donnée. Dans la seconde représentation, la première dimension est la position, la seconde est la rotation et la troisième le lag. On garde ainsi les différences pour chaque lag et chaque rotation. Cette dernière forme est utilisée pour le calcul des fonctions de structures car elle apporte ainsi la statistique de l'ensemble des incréments.

3.3 Calcul des fonctions de structures et de leurs exposants

Le calcul des fonctions de structures à l'ordre p peut se faire via deux équations (voir Chap. 2). Par souci de rapidité de calculs nous utilisons préférentiellement l'équation suivante où p est un réel :

$$S_p(l) = \langle |\Delta V_1|^p \rangle \quad (3.21)$$

Dans cette équation, on note ΔV_1 l'incrément en vitesse au lag l . La moyenne est réalisée sur l'ensemble de la carte. Nous verrons dans la Section 7 que ce calcul donne des résultats identiques à l'équation $S_p(l) = \int_{\Delta V_1} p(\Delta V_1) \Delta V_1^p d\Delta V_1$ où $p(\Delta V_1)$ est la densité de probabilité des incréments en vitesse que nous avons vu dans le Chapitre 2. Les fonctions de structures sont calculées pour chaque lag et pour tous les ordres demandés par l'utilisateur. Numériquement, n'importe quel ordre peut être calculé, mais les $S_p(l)$ ne seront pas forcément viables statistiquement. En effet, plus l'ordre est élevé et plus l'intégrale a besoin de s'appuyer sur un nombre important de points de mesures pour converger. Cette observation, dont nous montrerons des applications dans la suite de ce chapitre, provient de l'étude de [Belin et al. \(1995\)](#), dont nous avons présenté les résultats principaux dans le Chapitre 2.

De ce fait, si l'ordre 3 des $S_p(l)$ converge, nous pouvons utiliser l'ESS (voir Chapitre 2), afin de tracer les $S_p(l)$ de chaque ordre en fonction de celle à l'ordre $p=3$, avec des échelles logarithmiques horizontales et verticales. Cela nous permet de réaliser un ajustement pour chaque ordre de la forme :

$$S_p(l) = A \times S_3(l)^{\zeta_p/\zeta_3} \quad (3.22)$$

Les termes A et ζ_p sont ajustés en utilisant le package *LsqFit.jl*. Les exposants sont ensuite tracés en fonction de leurs ordres p sur une figure contenant l'évolution prévue par les modèles de [K41](#) (turbulence sans intermittence), de [She & Lévêque \(1994\)](#) (turbulence intermittente sous forme de filaments) et de [Boldyrev et al. \(2002\)](#) (turbulence intermittente sous forme de nappes).

3.4 Structuration du module *Unveil.jl*

La structuration du module *Unveil.jl* est présentée Fig. 3.21. Le module contient 8 fonctions utilisables, encadrées en bleu sur la figure.

- **prodvarfile** : crée des fichiers *txt*, utilisés en input des autres fonctions.
- **pca** : produit une PCA sur un cube et le reconstruit avec un nombre de PCs donné
- **sw** : produit une SWO
- **convpca** : réalise le calcul de convergence de la méthode PCA

- **cv** : réalise le calcul des **CV** à partir d'un cube
- **cvi** : réalise le calcul des **CVI** sur une carte de **CV**
- **cvcvi** : réalise le calcul des **CV**, puis des **CVI** à partir d'un cube
- **structure_functions** : calcul les fonctions de structures d'ordre p et leurs exposants

Chaque fonction du module *Unveil.jl* (excepté **Unveil.prodvarfile()**) utilise un fichier *.txt* de variables (fichiers symbolisés en marron dans la figure). La fonction **Unveil.prodvarfile()** crée tous ces fichiers *.txt* nécessaires dans le dossier local, ou dans un dossier de destination s'il est donné en argument, avec par défaut des commentaires décrivant l'utilité de chaque paramètre. Chaque fonction a son propre modèle de fichier *.txt* de variables qu'il est nécessaire de respecter. Ce choix a été fait pour limiter le risque d'erreurs, et permet de garder une trace écrite des paramètres de traitement de chaque fichier. Typiquement, chaque fonction requiert le chemin où se trouve le fichier sur lequel travailler, mais aussi le dossier de sauvegarde des résultats.

Ces fonctions font appel à plusieurs autres modules que j'ai développés, encadrés en vert sur la partie gauche de la Fig. 3.21. Ces modules sont séparés par type d'utilisation : préparation des données (changement de *blank*, lecture et écriture de fits, ...), calculs des fonctions de structures, calculs de **SWO** et **PCA**, calcul des **CVI** et tracés de figures.

Enfin, le module *Unveil.jl* renvoi plusieurs types de résultats suivant la fonction utilisée. Les résultats se trouvent sous la forme de données (des fichiers *.fits* ou des fichiers *.dat*), et sous la forme de figures. Les données sont sauvegardées dans un dossier indiqué par l'utilisateur dans le fichier de variable correspondant.

Le module *Unveil.jl* qui appelle chaque fonction contient 800 lignes de codes et l'ensemble de ses fonctions fait appel à plus de 1800 lignes, emmenant le package complet *Unveil.jl* à plus de 2600 lignes. Il est impossible de mesurer l'efficacité du module en entier étant donné que plusieurs étapes demandent une analyse de l'utilisatrice (par exemple, indiquer les bornes de l'ajustement des fonctions de structures, analyser la métrique de la **PCA**, etc). Cependant, nous pouvons estimer la durée de chaque méthode. Comme le premier lancement d'une fonction est toujours plus long que les suivants dans *Julia* (dû à la compilation *just-in-time*), les durées sont estimées à l'aide du package *BenchmarkTools.jl*⁶ dans un environnement *Julia* ayant déjà utilisé ces fonctions, et elles ne sont pas utilisées sous multi-threading. Sur un cube de plus de 15k spectres, contenant 218 canaux de vitesse, la méthode **SWO** prend environ 7 secondes pour être réalisée, tandis qu'une **PCA** (une fois que Φ_{opt} est déterminé par l'utilisatrice) prend à peine plus d'1 seconde (reconstruction du cube avec les spectres *missing* comprise). Les calculs de convergence de la **PCA** prennent une durée similaire (environ 2 secondes). Le calcul des **CV** suivi des **CVI** avec 14 lags prend 6 secondes. Quant au calcul des fonctions de structures de l'ordre $p=1$ à 6, il prend environ 5 secondes. Au total, le traitement d'un cube de cette taille peut prendre moins d'1min lorsque les fichiers *.txt* d'entrées sont prêts.

6. <https://github.com/JuliaCI/BenchmarkTools.jl>

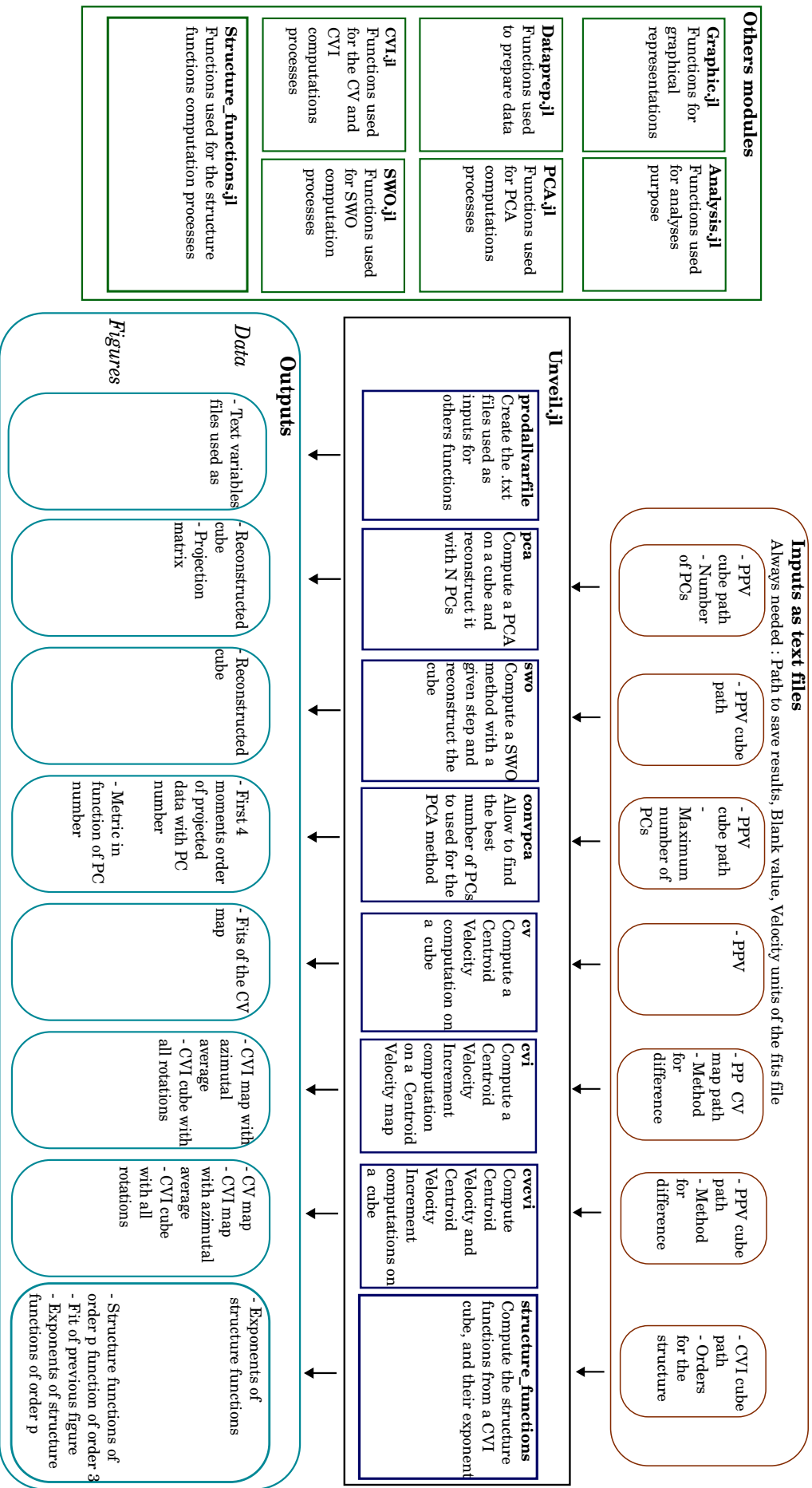


FIGURE 3.21 – Structuration du module *Unveil.jl*. Les encadrés bleus (centre) représentent les fonctions actuelles principales du module. En vert (gauche) sont des modules complémentaires nécessaires à son fonctionnement. En marron (haut) sont les paramètres à donner en entrée du code et en bleu clair (bas) la forme des éléments en sortie.

4 Premières validations sur fBms

Pour tester le code *Unveil.jl*, j'ai construit des cubes **PPV** ressemblant morphologiquement à des observations. Ces cubes sont construits à partir de 3 cartes de **fBms** en 2D. L'objectif de cette section est de réaliser une première analyse des capacités du code *Unveil.jl*, en utilisant ces simulations numériques qui ne sont pas construites sur des processus physiques. Je vais d'abord présenter ma méthode de construction des cubes à partir des **fBms**. Puis, je traiterai ces cubes bruités avec *Unveil.jl*, afin de comparer l'efficacité des méthodes **SWO** et **PCA** à retrouver les **CV** et **CVI** du cube sans bruit. La convergence de la **PCA** sera aussi discutée. Enfin, j'étudierai le calcul des fonctions de structures, de leurs convergences et de leurs exposants.

4.1 Observations synthétiques

La construction des **fBms** passe d'abord par la création d'une image dans l'espace de Fourier. Codées dans *Unveil.jl*, les fonctions nécessaires à cette construction n'y sont cependant pas référencées car pas documentées, et inutiles dans l'analyse statistique d'un champ de vitesse turbulent. Cette approche est grandement inspirée de **Miville-Deschenes et al. (2003)**, de discussions avec M-A. Miville-Deschênes et de la librairie python *turbustat* (**Koch et al., 2019**).

4.1.1 Construction des cartes fBms

Nous obtenons une carte **fBm** en 2D dans l'espace réel notée $I_{p,q}$ par la transformée de Fourier inverse d'une image de l'espace de Fourier $\tilde{I}_{i,j}$. Cette dernière se construit avec une carte d'amplitude $\tilde{A}_{i,j}$, de phase $\tilde{P}_{i,j}$ et d'un indice spectral γ suivant : $\tilde{I} = \tilde{A}^{\gamma/2} \cdot \tilde{P}$.

Pour construire la carte d'amplitude, on commence par construire deux arrays X et Y , de tailles $S/2 + 1$ et S respectivement, notant (S, S) la dimension de l'image finale souhaitée. Ils sont obtenus par la Transformée de Fourier Discrète (DFT) d'un array réel de taille S via :

$$X_i = \frac{i-1}{S}, \quad i \in [0 : S/2 + 1] \quad (3.23)$$

Le vecteur Y est composé de ce même résultat dans sa première moitié et du complexe conjugué dans sa seconde. On construit ensuite deux matrices : la première ordonne le vecteur X en lignes, tandis que la seconde ordonne le vecteur Y en colonnes. Les deux matrices nommées M_X et M_Y sont de taille $(S, S/2 + 1)$. Notant m l'indice d'une ligne et n l'indice d'une colonne :

$$\begin{aligned} \forall l, \quad \tilde{M}_X[m, :] &= \tilde{X}[:, l] \\ \forall c, \quad \tilde{M}_Y[:, n] &= \tilde{Y}[:, n] \end{aligned} \quad (3.24)$$

La carte d'amplitude est ensuite la racine carrée de la somme quadratique de M_X et M_Y :

$$\tilde{A}_{i,j} = \sqrt{\tilde{M}_X(i, j)^2 + \tilde{M}_Y(i, j)^2} \quad (3.25)$$

Cette matrice $\tilde{A}_{i,j}$ donnera l'amplitude de l'image en chaque point de l'espace de Fourier.

Puis, on calcule la phase complexe aléatoire de l'image. Elle se construit en choisissant une phase complexe entre 0 et 2π pour chaque position. La matrice est notée P et fait la même taille que M_X et M_Y . Pour chacun de ces éléments on construit ensuite la matrice de la phase ϕ de notre image dans l'espace de Fourier :

$$\tilde{P} = \cos(\phi) + i \cdot \sin(\phi) \quad (3.26)$$

En combinant les Eq.3.25 et 3.26, choisissant un indice spectral γ , notre image dans l'espace de Fourier \tilde{I} se construit alors comme exprimée plus haut via :

$$\tilde{I}_{i,j} = \tilde{A}^{\gamma/2} \cdot \tilde{P} \quad (3.27)$$

Cette image a une taille $(S/2 + 1, S)$. L'autre moitié est construite en prenant son conjugué symétrique, donnant une matrice de taille (S, S) . Une fois la composante à fréquence nulle ramenée à zéro, la matrice réelle $I_{p,q}$ est obtenue par transformée de Fourier inverse :

$$I_{p,q} = \frac{1}{S^2/2} \sum_{l=1}^S \sum_{c=1}^{S/2} \omega_S^{(l-1)(i-1)} \omega_{S/2}^{(c-1)(j-1)} \tilde{I}_{i,j} \quad (3.28)$$

avec p et q les positions dans le domaine réel (allant de 1 à S), tandis que i et j sont les positions dans le domaine de Fourier, ainsi que :

$$\omega_S = \exp\left(\frac{2\pi i}{S}\right)$$

L'image finale est donc $I_{p,q}$ de dimensions (S,S) .

4.1.2 Obtention des cubes PPV

L'objectif de ces simulations est de pouvoir tester le bon fonctionnement des codes de calcul de CV, de CVI, mais surtout des méthodes de pré-traitement PCA et SWO. Pour simuler des spectres à partir de fBms je travaille avec une composition de plusieurs gaussiennes. Avant d'expliquer la méthode que j'utilise pour créer des gaussiennes à partir des fBms, je détaille la construction d'un spectre en gaussiennes.

Comme on a pu le voir dans le Chapitre 2, la dissipation de la turbulence se trouve dans les extrêmes des incréments de vitesse, qui sont très sensible aux ailes des spectres. Construire des spectres similaires aux observations nécessite donc l'utilisation d'au moins 2 gaussiennes : l'une jouant le rôle principal, la seconde des ailes. Une troisième gaussienne est utilisée permettant d'ajouter plus de complexité dans les ailes. On peut voir dans le panneau bas de la Fig. 3.23 un exemple des spectres que l'on souhaite obtenir, extraits d'observations du *Polaris flare* que l'on présentera dans la section 7. La troisième composante gaussienne permet de réaliser les plateaux en intensité que l'on peut voir dans cet exemple entre -4 et -2 km/s principalement.

À partir de ces remarques, nous avons réfléchi à la manière dont nous pourrions obtenir des gaussiennes à partir de cartes 2D de fBms. Notre proposition est d'utiliser ces cartes

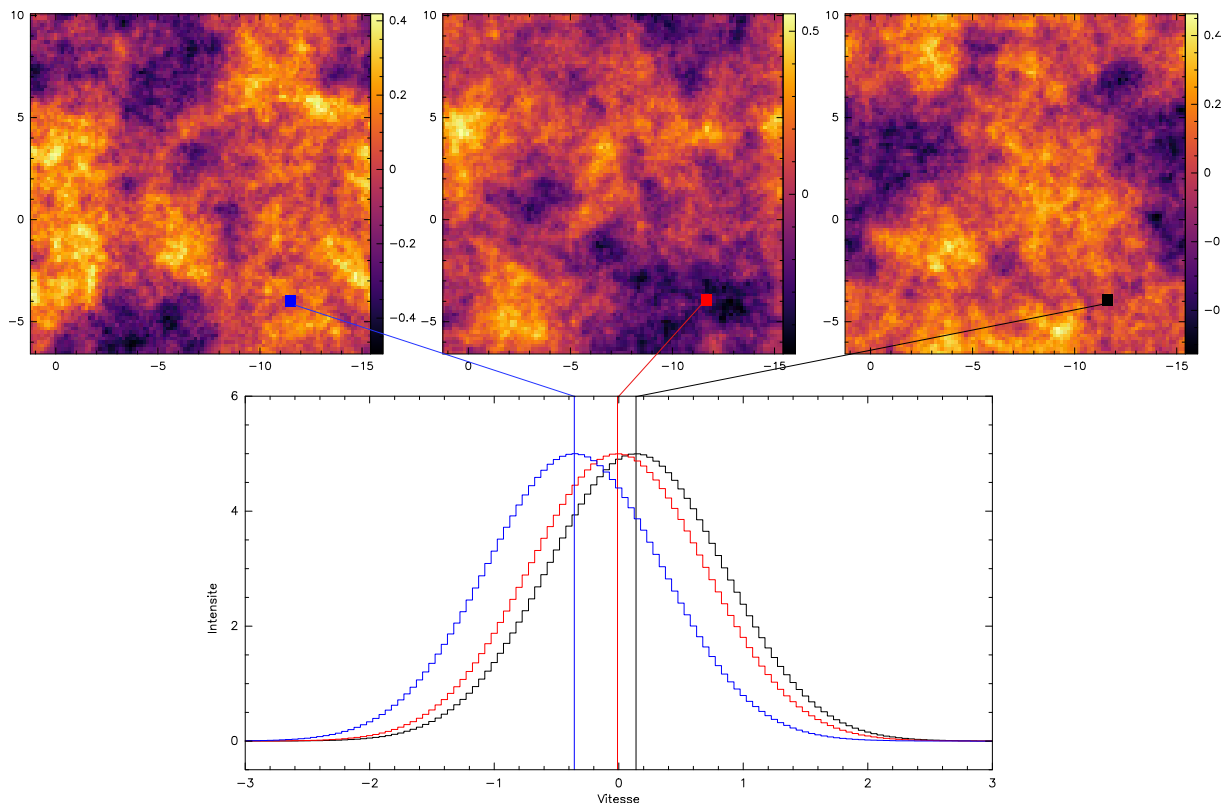


FIGURE 3.22 – Illustration du principe de construction d’un spectre à partir de trois cartes fBms en 2D. Les cartes en couleur sont des cartes 2D fBm avec un indice spectral de -3. Les échelles de couleur sont différentes. Un spectre construit à partir des trois cartes est présenté en dessous. Ce spectre est construit par la somme de trois gaussiennes dont les moyennes sont égales aux valeurs indiquées dans chaque carte en un point donné. Les traits verticaux indiquent les moyennes de chacune d’elles.

comme un support à la construction des spectres. La valeur en chaque position d’une carte est utilisée comme moyenne d’une de ces gaussiennes. En prenant la situation à l’envers, si nous pouvions séparer chaque composante gaussienne des spectres du cube PPV que nous construisons et en calculer leur moyenne, nous obtiendrions les cartes 2D de fBms. Les fBms sont ici un outil permettant d’obtenir des points distribués de manière cohérente. Cette étape est illustrée avec la Fig. 3.22 dans laquelle je trace 3 cartes 2D fBm construites avec un indice spectral de -3. Un point positionné au même endroit dans chaque carte donne la moyenne des différentes gaussiennes. En réalité, les intensité et écart-types de ces gaussiennes sont choisis aléatoirement en respectant certains critères : elles ne doivent varier que de maximum 20 et 1% respectivement autour d’une valeur fixée. C’est la somme de ces gaussiennes qui donnera le spectre final du cube PPV.

4.1.3 Comparaison avec des données d’observation

Construisant des cubes PPV à partir de cubes fBms de densité et de vitesse en 3 dimensions, Miville-Deschenes et al. (2003) ont pu montrer que l’indice spectral γ (voir Eq. 3.27) du cube en vitesse est le même que l’exposant du spectre de puissance des

TABLE 3.1 – RMS, intensités maximales et SNR moyens des cubes simulés par fBms, ainsi que des cubes de Polaris présentés Section 7.

Nomination	$\langle \sigma_{\text{bruit}} \rangle_{x,y} \times 10^{-2}$	$\langle T_{\text{max}} \rangle_{x,y}$	$\langle SNR \rangle_{x,y}$
1	6.8±0.9	2.7±0.9	35
2	13.6±1.8	2.8±0.9	18
3	20.4±2.7	2.9±0.9	12
4	27.3±3.6	3.0±0.9	9.6
Polaris (Petit Champ)	38.7±7.9	5.4±1.3	12

cartes de CV. Les cartes de CV de nuages moléculaires montrent des exposants de spectres de puissance proches de -2.8 (Stutzki et al., 1998, Miville-Deschênes et al., 2007, 2010, Anorve-Zeferino, 2023). Dans l'étude de Miville-Deschenes et al. (2003), l'indice spectral est compris entre -3 et -4.5, nous avons donc choisi une valeur de -3 pour l'indice spectral de nos cartes fBms 2D. Les cubes en sortie font 128 par 128 pixels.

J'ai pu ainsi reproduire un cube composé de spectres ayant majoritairement une gaussienne principale et une aile d'intensité forte, alors que d'autres spectres ont une aile d'intensité faible. En complément, j'ai pu construire un cube ressemblant aux données du Polaris flare, dont je vais présenter l'analyse dans la suite pour tester le code.

Ce cube sans bruit est ensuite dupliqué 4 fois. Un bruit homogène est ajouté à chacun d'eux de manière à obtenir 4 SNR moyens différents. La Table 3.1 répertorie les RMS moyens $\langle \sigma_{\text{bruit}} \rangle_{x,y}$, les intensités maximales moyennes $\langle T_{\text{max}} \rangle_{x,y}$ et les SNR moyens $\langle SNR \rangle$ de ces cubes simulés. Les incertitudes sont égales à la dispersion de ces valeurs à travers la carte. Les SNR moyens sont calculés dans toute la suite du manuscrit via :

$$\langle SNR \rangle_{x,y} = \frac{\langle T_{\text{max}} \rangle_{x,y}}{\langle \sigma_{\text{bruit}} \rangle_{x,y} + \sigma_{\sigma_{\text{bruit}}}} \quad (3.29)$$

avec $\sigma_{\sigma_{\text{bruit}}}$ la dispersion du RMS moyen à travers la carte. Ce choix est fait pour avoir des estimations basses des SNR.

Les spectres obtenus par simulation peuvent être comparés visuellement aux spectres du cube Polaris PPV présenté Sec.7. Cette comparaison s'effectue avec un extrait de spectres pris aléatoirement dans ces cubes par la Fig. 3.23. Les quatre lignes du bas sont les spectres extraits du cube Polaris, tandis que les quatre du haut proviennent du cube simulé ayant un SNR moyen égal à 12 pour une intensité maximale moyenne à travers la carte égale à 2.8K. La Table 3.1 permet de comparer les paramètres des cubes avec celui de Polaris et la Fig. 3.24 une carte par canaux du cube le plus bruité. Les valeurs maximales sont un peu plus élevées pour les cubes simulés. Le SNR de Polaris est égal à celui du cube numéroté 3. La carte par canaux montre que l'émission s'étend entre -1 et -6 km/s avec un maximum compris autour de -4.3 km/s. Plusieurs structures sont visibles avec un signal faible dans les cartes de vitesses extrêmes. Je souhaite insister sur un point. Ces simulations, bien que contenant des spectres ressemblant aux observations, n'ont aucune structuration physique. Ils sont construits dans l'optique de mimer les observations.

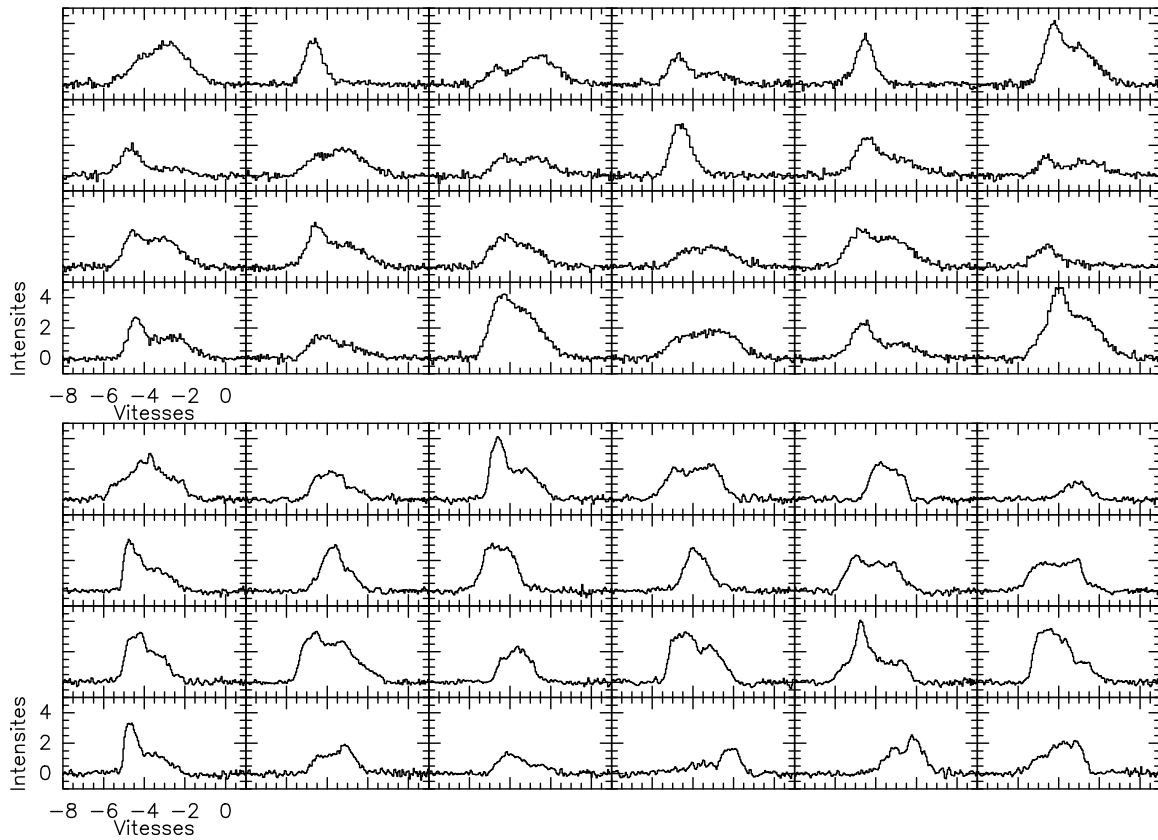


FIGURE 3.23 – Spectres extraits aléatoirement de deux cubes. *Haut* : Extraction du cube simulé de fBms à $SNR = 12$. *Bas* : Extraction du cube Polaris [PPV](#) présenté Sec.7.

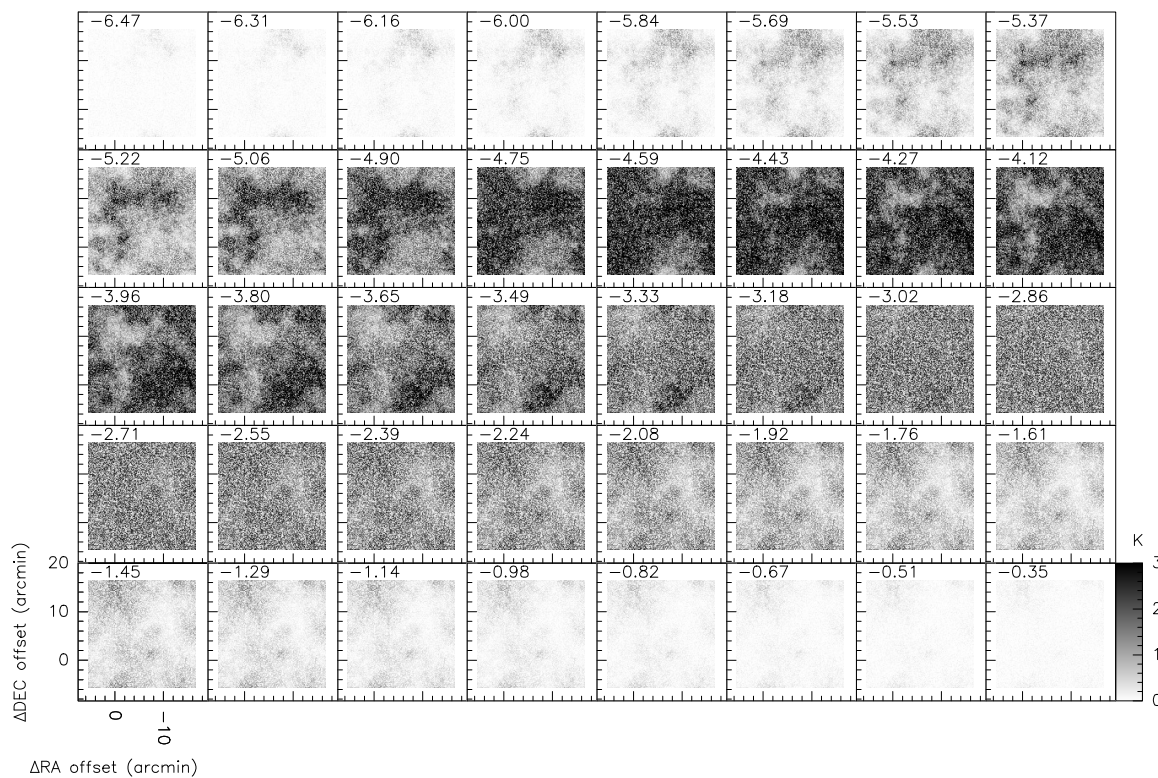


FIGURE 3.24 – Carte par canaux de vitesse du cube le plus bruité construit à l'aide de fBms en 2D.

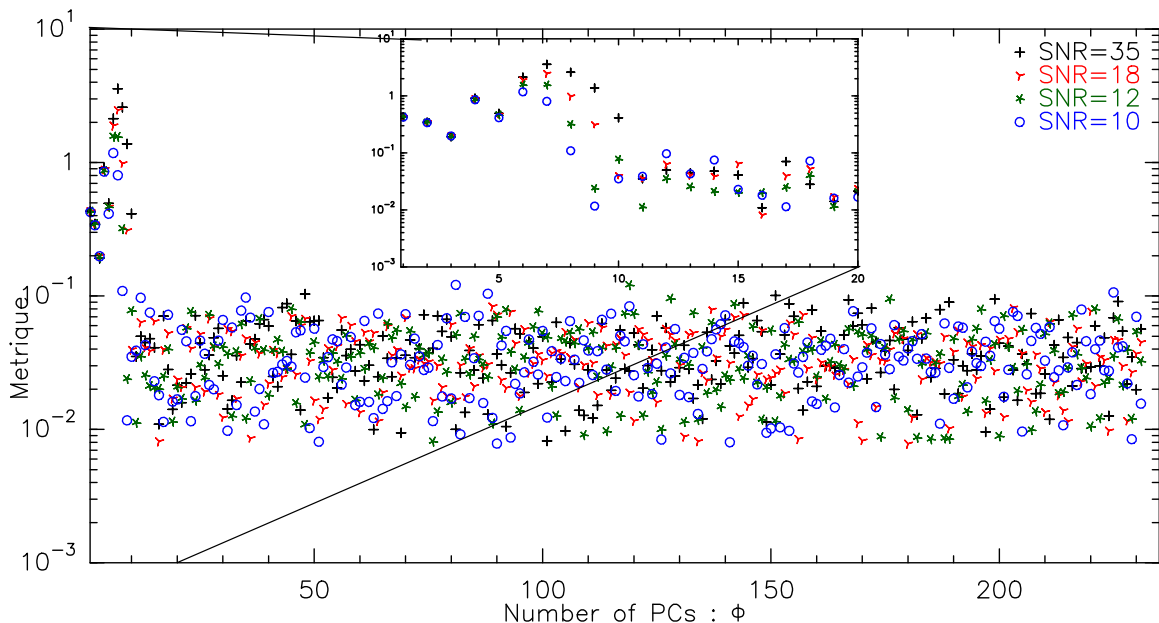


FIGURE 3.25 – Métrique calculée par la fonction `Unveil.convnpca()` sur le cube simulé par fBms à différents niveaux de bruits.

4.2 Convergence de la PCA

La fonction `Unveil.convnpca()` produit la métrique et les moments présentés Fig. 3.25 pour chacun des cubes. Leurs métriques convergent autour de 8 à 14 PCs, avec très peu de différences entre eux. Dans la suite, chaque cube sera reconstruit avec $\Phi_{\text{opt}} = 11$ car chacun des quatre cubes montre alors une convergence. Pour les cubes 1 à 4, le bruit moyen des cubes reconstruits (multipliés par $\times 10^{-2}$) est de 0.5, 1.3, 2.6 et 3.4K. Les gains acquis grâce à la PCA sont de l'ordre d'un facteur 14, 10, 8 et 8. On remarque que plus le bruit du cube traité est grand et plus le cube reconstruit aura un bruit élevé à même Φ . Cette remarque est cohérente avec le processus de reconstruction de la PCA : plus le bruit est élevé dans un cube et plus la variance associée va se rapprocher de la variance du signal, puisque le bruit et le signal vont se confondre. Ainsi, le bruit augmentant, la variance du bruit deviendra aussi importante que la variance du signal.

La Figure 3.26 présente les résidus des cubes reconstruits à Φ_{opt} pour les cubes $SNR = 35$ et 12. Les traits pointillés indiquent le bruit des spectres d'origine, notée σ_T . Dans les deux cas, la majorité des spectres ne présente pas de différence supérieure à la dispersion du bruit. Au total, 34 et 28% des résidus ont un maximum ou un minimum supérieur à la dispersion du bruit des cubes $SNR = 35$ et 12. Prenant $2\sigma_T$ (égal au seuil en intensité utilisé dans le calcul des CV, voir Section 2.3.2), il n'y a plus que 19 et 15% des spectres qui sont concernés. La moyenne des moyennes des résidus est égale à 9×10^{-5} et -1×10^{-5} , la moyenne des dispersions à 1.5×10^{-2} et 4.7×10^{-2} pour les cubes 35 et 12 respectivement. Pour comparaison, $\sigma_T = 6.8 \times 10^{-2}$ et 2×10^{-1} respectivement. Ainsi, même si 19 et 15% peuvent sembler de grands nombres, en moyenne, les résidus sont peu dispersés.

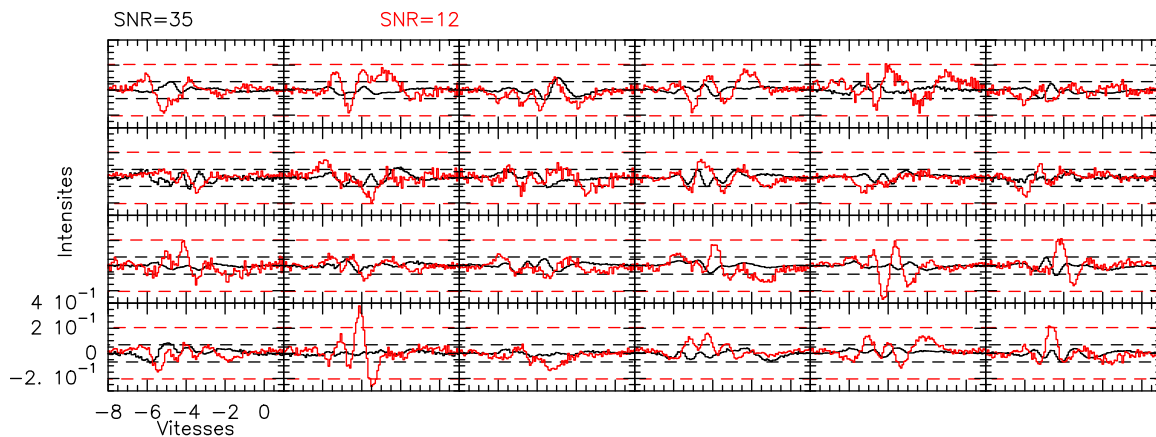


FIGURE 3.26 – Résidus des spectres reconstruits entre le cube à $SNR = 35$ et 12 . Les traits pointillés indiquent les dispersions des cubes bruités d'origine.

4.3 Comparaison des CV

Dans le calcul des CV, un seuil en intensité à 2σ est utilisé, σ étant le bruit du cube avant traitement PCA ou SWO (voir les résultats de la Section 2.3.2). Les distributions des CV obtenus pour chaque carte sont présentées dans la Fig. 3.27. Chaque panneau montre des cubes pré-traités par PCA (noir) ou par SWO (rouge). En superposition en violet sont les histogrammes des CV obtenus sur le cube sans bruit et les pointillés bleus tracent une gaussienne. Ces histogrammes sont des PDF centrées en zéro et normalisées à une dispersion unité afin de pouvoir les comparer. Les bins contenant moins de 10 mesures sont supprimés. Avec le même code couleur, les dispersions σ et moyennes μ des histogrammes (avant normalisation) sont indiquées.

SWO montre des moyennes qui changent entre les quatre cubes, avec de manière intéressante les cubes de SNR intermédiaires qui ont des moyennes les plus proches de la valeur cible. Excepté pour le cube à $SNR = 10$, les moyennes sont toujours fausses à moins de la résolution en vitesse (0.05km/s). La dispersion augmente cependant de manière plus conséquente : égale à 0.41 km/s dans le cube le moins bruité, elle passe à 0.43 km/s pour le cube suivant, 0.47 km/s sur le cube à $SNR = 12$, et termine à 0.51 km/s . En comparaison, le cube sans bruit donne une valeur de 0.40 km/s , soit un écart de 0.11 km/s pour le cube le plus bruité, donc deux fois plus que la résolution en vitesse. À l'inverse, la PCA voit sa moyenne peu évoluer (de -3.74 km/s à -3.78 km/s , pour une valeur cible de -3.73 km/s) et sa dispersion ne varie que de 0.03 km/s . Ces valeurs sont très proches de la dispersion du cube non bruité, différentes à moins de $dv = 0.04\text{ km/s}$, soit inférieur à la résolution en vitesse. Enfin, on voit que plus on travaille sur un cube bruité et plus SWO donne des valeurs extrêmes de CV différentes, avec des ailes marquées. À l'inverse, les trois distributions sont identiques à haut SNR .

4.4 Comparaison des CVI

L'évolution des distributions de CVI pour le cube le moins bruité ($SNR=35$) et le cube à SNR similaire aux données Polaris ($SNR=12$) sont présentées dans la Fig. 3.28.

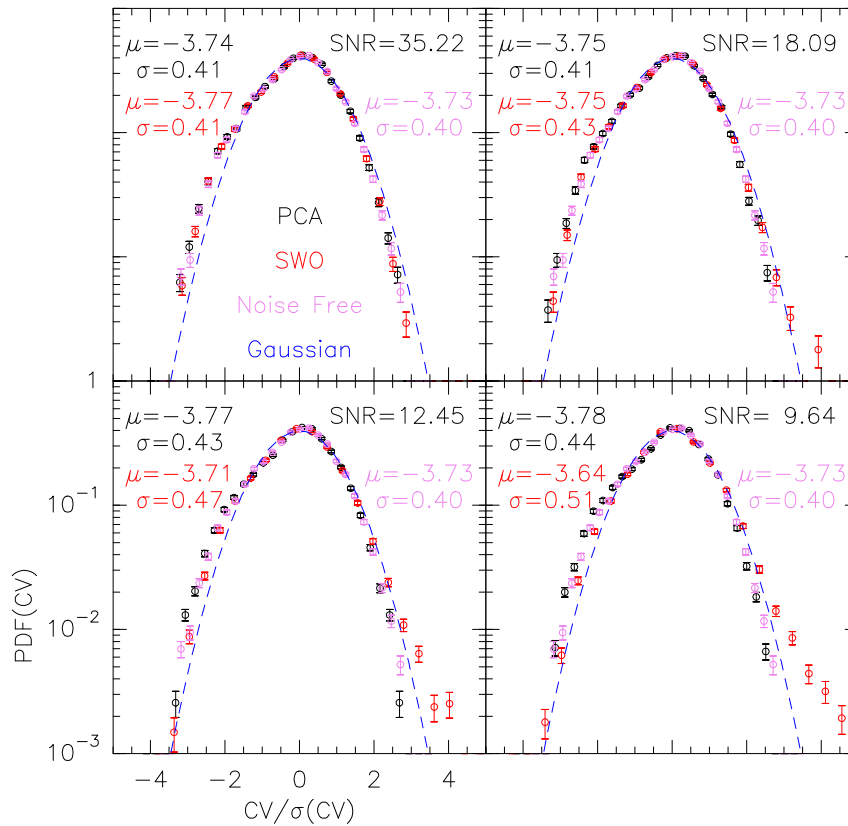


FIGURE 3.27 – Distributions centrées et normalisées à une dispersion unitée des CV calculés sur 4 cubes simulés à partir de fBms. Les CV sont calculés sur le cube sans bruit (rose), le cube bruité traité par SWO (rouge) et celui traité par PCA (noir). Une gaussienne de dispersion unitée est indiquée par des traits bleus. Les bins ayant moins de 10 points de mesures sont supprimés.

Les légendes et la construction des histogrammes sont les mêmes que pour la Fig. 3.27. Les 5 panneaux du haut montrent le résultat pour le cube le moins bruité, où chaque sous-panneau représente un lag différent, tandis que les 5 panneaux suivants traitent du cube le plus bruité, aux mêmes lags. À lag fixé, on calcule ici l'histogramme de toutes les rotations utilisées pour faire les CVI; en d'autres termes, on ne considère pas les CVI moyennés azimuthalement.

Sur les deux cubes, la PCA reproduit toujours une distribution proche d'une gaussienne. Les dispersions sont toujours différentes de la valeur cible, augmentant avec la taille du lag, et avec de plus grandes différences pour le cube le plus bruité. La différence maximale est obtenue pour le lag=32pixels, d'une valeur de 0.03km/s, soit plus bas que la resolution en vitesse. Concernant la méthode SWO, les dispersions sont similaires voir identiques à celles obtenues à partir de la PCA. Cependant, avec le cube le plus bruité, la méthode produit des ailes non gaussiennes pour chaque lag, et des dispersions très éloignées de la valeur cible, avec un maximum au plus grand lag de 0.12km/s, soit deux fois moins bon que la PCA dans la même situation. Il est ici clair que la méthode SWO produit des artefacts sur les valeurs extrêmes de CVI.

4.5 Convergence des fonctions de structures

4.5.1 Problème général

Pour calculer des fonctions de structures exploitables, il faut s'assurer de leur bonne convergence. La quête de l'obtention du plus haut ordre pour sonder les caractéristiques de la turbulence mène parfois à ne pas vérifier leurs convergences. La question de savoir si une fonction de structure a bien convergé est posée depuis longtemps et produit encore beaucoup d'études (Dudok De Wit, 2004, DeMarco & Basu, 2017). L'étude de Tennekes & Wyngaard (1972) énonçait cette difficulté⁷ : *"le but de ce papier est de montrer que l'état actuel de nos connaissances dans l'acquisition et le traitement de données rend notre quête d'obtention des moments d'ordre les plus élevés presque impossible"*. À l'époque, l'étude de la turbulence devait se contenter de mesures du champ de vitesse atmosphériques par ballons. Quelques années plus tard, les données en expériences contrôlées ont permis de dépasser cette étape et d'obtenir des moments élevés, comme on pu le démontrer Belin et al. (1995) par exemple. Cependant, comme nous l'avons dit, l'étude de la turbulence dans le milieu interstellaire n'a pas le luxe des données *in situ* et nous devons utiliser plusieurs proxy pour obtenir des estimations semblables. En quelque sorte, notre situation est semblable à celle de Tennekes & Wyngaard (1972).

Partant de ce constat, il est nécessaire de vérifier chaque étape de nos calculs. Dans notre cas, nous pouvons étudier les intégrants des fonctions de structures, à savoir :

$$I_p(l) = p(\Delta V_1) \Delta V_1^p \quad (3.30)$$

L'évolution de l'intégrant $I_p(l)$ est extrêmement importante car elle rend compte de la

7. Traduit littéralement

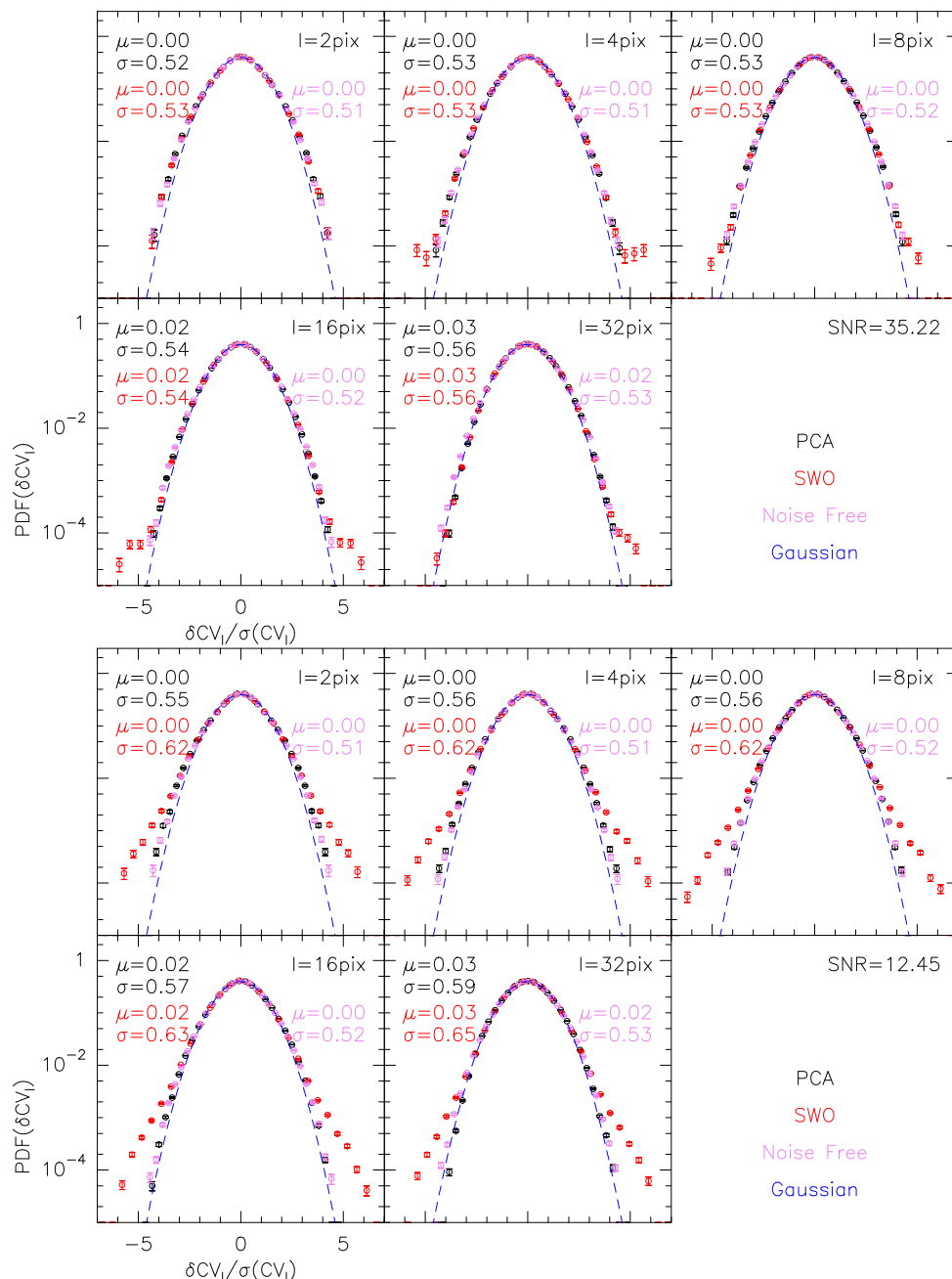


FIGURE 3.28 – Distributions centrées et normalisées à une dispersion unité des CVI calculés sur 2 cubes simulés à partir de fBms : en haut, le cube le moins bruité ($SNR = 35$), en bas le cube à SNR proche de celui des observations $^{12}\text{CO}(1-0)$ de Polaris (voir section 4.1.3). Les CVI sont calculés sur les CV des cubes sans bruit (rose), les cubes bruités traités par SWO (rouge), et ceux traités par PCA (noir). Une gaussienne de dispersion unité est indiquée par des traits bleus. Chaque panneau est le résultat des CVI à lag fixé (donné en pixels dans le coin supérieur droit). Tout bin contenant moins de 10 points de mesures est supprimé.

convergence des fonctions de structures, elle est présentée par [Belin et al. \(1995\)](#), introduite dans le Chap 2 avec la Fig. 2.7. Cette figure montre que plus l'ordre p augmente, plus les forts incréments sont importantes. Or, comme ces dernières sont rares, il est nécessaire d'avoir de plus en plus de points pour atteindre la convergence. Si l'intégrand ne converge pas, nous pouvons malgré tout calculer numériquement son intégrale, mais le résultat ne sera pas satisfaisant.

La Fig. 3.29 présente les intégrands I calculés pour plusieurs cubes, de la même manière que la Fig. 2.7. Le premier panneau (trois premières lignes) montre le cube $SNR = 9.6$ traité avec Φ_{opt} et avec la méthode [SWO](#), la dernière ligne étant les résultats sur le cube non bruité. Le second panneau est identique mais pour le cube $SNR = 35$. Les intégrands sont calculés à $\text{lag}=2$ pixels et chaque colonne est un ordre différent. Les axes verticaux sont identiques pour un ordre donné, avec des valeurs maximales qui augmentent considérablement entre l'ordre $p = 1$ (~ 0.25) à l'ordre $p = 6$ (~ 15). On peut noter une augmentation du nombre de fluctuations de valeurs extrêmes à mesure que p augmente. Entre les deux cubes, on ne voit pas de grandes différences visuellement. De manière générale, les fluctuations sont moins grandes avec la [PCA](#) qu'avec [SWO](#). Ces dernières sont d'autant plus grandes pour [SWO](#) que l'ordre p augmente, creusant l'écart avec les valeurs du cube sans bruit. Les résultats de la [PCA](#) ne montrent aucune différence marquée avec les résultats du cube sans bruit.

On remarque aussi que l'ordre 6 a convergé pour le cube sans bruit. En réalité, nous allons voir que la convergence est atteinte pour un ordre plus élevé. La Fig. 3.30 présente l'évolution de la valeur de l'intégrale, calculée pour différentes tailles de fenêtre à partir du centre des courbes. Chaque intégrand est centré en zéro, le nombre de points des intégrands est de 200, on trace donc l'intégrale calculée sur un intervalle de taille w :

$$S_p(l, w) = \int_{0-w}^{0+w} p(\Delta V_1) \Delta V_1^p dV_1 \quad (3.31)$$

Le calcul est réalisé sur le cube $SNR = 9.6$, reconstruit avec Φ_{opt} , avec [SWO](#) et sur le cube sans bruit.

Pour le cube sans bruit, on voit que la convergence est clairement atteinte jusqu'à l'ordre $p = 13$. On voit une convergence jusqu'à presque l'ordre $p = 5$ pour [SWO](#), tandis que la [PCA](#) semble suivre la tendance du cube sans bruit avec une convergence jusqu'à $p = 13$. Ce résultat est cohérent avec l'analyse de [DeMarco & Basu \(2017\)](#) : l'ordre maximum qui peut être calculé pour les fonctions de structures d'un cube de données dépend de la forme des [PDF](#) de ces [CVI](#). Ainsi, plus les ailes sont marquées et moins l'ordre sera élevé à un nombre de points donné. Nous n'avons noté aucune aile dans les [PDF](#) des [CVI](#) à partir des données de la [PCA](#) ou du cube sans bruit, l'ordre est donc particulièrement élevé. À l'inverse, le cube reconstruit par [SWO](#) montrait des ailes dans les [CVI](#), l'ordre maximum est donc plus faible. Pour obtenir des résultats qui nous intéressent, il faut donc travailler maintenant avec des données présentant les caractéristiques d'une turbulence à dissipation intermittente.

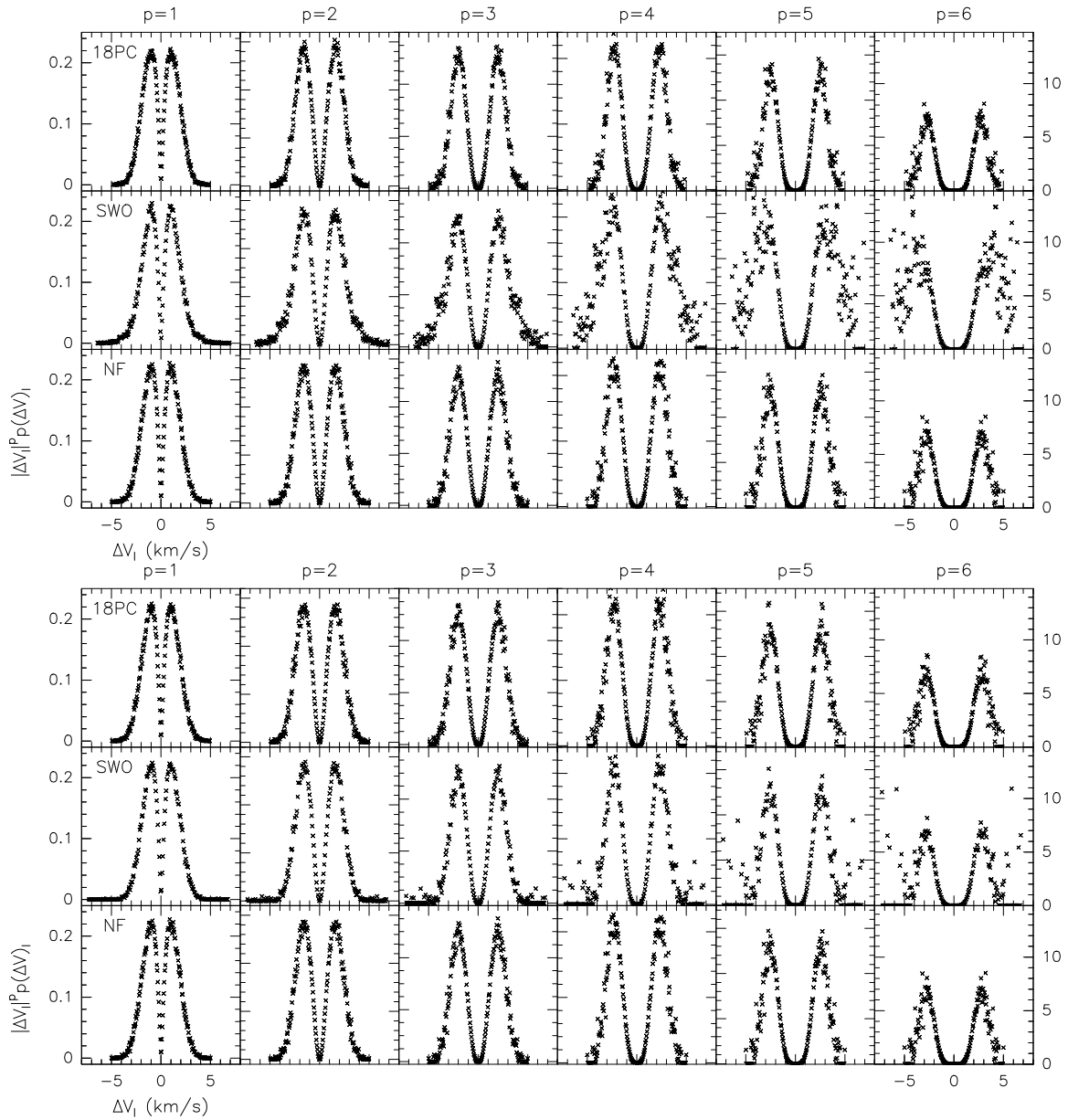


FIGURE 3.29 – Intégrants des fonctions de structures d'ordre 1 à 6, calculé sur le cube $SNR = 9.6$ (*haut*) et le cube $SNR = 35$ (*bas*). Chaque cube a été traité soit par SWO soit par PCA. Le cube noté "NF" est le cube sans bruit. Pour un même ordre, les axes verticaux sont identiques.

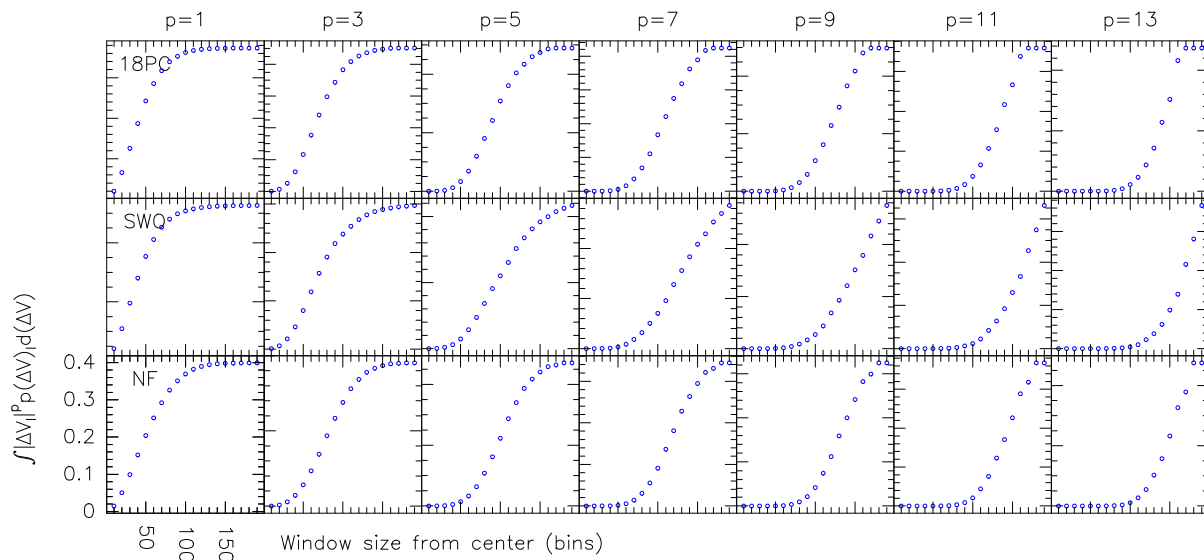


FIGURE 3.30 – Évolution de l’intégrant des fonctions de structures suivant la taille de la fenêtre d’intégration, centrée en 0, pour plusieurs ordres. Ils sont calculés sur les CVI des cubes reconstruits avec 18PCs (première ligne), avec SWQ (seconde ligne) et sur le cube sans bruit (troisième ligne).

4.5.2 Estimation de l’ordre maximal

Ceci étant dit, une méthode permettant d’estimer l’ordre maximal pouvant être calculé a été présentée par [Dudok De Wit \(2004\)](#). Leur proposition est d’ordonner les incréments en vitesse par magnitude décroissante. Je trace cette évolution pour le cube simulé sans bruit dans la Fig. 3.31 : l’axe vertical présente les valeurs des CVI, l’axe horizontal leur position k une fois ordonnés. Le cube utilisé contient 128 par 128 pixels et le résultat des CVI pour 8 lags (en pixel) : 2, 4, 6, 8, 16, 32, 64 et 80. On obtient une figure en deux parties : une décroissance lente correspondant aux incréments les plus forts, et une décroissance rapide. Sur cette Figure, on reprend la méthode présentée dans [Dudok De Wit \(2004\)](#) en réalisant un ajustement de la courbe suivant l’équation :

$$u_k = \alpha \left(\frac{k}{N} \right)^{-\gamma} \quad (3.32)$$

Nous suivons l’intervalle sur lequel l’ajustement est réalisé dans leur papier, à savoir $10 \leq k \leq 1000$. L’ajustement nous donne $\gamma = 0.153$. L’étude de [Dudok De Wit \(2004\)](#) se fonde sur l’hypothèse que l’évolution des incréments ordonnés suivra toujours cette distribution s’ils ne forment pas par ailleurs une distribution Gaussienne, ce qui n’est pas notre cas (cf. Fig. 3.39). Validé sur plusieurs simulations et expériences, cette hypothèse semble robuste, et d’après [Dudok De Wit \(2004\)](#) elle chercherait ses fondements dans la théorie statistique des *Extreme values* ([Coles, 2001](#)). Nous n’irons pas plus loin dans l’analyse de ce phénomène car cela demanderait une analyse statistique poussée, hors du

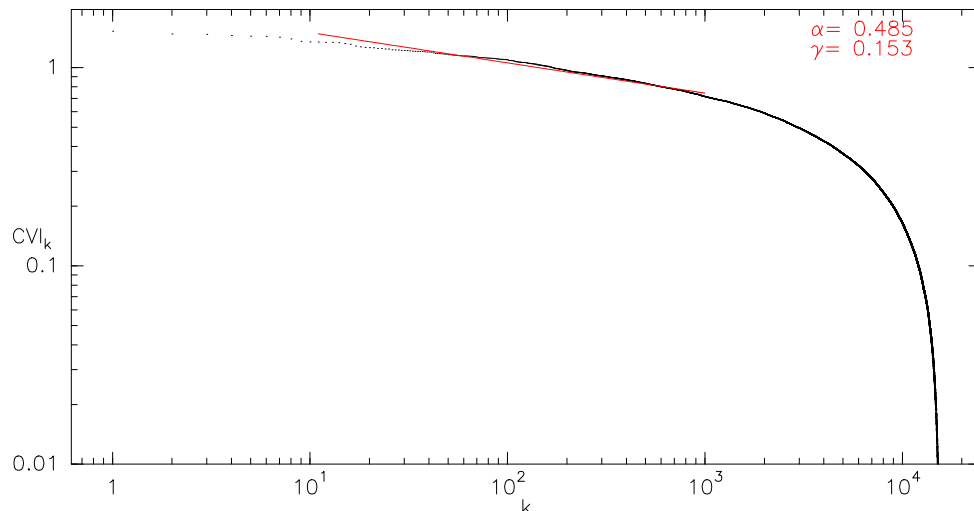


FIGURE 3.31 – Incréments en vitesse du cube sans bruit construit par fBms, ordonnés par magnitudes décroissantes. Le cube fait une taille de 128 par 128 pixels. k est un indice identifiant chaque valeur de CVI.

cadre de ce travail. L'ordre maximum est ensuite obtenu par :

$$p_{\max} = \left\lfloor \frac{1}{\gamma} \right\rfloor - 1 \quad (3.33)$$

Ainsi, dans notre cas, $p_{\max}=5$. Cette estimation, bien que fondée sur un phénomène étudié (Dudok De Wit, 2004, DeMarco & Basu, 2017), doit être prise avec précaution étant donné que nous n'avons pas pu vérifier son applicabilité dans les observations de la turbulence en astrophysique. De plus, dans notre cas ici, le résultat ne semble pas en accord avec nos analyses précédente. Ce n'est donc pas une méthode que nous utiliserons de nouveau dans la suite, bien qu'il soit important de la mentionner ici.

4.6 Résumé de la vérification des cubes construits par fBms

Jusqu'à $SNR = 18$, les deux méthodes présentent des distributions de CV aux moyennes et dispersions égale, à la résolution en vitesse près, des distributions obtenues sur le cube sans bruit. Pour SWO, ces paramètres deviennent de plus en plus différents des valeurs cibles à mesure que le bruit augmente. C'est aussi le cas de la PCA qui présente cependant toujours des différences inférieures à la résolution en vitesse.

Cette observation est la même pour les distributions des CVI. D'autre part, les distributions obtenues sur le cube sans bruit ne présentent aucune aile qu'importe le lag. On a pu remarquer que SWO produit des ailes lorsque le cube est trop bruité ($SNR = 12$).

Si j'insiste ici sur la quantification des différences en fonction de la résolution en vitesse, c'est parce que cette dernière fait office selon moi d'incertitude instrumentale. La résolution en vitesse est donnée par l'instrument d'observation utilisé, ainsi deux CVs obtenus sur le même spectre avec deux méthodes sont identiques et indissociables si ils sont séparés de moins que la résolution en vitesse.

Le fait que les distributions de **CVI** ne devraient pas présenter d'aile nous conduit à ne pas calculer les exposants des fonctions de structure. Nous avons cependant étudié les intégrants des fonctions de structures. Nous avons ainsi pu confirmer la même robustesse de la **PCA** vis à vis du bruit qu'en étudiant les **CV** et **CVI** que **SWO**.

5 Vérification du code sur une simulation numérique en MHD idéale

J'ai testé le code *Unveil.jl* sur des cubes **PPV** construits à partir de simulations numériques de **MHD** idéale, produits dans le cadre du stage de Master 2 d'Alexandre Perroni⁸. Je vais dans un premier temps présenter la méthode de construction des cubes **PPV** à partir des cubes de simulations. Puis, j'utiliserai *Unveil.jl* sur ces cubes auxquels du bruit aura été ajouté, afin de pouvoir tester les capacités du code.

5.1 Construction de cube PPV

L'objectif de ce travail de stage a été de produire des cubes de données **PPV** à partir de simulations numériques. Ce travail sera prolongé pendant la thèse d'Alexandre Perroni qui visera à explorer un éventail large de simulations publiques et d'en réaliser l'analyse statistique du champ de vitesse.

Les simulations utilisées dans une première étape n'incluent pas la gravité, peu importante dans les nuages moléculaires diffus. Ce sont celles de **Cho & Lazarian (2003)** qui proviennent de la base de données CATS (**Burkhart et al., 2020**), caractérisées par leurs nombres de Mach soniques $\mathfrak{M}_S = \sigma_v/c_s$ et alfvénique $\mathfrak{M}_A = \sigma_v/v_A$, avec σ_v la dispersion non-thermique, c_s la vitesse du son et v_A la vitesse d'Alfvén. Trois nombres de \mathfrak{M}_S sont disponibles, allant d'un régime subsonique à fortement supersonique. Pour chacune, deux nombres de \mathfrak{M}_A sont étudiés : 0.7 (sub-Alfvénique) et 2 (super-Alfvénique). La Table 3.3 donne les caractéristiques de ces cubes que nous utiliserons.

Le système d'équation qui est résolu est le suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{grad})\mathbf{u} + \frac{1}{\rho} \mathbf{grad}(c_s^2 \rho) - \frac{1}{4\pi\rho} (\mathbf{curl} \mathbf{B}) \times \mathbf{B} &= \frac{1}{\rho} \mathbf{f}, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{curl}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) &= 0. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Ce système d'équation est résolu conjointement à l'équation d'état isotherme, et considère des conditions aux limites périodiques, sur une grille de $L^3=256^3$ cellules. Elles font le choix d'un forçage turbulent \mathbf{f} ajouté dans l'espace de Fourier à une échelle correspondant à $L/2.5$.

8. J'ai pu co-encadrer ce stage qui a duré de mai à juillet 2023.

TABLE 3.2 – Grandeurs physiques des cubes simulés en MHD idéale, avec une densité $n_{\text{H}} = 300 \text{ cm}^{-3}$, une température $T = 20 \text{ K}$, une pression thermique $P_{\text{th}}/k_B = 6000 \text{ K cm}^{-3}$ et une vitesse du son $c_s = 0.34 \text{ km s}^{-1}$.

Id	Modèle		σ_v km s^{-1}	β	P_{mag}/k_B 10^3 K cm^{-3}	B_{ext} μG	v_A km s^{-1}	Dimensions PPV
	\mathfrak{M}_S	\mathfrak{M}_A						
s07a2	0.7	2	0.24	16.33	0.37	1.2	0.12	(256,256,52)
s2a2	2	2	0.68	2	3	3.3	0.35	(256,256,98)
s7a2	7	2	2.4	0.16	37	11.6	1.2	(256,256,245)
s07a07	0.7	0.7	0.24	2	3	3.3	0.35	(256,256,46)
s2a07	2	0.7	0.68	0.25	24	9.4	1.0	(256,256,101)
s7a07	7	0.7	2.4	0.02	300	33	3.5	(256,256,279)

Chacune des simulations CATS contient deux cubes : un cube de densité $n(x, y, z)$ et un cube de vitesse $v(x, y, z)$, aux grandeurs adimensionnées. Pendant le stage, les simulations ont été dimensionnées en fixant la densité moyenne $n_0 = n_{\text{H}}$, la température cinétique T_0 et la masse totale du nuage simulé. Le dimensionnement repose alors sur les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 P_{\text{mag}}/k_B [\text{K cm}^{-3}] &= \frac{P_{\text{th}}/k_B}{\beta} = \frac{n_0 T_0}{2} \left(\frac{\mathfrak{M}_S}{\mathfrak{M}_A} \right)^2 \\
 B_{\text{ext}} [\mu\text{G}] &= 3.22 \left(\frac{n_0}{300 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{T_0}{20 \text{ K}} \right)^{1/2} \frac{\mathfrak{M}_S}{\mathfrak{M}_A} \\
 v_A [\text{km s}^{-1}] &= \frac{B_{\text{ext}}}{\sqrt{4\pi\rho}} = c_s \frac{\mathfrak{M}_S}{\mathfrak{M}_A} = 0.34 \frac{\mathfrak{M}_S}{\mathfrak{M}_A} \left(\frac{T_0}{20 \text{ K}} \right)^{1/2}
 \end{aligned} \tag{3.35}$$

Dans ces équations, β est le rapport de la pression thermique sur la pression magnétique, aussi égal à $2\mathfrak{M}_A^2/\mathfrak{M}_S^2$, $P_{\text{mag}} = B_{\text{ext}}^2/(8\pi)$ est la pression magnétique et $P_{\text{th}} = \rho c_s^2$ la pression thermique.

Pour pouvoir construire des spectres de ^{12}CO à partir de ces cubes, il faut considérer plusieurs hypothèses. Tout d'abord, il est considéré un seuil en densité à partir duquel les molécules de ^{12}CO sont formées. Le seuil est noté n_{lim} , et l'abondance de ^{12}CO a été prise selon un profil à tangente hyperbolique pour $\text{CO}/\text{H} = 10^{-4}$

$$n(\text{CO}) = 10^{-4} \left[1 + \tanh \left(\frac{n_{\text{H}} - n_{\text{lim}}}{n_{\text{H}}} \right) \right] / 2 \tag{3.36}$$

avec n_{H} la densité d'hydrogène moyenne. Le seuil n_{lim} est choisi afin d'avoir suffisamment de cellules dans le cube qui satisfassent à la relation $n_{\text{H}} > n_{\text{lim}}$. Le choix final est $n_{\text{lim}} = 450 \text{ cm}^{-3}$. Les spectres sont calculés en intégrant par différences finies l'opacité le long de la ligne de visée grâce à l'équation de transfert $I_{\nu}^{i+1} = I_{\nu}^i + \tau_{\nu}^i [B_{\nu}(T_{\text{ex}})^i - I_{\nu}^i]$ avec i allant de 1 au nombre de canaux de vitesse et :

$$B_{\nu}(T_{\text{ex}}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{T_{\text{ex}}}} - 1} \tag{3.37}$$

Dans certains cas, l'intégration diverge car un schéma explicite a été adopté. Une amélioration est prévue pendant la thèse en cours d'Alexandre Perroni. L'opacité en chaque point du cube est donnée par l'expression usuelle :

$$\tau(x, y, V) = \frac{c^3 A_{ul}}{8\pi\nu^3} \frac{3}{Q(T_{\text{ex}})} \left(1 - \exp\left(\frac{-5.5}{T_{\text{ex}}(z)}\right) \right) \int_0^L n(\text{CO})(x, y, z, V) \Phi(x, y, z, V) dz \quad (3.38)$$

où $A_{ul} = 7.203 \times 10^{-8} \text{s}^{-1}$ est le coefficient d'émission spontanée du $^{12}\text{CO}(1-0)$. $Q(T_{\text{ex}})$ est la fonction de partition qui sera présentée et utilisée dans le Chapitre 5. Un paramètre important de cette équation est la température d'excitation T_{ex} . Comme on le verra dans le chapitre sus-mentionné, son estimation peut s'avérer difficile. Cependant, considérant le travail de [Borchert et al. \(2021\)](#), on peut estimer que cette température ne varie pas de plus de 10%, justifiant dans une première étape de garder une valeur constante dans ce travail. Enfin, $\Phi(x, y, z, V)$ est le profil intrinsèque de vitesse, qui sera considéré gaussien, centré à la vitesse $v(x, y, z)$ et possédant une largeur thermique.

Finalement, l'intensité I_ν est convertie en température équivalente de rayonnement avec $I_\nu = 2k_B T \nu^2 / c^2$. L'intégration est initialisée avec le rayonnement de corps noir du fond diffus cosmologique dans lequel baignent les nuages moléculaires, soit $T_\nu^{i=0} = T_{\text{CMB}} = 2.73\text{K}$. Une soustraction entre une position observée (dite *ON*) et une position supposée en dehors du nuage (dite *OFF*) est ensuite réalisée, afin de pouvoir être comparée à des observations millimétriques : $T(x, y, V) = T_\nu^{i=N} - B_\nu(T_{\text{CMB}})$.

5.2 Descriptions des cubes bruités

Dans cette section, nous testons le code *Unveil.jl* en travaillant sur un seul cube de paramètres $\mathfrak{M}_S=2$ et $\mathfrak{M}_A=0.7$, particulièrement adaptés aux nuages moléculaires. Notre objectif n'est pas ici de comparer les résultats obtenus sur les différents cubes : ce travail sera effectué dans la section suivante dans laquelle nous présenterons des spectres typiques de chacune des simulations. Le but est avant tout de vérifier que la convergence de la *PCA* et de *SWO* est vérifiée et de tester les calculs des exposants des $S_p(l)$.

Ce cube *PPV* est de dimension (256, 256, 101). Des spectres extraits aléatoirement de ce cube sont présentés Fig. 3.32. Les spectres ainsi produits sont très divers : certains ont plusieurs composantes très distinctes et d'autres n'ont qu'une seule composante. Les raies ne sont généralement pas gaussiennes.

Quatre autres cubes sont alors générés en ajoutant un bruit blanc de manière à obtenir 4 *SNR* moyens : 4, 8, 12 et 14. Ces *SNR* sont calculés comme indiqué dans la Section précédente (voir Eq. 3.29). Pour comparaison, les données Polaris qui seront présentées dans la Section suivante ont un *SNR* = 12 (calculé de la même manière). Les cartes intégrées de ces cubes sont présentées Fig. 3.33. L'intégration sur les cubes bruités à *SNR* = 14 et 12 montre peu de différence avec celle sur le cube sans bruit. Les cubes plus bruités, eux, montrent de nettes différences, avec un effet de granularité dû au bruit.

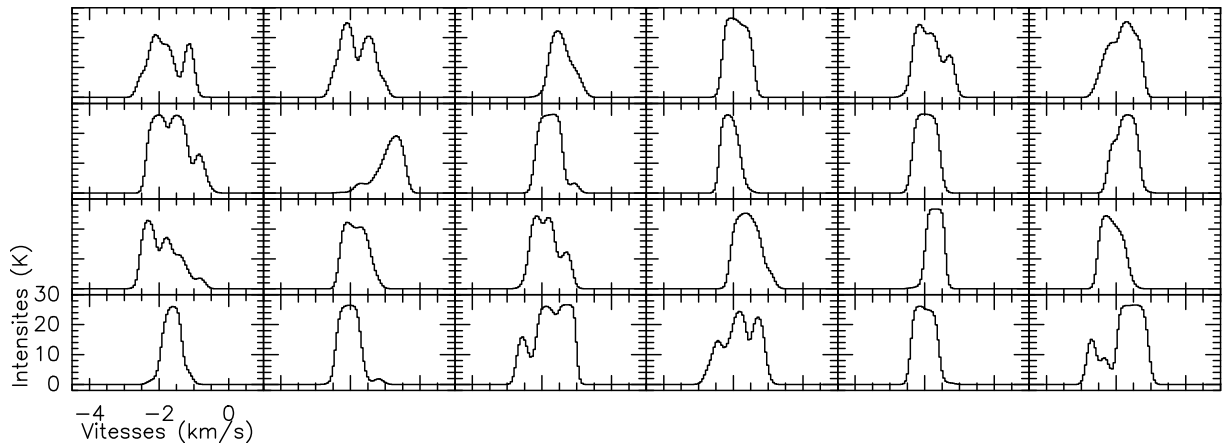


FIGURE 3.32 – Spectres extraits aléatoirement du cube [PPV](#) à $\mathfrak{M}_S=2$ et $\mathfrak{M}_A=0.7$.

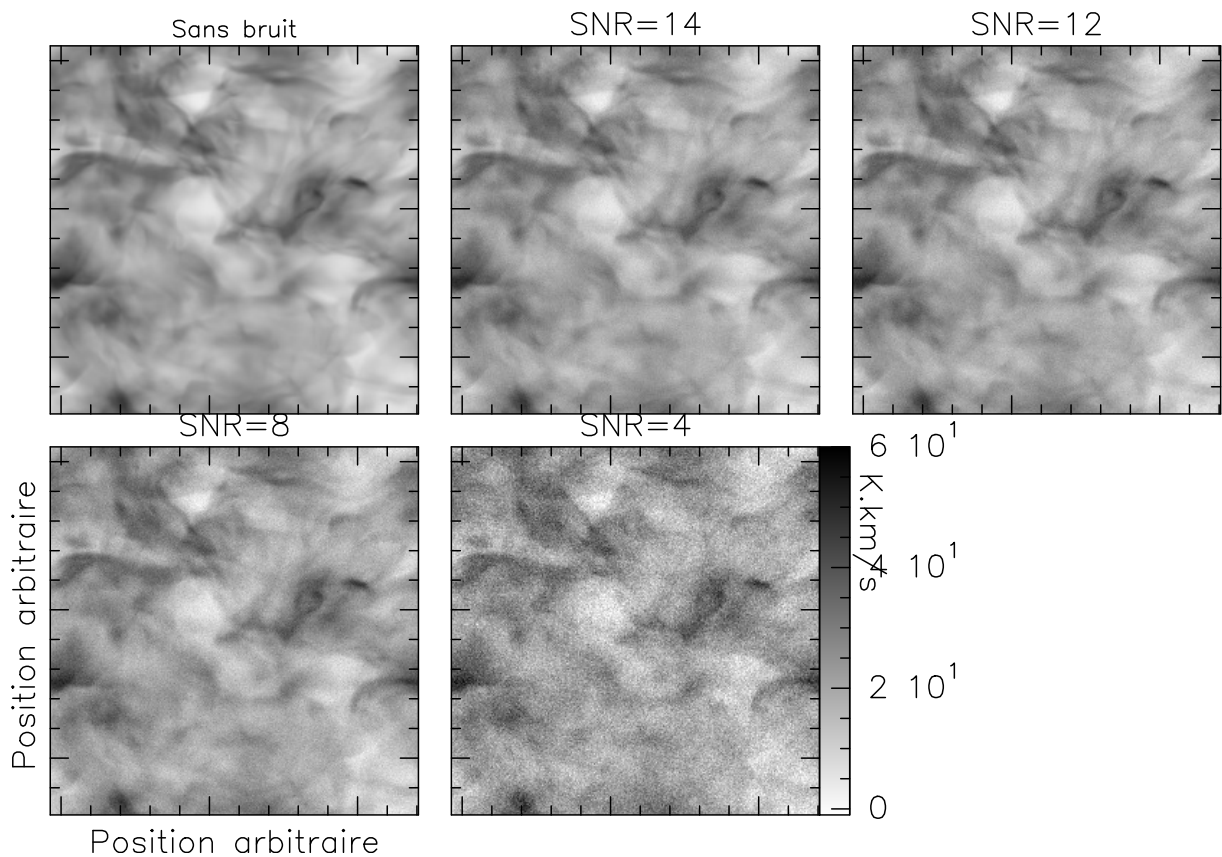


FIGURE 3.33 – Cartes de l'intensité intégrée du cube à $\mathfrak{M}_S=2$ et $\mathfrak{M}_A=0.7$ et des quatre cubes de $SNR = 4, 8, 12$ et 14 .

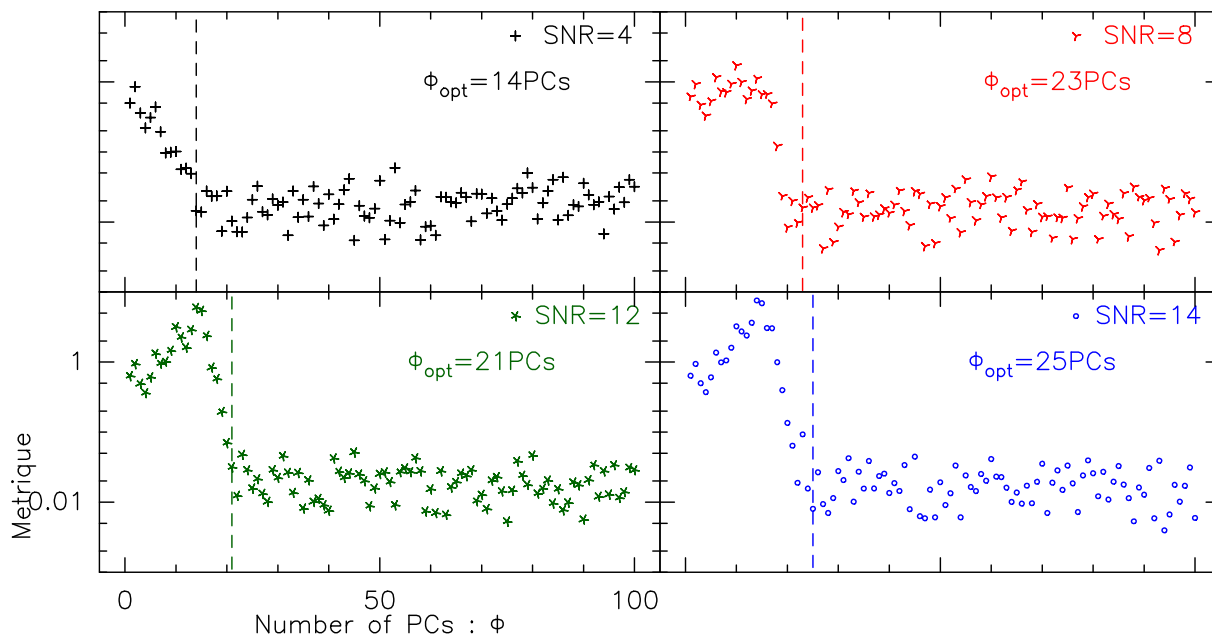


FIGURE 3.34 – Métriques obtenues lors du calcul de convergence de la PCA pour les 4 cubes à SNR différent en fonction du nombre de PCs Φ . À chaque SNR est associé une forme et une couleur de marqueurs différente. Les traits verticaux indiquent Φ_{opt} pour chaque cube.

5.3 Traitement du bruit

Pour chacun de ces cubes j'ai réalisé des traitements [SWO](#) et [PCA](#). Les métriques obtenues lors du calcul de convergence de la [PCA](#) sont présentées Fig. 3.34. Chaque cube de bruit atteint la convergence pour un nombre de [PCs](#) différent : $\Phi_{\text{opt}}=14$, 23, 21 et 25 pour les cubes à $SNR=4$, 8, 12 et 14 respectivement. On remarque que plus le cube est bruité, et plus la convergence apparaît à faible Φ . Autrement dit, les [PCs](#) qui vont reproduire le bruit sont plus nombreuses. Ce résultat est cohérent, puisque plus le bruit est élevé, plus la variance qu'il représente sera élevée. Dans l'ordre du plus au moins bruité, les bruits des cubes d'origines sont de 7.32, 2.94, 1.80 et 1.52K, tandis que ceux des cubes reconstruits sont à 1.02, 0.83, 0.34 et 0.42K.

Ce résultat ne veut pas pour autant dire qu'un cube très bruité a besoin de moins de [PCs](#) pour reproduire parfaitement le signal qu'un cube plus bruité. Il indique le Φ_{opt} nécessaire pour une reproduction optimale du signal compte tenu du bruit. La [PCA](#) n'invente pas de signal, elle peut juste permettre de dissocier le bruit du signal.

Pour la suite de cette étude, j'ai donc reconstruit les cubes avec différents nombres de [PCs](#) : 8, 16, 32, 64, ainsi que les Φ_{opt} . Pour chacun des quatre niveaux de bruits on obtient donc 1 cube reconstruit avec [SWO](#), et 1 reconstruit pour chaque valeur de Φ . Nous avons aussi le cube sans bruit, ce qui porte le nombre de cubes à traiter à 25. Je montre Fig. 3.35 des spectres extraits aléatoirement du cube sans bruit en rouge et des spectres reconstruits avec Φ_{opt} pour les cubes à $SNR=4$ et 14 indiqués en noir et bleu respectivement.

Avec cette figure, on voit que la reconstruction à partir du cube le moins bruité (bleu)

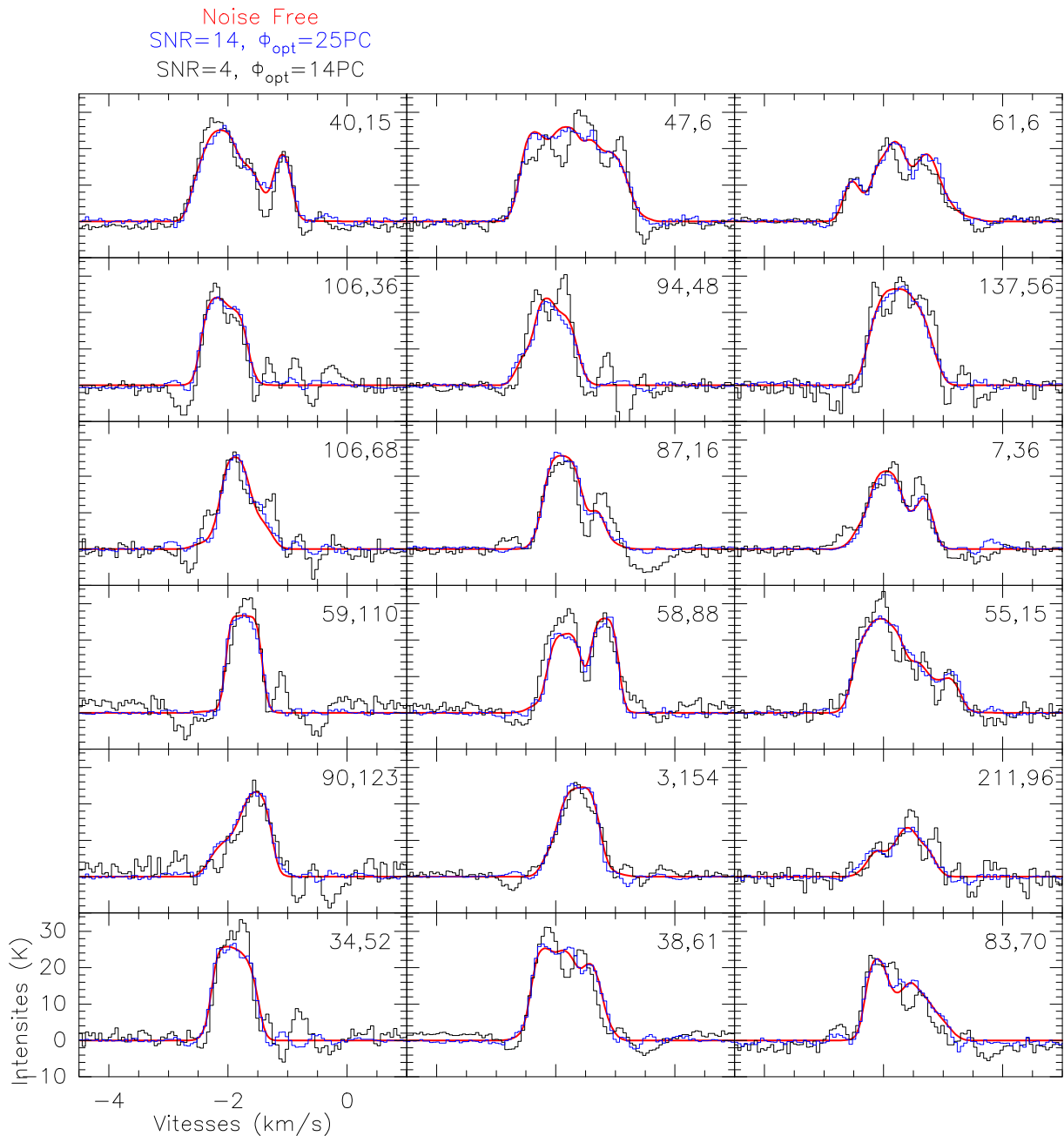


FIGURE 3.35 – Spectres choisis aléatoirement dans le cube sans bruit (rouge), et le cube reconstruit avec $\Phi_{\text{opt}}=14\text{PCs}$ du cube à $SNR = 4$ (noir). Le cube reconstruit avec $\Phi_{\text{opt}}=16\text{PCs}$ du cube à $SNR = 14$ est en bleu.

suit visuellement très bien les spectres sans bruit (rouge). À l'inverse, le cube le plus bruité (noir), même après convergence de Φ , n'est pas parfaitement reconstruit. On trouve beaucoup d'éléments qui ne devraient pas être présents, introduits à cause du haut niveau de bruit. Cependant, notons que la majorité de ces éléments seront supprimés par le choix du seuil en intensité (cf. Section 2.3.2).

La méthode **SWO** supprime correctement beaucoup de canaux de bruit, mais supprime aussi certaines ailes. La Fig. 3.36 présente les mêmes spectres que la Fig. 3.35. En noir sont ceux du cube sans bruit, sur lesquels sont superposés les spectres du cube $SNR = 14$

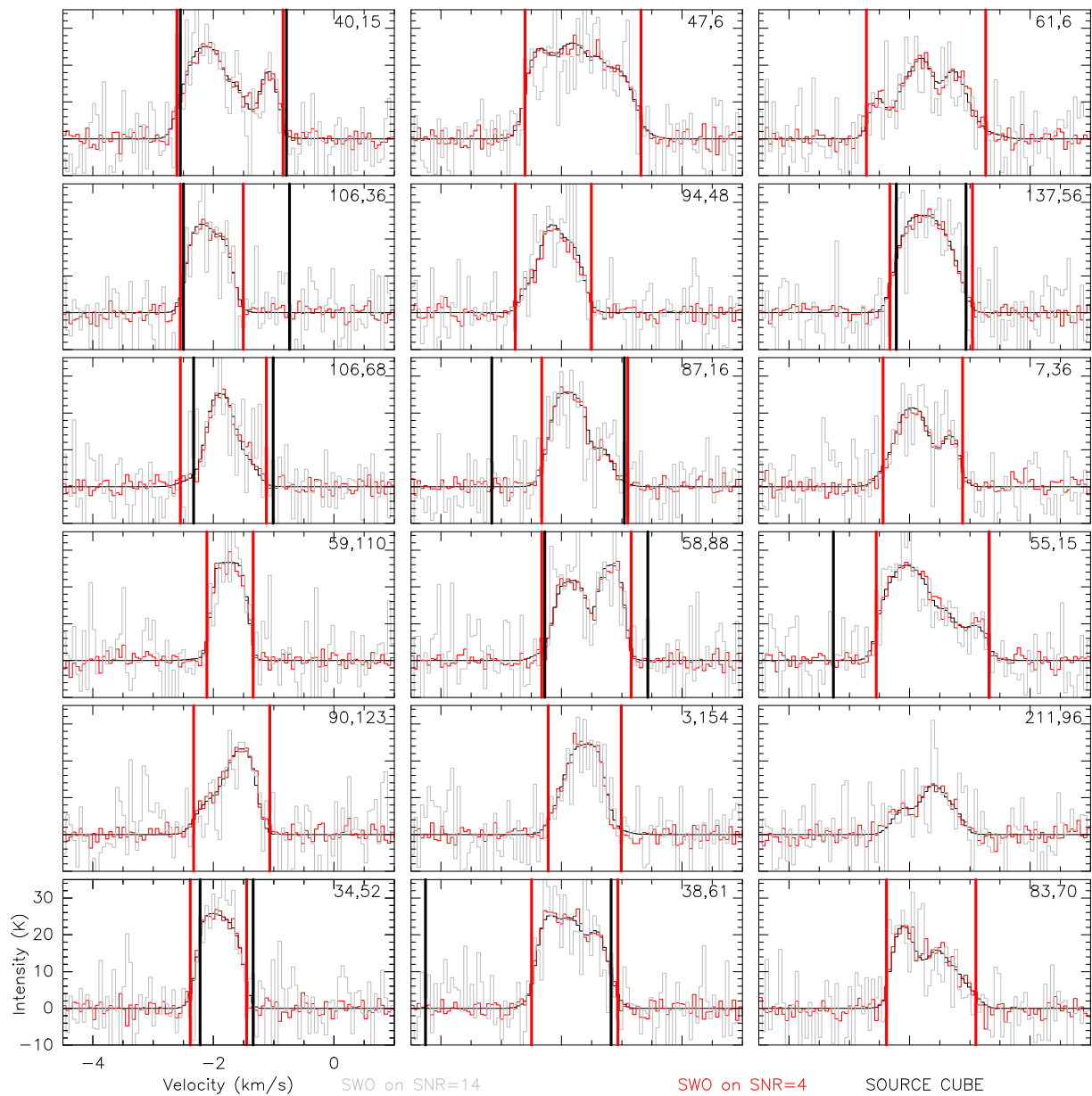


FIGURE 3.36 – Spectres sans bruit en noir, à $SNR = 14$ en rouge et $SNR = 4$ en gris. Les traits rouges indiquent les bornes obtenues par la méthode SWO sur le cube à $SNR = 14$ et noir (pour être visibles plus facilement) à $SNR = 4$.

en rouge avec les bornes de même couleur que SWO a obtenu. Aussi sont superposés les spectres du cube à $SNR = 4$ en gris, avec les bornes trouvées par SWO en noir (pour une meilleure lisibilité). Lorsque aucun trait vertical n'est visible, c'est que la méthode n'a pas convergé et conserve donc le spectre en entier. On y voit que pour plusieurs spectres, les ailes semblent coupées. Mais leurs intensités sont de l'ordre du bruit, il est donc difficile de les en dissocier pour nous aussi. Le cube à meilleur SNR présente des résultats meilleurs que le cube le plus bruité. Pour le spectre (211, 96) (positions dans la carte), la méthode n'a pas réussi à converger sur le cube le moins bruité, alors que le cube à $SNR = 4$ empêche SWO de converger pour la moitié des spectres ici.

5.4 Cartes des Centroides de Vitesse

À partir de chacun des 25 cubes je calcule les **CV** avec *Unveil.jl* : les **CV** calculés sur le cube sans bruit sont les valeurs à atteindre par les **CV** calculés sur les autres cubes. Les calculs de **CV** sont tous (sauf le cube sans bruit) réalisés avec un seuil en intensité à 2σ , en prenant σ le bruit du cube bruité sans utilisation de **SWO** ni de **PCA**.

Cette comparaison est effectuée dans la Fig. 3.37. Chaque carte de **CV** obtenue à partir d'une méthode y est soustraite de la carte de **CV** sans bruit. Chaque colonne présente les différences avec une méthode : **SWO**, et **PCA** avec un Φ . L'échelle de couleur est la même pour tous les panneaux, égale à 4 fois la résolution en vitesse. Les pourcentages représentent les valeurs fausses à plus de deux fois la résolution en vitesse.

Sans grande surprise, plus un cube est bruité et moins les méthodes donnent de bons résultats, avec de plus en plus de structures visibles. La méthode **PCA** donne toujours de meilleurs résultats que **SWO**, d'autant plus que le cube est bruité. Pour un cube donné, plus on est proche de Φ_{opt} , et plus les structures s'effacent et se dissipent dans les structures voisines, au point où elles ne sont presque plus visibles sur les cubes à *SNR* plus grand que 4. Les pourcentages montrent que la **SWO** sera efficace à plus de 95% à partir d'un *SNR* de 12. Dans les cas optimisés, la **PCA** montre d'excellentes performances, avec plus de 99% de **CV** corrects à partir d'un *SNR* de 8.

Dans notre exemple ici, on peut remarquer que les Φ_{opt} ne sont pas toujours ceux qui donnent un pourcentage le plus bas. Dans le pire des cas, ils sont séparés de la valeur la plus basse de 0.14% (cube *SNR*=4). On touche ici à l'incertitude autour du choix de Φ_{opt} : malgré toutes nos études de convergence, ce paramètre reste en partie incertain. Nous avons pu vérifier que les spectres sont bien correctement reproduits, mais il peut rester des artefacts à Φ_{opt} qui ne seront corrigés qu'à $\Phi + 2$ par exemple. Lorsque l'on étudie la métrique, le choix de Φ peut s'étendre sur plusieurs unités : ainsi, nous avons choisi 21 pour le cube à *SNR*=12, mais 22 serait tout aussi cohérent en vue de l'évolution de la métrique. Ici, nous avons accès au cube sans bruit, et nous pouvons donc estimer notre erreur, mais lorsque l'on travaille sur des observations, nous ne le pouvons pas. À partir de cette étude sur les **CV**, nous pouvons conclure que le choix du Φ_{opt} doit être le plus faible possible, tout en étant dans l'intervalle de convergence de la métrique. Au vu du processus imprévisible de reconstruction des spectres par la **PCA**, il n'est pas possible de prédire dans le détail les écarts aux valeurs réelles à chaque nouvelle **PC** sans avoir accès au cube sans bruit et aux **CV** calculés pour chaque cube reconstruit. Notre étude ici montre que l'optimisation par la métrique présentée plus haut permet d'obtenir des différences très proches du minimum atteignable. De plus, avec l'optimisation, nous réduisons drastiquement l'apparition de structures : il suffit de comparer les différences avec une reconstruction à $\Phi = 8$ et avec Φ_{opt} . Il est alors recommandé à l'utilisatrice de reconstruire les cubes avec plusieurs Φ autour de Φ_{opt} afin de vérifier de la bonne convergence des résultats.

D'une manière générale, les différences de **CV** sur chaque spectre sont faibles. Sur la Fig. 3.38, je montre les positions des **CV** calculés sur quelques spectres du cube sans

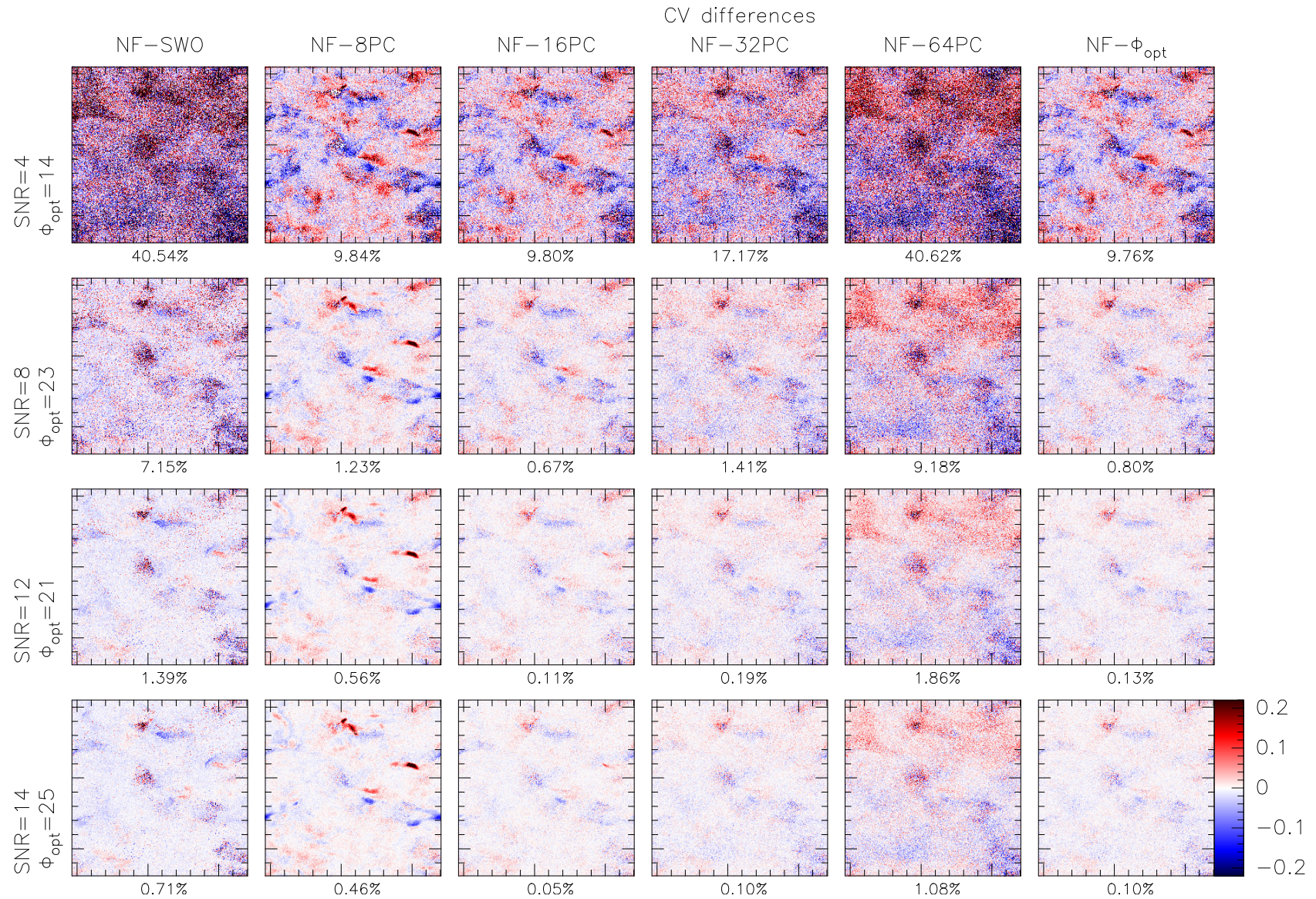


FIGURE 3.37 – Différences des cartes de CV entre celles calculées sur le cube sans bruit et celles des différentes méthodes. Chaque colonne présente les résultats pour un cube obtenu d’une certaine méthode et les lignes pour un cube de bruit différent. L’échelle de couleur est la même partout, dont les extrêmes en valeurs absolues sont égaux à 4 fois la résolution en vitesse. Les valeurs fausses à plus de deux fois la résolution en vitesse sont indiquées sous forme de pourcentages sous chaque panneau.

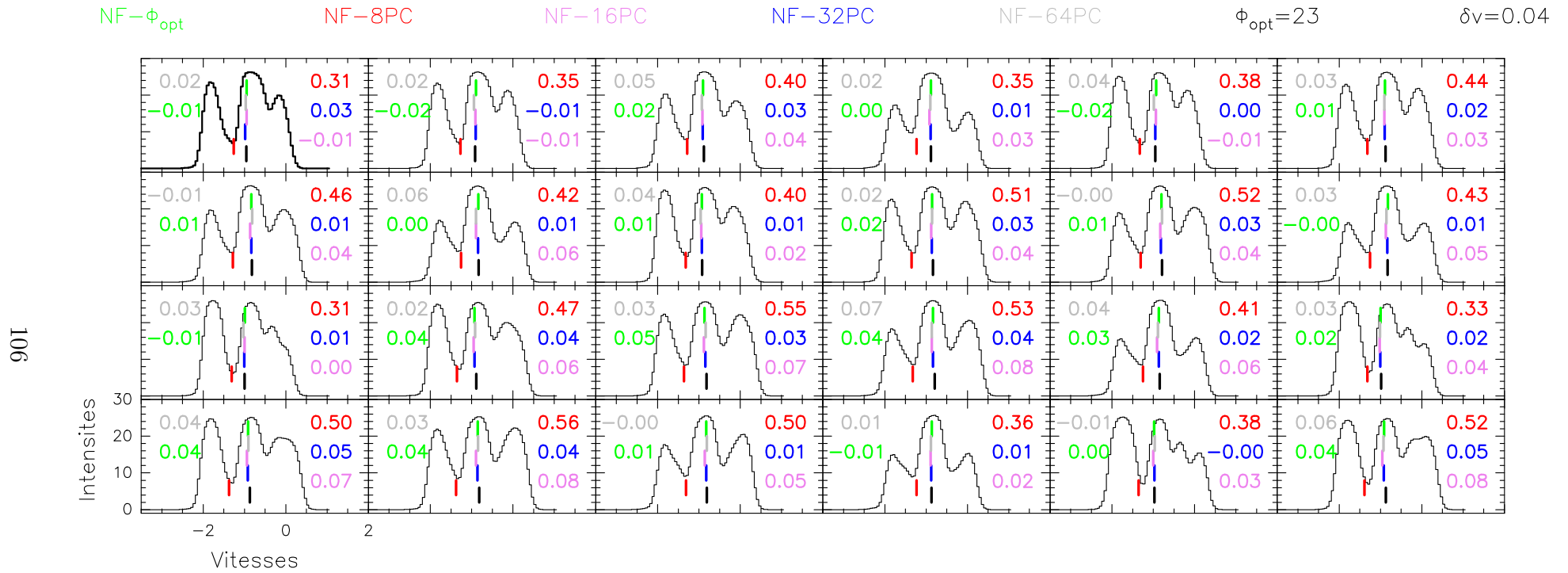


FIGURE 3.38 – Spectres du cube sans bruit en noir. Chaque trait de couleur est la position d’un CV obtenu sur le spectre du cube reconstruit avec un certain nombre de PCs à partir du cube $SNR = 12$. Les valeurs sont les différences de chaque CV par rapport aux valeurs du cube sans bruit.

bruit par des traits de différentes couleurs. Les valeurs sont les différences entre les **CV** calculés sur le cube à $SNR = 12$ reconstruit avec Φ_{opt} et les valeurs cibles. Les spectres sont ceux qui produisent les différences les plus grandes avec le cube reconstruit à $\Phi = 8$. Il est difficile de trouver une règle générale permettant d'expliquer pourquoi tel ou tel spectre donne des **CV** différents de la valeur ciblée. On voit en effet avec cet exemple que la plupart des spectres se ressemblent mais donnent, à Φ fixé, des différences parfois grandes. Cependant, on voit très bien que les spectres reconstruits à Φ_{opt} donnent tous des valeurs très faibles, encore une fois proche des valeurs à $\Phi = 32$. C'est celui qui donne généralement les différences les plus faibles et toujours inférieures à 2 fois la résolution en vitesse δv . Étant donné que $\Phi_{\text{opt}} = 21$ pour ce SNR , il est certain que le cube reconstruit à $\Phi = 64$ contient trop de bruit qui va influencer sur le calcul des **CV**.

Clairement, ces résultats nous montrent que la **PCA** permet de reproduire le signal avec suffisamment peu de bruit pour obtenir des **CV** corrects (à 2 fois la résolution en vitesse) à plus de 99% sur un cube à $SNR \geq 8$. La méthode **SWO** est moins robuste car elle permet d'obtenir ce résultat pour des $SNR \geq 12$. Les deux méthodes donnent cependant quand même des résultats très prometteurs.

5.5 Distributions des Incréments des Centroïdes de Vitesse

Je montre dans la Fig. 3.40 quelques distributions de **CVI** à 6 lags, donnés en pixel sous chaque distribution. Ce sont celles du cube $SNR = 4$ (deux premières lignes) et du cube $SNR = 12$ (deux dernières lignes). Chaque ligne correspond à un nombre de **PCs** donné : soit le cas dit non-convergé $\Phi = 8 < \Phi_{\text{opt}}$, soit le cas dit convergé $\Phi = \Phi_{\text{opt}}$. Sont aussi tracées les dispersions du cube sans bruit (rouge) et du cube analysé par **SWO** (rose). Pour chaque distribution les bins contenant moins de 10 points sont supprimés.

Les différences entre les cas convergés et non-convergés sont principalement distinguables à grands lags dans les distributions de **CVI**. À $l = 25$, on note de légères différences dans le cas non convergé avec le cube sans bruit, contrairement au cas convergé. La méthode **SWO** reproduit les ailes correctement à $\text{lag}=3\text{pix}$ pour le cube le plus bruité mais pas à $l=3\text{pix}$. Pour le cube le moins bruité, les ailes sont différentes. À l'inverse, la **PCA** montre de meilleurs résultats avec des ailes correctes pour le cube $SNR = 12$ que le cube à $SNR = 4$. Le fait que **SWO** reproduit mieux les ailes à faible SNR qu'à grand, au vu des résultats précédents, est probablement un effet statistique. En tout cas, ces distributions de **CVI** nous montrent que la **PCA** permettra de réduire le bruit suffisamment pour permettre d'obtenir les bonnes ailes de **CVI** en utilisant Φ_{opt} .

Étudions maintenant les dispersions de ces distributions avec la Fig. 3.39. Chaque panneau représente un des lag présenté précédemment (indiqué en pixels dans le coin inférieur gauche) et chaque cube sur lequel le code est utilisé est représenté par une couleur. Sur les axes horizontaux sont indiqués le nombre de **PCs** utilisé, la valeur 1 signifiant la méthode **SWO**. La valeur attendue, calculée sur le cube sans bruit, est indiquée par un trait vert, dont l'incertitude est représentée par la résolution en vitesse avec des traits en pointillés. Les axes verticaux sont adaptés à chaque panneau.

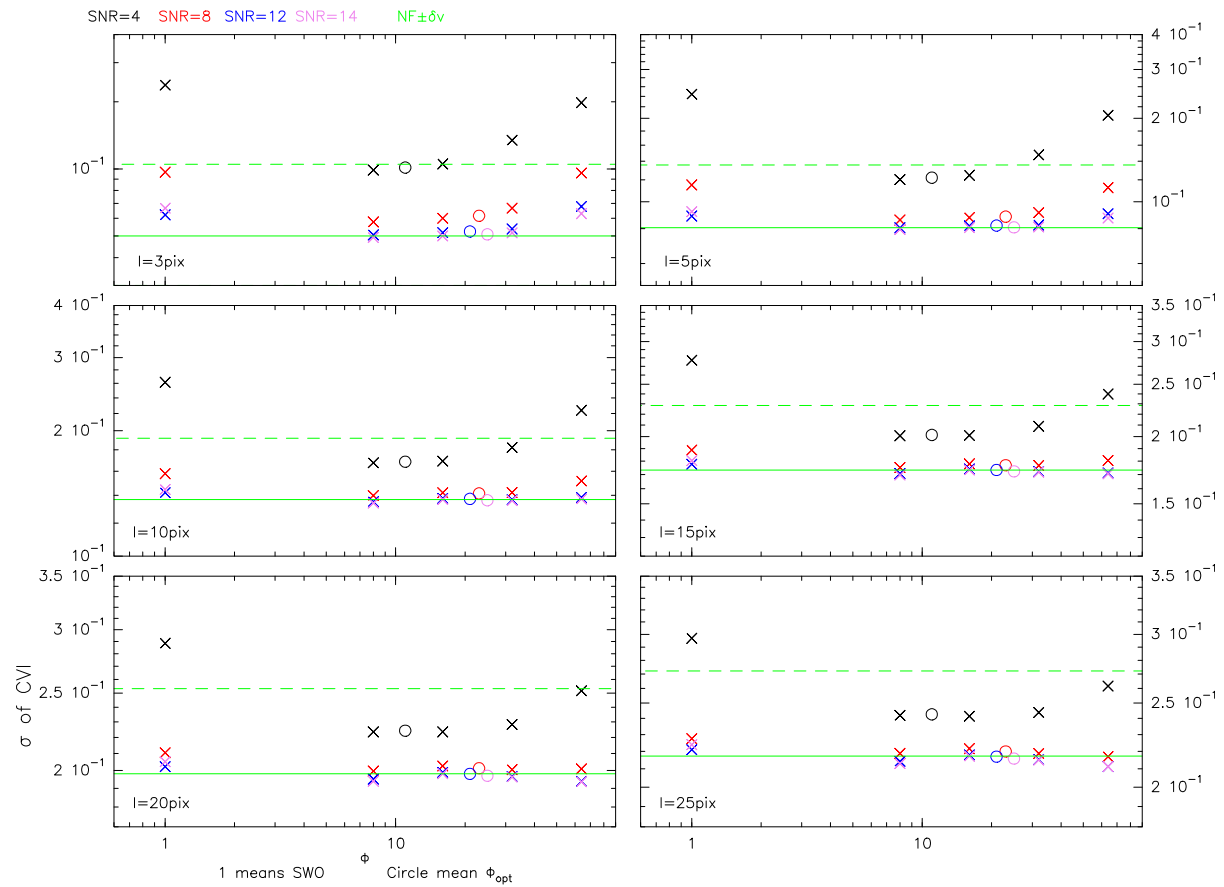


FIGURE 3.39 – Dispersion des distributions des CVI calculées pour chaque méthode, chaque cube et chaque lag. Les valeurs calculées sur chaque cube à bruit différent sont dissociées par une couleur différente. Le nombre de PCs utilisé est indiqué sur les axes horizontaux, la valeur unité indiquant la méthode SWO. Les valeurs obtenues sur le cube sans bruit sont indiquées par un trait plein vert, les pointillés indiquant la résolution en vitesse. Chaque panneau présente les valeurs pour un lag donné. Les cercles indiquent les valeurs obtenues avec Φ_{opt} pour les cubes de même couleur.

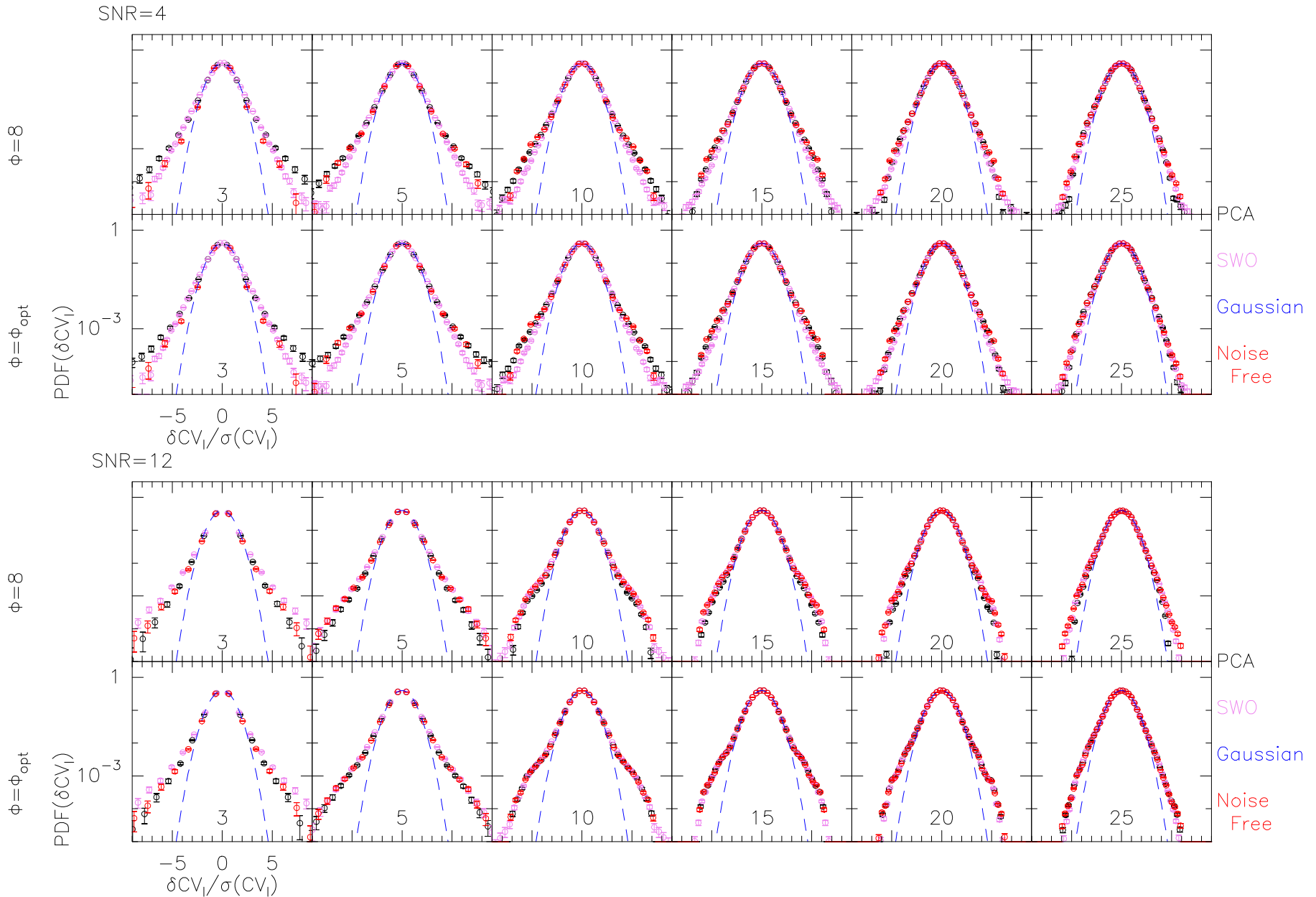


FIGURE 3.40 – Distribution des CVI du cube sans bruit (rouge), des cubes analysés par SWO (rose) et par différents Φ avec la PCA des cubes $SNR = 4$ (haut) et $SNR = 12$ (bas). Six lags sont montrés, indiqués en nombre de pixels sous chaque distribution. Pour les données reconstruites par PCA, deux cas sont considérés : $\Phi = 8$ et $\Phi = \Phi_{opt}$.

Logiquement, quel que soit le lag et la méthode utilisée, plus le cube possède un SNR bas et moins les valeurs sont proches de la valeur réelle. Ainsi, le cube le plus bruité (noir) traité par **SWO** ne présente jamais la bonne dispersion. S'il est traité par la **PCA**, à lag=3pixels, la différence avec la valeur de référence est égale à un canal de vitesse entre 8 et 16PCs : Φ_{opt} étant égal à 14, la convergence permet de reproduire correctement la dispersion de ce **CVI**. Plus le lag augmente et plus les valeurs calculées à une **PC** donnée se rapprochent de la valeur cible. Pour tous les autres cubes, quel que soit le nombre de **PC** utilisé ou en utilisant **SWO**, la dispersion est correctement calculée. On confirme ici que dans tous les cas, la **PCA** est meilleure que **SWO**.

5.6 Convergence des fonctions de structures

Avant de calculer les fonctions de structure, étudions l'impact de Φ sur leurs intégrants (cf. Eq 3.30). Le panneau en haut de la Fig. 3.41 montre les intégrants pour différentes valeurs de Φ (rose pour $\Phi < \Phi_{opt}$ et bleu Φ_{opt}), pour **SWO** (rouge), pour le cube sans bruit (noir) et différents ordres au plus petit lag ($l=3pix$). La reconstruction est faite à partir du cube à $SNR=12$. Les axes horizontaux sont tous identiques. Le panneau du bas montre les résidus : intégrants du cube sans bruit auquel sont soustraits les intégrants d'une méthode donnée. Les codes couleurs sont les mêmes pour les deux figures.

Commençons par étudier le cube sans bruit (noté NF). On voit que tous les ordres semblent avoir convergé avec plusieurs points s'approchant de zéro. Cependant, nous avons une incertitude sur les ordres 5 et 6 qui pourraient montrer une légère différence avec plus de points de mesures. En effet, on note beaucoup de grandes variations entre 10 et 20 $|\Delta V_l|$, avec des différences d'une magnitude à 100 d'un point au suivant. Les résultats à chaque ordre entre Φ et Φ_{opt} sont très semblables, mais de plus en plus différents des résultats **SWO** à mesure que l'on augmente l'ordre. À $p = 6$, le décrochage de **SWO** avec les intégrants de NF se fait autour de $|\Delta V_l| = 10$, alors que le décrochage de la **PCA** se fait autour de $|\Delta V_l| = 5$. Avec les résidus, on voit cependant que les différences sont d'une magnitude plus grande pour **SWO** que **PCA** à tous les ordres, dès $p = 1$. De plus, elles sont majoritairement négatives pour **SWO** mais positives pour **PCA**.

Ainsi, on démontre que les deux méthodes donnent des intégrants qui s'éloignent des valeurs réelles à mesure que l'ordre p augmente. Les différences sont de l'ordre de 0.2 en magnitude pour les deux méthode à $p = 3$ et dépassent l'unité à $p = 4$, pour atteindre ici des différences de l'ordre de 90 à $p = 6$. Il faut maintenant étudier l'impact de ces différences sur les calculs des $S_p(l)$ et de leurs exposants.

5.7 Fonctions de structures et exposants

Nous pouvons donc maintenant étudier les fonctions de structures. La Fig. 3.42 les trace jusqu'à l'ordre $p = 6$. Le choix de cet ordre maximal provient de l'analyse des intégrants des fonctions de structure dans la partie précédente.

On considère ici les $S_p(l)$ calculées à partir des **CVI** des cubes reconstruits avec plu-

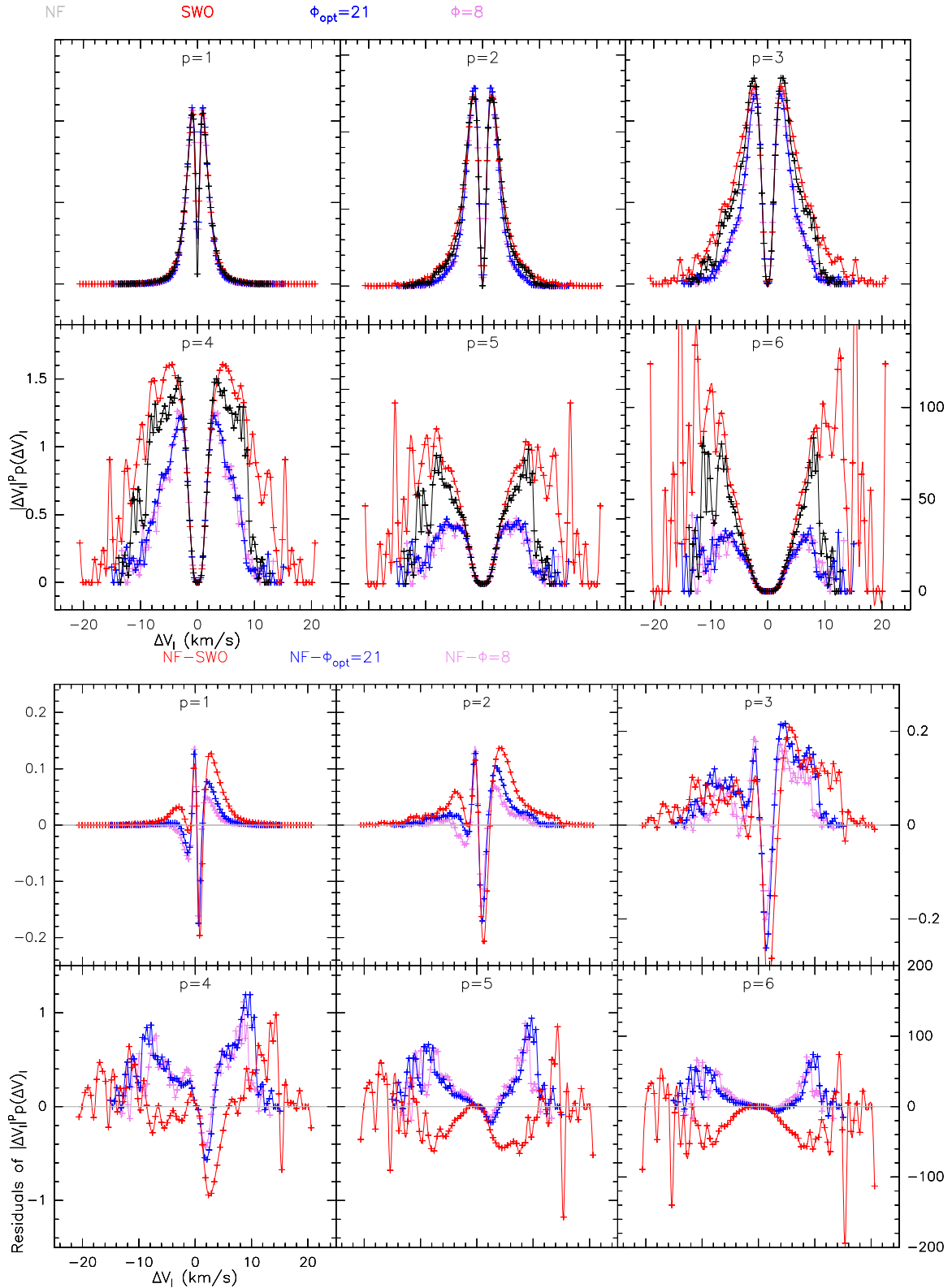


FIGURE 3.41 – *Haut* : Intégrants I (cf. Eq 3.30) obtenus sur les CVI calculés sur des cubes reconstruits à plusieurs PCs et suivant la méthode SWO. Les cubes reconstruits sont obtenus à partir du cube à $SNR = 12$. Les échelles verticales sont identiques pour un ordre donné. *Bas* : Résidus des intégrants des fonctions de structures. Même code couleur qu’au-dessus.

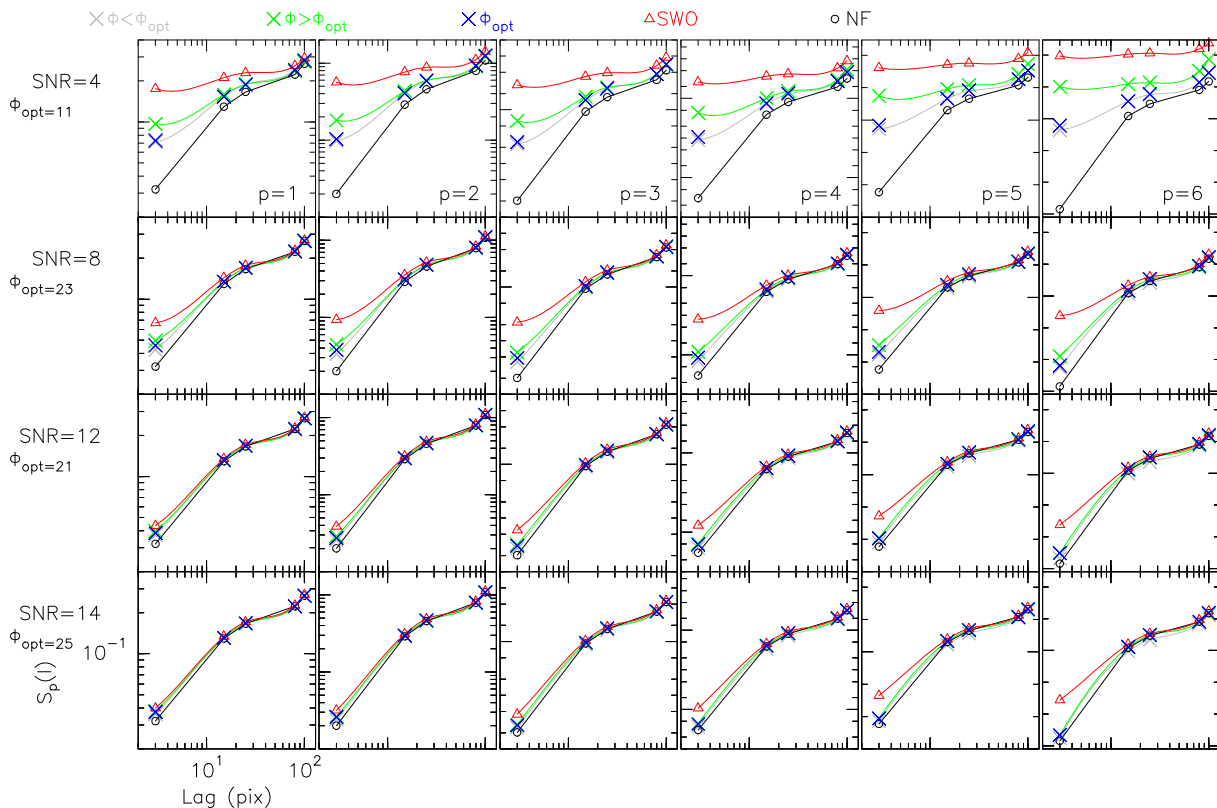


FIGURE 3.42 – Fonctions de structures d’ordres 1 à 6 pour les cubes reconstruits à différentes valeurs de PCs en fonction des lags. Les valeurs obtenues sur le cube sans bruit sont des ronds noirs. Les axes horizontaux sont identiques sur tous les panneaux, mais les axes verticaux sont adaptés à chaque ordre.

sieurs méthodes (différents Φ ou SWO). Les reconstructions sont réalisées à partir des 4 cubes à SNR différents. Les valeurs obtenues sur le cube sans bruit sont des cercles noir (NF), à partir de SWO des triangles rouges, à partir de la PCA des croix de différentes couleurs, le bleu indiquant Φ_{opt} . Les axes horizontaux sont identiques partout, mais pas les axes verticaux qui sont adaptés à chaque panneau. Une courbe relie chaque point afin de discerner plus facilement les différences.

Comme attendu, plus p augmente et plus les différences avec les valeurs cibles augmentent. On note un décrochage des deux méthodes avec la valeur cible dès le premier ordre pour le cube le plus bruité. Les différences entre les cubes reconstruits sont aussi d’autant plus grandes que l’ordre est élevé. La méthode SWO donne toujours des valeurs différentes des valeurs cibles pour les cubes à $SNR \leq 8$, mais s’en rapproche aux SNR plus grands. Les valeurs utilisant des Φ proches de Φ_{opt} sont proches des cibles, même si nous notons toujours des différences.

La Fig. 3.43 représente les $S_p(l)$ de la même manière que la figure précédente, mais cette fois-ci dans le cadre de l’ESS, c’est-à-dire tracées en fonction de $S_3(l)$. On peut ainsi remarquer l’importance de cette hypothèse qui nous permet ici d’augmenter l’intervalle d’ajustement. Alors que nous avons plusieurs pentes d’ajustements possibles sans ESS, nous voyons ici plus facilement un seul voir deux ajustements lorsque le cube d’origine était trop bruité.

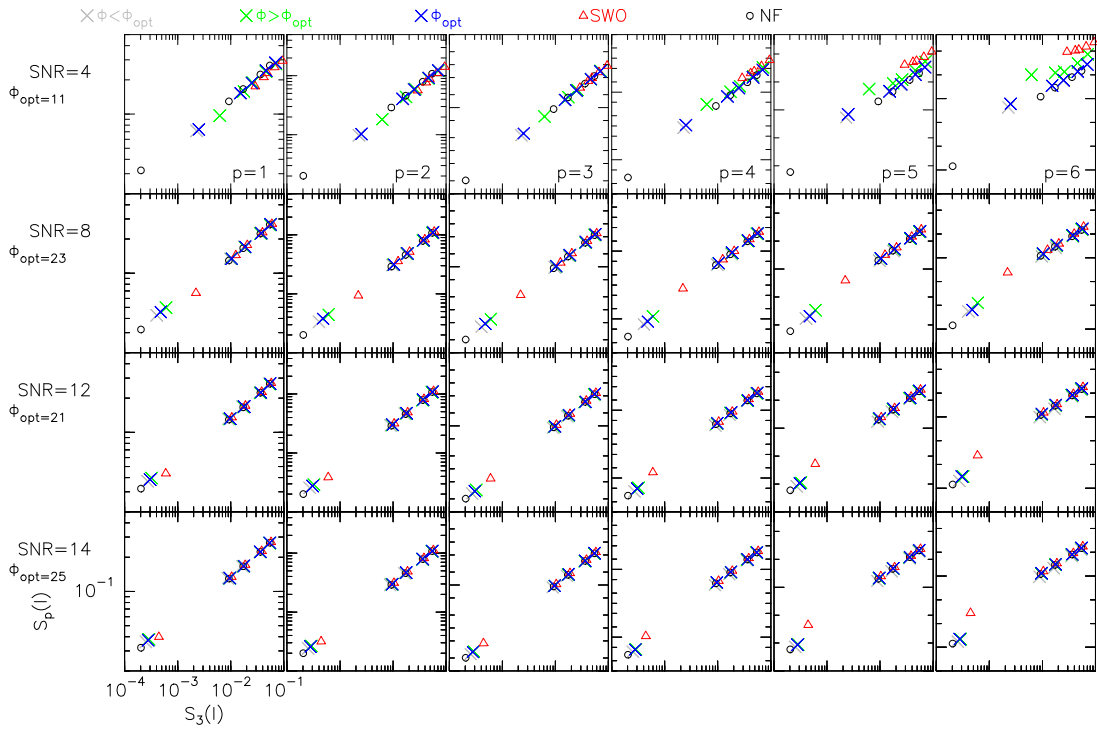


FIGURE 3.43 – Fonctions de structures d’ordres 1 à 6 pour les cubes reconstruits à différentes valeurs de PCs en fonction de la fonction de structure d’ordre 3. La légende de couleur est la même que pour la figure précédente. Les axes horizontaux sont identiques sur tous les panneaux, mais les axes verticaux sont adaptés à chaque ordre.

J’ai réalisé l’ajustement sur des lags allant de 3 à 80 pixels, sachant que les cubes font 256x256 pixels. Les exposants sont affichés dans les 4 panneaux du haut de la Fig. 3.44, et leurs résidus en dessous. Chaque panneau présente le résultat pour un cube de SNR différent, traité avec une méthode différente suivant le code couleur : différents Φ sous forme de croix (dont Φ_{opt} en bleu), SWO en rouge sous forme de triangles, et le cube sans bruit en cercles noirs.

La PCA donne toujours de meilleurs résultats que SWO . Plus le cube est bruité où l’ordre p sondé est grand, et plus les valeurs s’éloignent de la valeur ciblée. Jusqu’à l’ordre $p = 3$, les exposants obtenus sur les cubes reconstruits par PCA suivent les valeurs ciblées, avec des différences de l’ordre de 0.1 pour tous les cubes. SWO présente de grandes différences à $SNR \leq 8$, au moins aussi grandes qu’un cube reconstruit avec $\Phi \neq \Phi_{opt}$. Dans les résidus, on voit que Φ_{opt} est toujours l’une des plus faibles avec de très faibles différences en comparaison des autres reconstructions. On notera aussi que plus le cube est bruité et plus les incertitudes de chaque valeur d’exposants sont grandes. Ces barres d’erreurs proviennent de l’incertitude lors de l’ajustement des fonctions de structures.

Les exposants sont éloignés de la valeur vraie seulement de 0.1 pour le résultat PCA à $p = 6$ et $SNR = 4$. À cet ordre, les trois modèles présentés ici sont séparés de plus de 0.2, ainsi la PCA permet de distinguer ces trois modèles de dissipation jusqu’à $p = 6$ pour $SNR = 4$. Pour SWO , il faut au moins un SNR de 8 afin de réaliser cette distinction.

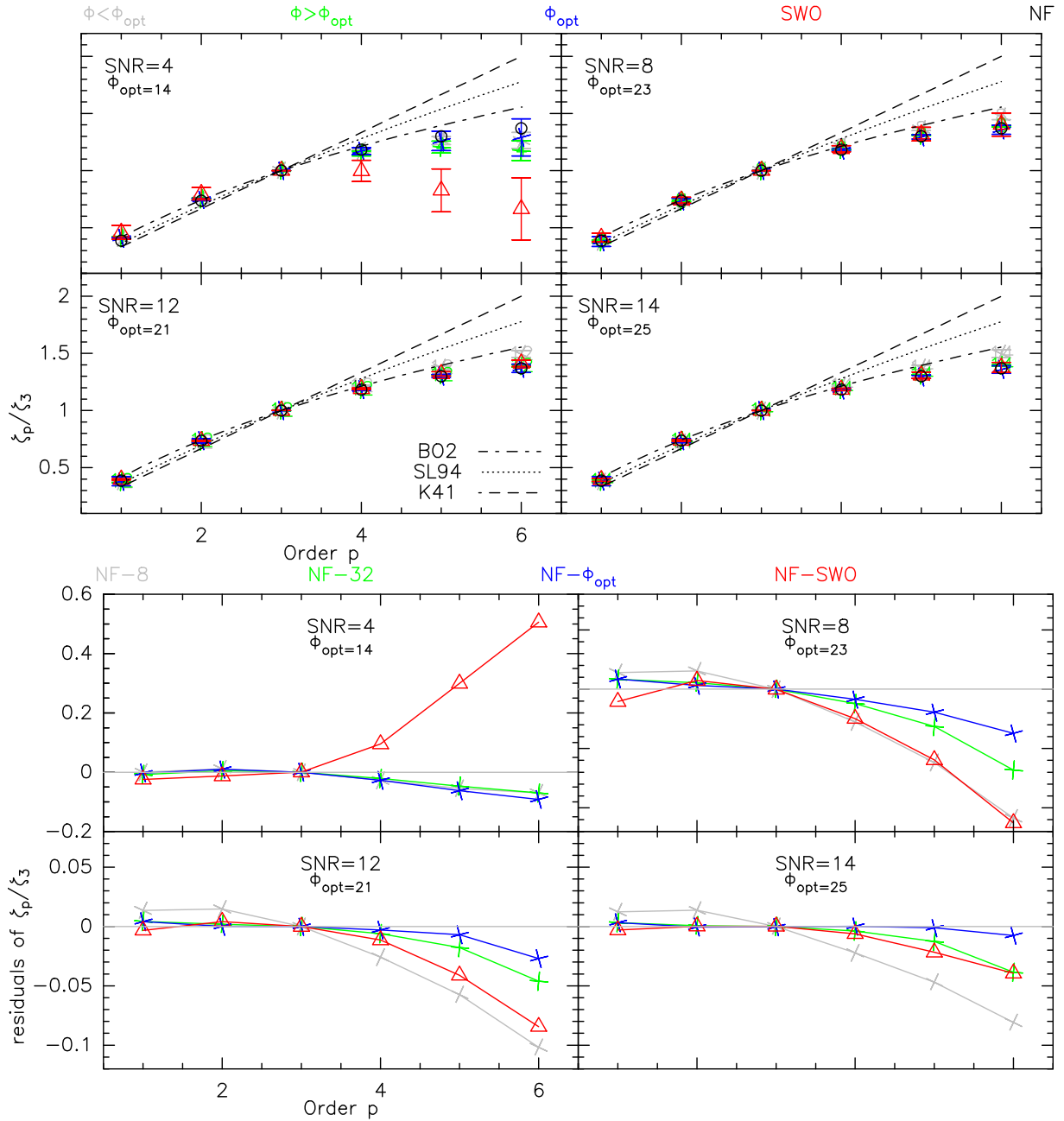


FIGURE 3.44 – Exposants des fonctions de structures calculées sur les cubes de SNR différents reconstruits suivant différentes méthodes en *haut*. Les résidus (différences avec les valeurs calculées sur le cube sans bruit) sont affichés dans les 4 panneaux du *bas*. Seul l'axe vertical du $SNR = 4$ est différent des autres.

5.8 Recommandations pour les observations

Nous avons pu démontrer l’efficacité de la méthode **PCA** sur des $SNR \geq 4$ et des $SNR \geq 8$ pour **SWO**. Avoir deux méthodes nous permet d’avoir deux estimations d’un même paramètre (les **CV**) à partir de deux méthodes de traitement indépendantes. Dans ce cadre, nous recommandons aux observatrices voulant calculer des **CV** d’obtenir un SNR moyen à travers la carte au moins égal à 8. Si le SNR ne peut être meilleur que 8, la méthode **PCA** sera suffisante.

Pour atteindre des valeurs les plus proches possible des valeurs réelles, nous recommandons l’utilisation d’un seuil en intensité pendant le calcul des **CV** (impact décrit dans la partie 2.3.2). Ce seuil semble optimum entre 2σ et 3σ avec σ le bruit du cube d’origine (donc sans traitement **PCA** ou utilisation de **SWO**). Si le SNR est d’au moins 12, nous estimons avec ces simulations que les deux méthodes donnent 98% de **CV** correctes (à 1 fois la résolution en vitesse).

La **PCA** est une méthode complexe mais puissante. Nous avons développé une métrique qui donne une estimation de la bonne reproduction du signal des spectres en réduisant le bruit significativement, dans le but de calculer correctement des **CV**. Cette métrique est un outil qui fonctionne correctement pour atteindre ce but, comme nous l’avons démontré mais nécessite tout de même un choix de la part de l’utilisatrice. Nos recommandations sont de choisir un Φ le plus faible possible mais qui montre peu de variations par rapport à des Φ plus grands. Le compromis n’est pas toujours simple à trouver, d’où l’intérêt de pouvoir utiliser la méthode **SWO** de manière complémentaire.

6 Etudes multi-paramètres

Les résultats que je viens de présenter sur lesquels le code a été vérifié sont tirés d’un cube simulé à $\mathfrak{M}_S=2$ et $\mathfrak{M}_A=0.7$. Cinq autres cubes ont été produit par Alexandre Perroni à des \mathfrak{M}_S et \mathfrak{M}_A différents, dont je vais maintenant présenter les résultats de l’analyse statistique du champ de vitesse. Les noms de ces cubes avec leurs paramètres ont été présentés Table 3.3. Dans cette étude, l’objectif n’est plus de vérifier les capacité du code *Unveil.jl*, mais de comparer les statistiques de chaque cube. Travaillant sur les cubes sans bruit, nous n’utiliserons donc ni le traitement **PCA**, ni **SWO**.

6.1 Présentation des cubes

Les cubes sont différenciés principalement par leurs \mathfrak{M}_A et \mathfrak{M}_S . Cette caractérisation a pour effet de produire des spetres très différents. Dans la Fig. 3.45 sont représentés 4 spectres typiques de chaque cube.

Le paramètre \mathfrak{M}_S est celui qui a le plus d’impact sur les spectres. Comparant les cubes à \mathfrak{M}_S constant, on ne voit pas de différence marquée. À 0.7, les spectres sont peu larges par rapport à ce que l’on peut observer dans les nuages moléculaires turbulents, de dispersion proche de 1km/s, dissociables en deux gaussiennes, avec des ailes aux valeurs

TABLE 3.3 – Grandeurs physiques des cubes simulés en MHD idéale, avec une densité $nH = 300 \text{ cm}^{-3}$, une température $T = 20\text{K}$, une pression thermique $P_{th}/k_B = 6000 \text{ K cm}^{-3}$ et une vitesse du son $c_s = 0.34 \text{ km s}^{-1}$.

Id	Modèle \mathfrak{M}_S	\mathfrak{M}_A	σ_v km s^{-1}	β	P_{mag}/k_B 10^3 K cm^{-3}	B_{ext} μG	v_A km s^{-1}	Dimensions PPV
s07a2	0.7	2	0.24	16.33	0.37	1.2	0.12	(256,256,52)
s2a2	2	2	0.68	2	3	3.3	0.35	(256,256,98)
s7a2	7	2	2.4	0.16	37	11.6	1.2	(256,256,245)
s07a07	0.7	0.7	0.24	2	3	3.3	0.35	(256,256,46)
s2a07	2	0.7	0.68	0.25	24	9.4	1.0	(256,256,101)
s7a07	7	0.7	2.4	0.02	300	33	3.5	(256,256,279)

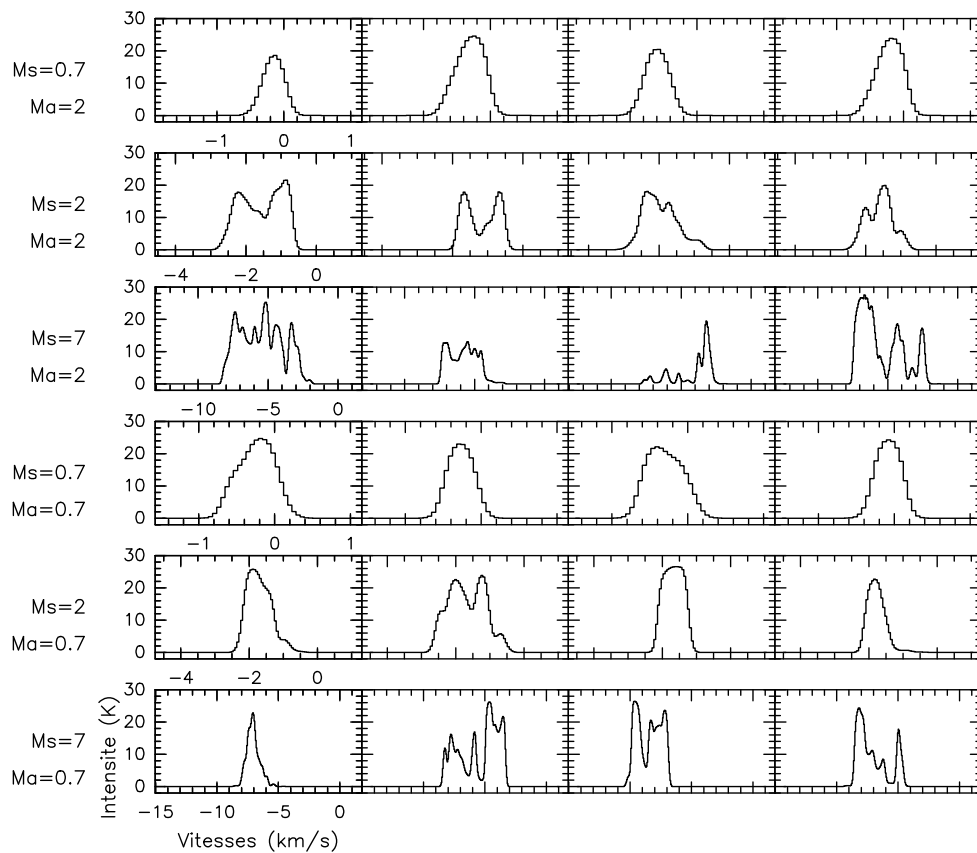


FIGURE 3.45 – Extrait de spectres typiques de chaque cube simulé (sans bruit).

extrêmes en vitesse. Dans ce cas sub-sonique, la dynamique du nuage est dominée par la pression thermique, on a donc ici à faire avec des spectres aux dispersions thermiques. Ces spectres sont probablement trop proches d'une gaussienne pour être observables dans les nuages moléculaires. Plus élevé, à $\mathfrak{M}_S=2$, on trouve des spectres proches de ce que nous avons pu observer en $^{12}\text{CO}(1-0)$ dans la Pipe Nebula par exemple (cf. Chap 5). Ces spectres semblent aussi contenir des ailes en plus des composantes extrêmes. Ce cas faiblement super-sonique décrit une situation où la pression dynamique devient supérieure à la pression thermique, produisant des structures massives aux mouvements distincts.

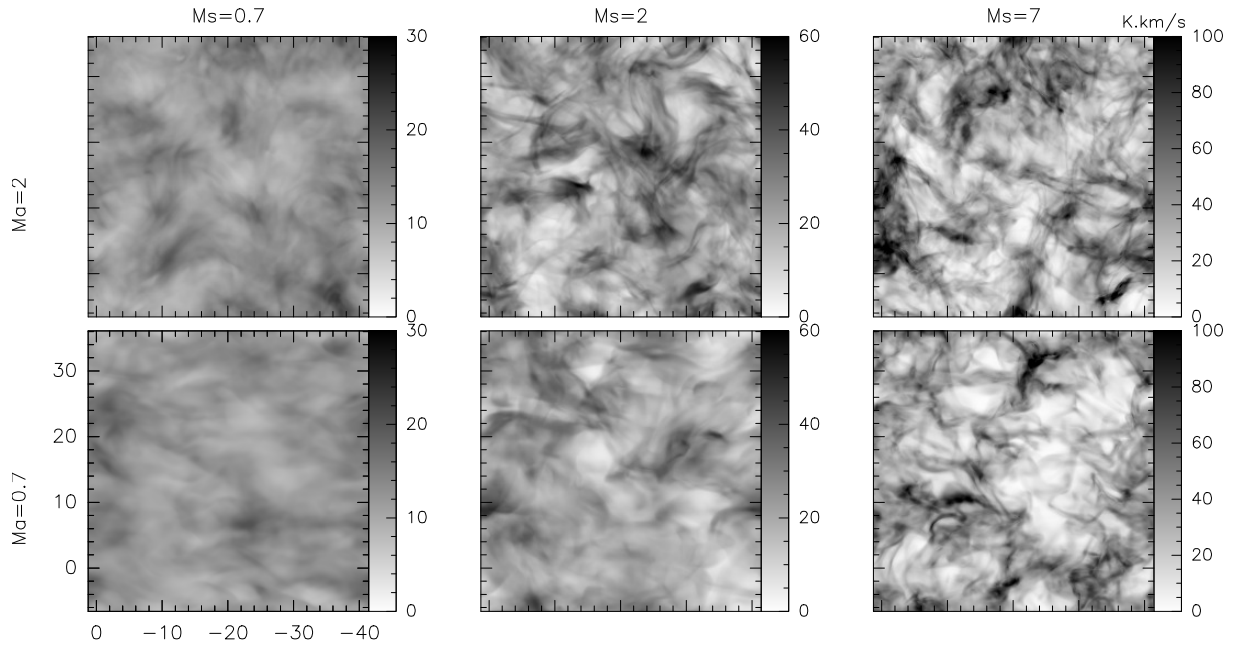


FIGURE 3.46 – Cartes de l’intensité intégrée des cubes simulés sans bruits. À \mathfrak{M}_S constant, les échelles en couleur sont identiques.

Enfin, les spectres à $\mathfrak{M}_S=7$, donc très supersoniques, sont très complexes : nous pourrions les décomposer en une multitude de composantes gaussiennes à faibles dispersions. Ces derniers sont dans une situation où la pression thermique devient négligeable devant la pression dynamique. Ce type de spectre n’a jamais été observé dans le gaz des nuages moléculaires.

Les cartes de l’intensité intégrée de chaque cube sont présentées Fig. 3.46. À \mathfrak{M}_S constant, les échelles en couleur sont identiques. Plus on augmente le paramètre \mathfrak{M}_S et plus on discerne de fines structures. Dans l’ensemble, ces cartes montrent beaucoup de structures qui semblent entortillées. Lorsque $\mathfrak{M}_A=0.7$ et $\mathfrak{M}_S=0.7$, on note que plus de structures sont alignées horizontalement qu’à $\mathfrak{M}_A=2$. À \mathfrak{M}_S constant, plus $\mathfrak{M}_A=0.7$ est petit et plus on a une impression de flou sur la carte : cet effet visuel est seulement le résultat que les intensités intégrées sont moins dispersées et de moins grande magnitude.

6.2 Centroïdes de vitesse et leurs incréments

À partir de ces cubes sans bruit, je calcule donc directement les **CV** sans utilisation d’un seuil en intensité puisqu’il n’y a ni bruit ni artefacts **PCA**. Les cartes sont présentées Fig. 3.47. De la même manière que précédemment, à \mathfrak{M}_S constant, les échelles en couleurs sont identiques. Les cartes à $\mathfrak{M}_A=0.7$ montrent toutes des structures préférentiellement alignées sur l’horizontale, contrairement aux autres cartes. Il y a plus de **CV** en direction des vitesses positives à $\mathfrak{M}_A=0.7$ et $\mathfrak{M}_S=0.7$ et 2 qu’à $\mathfrak{M}_A=2$. Ce résultat est inverse pour le cas $\mathfrak{M}_S=7$. Plus \mathfrak{M}_A est élevé et plus on trouve de structures fines. De la même manière que sur les cartes intégrées, on observe davantage de structures fines lorsque \mathfrak{M}_S augmente.

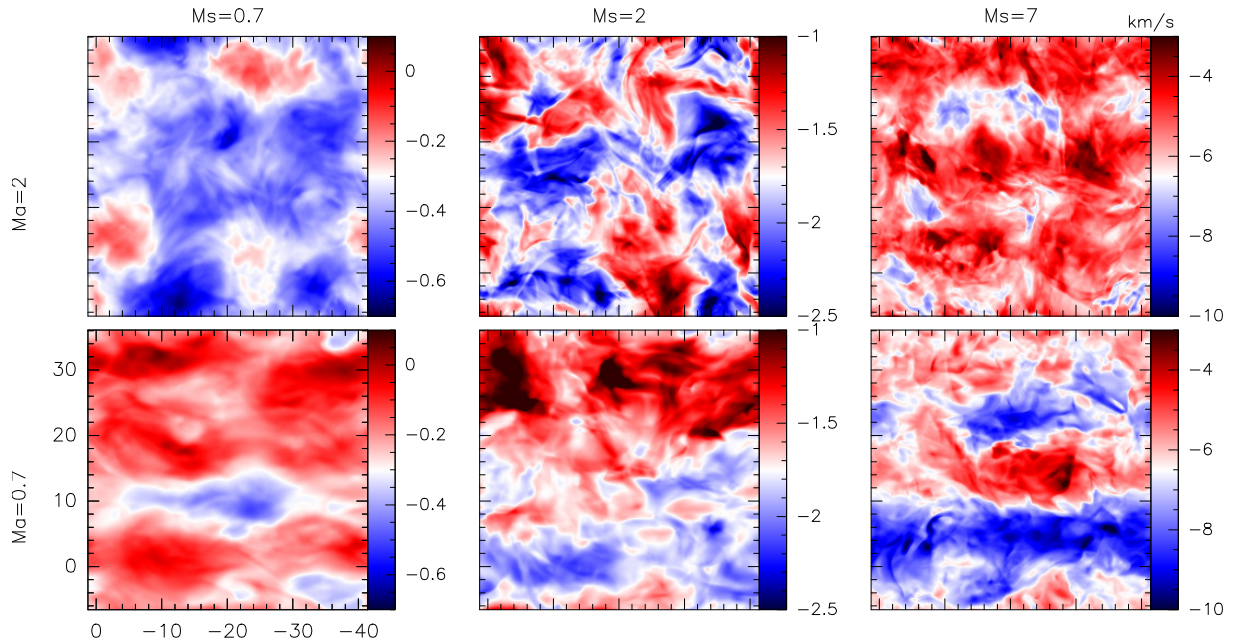


FIGURE 3.47 – Cartes des CV des cubes sans bruits simulés en MHD idéale. À \mathfrak{M}_S constant, les échelles en couleur sont identiques.

Les distributions des CVI pour différents lags sont présentées Fig. 3.48. Chaque cube présente des ailes à faible lag, qui vont ensuite disparaître en suivant une distribution gaussienne aux plus grands lags. Plus le \mathfrak{M}_S est grand et plus les ailes sont marquées à lag et \mathfrak{M}_A constants. On devrait pouvoir retrouver ce résultat sur les exposants des $S_p(l)$: à \mathfrak{M}_S faible, les exposants devraient se rapprocher de K41. À l'inverse, plus \mathfrak{M}_S augmente et plus les exposants devraient se rapprocher d'un modèle de dissipation intermittente. Le paramètre \mathfrak{M}_A semble avoir un impact sur les valeurs de dispersions indiquées sous chaque distribution : plus il est élevé et plus les dispersions sont élevées.

6.3 Fonctions de structures et exposants

On calcule ensuite les $S_p(l)$ à différents ordres à partir des cubes de CVI. Pour vérifier l'ordre maximum de convergence, je trace leurs intégrants en fonction de ΔV_l . Pour tous les cubes sauf $\mathfrak{M}_S = \mathfrak{M}_A = 2$, les ordres jusqu'à $p = 6$ convergent puisqu'il y a toujours un point qui tend vers 0. Pour le cube $\mathfrak{M}_S = \mathfrak{M}_A = 2$, l'ordre $p = 4$ converge, mais pas au delà puisque l'on voit des extrêmes aux amplitudes supérieures à l'amplitude maximale de l'intégrant. On remarque que plus l'ordre et \mathfrak{M}_S augmentent, plus les valeurs d'intégrants sont grands. On a pu voir que l'augmentation de \mathfrak{M}_S est suivie d'une augmentation du nombre de composantes distinctes dans les spectres. Les excursions des CV sur l'axe en vitesse sont alors d'autant plus grandes. Si on reprend la Fig. 3.45, on voit que les spectres à $\mathfrak{M}_S = 7$ ont des maximums d'émissions parfois proches de -7 km/s , parfois proches de -5 . À l'inverse, à $\mathfrak{M}_S = 0.7$, l'échelle en vitesse est beaucoup plus petite, les maximums d'émission sont peu espacés entre chaque spectre, ainsi les CV ne vont pas autant varier.

Les exposants des fonctions de structures sont présentés Fig. 3.50. Comme la $S_p(l)$ à

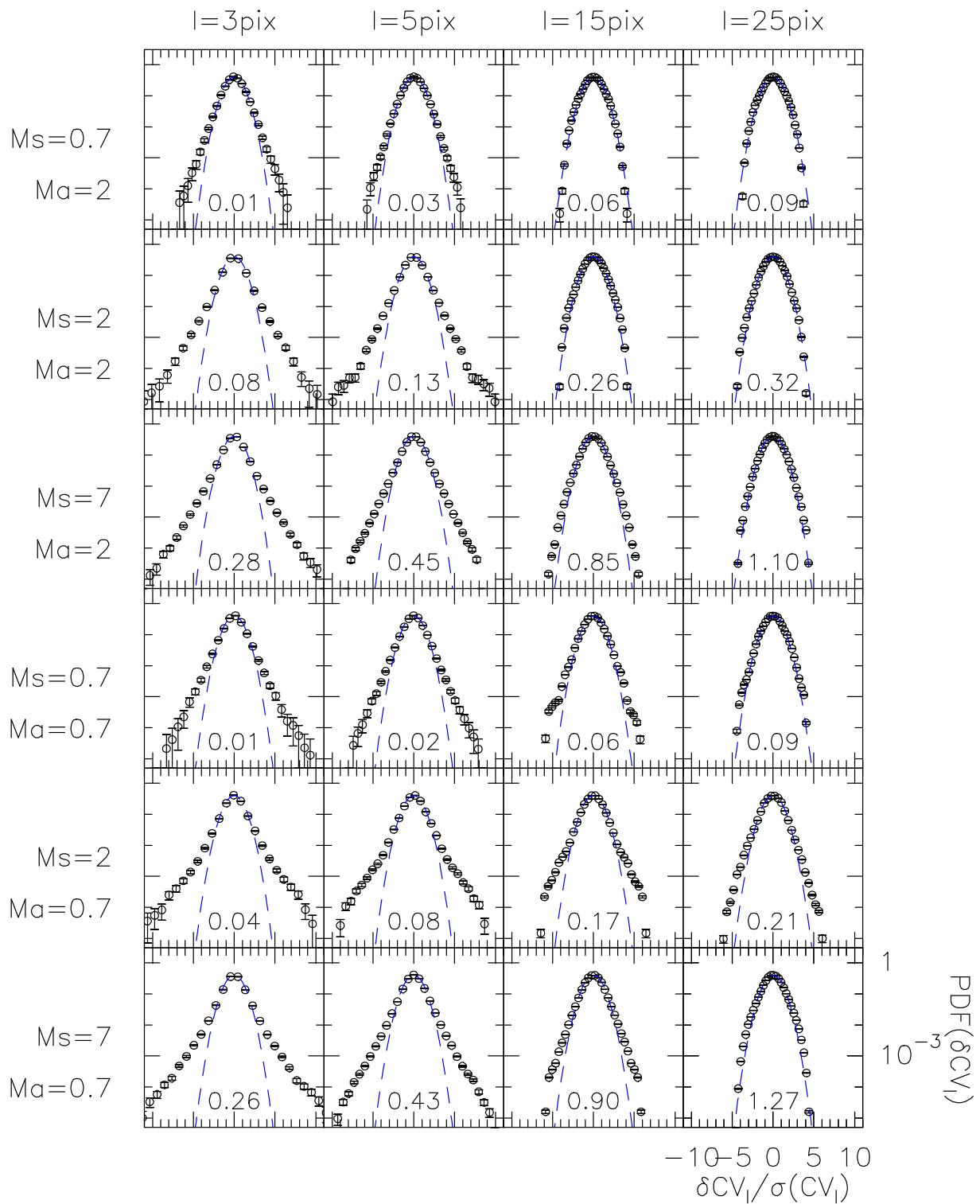


FIGURE 3.48 – Distributions des CVI pour 4 lags indiqués en pixels et pour chaque cube. Les distributions sont centrées en zéro et de dispersion unité. Une gaussienne de dispersion unité est indiquée en bleu pointillé pour chaque figure. Les dispersions sont indiquées sous chaque distribution.

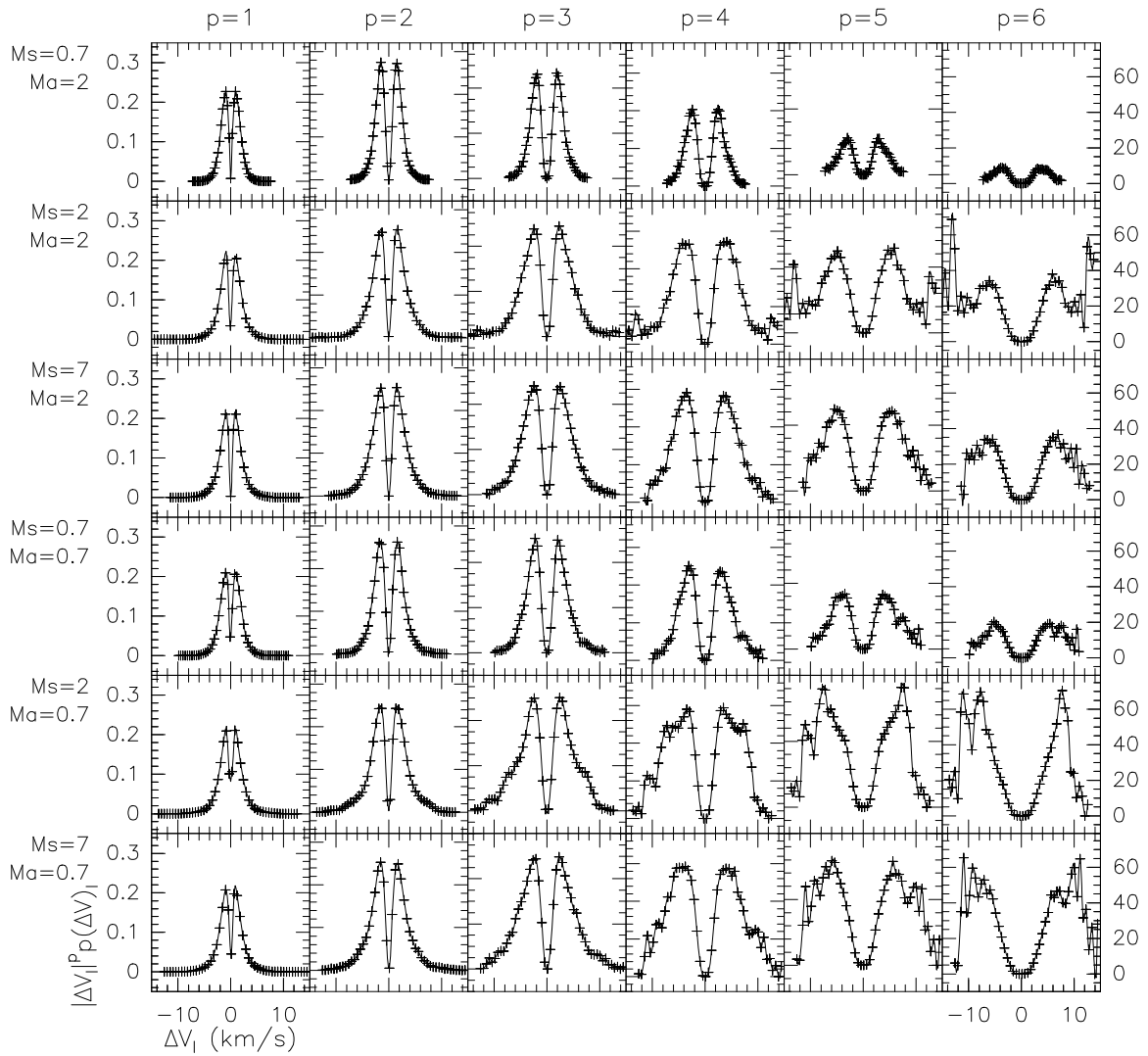


FIGURE 3.49 – Intégrants des $S_p(l)$ de chaque cube simulé en MHD idéale à différents ordres p . Les axes verticaux sont identiques à p fixé.

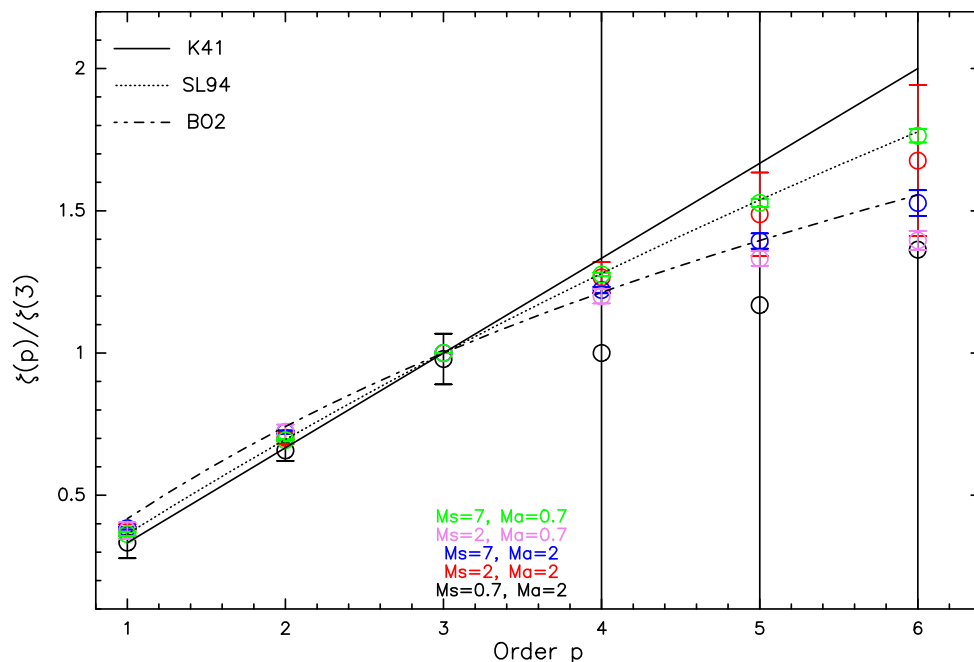


FIGURE 3.50 – Exposants des fonctions de structures pour les différents cubes (sauf $\mathfrak{M}_S=0.7$ et $\mathfrak{M}_A=0.7$ dont les exposants sont hors des limites de cette figure). Chaque couleur présente les résultats d’un cube différent. Les barres d’erreurs sont les incertitudes sur l’ajustement des fonctions de structure.

l’ordre $p = 3$ a convergé pour chaque cube, nous utilisons la condition de travail de l’ESS. Ceux-ci sont réalisés sur les mêmes intervalles pour chaque cube, à savoir sur des lags compris entre 3 et 50 pixels, pour des cubes de tailles 256x256 pixels. Rappelons que le cube $\mathfrak{M}_S=\mathfrak{M}_A=2$ (rouge) n’a pas convergé à $p \geq 5$. Chaque barre d’erreur correspond à l’incertitude sur l’ajustement des $S_p(l)$. Les modèles présentés sont ceux de Kolmogorov (1941) (K41), She & L ev eque (1994) (SL94) et de Boldyrev et al. (2002) (BO2). Le cube à $\mathfrak{M}_S=0.7$ et $\mathfrak{M}_A=2$ pr esente des valeurs tr es surprenantes avec de grandes incertitudes, tout comme celui à $\mathfrak{M}_S=0.7$ et $\mathfrak{M}_A=0.7$ qui n’est ici pas montrée car les valeurs sont tr es en dehors des limites de la figure. Le cas à $\mathfrak{M}_S=7$ et $\mathfrak{M}_A=0.7$ (vert) suit le mod ele de turbulence de SL94, avec de faibles incertitudes. Celui de m eme \mathfrak{M}_S mais à $\mathfrak{M}_A=2$ (bleu) suit le mod ele de BO2. Pour les deux simulations à $\mathfrak{M}_S=2$ (rose et rouge), alors que la premi ere est en dessous de BO2, la seconde suit SL94 avec un d ecrochage et de grandes incertitudes couvrant BO2 à $p = 6$. Pour comparaison, les simulations de turbulence supersoniques de Kritsuk et al. (2007) donnent des exposants $\zeta_1/\zeta_3 = 0.42$ et $\zeta_2/\zeta_3 = 0.72$, soit similaires à nos mod eles $\mathfrak{M}_S=2$, avec des diff erences de l’ordre de $2e-2$.

7 Application au champ Polaris

7.1 Pr esentation des donn ees

Pr esent ees dans Hily-Blant & Falgarone (2007) et Hily-Blant & Falgarone (2009), les donn ees que j’utilise dans cette Section sont des observations du nuage mol eculaire

MCLD 123.5+24.9, situé à environ 385_{-22}^{+20} pc (Zucker et al., 2020). Possédant une structure allongée de 1.5×0.5 pc et un cœur dense, cette carte $^{12}\text{CO}(1-0)$ possède une taille de $0.4 \times 0.2^\circ$, pour une résolution de $22''$ HPBW réalisée avec le 30m de l'IRAM.

La carte par canaux de vitesse de ce jeu de données est présentée dans le panneau du haut de la Fig. 3.51. Chaque panneau représente l'intensité à une vitesse donnée dans le coin supérieur gauche en km/s. On trouve beaucoup de structures allongées aux extrêmes en vitesse (-5.8 et -1.7 km/s). Aux vitesses plus centrales (~ -4.04 km/s), plusieurs structures de forte intensité (~ 8 K) semblent entortillées et s'étendent sur plusieurs km/s. Le panneau du bas de la même Figure présente les spectres moyennés par régions de $80 \times 80''$. On voit que l'ensemble des spectres contient plusieurs composantes en vitesse. Certains ont des composantes de même intensité (coin inférieur gauche), d'autres montrent clairement des composantes dominantes. L'intensité maximale moyenne à travers la carte est égale à $\langle T_{\max} \rangle = 5.4$ K, un bruit moyen de $\langle \sigma \rangle = 0.4$ K, donnant alors un $\langle \text{SNR} \rangle \sim 13$ (voir Eq. 3.29).

Utilisant le code présenté par Pety & Falgarone (2003) sur ces données, Hily-Blant et al. (2008) ont mis en avant l'existence d'ailes non-Gaussiennes dans les PDF des CVI. De plus, ils montrent que les exposants des fonctions de structures à l'ordre 6 présentent une déviation claire à K41 et suivent le modèle de She & Lévêque (1994). Ayant accès à la carte des CV qu'ils ont obtenue sur ces données, j'ai utilisé dessus les fonctions d'Unveil.jl calculant les CVI, $S_p(l)$ et leurs exposants dans le but de vérifier le bon fonctionnement de mon code pour faire ces calculs. La Fig. 3.52 superpose les exposants des $S_p(l)$ en fonction de l'ordre p . Les ajustements des $S_p(l)$ sont réalisés sous conditions ESS sur le même intervalle que dans leur étude (entre 3 et 59pixels). En bleu sont tracés les exposants extraits du papier de Hily-Blant et al. (2008), en marron sont ceux obtenus avec Unveil.jl à partir de la carte des CV de Hily-Blant et al. (2008). Les calculs des CVI, des $S_p(l)$ et de leurs exposants donnent les mêmes résultats que ceux obtenus dans la littérature. Les différences des exposants sont très faibles (inférieurs à 2×10^{-2}) et ne dévient pas du modèle de She & Lévêque (1994).

Maintenant que l'on a vu que les calculs des CVI et des $S_p(l)$ sont cohérents avec la littérature, nous allons utiliser les spécificités du code Unveil.jl, à savoir les méthodes SWO et PCA sur le cube PPV d'origine. Ainsi, nous obtiendrons deux nouvelles estimations des caractéristiques de la dissipation de la turbulence.

7.2 Convergence des méthodes

J'ai montré dans la Fig. 3.9 les données projetées de ce cube sur les axes principaux de la nouvelle base des PCs. Il est intéressant de reconnaître certaines structures de mêmes formes et aux mêmes endroits que des structures visibles dans les cartes par canaux Fig. 3.51. Spécifiquement, les données projetées sur la PC 2 ressemblent à ce que l'on peut voir entre -2.5 et -1 km/s, mais aussi à moins de -5.5 km/s. D'autres structures sont visibles, comme sur la PC 4 avec des formes ressemblant à celles à -5.36 km/s. On remarque qu'à partir de 24PCs, il n'y a presque plus de structures, sauf peut-être sur le bord gauche de

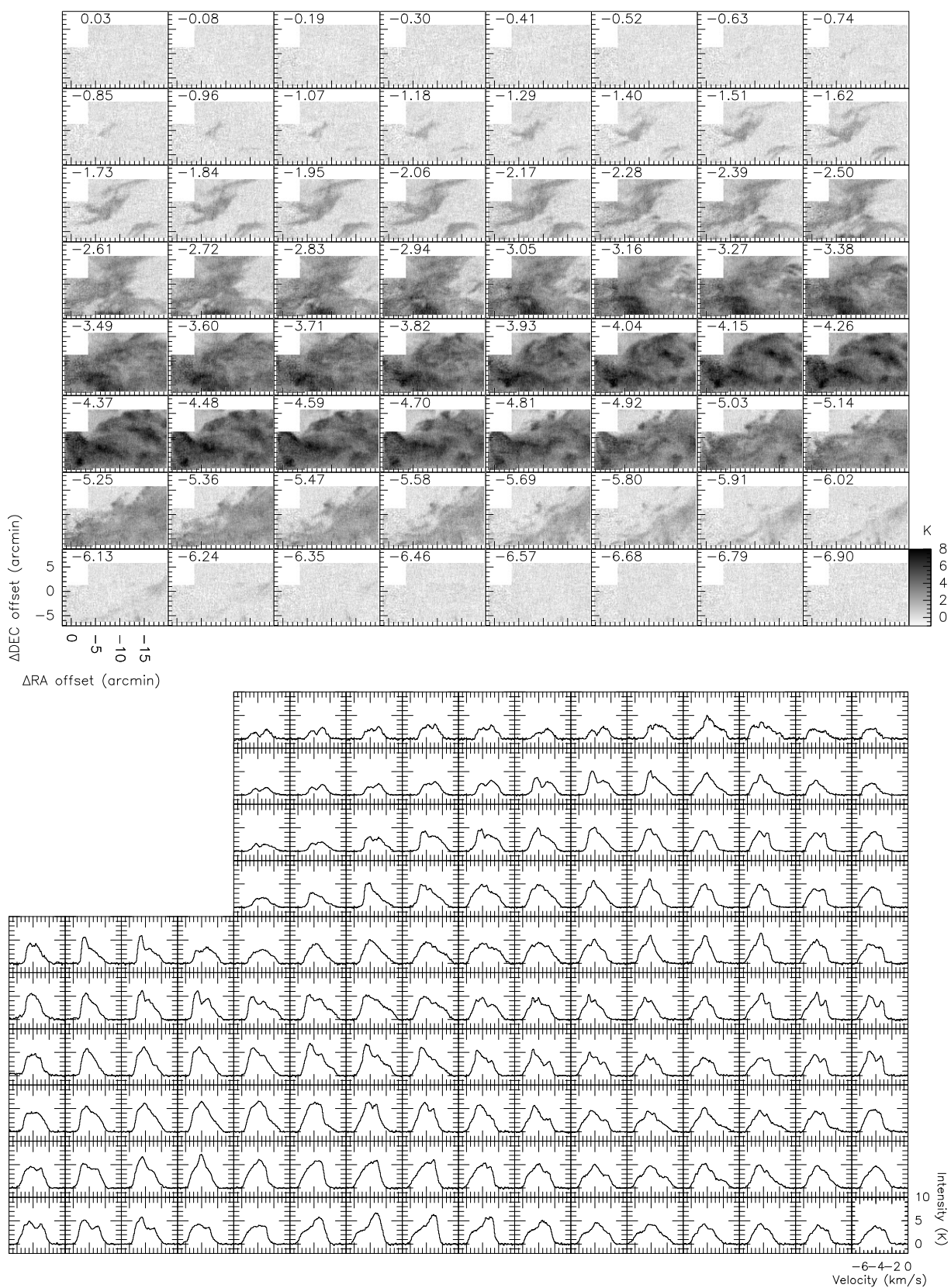


FIGURE 3.51 – *Haut* : Carte par canaux de vitesse des données Polaris $^{12}\text{CO}(1-0)$ présentées dans [Hily-Blant & Falgarone \(2007\)](#). *Bas* : Spectres moyens par régions de $80 \times 80''$.

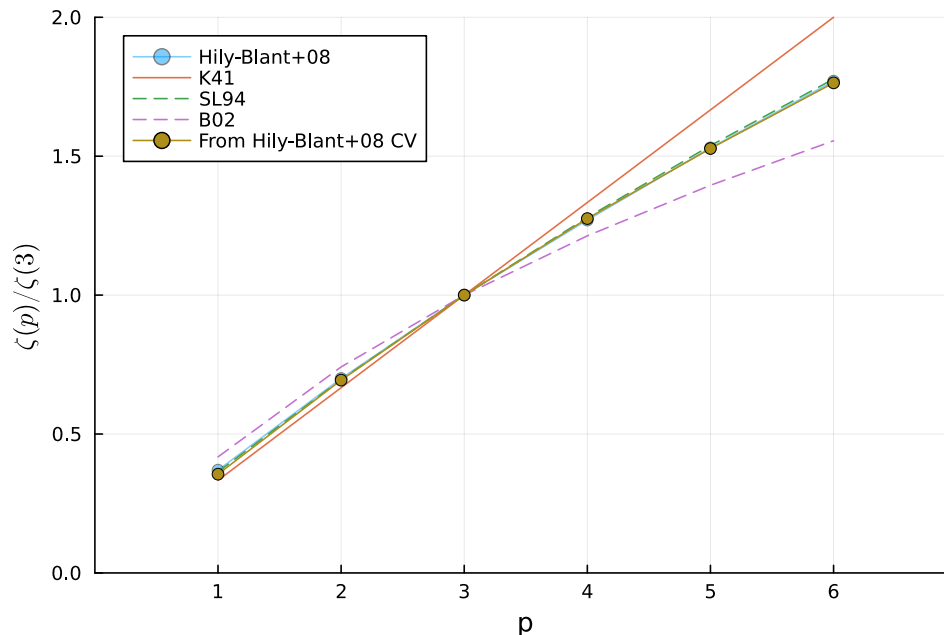


FIGURE 3.52 – Exposants des fonctions de structures en fonction de l’ordre p . Extraits du papier Hily-Blant et al. (2008) en bleu. Obtenus avec *Unveil.jl* à partir de la carte des CV de Hily-Blant et al. (2008) en marron. Les modèles K41, She & Lévêque (1994)(SL94) et Boldyrev et al. (2002)(B02) sont indiqués pour comparaison.

la carte.

Le comportement de la métrique a été présenté dans la Fig. 3.14. La convergence de la métrique apparaît à $\Phi_{\text{opt}} = 23$. Ce sera donc notre choix de Φ_{opt} , réduisant le bruit de 0.39 à 0.15K.

On présente maintenant sur la Fig. 3.54 un échantillon de spectres du cube d’origine (noir) et les bornes obtenues par traitement avec la méthode SWO. En rouge sont tracés les spectres reproduits par la PCA avec Φ_{opt} . Tous les spectres voient leurs canaux de bruit correctement éliminés par SWO, même pour des spectres complexes. La PCA reproduit aussi de manière excellente le signal. Quelques variations sont visibles dans les canaux de bruits qui seront supprimés lors de l’utilisation du seuil en intensité. Comme nous l’avons remarqué dans les autres analyses, certaines ailes semblent supprimées : on remarquera cependant que l’intensité dans ces canaux est de l’ordre du bruit. Ainsi, il n’est pas possible de dire si ce sont des ailes ou seulement des canaux de bruit.

7.3 Statistique du champ de vitesse

Les cartes de CV ne montrent aucune distinction entre les méthodes, à la différence des distributions de CVI présentées Fig. 3.53. Pour ces calculs, un seuil en intensité de 2σ est choisi, avec σ le bruit du cube d’origine (donc sans traitement PCA ni SWO). On y voit les PDF des CVI, centrées en 0 et normalisées à une aire unité. En noir sont les histogrammes des CVI obtenus sur le cube traité par PCA et en rouge par SWO. Une gaussienne de dispersion unité est indiquée par des tirets bleus, et les moyennes et dispersions de chaque

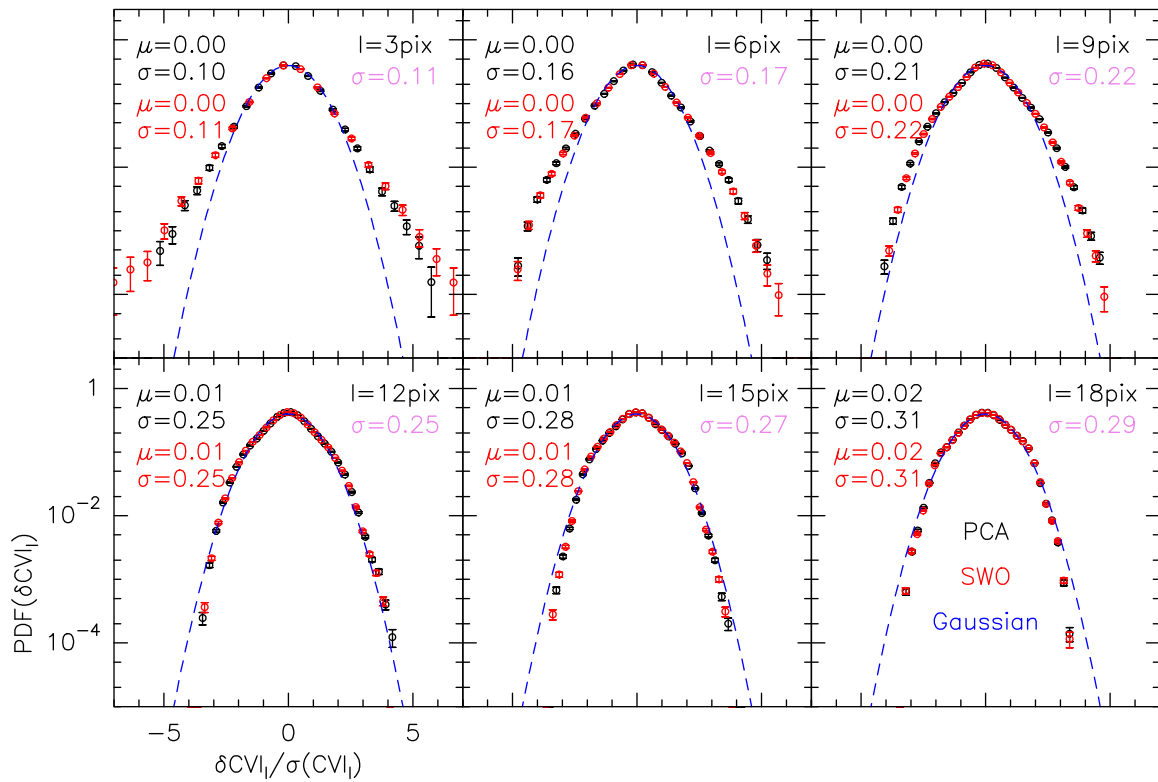


FIGURE 3.53 – Histogrammes centrés en zéro et de dispersions normalisées à l'unité des CVI du cube Polaris $^{12}\text{CO}(1-0)$ présenté Sec.7.1. Chaque panneau est un lag différent donné en pixel dans le coin supérieur droit. En rouge sont les CVI calculés sur le cube traité par SWO et noir par PCA avec $\Phi_{\text{opt}} = 23$. Le traits bleus tracent une gaussienne de dispersion unité.

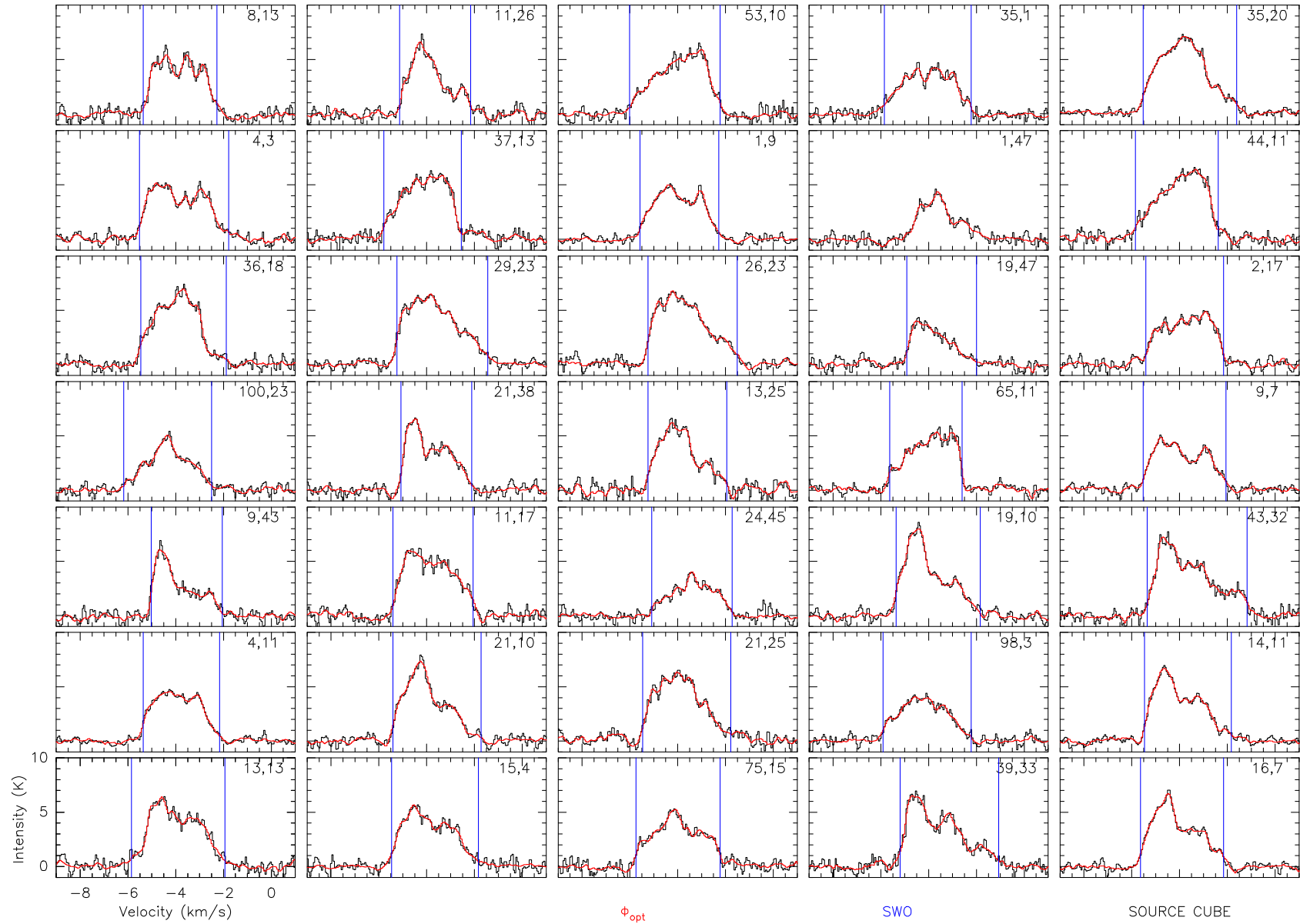


FIGURE 3.54 – Spectres extraits aléatoirement du cube Polaris $^{12}\text{CO}(1-0)$ présenté Sec.7.1 en noir. En bleu sont les bornes obtenues par la méthode SWO et en rouge les spectres reconstruits avec $\Phi_{\text{opt}} = 23$.

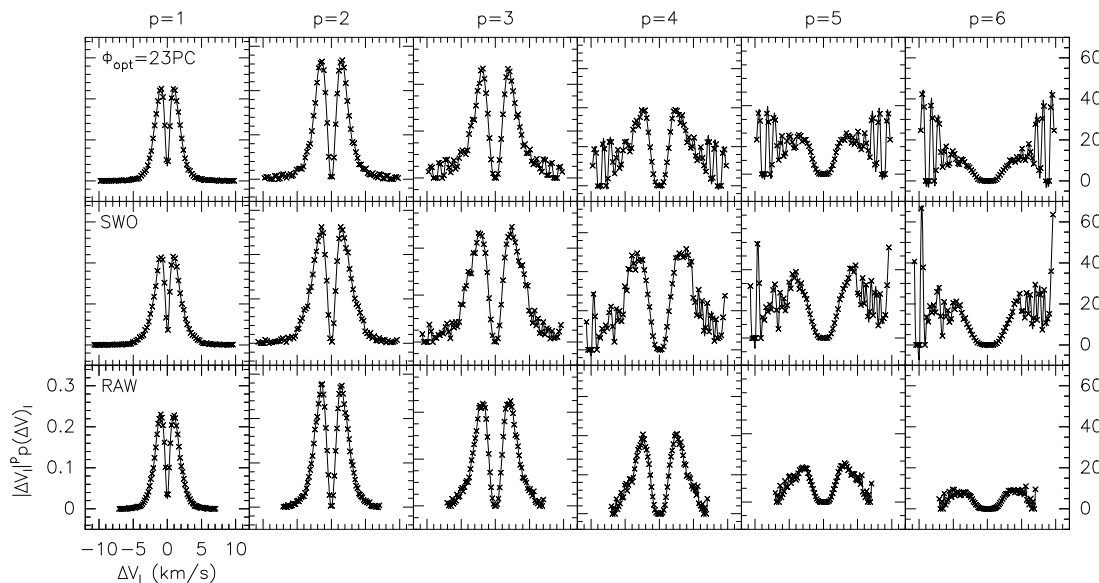


FIGURE 3.55 – Intégrants des $S_p(l)$ calculées sur différents cubes des données du Polaris Flare et à plusieurs ordres. Le cube *RAW* est le cube bruité sans traitement ni PCA ni SWO.

CVI sont indiquées avec le même code couleur (calculé avant normalisation). Chaque panneau montre le résultat à un lag donné. En violet sont les dispersions obtenues par [Hily-Blant et al. \(2008\)](#).

Les ailes des **PDF** sont présentes à petit lag pour les deux méthodes, celles de **SWO** étant un peu plus étendues, avec cependant un recouvrement des incertitudes. Les distributions des deux méthodes sont exactement identiques pour tous les autres lags. Les dispersions sont toujours plus petites pour la **PCA** que pour **SWO**, ou égales. Les différences des dispersions sont de 0.01 km/s, soit 5 fois plus petites que la résolution en vitesse $\delta v = 0.05$ km/s. En comparant à [Hily-Blant et al. \(2008\)](#), les dispersions de la **SWO** sont toujours égales sauf pour les deux plus grands lags. Les différences sont toujours inférieures à δv .

Observons les intégrants des $S_p(l)$ dans la Fig. 3.55. Le cube *RAW* (troisième ligne) est le cube bruité sans utilisation ni de **SWO** ni de **PCA**. Les résultats de la première ligne sont obtenus sur le cube reconstruit par **PCA** avec Φ_{opt} , la seconde ligne du cube traité par **SWO**. On voit que chaque méthode montre une convergence pour $p = 4$. En effet, les variations y sont égales à moins de 50% des maximums. Les ordres supérieurs ne montrent pas de convergence, avec beaucoup trop de variations. Cependant, le cube non traité montre lui une apparente convergence. Ici, le bruit semble avoir brouillé le résultat des **CV**, conduisant à une apparente convergence des $S_p(l)$. On souligne ici donc l'importance de réaliser le pré-traitement de réduction de bruit ou d'extraction du signal pour réaliser cette analyse statistique.

Les $S_p(l)$ sont tracées pour chaque ordre et pour chaque méthode en fonction du lag dans le panneau haut de la Fig. 3.56. En dessous se trouvent les $S_p(l)$ tracés en fonctions de $S_3(l)$, soit en suivant l'**ESS**. On peut remarquer l'impact de l'**ESS** : alors que dans

le panneau supérieur plusieurs intervalles de lags pourraient permettre des ajustements différents pour une même méthode (en ajoutant ou non les valeurs extrêmes par exemple), l'ESS permet d'étendre l'ajustement aux valeurs extrêmes. Seul l'ordre $p = 6$ pour SWO n'est pas complètement amélioré, la valeur basse de $S_3(l)$ créant la possibilité d'ajustements différents. Notons aussi les disparités dans les $S_3(l)$ entre chaque méthode : bien que les différences soient minimales, elles sont tout de même présentes, alors que l'intégral semble avoir convergé. On aurait donc pu s'attendre à des valeurs identiques dans les ordres convergés.

Réalisant l'ajustement sur des lags allant de 3 à 29 pixels (la carte fait 125 par 75 pixels), les exposants des $S_p(l)$ obtenus sont affichés dans la Fig. 3.57. Les ronds bleus indiquent les résultats de Hily-Blant et al. (2008), les triangles rouges les résultats obtenus à partir de la méthode SWO et les croix noires à partir de la PCA avec Φ_{opt} . Les méthodes SWO et PCA donnent des résultats très similaires pour tous les ordres et identiques à ceux de Hily-Blant et al. (2008). Les fonctions de structures convergent jusqu'à l'ordre 3 voir 4, mais pas au-delà. Même si la tendance suit le même modèle entre les 6 ordres pour SWO et PCA, on ne peut prendre les valeurs des ordres 5 et 6 pour certaines.

8 Conclusions sur le code *Unveil.jl*

L'objectif premier de ce code était de proposer une méthode alternative à l'optimisation du calcul des CV par réduction du bruit des données. Par la capacité de la PCA à découpler le signal du bruit dans les spectres, et à la métrique à distinguer ce découpage de manière efficace, ces méthodes présentent un atout majeur dans le traitement de données, au-delà même du traitement statistique du champ de vitesse qui nous intéressait dans le cadre de cette thèse.

Grâce à des simulations construites à partir de fBms et des simulations fondées sur des calculs de MHD idéale, nous avons pu démontrer que la PCA permet de déceler les signatures des propriétés de la turbulence dans des données bruitées, à des SNR aussi faibles que 8, voir 4 avec de plus grandes incertitudes. La reconstruction des spectres n'est néanmoins jamais parfaite, même si les résidus ont une dispersion moyenne plus faible que la dispersion du bruit.

Lorsqu'il a fallu comparer les résultats de la PCA sur des cubes simulés, il nous a paru évident de devoir les comparer à la méthode de Pety & Falgarone (2003), fondée sur l'optimisation du calcul des CV par réduction du nombre de canaux de vitesse. Préférant ne pas utiliser l'hypothèse de cohérence spatiale, j'ai pu construire la nouvelle méthode SWO qui s'adaptent mieux à nos observations. Plus sensible au bruit que la PCA, elle produit des résultats corrects à partir de $SNR = 8$.

Si ces deux méthodes donnent des résultats aussi performants avec moins d'1% d'erreur dans les CV pour la PCA sur un cube à $SNR = 8$, c'est aussi que ce calcul de CV est réalisé avec un seuil en intensité. Nous avons pu voir avec des essais sur des simulations MHD qu'un seuil permet de réduire la proportion d'erreurs d'un facteur 10 pour la PCA, la rendant plus performante que SWO qui est moins impactée par le seuil (réduction d'un

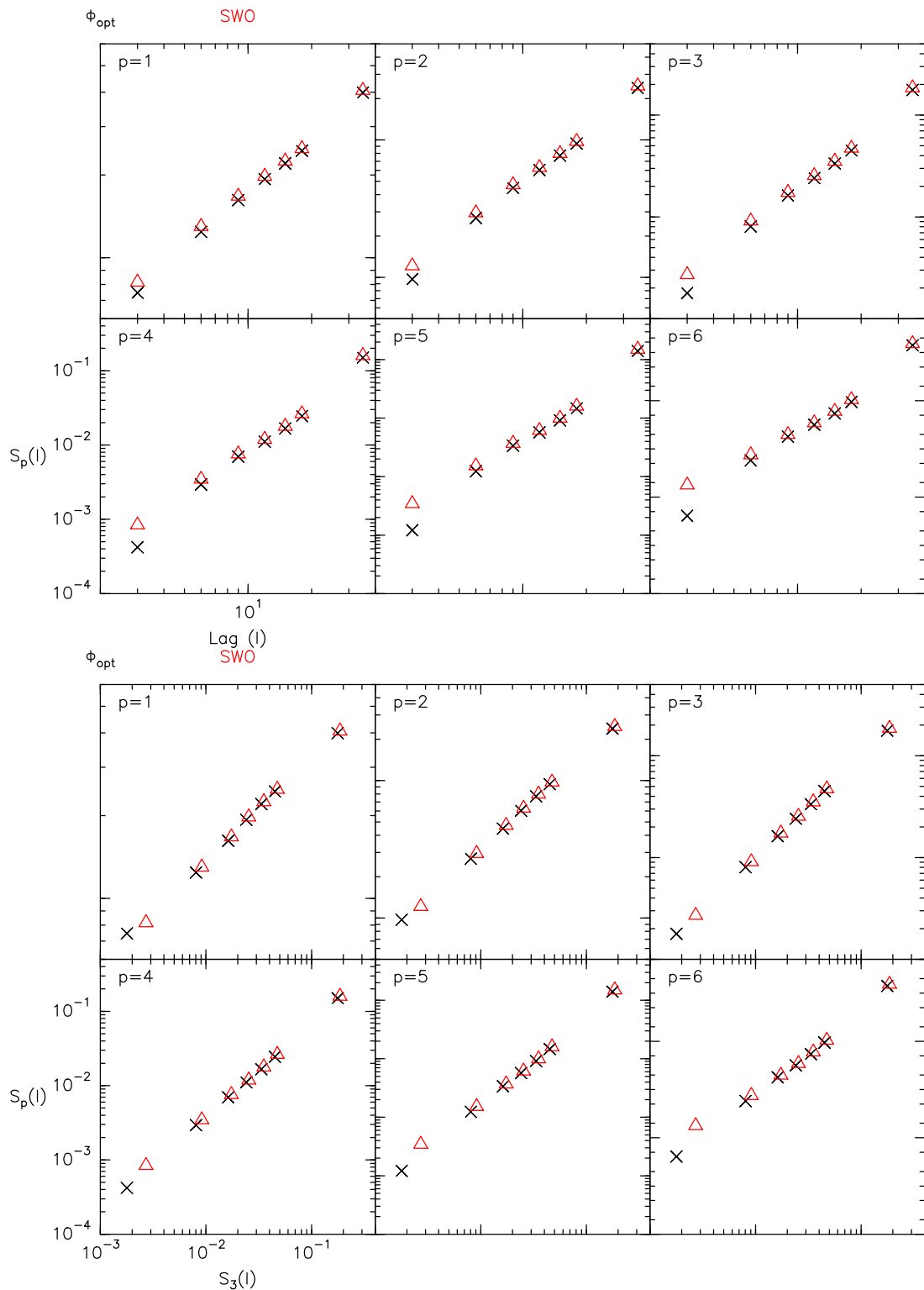


FIGURE 3.56 – Fonctions de structures $S_p(l)$ en fonction du lag (*haut*) et de $S_3(l)$ jusqu'à l'ordre $p = 6$ des données du Polaris Flare. Les $S_p(l)$ sont calculées sur les cubes pré-traités par deux méthodes différentes : la méthode SWO du code *Unveil.jl* (triangles rouges) et la méthode PCA du même code avec $\Phi_{\text{opt}} = 23$ (croix noires)

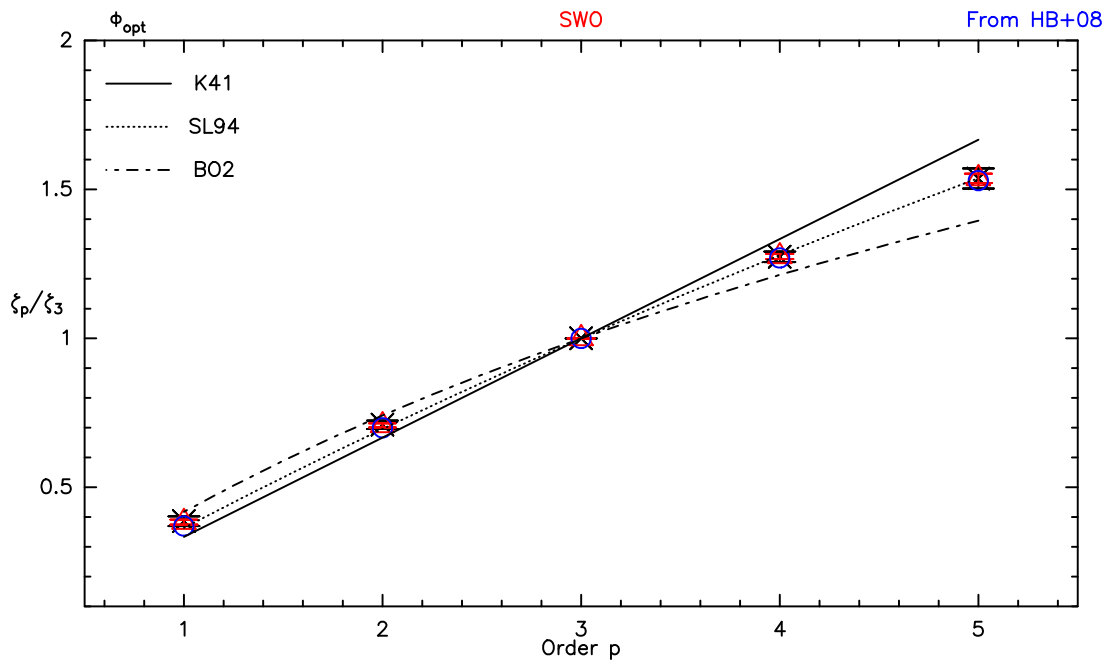


FIGURE 3.57 – Exposants des fonctions de structures jusqu’à l’ordre $p = 6$ des données du Polaris Flare. Les exposants sont extraits de cubes pré-traités par trois méthodes différentes : la méthode SWO du code *Unveil.jl* (triangles rouges), la méthode PCA du même code avec $\Phi_{\text{opt}} = 23$ (croix noir), et la méthode présentée par Pety & Falgarone (2003) (mesures extraites de Hily-Blant et al. (2008), ronds bleus). Les barres d’erreurs sont les incertitudes obtenues lors de l’ajustement sur les fonctions de structures.

facteur 1.5).

Les deux méthodes sont cependant complémentaires. Elles nous donnent accès à deux traitements indépendants supplémentaire pour un même cube d’observations. Utilisées ensemble, elles permettent d’avoir accès à une estimation de l’incertitude sur les différents paramètres étudiés. Cette citation⁹ de Wold et al. (1987) continue de parfaitement décrire une utilisation correcte de la PCA, très à propos dans notre situation, et qui a été au cœur de nos préoccupations dans le développement de ce code :

*Utiliser la PCA pour guider une investigation continue de vos données [...],
pas comme une fin en soi.*

Un des points que ce travail soumet à la vigilance de l’utilisateurice est l’étude de la convergence des fonctions de structures. En étudiant l’évolution des intégrants des $S_p(l)$, mes résultats mettent en lumière les difficultés à atteindre des ordres élevés et donc à sonder avec précision l’intermittence de la dissipation de la turbulence dans le MIS. Même une fois qu’il est certain que les intégrants ont convergés, il reste à définir l’intervalle en lags sur lequel réaliser l’ajustement. Alors que pour le moment nous prenons comme valeurs maximale le lag qui donnera le même nombre de points indépendants qu’au lag le plus faible, il serait important de développer d’autres méthodes. Ces difficultés ne sont pas insurmontables puisque des observations à plus grand champ de vue permettent

9. Traduction littérale

d'améliorer la statistique et donc de réduire nos incertitudes. Cependant, nous pouvons voir que la tâche de traitement des données est complexe et nécessite différentes approches pour pouvoir en estimer les incertitudes. Gardons à l'esprit que les régions les moins intermittentes (ailes de PDF de CVI faibles) nécessiteront moins de points de mesures, permettant alors d'atteindre des ordres plus élevés qu'ailleurs.

Enfin, nous ne pouvons pas conclure ce chapitre sans parler du langage en lui-même. J'espère avoir pu mettre en avant l'efficacité du langage *Julia*, tant dans son temps d'exécution que dans sa praticité d'utilisation. L'avantage d'avoir un langage jeune, orienté calculs hautes performances pour multi-cœurs, promet au code *Unveil.jl* de pouvoir être maintenu et amélioré encore longtemps.

Chapitre 4

Observatoires de radioastronomie

Sommaire

1	Observations par une antenne seule	133
1.1	Schéma électronique d'une antenne	134
1.2	Puissance et mesure	135
1.3	Correction de l'atmosphère	138
1.4	Cartographie <i>On-The-Fly</i>	144
2	Utilisation de l'interféromètre ALMA-ACA	150
2.1	Fonctionnement d'un interféromètre à deux antennes	150
2.2	Pondérer les visibilités	153
2.3	Echantillonnage et principe	154
2.4	Déconvolution par le <i>dirty beam</i>	155
2.5	Cartographie à grand-champ	158

Ce chapitre est consacré à la description des méthodes d'observation utilisées dans mon travail de thèse. Je détaillerai deux types d'instruments d'observation radio : les antennes single-dish dans la Section 1 et les réseaux interférométriques dans la Section 2. Ayant travaillé principalement avec des données provenant de ces deux instruments, je présenterai leur fonctionnement, la préparation des observations, les méthodes de calibration et la réduction des données. Les observations obtenues avec le single-dish seront présentées dans le Chapitre 5. Les observations interférométriques seront présentées dans le Chapitre 6.

1 Observations par une antenne seule

Les observations que nous avons menées ont été réalisées avec l'antenne de 30m de l'IRAM, située à Pico Veleta à 2850m d'altitude. On l'appellera simplement 30m par la suite. Dans cette Section, je vais présenter les principes généraux du fonctionnement de ce type d'antenne afin de contextualiser nos observations. Les informations qui y sont contenues proviennent de plusieurs sources. Tout d'abord les différentes documentations

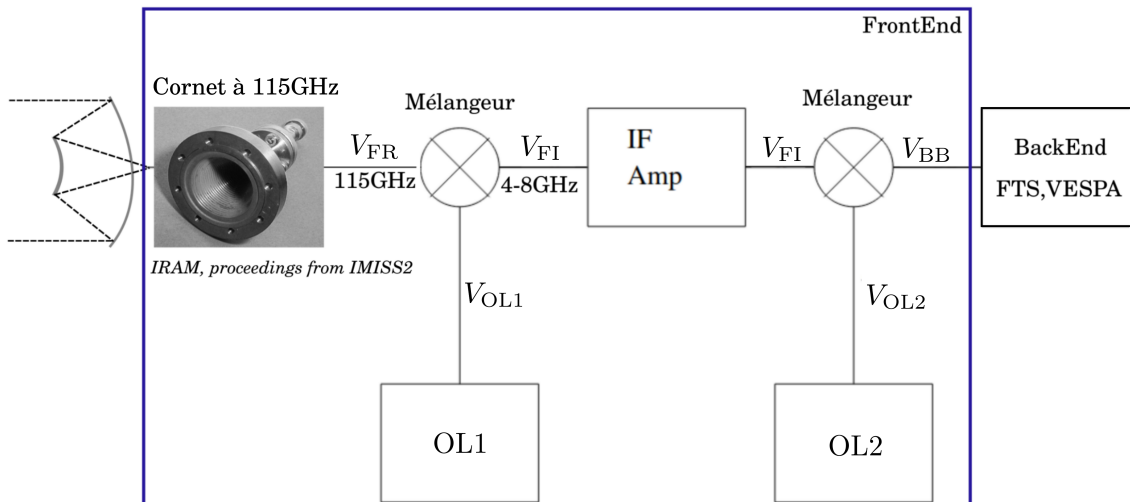


FIGURE 4.1 – Schéma de principe d'un radiotélescope à antenne unique. *Adapté d'un cours de Jayaram N. Chengalur sur le site du National Center for Radio Astrophysics.*

relatives au 30m, puis les cours d'été de l'école de l'IRAM, avec notamment le livre de proceedings de Juin 2000. Puis, le livre "Essential Radio Astronomy" de [Condon & Ransom \(2016\)](#), et enfin les cours du National Center for Radio Astrophysics ¹.

1.1 Schéma électronique d'une antenne

Les antennes de radioastronomie sont composées d'un miroir principal, d'un miroir secondaire ainsi que d'un système optique complexe transmettant l'onde jusqu'à un cornet, appelé *feed-horn*. Un exemple de cornet utilisé au 30m est présenté sur la partie gauche de la Fig. 4.1. Le principe du cornet et de transposer l'onde observée en un courant électrique, qui sera ensuite propagé dans un circuit complexe permettant sa conversion à une fréquence plus faible. Le signal radio que l'on souhaite mesurer étant très faible (de l'ordre du fW), il est nécessaire de l'amplifier. Cependant, les amplificateurs de hautes performances (peu d'apport de bruit et stables) fonctionnant à fréquence faible, ce circuit doit convertir le signal à une fréquence adaptée.

Suivons le chemin (simplifié) que va prendre le signal arrivant dans une antenne grâce à la Fig. 4.1. Dans ce schéma, le courant électrique transformé par le cornet est noté V_{FR} (en Volt), FR signifiant fréquence radio. Notant ν_{FR} la fréquence du signal, ϕ_{FR} sa phase et A_{FR} son amplitude, on définit la tension par :

$$V_{FR}(t) = A_{FR} \sin(2\pi\nu_{FR}t + \phi_{FR}) \quad (4.1)$$

Le signal est ensuite mélangé avec une onde oscillante, appelée oscillateur local, dont la fréquence doit être proche de celle du signal. La tension de cette onde est de même

1. <http://www.gmrt.ncra.tifr.res.in/doc/Lectures/>

type :

$$V_{OL}(t) = A_{OL} \sin(2\pi\nu_{OL}t + \phi_{OL}) \quad (4.2)$$

Le mixage est réalisé avec ce que l'on appelle un mélangeur. Il superpose les deux signaux de la manière suivante :

$$V_{\text{mix}}(t) = a_0 + a_1(V_{FR} + V_{OL}) + a_2(V_{FR} + V_{OL})^2 + \dots \quad (4.3)$$

Le terme qui nous intéresse ici est le terme d'ordre 2, les autres étant supprimés plus tard par des filtres :

$$V_{\text{mix}}(t) = \dots + a_2V_{FR}^2 + 2a_2V_{FR}V_{OL} + a_2V_{OL}^2 + \dots \quad (4.4)$$

Les termes $V_{FR}^2 = A_{FR}^2 \sin^2(2\pi\nu_{FR}t + \phi_{FR})$ et $V_{OL}^2 = A_{OL}^2 \sin^2(2\pi\nu_{OL}t + \phi_{OL})$ de hautes fréquences, seront supprimés par un filtre passe-bas. Le résultat est que la fréquence du signal FR est déplacée autour d'une fréquence intermédiaire notée IF via : $\nu_{FR} = \nu_{IF} \pm \nu_{OL}$. Ce résultat se retrouve dans les termes croisés :

$$\begin{aligned} 2a_2V_{FR}V_{OL} &= 2a_2A_{FR}A_{OL} \sin(2\pi\nu_{FR}t + \phi_{FR}) \sin(2\pi\nu_{OL}t + \phi_{OL}) \\ &= 2a_2A_{FR}A_{OL} [\cos(2\pi\nu_{FR}t + \phi_{FR} - 2\pi\nu_{OL}t - \phi_{OL}) - \cos(2\pi\nu_{OL}t + \phi_{OL} + 2\pi\nu_{FR}t + \phi_{FR})] \\ &= a_2A_{FR}A_{OL} [\cos(2\pi t(\nu_{FR} - \nu_{OL}) + \phi_{FR} - \phi_{OL}) - \cos(2\pi t(\nu_{FR} + \nu_{OL}) + \phi_{FR} + \phi_{OL})] \end{aligned} \quad (4.5)$$

Le récepteur au 30m peut ensuite filtrer le signal et récupérer les deux fréquences $\nu_{FR} - \nu_{OL}$ et $\nu_{FR} + \nu_{OL}$. Ce type de réception est appelé *2 Side Band*, à la différence du récepteur *Double Side Band* qui va superposer les signaux obtenus aux deux fréquences sans pouvoir les différencier.

Dans le schéma (Fig. 4.1), le signal est alors amplifié (*IF Amp*) puis mélangé à nouveau avec une fréquence de référence différente afin d'ammener le signal à des fréquences exploitables par les spectromètres digitaux. Cette fois-ci, on utilise une onde de fréquence presque nulle, qui est appelée *Bande de Base (BB)*. Les spectromètres sont appelés *BackEnd*, en opposition aux éléments précédents qui forment ensemble le *FrontEnd*. J'ai pu utiliser au 30m, en parallèle, le *Fast Fourier Transform (FTS)* et le *Versatile Spectrometric and Polarimetric Array (VESPA)*. Le premier nous a permis d'atteindre une résolution spectrale de 0.1km/s (soit 50kHz). Quant à VESPA, nous avons atteint une résolution spectrale de 0.05km/s (soit 20kHz).

1.2 Puissance et mesure

On appelle diagramme de rayonnement ou diagramme d'antenne la réponse de l'antenne, présenté dans la Fig. 4.2 dans 3 systèmes de coordonnées. Il représente la puissance angulaire qu'une antenne émet, et est valable aussi en réception d'après le théorème de réciprocité. En coordonnées polaires à 3 dimensions (Fig. 4.2.a), les lobes visibles sont proportionnels à l'intensité de l'antenne dans une direction donnée : $P(\theta, \phi, r)$. Le maximum correspond au lobe principal, tandis que les lobes plus petits sont des lobes dits secondaires séparés d'une intensité nulle. On peut représenter ce diagramme en 2 dimen-

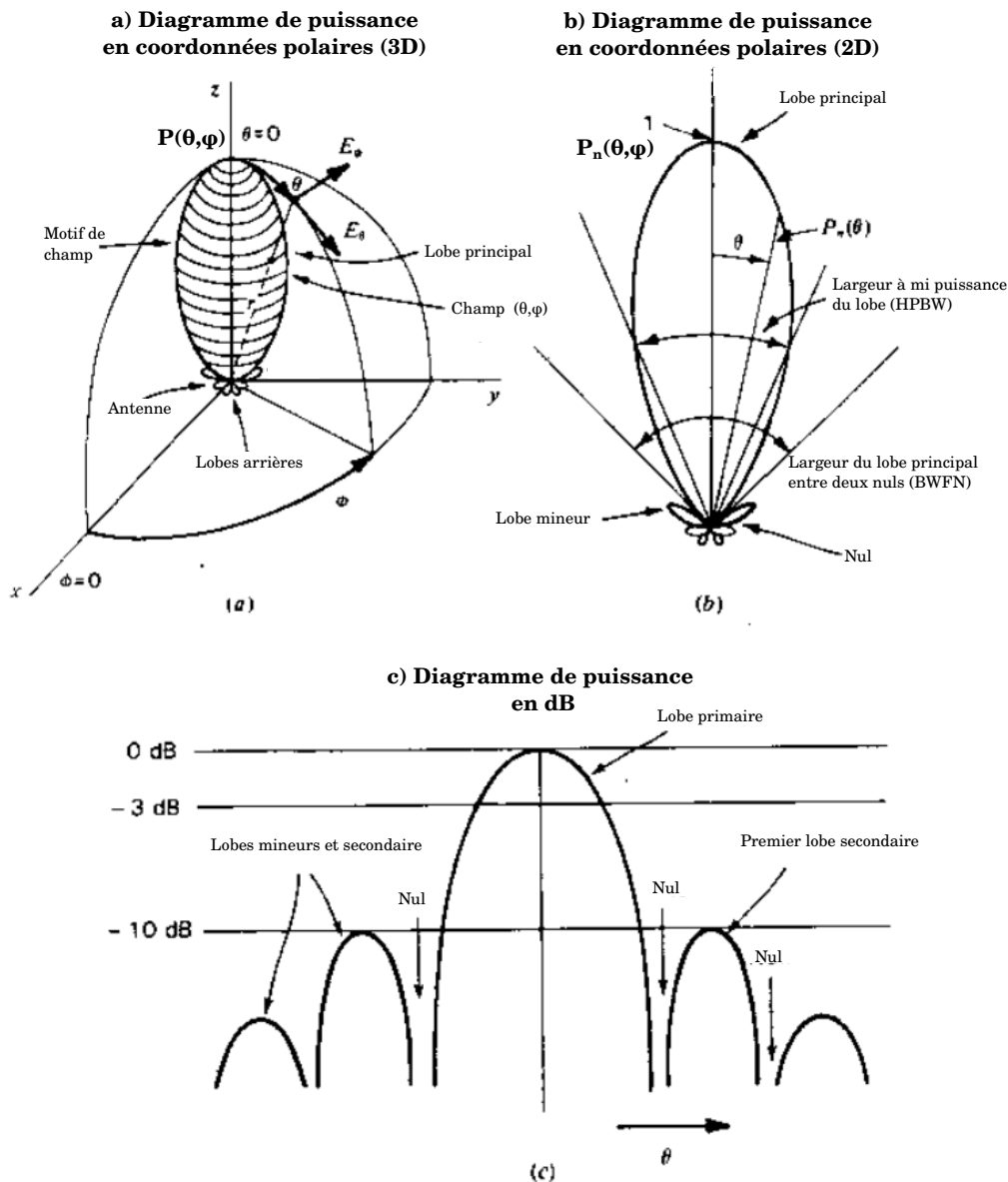


FIGURE 4.2 – Diagramme de rayonnement d’une antenne. (a) Diagramme de rayonnement dans un système de coordonnées polaires (r, θ, ϕ) autour de l’antenne. (b) Diagramme de rayonnement de puissance dans le système de coordonnées polaires en 2 dimensions de l’antenne. (c) Diagramme de rayonnement de l’antenne en décibel logarithmique. Adapté de Kraus (1988).

sions via une coupe : c’est le diagramme de la Fig. 4.2.b où cette fois-ci la puissance est normalisée : $P_n(\theta, \phi)$. Enfin, afin de mettre en avant les valeurs nulles, on peut aussi le représenter en décibels logarithmiques : $dB = 10 \log_{10} P_n(\theta, \phi)$.

Cette forme singulière de diagramme de rayonnement provient de la forme d’une antenne. On peut représenter l’arrivée d’une onde lointaine sur une antenne de la même manière que n’importe quelle onde arrivant au niveau d’une ouverture. On simplifie le schéma de l’intensité incidente à celui d’une intensité en 2 dimensions, homogène le long de l’ouverture de l’antenne, puis à une intensité nulle aux bords provoquée par les bords

abrupts de l'antenne. L'onde dans le plan de Fourier est alors la transformée de Fourier de l'onde incidente. Pour une telle onde, si le schéma d'ouverture était parfait, sa transformée de Fourier conduirait à une tâche d'Airy. Dans la réalité, l'antenne n'étant pas un schéma parfait, la transformée est la fonction de Bessel d'ordre 1 notée J_1 .

Le lobe principal est extrêmement important car il détermine la résolution angulaire d'une antenne. Notant λ la longueur d'onde, et D le diamètre de l'antenne, la largeur à mi-hauteur (θ_{HPBW}) de ce lobe a été caractérisée par [Kramer et al. \(2013\)](#) pour le 30m et s'exprime :

$$\theta_{\text{HPBW}} [\text{rad}] \sim 1.22 \times \frac{\lambda}{2.6 \times 10^{-3} [\text{m}]} \frac{30 [\text{m}]}{D} = 1.0 \times 10^{-4} \text{rad} = 21.8'' \quad (4.6)$$

Le calcul est ici réalisé à la longueur d'onde de la transition $^{12}\text{CO}(1-0)$. En optique, la résolution des observations est limitée par les effets atmosphériques, tandis que le domaine radio n'est limité que par les effets de diffraction : la résolution d'une observation est seulement limitée par la taille de l'antenne. Les meilleures résolutions possibles sont donc atteintes avec des antennes plus grandes ou avec des interféromètres.

On exprime l'aire effective de l'antenne A_e comme étant sa capacité à récolter une onde électromagnétique. Une antenne n'est sensible qu'à une polarisation à la fois, donc la puissance mesurée par l'antenne P_ν est toujours plus faible pour une source non polarisée que pour une source polarisée dans le même sens que la polarisation à laquelle l'antenne est sensible. La puissance s'exprime en fonction de A_e mais aussi de S_ν , la densité de flux total traversant l'antenne :

$$P_\nu [\text{J}] = \frac{1}{2} A_e [\text{m}^2] S_\nu [\text{J.m}^{-2}] \quad (4.7)$$

On définit par praticité le paramètre de température d'antenne T_A correspondant à la température d'une résistance dont la puissance produite par unité de fréquence est égale à celle reçue par l'antenne. Ce n'est donc pas une mesure de la température physique de l'antenne. Elle s'exprime à l'aide de la constante de Boltzmann k_B :

$$T_A [\text{K}] = \frac{P_\nu [\text{J}]}{k_B [\text{J.K}^{-1}]} \quad (4.8)$$

La combinaison des équations 4.7 et 4.8 nous donne :

$$T_A [\text{K}] = \frac{A_e S_\nu}{2k_B} \quad (4.9)$$

La calibration de l'antenne peut être réalisée par la mesure de la puissance reçue par l'antenne face à des résistances de températures données. C'est le principe de calibration d'amplitude : on cherche à trouver la relation entre la tension produite par le cornet et la température. À une fréquence fixée, cette relation est linéaire et on appelle gain sa pente. Au 30m de l'IRAM, 3 mesures sont réalisées (valeurs obtenues lors de nos observations de décembre 2021) : *cold*, $\sim 34\text{K}$ par mesure sur de l'azote liquide, *hot*,

$\sim 294\text{K}$ par mesure dans la cabine contenant les instruments, et $sky \sim 276\text{K}$ par une mesure du ciel. Considérant que le gain ne change pas radicalement sur une bande en fréquence observée, ces mesures permettent à la fois d'obtenir le gain, mais aussi d'avoir accès à des caractéristiques de l'atmosphère telles que son opacité et la Vapeur d'Eau Précipitable (PWV). La mesure de la puissance d'une résistance R est fonction à la fois de la température de la résistance T_R et de la température du système T_{sys} que l'on cherche à mesurer : $P_R = g(T_R + T_{\text{sys}})$. Cette température du système prend en compte la température produite par les éléments électroniques (mixeur, amplificateurs), par les éléments structurels de l'antenne (lobes secondaires, diffraction de l'armature du miroir secondaire) et de la température du ciel. Avec deux résistances *hot* et *cold*, on peut calculer le rapport des puissances reçues et ainsi obtenir :

$$Y = \frac{(T_{\text{hot}} + T_{\text{sys}})}{(T_{\text{cold}} + T_{\text{sys}})} \quad (4.10)$$

Isolant T_{sys} on obtient :

$$T_{\text{sys}} = \frac{(T_{\text{hot}} + YT_{\text{cold}})}{Y - 1} \quad (4.11)$$

Connaissant les températures des deux résistances et ayant mesuré le rapport des puissances reçues de chacune, on peut obtenir la température du système. Connaissant maintenant la température du système, on peut obtenir le gain.

La température présentée Eq.4.8 doit être corrigée de l'absorption atmosphérique à la fréquence considérée via l'opacité τ_ν . Ainsi, on note la température corrigée $T_A^* = T_A \exp(\tau_\nu)$. L'opacité est estimée à partir d'un modèle d'atmosphère multi-couches. Une seconde correction permet de prendre en compte les lobes secondaires et les déformations du miroir principal afin d'obtenir la température du lobe principal :

$$T_{\text{MB}} = T_A \frac{F_{\text{eff}}}{B_{\text{eff}}} \quad (4.12)$$

Le paramètre B_{eff} est le rendement du lobe principal, soit le rapport de l'angle solide du lobe principal par l'angle solide total couvert par l'antenne. Le paramètre F_{eff} est le rendement de lobe avant, soit la puissance effectivement reçue par l'antenne. Pour estimer ce paramètre, l'antenne réalise plusieurs mesures à élévations variables. Faisant l'hypothèse que les lobes secondaires mesurent en fait la température de la cabine instrumentale fixée à température constante, seule la puissance du lobe primaire varie. Au 30m, ces paramètres sont connus et tabulés.

1.3 Correction de l'atmosphère

1.3.1 Méthodes de soustraction de l'atmosphère

L'atmosphère ne transmet pas la totalité de l'émission d'une source radio. La part de transmission est dépendante des conditions météorologiques, et est corrigable via le processus de calibration d'amplitude présenté plus haut. Cependant, elle est aussi émettrice

aux fréquences radio, qui peuvent être corrigées grâce à différentes méthodes d'observation. Via la loi de Stefan-Boltzmann la température de l'atmosphère variant entre -90 et 15°C (Thompson, 1998), la puissance émise par unité de surface varie de 10^9 à 10^{10} W/m². Pour comparaison, les sources que nous avons étudié émettent un flux de l'ordre du Jansky par lobe principal ($1\text{Jy} = 10^{-26} \text{ WHz}^{-1}\text{m}^{-2}$), soit environ 1×10^{-17} W/m² à 115 GHz pour un beam d'environ 77". Il existe donc environ 27 ordres de grandeur à corriger pour pouvoir observer les sources. Au 30m, 3 méthodes sont proposées, qui consistent toutes à soustraire de l'observation scientifique l'émission de l'atmosphère. On appelle ce procédé *ON-OFF*, *ON* pour la source et *OFF* pour la position ne contenant que de l'atmosphère.

Position switching Cette méthode effectue un changement de pointage d'observation, appelée *position switching* en anglais. La position *OFF* est ici une position de référence à laquelle on accède par déplacement de l'antenne. L'atmosphère pouvant varier rapidement spatialement et temporellement, et le déplacement de l'antenne prenant du temps, il est important de ne pas observer une région éloignée de la source; en pratique au 30m, la distance recommandée est de moins de 3600". Cette méthode n'a pas été retenue lors de nos observations.

Wobbler switching Le *wobbler switching* est une méthode qui consiste à orienter le miroir secondaire de l'antenne, permettant d'atteindre des positions *OFF* proches de la source. Par rapport au *position switching*, le gain en temps est très important, le miroir secondaire pouvant changer d'inclinaison plus rapidement que ce que demande le déplacement de l'antenne. Cependant, cette méthode n'est pas adaptée à des observations de sources étendues.

Frequency switching Au lieu d'observer des régions *OFF* dans l'espace, la méthode de changement de fréquence (appelée *frequency switching*) réalise un *ON-OFF* dans l'espace des fréquences. Cette méthode est illustrée dans la Fig. 4.3, où les spectres représentés ne correspondent à aucune observation réelle et ne servent qu'à illustrer la méthode. Étant la méthode que nous avons choisi, je vais la détailler à l'aide de cette Figure.

J'y présente des spectres en fonction de canaux digitaux tels que les détecteurs les enregistrent. Les spectres sont formés de deux gaussiennes superposées, dont les caractéristiques sont similaires aux spectres observés dans la Pipe en ¹²CO, soit une largeur d'environ 4MHz. L'intensité maximale est de l'ordre de 2K. Pour convertir les fréquences en canaux, on prend la même résolution que celle obtenue avec VESPA, à savoir 20kHz.

On suppose vouloir observer une raie d'émission à $\nu_0 = 115.271$ GHz (transition ¹²CO(1-0)) à l'aide d'un changement de fréquence égal à $f_{\text{throw}} = 3.9$ MHz (panneau a). Les récepteurs sont décalés de manière à déplacer la raie d'émission de la source. Ce déplacement en fréquence est très faible, typiquement de l'ordre de quelques MHz, valeur contrainte notamment par l'évolution avec la fréquence de la relation tension et température d'antenne. Un récepteur est décalé suivant $\nu_0 - f_{\text{throw}}$ (panneau b1), l'autre suivant $\nu_0 + f_{\text{throw}}$.

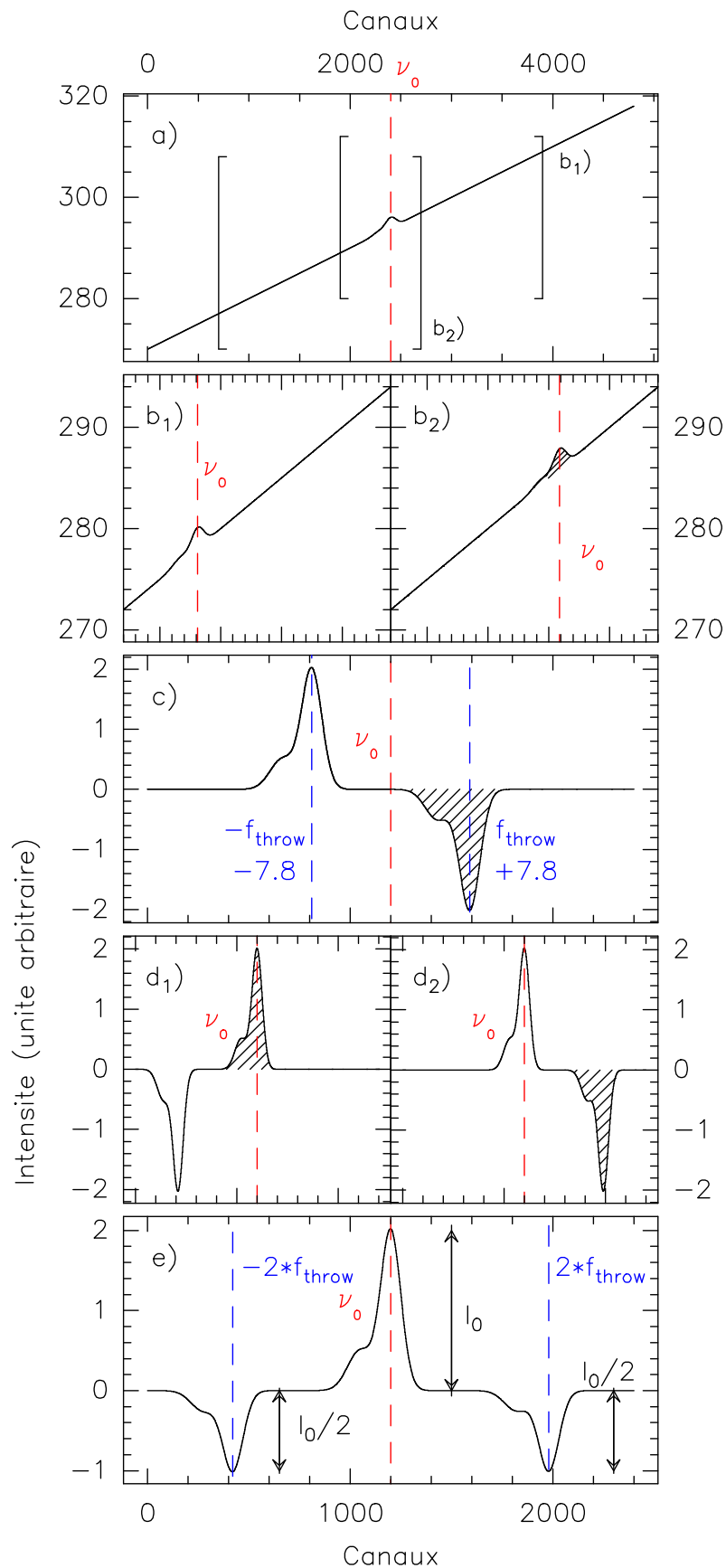


FIGURE 4.3 – Illustration de la méthode de frequency switching. Les spectres sont affichés en fonction des canaux mesurés par les récepteurs. Les encadrements b_1 et b_2 de la figure a correspondent aux canaux observés par les récepteurs après déplacement en fréquence (soit b_1 et b_2). La figure $c = b_1 - b_2$. Puis $d_1 = -1 \times c$ et subit un décalage de $+f_{throw}$. Puis $d_2 = c$ et subit un décalage de $+f_{throw}$. Enfin, $\frac{1}{2}(d_1 + d_2)$.

Je distingue les détections de chaque récepteur en hachurant l'un des deux pour la suite de cette explication.

Une fois les mesures effectuées, la soustraction des spectres b_1) et b_2) donne un spectre à deux composantes, visible en c). Une composante est négative et se trouve à $-f_{\text{throw}}$, l'autre est positive à $+f_{\text{throw}}$. Par cette étape, on supprime l'émission ambiante (c'est-à-dire la pente) et on ne conserve que les signaux que l'on cherche.

Dans la figure d_1), on multiplie le spectre précédemment obtenu par -1 et on déplace le spectre de $+f_{\text{throw}}$. La composante négative précédemment située à $-f_{\text{throw}}$ se trouve maintenant à ν_0 (pointillé rouge). La figure d_2 montre une autre copie du spectre c) mais décalée de $-f_{\text{throw}}$, plaçant la composante précédemment à $+f_{\text{throw}}$ en ν_0 (pointillé rouge).

L'étape finale consiste à moyennner d_1) et d_2) pour obtenir le spectre e). Cette moyenne a pour résultat de centrer et de moyennner deux observations d'un même signal à la fréquence voulue. On se retrouve alors avec deux composantes négatives de moins grande intensité, à $\pm 2f_{\text{throw}}$, appelées des fantômes (*ghosts*).

Un désavantage du *frequency switching* réside dans le fait que les lignes de base obtenues sont moins bonnes qu'avec les autres méthodes. Cependant, l'antenne passe tout le temps d'observation sur la source astrophysique : on double donc le temps passé à observer la source.

1.3.2 La raie mésosphérique

La molécule de CO étant présente dans l'atmosphère, elle peut créer des confusions dans l'identification de sources astrophysiques via ce que l'on appelle la raie mésosphérique. L'observation des isotopes du CO peut donc se compliquer, d'autant plus si on utilise le *frequency switching*, car la raie mésosphérique produira deux fantômes, de la même manière que la source astrophysique observée. Heureusement, il est possible de prévoir sa position et ses fantômes et ainsi d'adapter les observations si certaines informations sont connues en amont. S'il n'est pas possible d'observer sans que la raie mésosphérique ne pollue les observations, il est néanmoins possible de la corriger.

Prévoir sa position On définit le **LSR** (ou *Local Standard of Rest*) comme le référentiel dont l'origine est au niveau du Soleil et qui se déplace autour du centre galactique. Il comprend donc les objets dans le voisinage du Soleil se déplaçant dans la Galaxie à une vitesse semblable. Prenant en compte la vitesse de l'observatoire (c'est-à-dire la Terre) par rapport au barycentre du système solaire (OBS/B) et la vitesse de ce barycentre par rapport au **LSR**, (B/LSR), on peut déterminer la vitesse de l'observatoire par rapport au **LSR** : $\text{OBS/LSR} = \text{OBS/B} + \text{B/LSR}$. Cette vitesse dépend de la position de la source observée (principalement de son élévation) et change donc au cours du temps, comme on peut le voir Fig. 4.4. Cette figure présente la vitesse OBS/LSR de deux positions dans le ciel, correspondants à des position de la Pipe Nebula (noir courbe pleine) et du Polaris Flare (bleu courbe pointillée). La raie mésosphérique prend son origine dans le surpeuplement de la molécule de CO présente dans l'atmosphère, la vitesse à laquelle

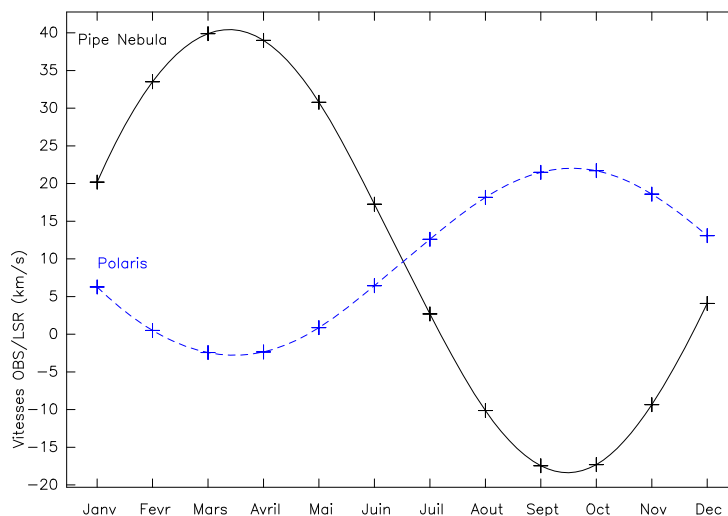


FIGURE 4.4 – Vitesse de l’observatoire par rapport au [Référentiel au Repos Local \(LSR\)](#) au cours de l’année pour deux positions : un point de la Pipe Nebula (RA,Decl)=(J2000 17:28:49.98 -26:18:37.89) et un point du Polaris Flare (RA,Decl)=(J2000 02:00:06.087:42:04.1). Les points sont calculés pour chaque premier jour du mois de l’année 2022. Calculs réalisés avec le logiciel ASTRO (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>).

l’observatoire la mesure est donc assimilable à la vitesse de l’observatoire par rapport au [LSR](#), soit $v_{\text{meso}} = v_{\text{OBS/LSR}}$. Ainsi, on peut voir par exemple que l’observation de la Pipe Nebula produit une raie mésosphérique à environ -18 km/s en septembre et 5 km/s en décembre.

La Fig. 4.5 permet de voir l’influence de la date d’observation sur la position de la raie mésosphérique. En ne regardant que la première ligne, on voit l’observation simulée d’un signal astrophysique en noir et hachuré dont la vitesse par rapport au [LSR](#) est de l’ordre de 5 km/s. On voit en bleu une observation simulée de la raie mésosphérique observée sur 3 jours différents, lui donnant une vitesse différente : 45km/s, 25km/s et 5km/s. La simulation en noir n’est pas contaminée ici par la raie mésosphérique : on décorrèle les deux pour aider à la compréhension, mais en pratique les deux courbes s’ajoutent. Cette addition est présentée dans la seconde ligne. Pour ces trois observations, le décalage en fréquence est à 7.8MHz.

Le cas de gauche (OBS/LSR=45km/s) est une situation acceptable. Le signal voulu est certes modifié par la raie mésosphérique, mais la position de la raie mésosphérique à 45km/s lui octroie un fantôme à $45+2 \times v_{\text{throw}}$, soit à 85.6km/s. Le signal astrophysique ne s’étendant pas à cette vitesse, le fantôme est libre de tout signal. Connaissant le fonctionnement du *frequency switching*, il est possible de corriger le fantôme qui pollue le signal astrophysique à 5 km/s. La situation suivante (OBS/LSR=45km/s) est presque idéale : il n’y a aucune interaction de la raie mésosphérique avec le signal astrophysique. Cependant, la raie mésosphérique pollue les canaux de bruits qui sont utiles lors de la réduction des données (voir Section 1.4.3). Le dernier cas à OBS/LSR=5km/s est critique, il ne permet pas de corriger les observations de la raie mésosphérique : les deux fantômes sont perdus

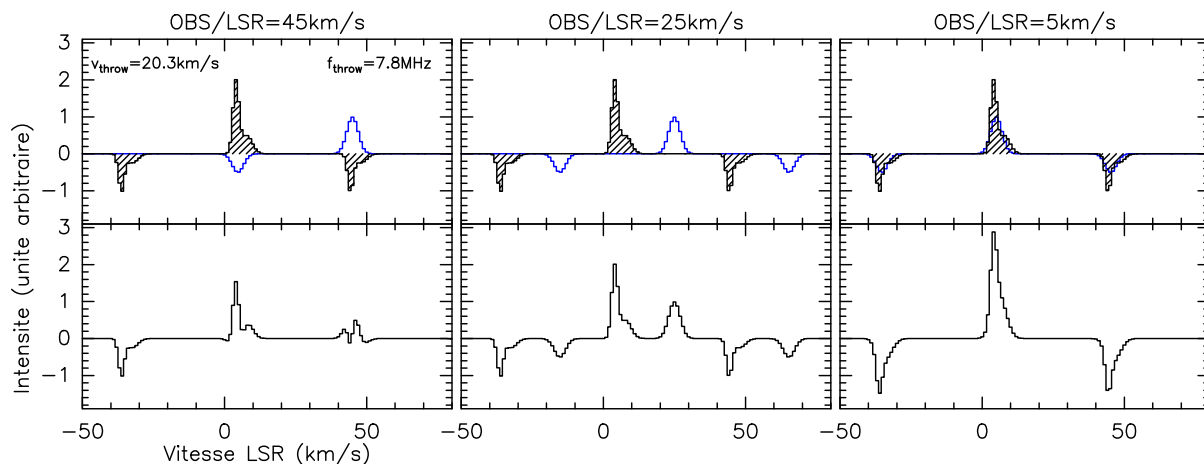


FIGURE 4.5 – Effet de la position de la raie mésosphérique sur le signal observé. La vitesse de l’observatoire par rapport au LSR est donnée en haut de chaque colonne ; chaque colonne est donc un nouveau jour d’observation (voir Fig. 4.4). La première ligne montre une simulation de source astrophysique en noir hachuré et en bleu une simulation de raie mésosphérique à plusieurs positions. Les deux signaux sont ici décorrélés. La somme des deux signaux est visible dans la deuxième ligne, qui représenterait l’observation réelle de la configuration du dessus. Le décalage en vitesse est choisi à 20.3 km/s, correspondant à un décalage en fréquence de 7.8 MHz ; on remarque bien l’écart entre le signal et chaque fantôme égal à 2 fois le décalage en vitesse.

dans les ailes des fantômes du signal et la raie elle-même est dans le signal. Le signal est complètement corrompu.

Correction de la raie mésosphérique Dans la première et la seconde situation, il est possible de corriger le signal de la raie mésosphérique. Afin d’explicitier cette situation, je vais m’appuyer sur l’exemple de nos observations de la Pipe Nebula. La Fig. 4.6 présente les différentes étapes.

Pour les champs concernés par une pollution par la raie mésosphérique, on fait une moyenne des spectres observés entre deux calibrations. La moyenne permet d’obtenir un **Signal-To-Noise ratio (SNR)** correct sur les fantômes de la raie mésosphérique : de notre expérience, on cherche un **SNR** de 15 au minimum. Dans la figure a), le signal de la raie mésosphérique est identifié par un trait pointillé rouge. Son signal est à environ 19 km/s, position attendue grâce à la Fig. 4.4 pour une observation fin décembre/début Janvier. Ses fantômes sont visibles à environ 28 km/s et 10 km/s (pointé par une flèche rouge). En se focalisant sur la région du fantôme, on peut lui ajuster une gaussienne afin d’obtenir ses paramètres : c’est la courbe bleue dans la figure b). Afin de vérifier que l’ajustement fonctionne correctement, on peut voir les résidus dans la figure d). Il suffit ensuite seulement de soustraire cette gaussienne des spectres. Si on le fait sur le spectre moyenné, on obtient la figure c).

Dans cet exemple, la raie mésosphérique impacte les fantômes du signal astrophysique. Sa correction permet d’obtenir davantage de canaux de vitesses, permettant de réaliser un meilleur ajustement de la ligne de base du spectre. La raie mésosphérique peut compliquer

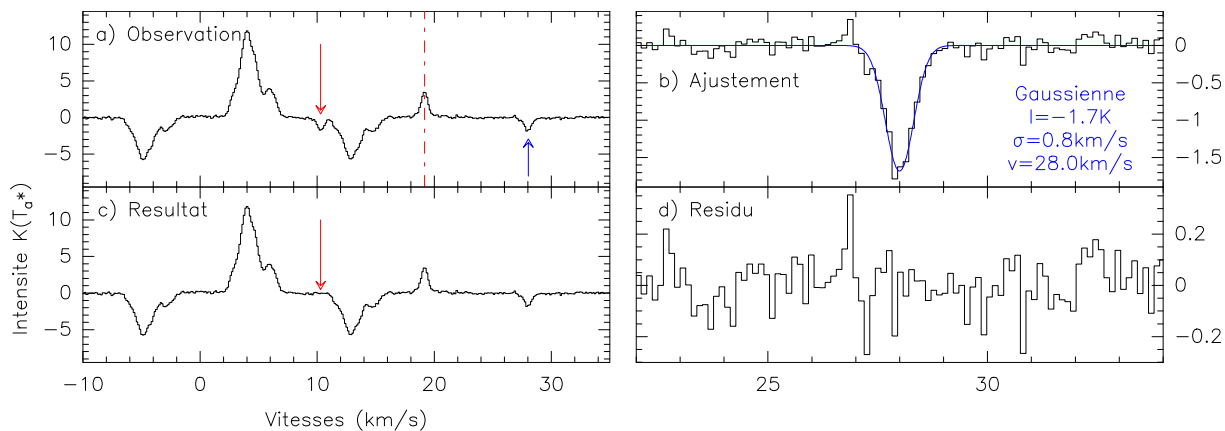


FIGURE 4.6 – Étapes de correction de la raie mésosphérique. En pointillé rouge se trouve la position de la raie mésosphérique. Le fantôme qui sera corrigé est indiqué par une flèche rouge pointant vers le bas, tandis que celle utilisée pour obtenir les paramètres de l’ajustement est indiquée par une flèche bleue pointant vers le haut. La figure a) montre la moyenne des spectres. La b) montre l’ajustement sur un fantôme de la raie mésosphérique en bleu ainsi que les paramètres obtenus. La figure d) montre les résidus de cet ajustement. La figure c) montre le résultat de la figure a) auquel est soustrait l’ajustement de la figure b).

les observations si certaines valeurs de f_{throw} ne sont pas atteignables pour des raisons instrumentales. Cependant, elle est prévisible et son impact anticipable.

1.4 Cartographie *On-The-Fly*

La méthode *On-The-Fly mapping*, ou OTF-map permet d’étudier l’évolution spatiale de la cinématique d’une région entière. Pour une référence sur son application au 30m, je renvoie la lectrice à l’étude de [Ungerechts et al. \(2000\)](#). Cette méthode est adaptée pour l’étude de régions étendues d’émission. Le principe général est de balayer une région du ciel souhaitée à vitesse constante. Une illustration du procédé est présentée dans la Fig;4.7. Supposons que l’on souhaite observer une région carrée de taille $L \times L$. Les scans se font d’abord dans une direction, par exemple à élévation constante (flèches grises). Arrivée au bord du champ, l’antenne se déplace dans une direction orthogonale pour effectuer un scan dans l’autre sens mais dans la même direction. Une fois la carte balayée complètement dans une direction, l’antenne réalise le même procédé mais dans la direction orthogonale, donc dans notre exemple à altitude constante (flèches noires). L’application de cette méthode pose plusieurs contraintes qu’il faut connaître et estimer avant de débiter les observations.

1.4.1 Contraintes de la méthode *OTF*

L’une des premières contraintes s’exprime par la nécessité de réaliser des balayages orthogonaux. Sans ce double balayage, des artefacts linéaires peuvent apparaître qui sont typiques du mouvement dans une direction de l’antenne. La moyenne des observations

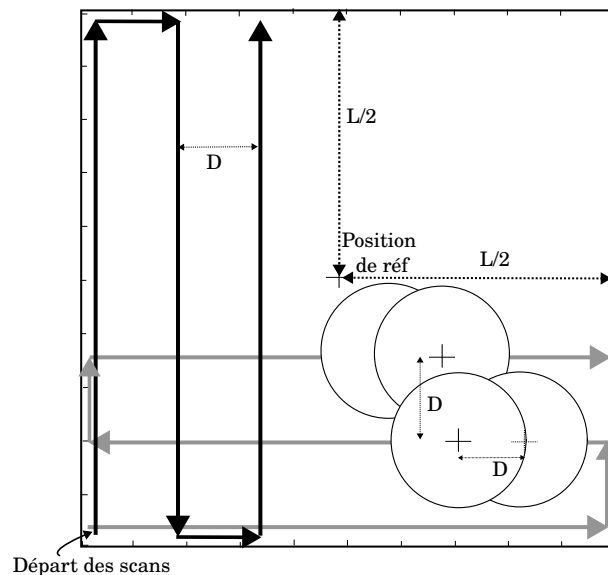


FIGURE 4.7 – Schématisation d’une cartographie *On-The-Fly*. La position de référence de la source se situe au centre de la carte de taille $L \times L$. Dans notre cas, nous commençons par des scans horizontaux (flèches grises), dans un sens puis, plus haut, dans l’autre sens. Ensuite, en repartant de l’origine, on réalise des scans verticaux donc dans une direction orthogonale aux scans précédents. Le beams est représenté par des cercles blancs, séparés horizontalement et verticalement d’une distance respectant un échantillonnage de Nyquist.

réalisées dans les deux directions réduit l’apparition de ces artefacts.

Il n’est pas rare de ne pas pouvoir observer l’entièreté de la région souhaitée, que ce soit pour des raisons matérielles ou météorologiques. Il est donc important de la découper, le point crucial étant de sécuriser un maximum de données, c’est-à-dire d’être certains qu’un maximum de morceaux de la région soient exploitables. Pour cela, il faut s’assurer que les balayages orthogonaux soient réalisés dans un temps proche, afin de ne pas subir une variation trop grande des propriétés de l’atmosphère : on divise donc la carte pour diviser le risque. Aussi, il faut s’assurer de faire les étapes de calibrations dans les temps recommandés, sans couper le cours des observations.

Deux étapes de calibrations sont nécessaires. La première est la calibration en amplitude, dont on a discuté plus haut, permettant d’obtenir le facteur de conversion entre la tension et la température. Cette étape prend 1 minute environ et doit être réalisée toutes les 12 à 15 minutes. La seconde permet d’ajuster la précision de pointage de l’antenne. Elle se fait grâce à l’observation d’une source à faible taille angulaire en comparaison de celle du lobe primaire de l’antenne, de position connue précisément et qui est suffisamment forte en intensité. Pour réaliser le pointage, l’antenne observe cette source pendant environ 1 minute. Comme on observe une source de taille angulaire faible devant la taille du lobe, le résultat doit être une gaussienne. Dans le cas contraire, la position de l’antenne doit être compensée (ou la calibration refaite). La source étudiée pour le pointage n’est pas toujours proche du champ d’étude. On souhaite donc le faire le moins souvent possible afin de ne pas perdre de temps d’observation par le déplacement de l’antenne. Il est recommandé de réaliser un pointage au bout d’1 à 2h d’observations, adaptable suivant la position

de la source scientifique puisque le paramètre influant majoritairement dans le résultat du pointage est celui de l'épaisseur d'atmosphère traversé : lorsque la source scientifique change fréquemment d'élévation, l'épaisseur d'atmosphère que le rayonnement parcourt change et par conséquent le pointage n'est plus adapté. Dans le cas de nos observations, notre source se trouvant très basse sur l'horizon, l'élévation changeait peu, permettant de réaliser un pointage toutes les 2h sans changement conséquent. L'étape de pointage peut prendre jusqu'à plusieurs minutes si l'atmosphère est très instable, demandant alors de réaliser plusieurs pointages d'un peu plus d'une minute chacun.

La carte est produite en balayant la région dans deux directions orthogonales. Dans notre cas, le point de départ de ces balayages se situe dans le coin inférieur gauche de la carte que l'on souhaite réaliser. Pour chaque carte, il est nécessaire de donner sa position centrale à l'antenne ainsi que les offsets. Si on n'utilise pas qu'une seule position de référence pour réaliser l'ensemble des cartes souhaitées mais bien une position par carte, c'est à cause de l'effet Doppler. Une antenne observe le ciel à une fréquence fixée qui se trouve décalée par la rotation de la Terre. La correction de cet effet est fonction de la position de la source dans le ciel, du temps et de la position du télescope. Plus l'antenne observe une région éloignée de la source de référence qui lui est donnée, plus la correction est fautive. Un exemple est donné dans [Mangum et al. \(2007\)](#) : pour le cas du télescope de 12m du NRAO, un offset de 1.4° conduit à une différence de 1.16 km/s en vitesse LSR. Cherchant à observer des différences de vitesses à travers nos cartes, n'importe quel décalage en vitesse fausserait notre analyse.

Il est important de prendre aussi en compte l'apport de complexité à la réduction des données venant d'un découpage trop important de la région d'observation. Plus la région est découpée, et plus il pourra être difficile de traiter les points de jonction entre les différentes cartes. Les champs de l'*OTF* sont ainsi choisis de manière à se superposer les uns aux autres. Cependant, comme il peut se passer plusieurs jours entre deux champs d'observations, l'atmosphère peut changer drastiquement. On peut alors voir des lignes de base très différentes entre deux champs voisins. Les champs étant à bords droits, on va voir des changements brutaux d'intensité sous la forme de striations dans ces régions de jonctions. Le processus de réduction des données doit permettre d'éviter ce phénomène en alignant les spectres à l'origine, mais la multiplication du nombre de champs de vue augmente la quantité de régions pouvant être touchées par ce problème. Les striations que l'on obtient sont appelées *stripping*, un phénomène apparaissant aussi lorsque les récepteurs ont un gain variable au cours des observations. On a pu voir que le gain est estimé lors de la calibration, on peut donc corriger cet effet en réalisant suffisamment fréquemment les calibrations.

1.4.2 Exemple avec nos observations

Dans notre cas, prenant en considération toutes ces contraintes, un compromis satisfaisant a été obtenu en travaillant avec des cartes carrées de taille $5' \times 5'$. Par estimation, ces cartes devaient prendre 54min. Pour faire cette estimation, il faut commencer par

déterminer l'échantillonnage spatial à réaliser. Comme nous n'avions pas de régions *OFF* accessibles proches de notre source, nos observations ont dû combiner la méthode *OTF* avec la méthode de décalage en fréquence. Il faut considérer que les observations doivent être prises à deux fréquences différentes. Notre changement de fréquence était de 0.5 seconde (c'est-à-dire que l'on intègre le signal pendant ce temps là à cette fréquence), il faut donc 1 seconde pour réaliser une mesure : c'est le temps d'échantillonnage, appelé *dump* et noté t_{dump} .

L'espacement entre deux mesures doit satisfaire à l'échantillonnage de Nyquist. Il doit être inférieur au **Half Power BeamWidth (HPBW)** divisé par deux, soit $21.8/2=10.4''$ à la fréquence du $^{12}\text{CO}(1-0)$ au 30m. Avec le temps d'échantillonnage à 1s et une vitesse de déplacement d'antenne à $8''/\text{s}$, on obtient un échantillonnage spatial le long du mouvement de l'antenne de :

$$D_{\text{long}}['] = \frac{1}{t_{\text{dump}}[\text{s}]} \times \frac{8}{v_{\text{scan}}[''/\text{s}]} = 8'' \quad (4.13)$$

On a bien respecté l'échantillonnage de Nyquist car $D_{\text{long}} < 10.4''$.

Prenant la taille de la région dans une dimension $L=5'$, on peut estimer le temps qu'il faut pour réaliser un balayage dans cette direction :

$$t_{\text{bal}} = \frac{300}{L[']} \times \frac{v_{\text{scan}}[''/\text{s}]}{8} = 37.5\text{s} \quad (4.14)$$

Il est nécessaire de considérer 20% de temps supplémentaire (appelé *overhead*) pour tenir compte du déplacement de l'antenne avant et après le balayage, ce qui nous emmène à 45s.

Il faut aussi calculer le nombre de balayages nécessaires afin de cartographier toute la carte, en satisfaisant à un échantillonnage de Nyquist. On choisit le même échantillonnage que dans la direction du déplacement de l'antenne à savoir $8''$, alors le nombre de balayages est égal à :

$$N_{\text{bal}} = \frac{300}{L[']} \times \frac{D_{\text{long}}[']}{8} = 37.5 \quad (4.15)$$

En arrondissant à la limite supérieure par sécurité, on a donc besoin de 38 balayages dans un seul sens. Il faut donc un total de 76 balayages pour considérer les deux axes de balayages orthogonaux. Sans tenir compte des étapes de calibrations, pour observer une carte de $5' \times 5'$, il est nécessaire d'observer pendant $N_{\text{bal}} \times t_{\text{bal}} \sim 47.5\text{min}$.

Prenant maintenant en compte qu'une calibration doit être effectuée toutes les $t_{\text{cal}} = 12\text{min}$, on peut calculer le nombre de balayages que l'antenne peut effectuer avant de devoir réaliser une calibration :

$$N_{\text{cal}} = \frac{720}{t_{\text{cal}}[\text{s}]} \frac{t_{\text{bal}}[\text{s}]}{37.5} = 19.2 \quad (4.16)$$

Arrondissant à la valeur basse par prudence, on voit qu'il est possible de réaliser 19 balayages avant de devoir réaliser une calibration. Il est donc nécessaire de faire $N_{\text{bal}}/N_{\text{cal}} \sim 2$ calibrations pour une seule orientation de scan. Ajoutant une calibration avant le premier

scan, ainsi qu'une calibration entre les changements d'orientation, on se retrouve avec 6 calibrations, soit 6 minutes à ajouter au temps nécessaire pour observer cette taille de champ.

Finalement, l'observation d'une carte de cette taille avec la méthode de changement de fréquence et en mode *OTF* demande un total estimé à 54 minutes. En réalité, ces cartes ont demandé un temps d'observation de 1h02min environ. La différence entre l'estimation et la réalité peut provenir du temps nécessaire pour que l'antenne reçoive l'ordre de changer d'activité entre *OTF* et la calibration. Aussi, lorsque l'antenne a réalisé l'ensemble des observations dans une seule direction, elle doit se déplacer de nouveau au point de départ pour réaliser les observations dans l'autre direction; en pratique, on estime ce temps à environ 1min30s. Enfin, pour les ~ 6 minutes restantes à expliquer, elles proviennent peut-être du temps que met l'antenne pour se déplacer dans la direction orthogonale au balayage précédent, afin de réaliser le balayage dans l'autre sens. Ce déplacement prend du temps et doit être réalisé autant de fois qu'il y a de balayages prévus. Le fait que les scans doivent se découper en 6 portions (pour réaliser les 6 calibrations) et que le temps restant à expliquer est de 6 minutes conduit à renforcer cette possibilité.

1.4.3 Traitement théorique des données

Comme les observations sont faites de manière continue et en mouvement, une étape du traitement des données consiste à échantillonner les données sur une grille régulière. Pour cela, on réalise une convolution par une Gaussienne dont la taille est égale au maximum à $1/3$ de la largeur du lobe primaire de l'antenne par défaut. Cette largeur de Gaussienne est une valeur recommandée pour éviter de créer de l'aliasing (Mangum et al., 2007). Dans le cube final, une longueur de la taille du lobe primaire contient au minimum 2 pixels pour satisfaire à la condition de Nyquist.

Les observations avec une antenne seule sont traitées par un processus que l'on appelle *réduction de ligne de base*. Dans l'idéal, une observation sans source devrait donner un spectre plat avec seulement du bruit. Or, le spectre reçu par l'observateur contient des ondulations à grande échelle que l'on doit supprimer, appelées aussi *ripples*. Ces ondulations sont principalement visibles lors de l'utilisation du mode *frequency switching*.

L'origine de ces ondulations est complexe. Elles peuvent être purement instrumentales, provenant alors de la structure de l'antenne, comme c'est le cas avec des antennes de type Cassegrain. Dans cette situation, du signal provenant de la source ou des récepteurs subit des réflexions involontaires dans l'antenne, créant alors des interférences (Padman, 1977, Wilson, 2013). Les oscillations sont sensibles à la source et aux émissions ambiantes, ce qui rend ces artefacts difficiles à prédire. Cependant, il est connu qu'une des origines provient du *frequency switching*, car lors du changement de fréquence des récepteurs, leur température change. Ce gradient de température produit un signal, qui est réfléchi sur le miroir secondaire et sera mesuré par le récepteur. Un moyen de les éviter est de choisir une fréquence de changement correspondant à une demi-longueur d'onde de la distance entre le miroir secondaire et le récepteur, soit les entiers multiplicatifs de 3.9MHz.

En théorie, la suppression de ces artefacts est assez simple. Il suffit de définir la région du spectre où se trouve le signal que l'on souhaite conserver, puis d'ajuster un polynôme au reste du spectre. On choisit généralement des polynômes d'ordre 3 ou moins. La suppression de ce polynôme au spectre permet de retrouver un spectre plat. En pratique, le processus peut devenir plus complexe. La première raison est que l'ordre du polynôme choisi influe sur le spectre ; s'il est trop grand, on ajoute au spectre de l'émission qui pourra être interprété comme du signal notamment dans ses bords. Cette première difficulté est critique dans notre cas, souhaitant principalement analyser les ailes des spectres. La seconde difficulté est de réussir à identifier les bords du signal. Une fenêtre trop grande permet d'éviter de supprimer du signal, mais donne aussi moins de canaux de vitesse pour réaliser l'ajustement. Enfin, la complexité est exacerbée lorsque le nombre de spectres est élevé.

1.4.4 Applications de la réduction

Notre cartographie de la Pipe Nebula contient plus de 15000 spectres répartis dans 45 champs. Il est donc nécessaire d'automatiser en partie la réduction des données pour ne pas avoir à traiter chaque spectre les uns après les autres. Cependant, il n'est pas toujours possible d'utiliser une même fenêtre pour les 15000 spectres si la cinématique évolue rapidement à travers la carte. Un autre problème apparaît quand les ondulations apparaissent très différentes d'une sous-région à une autre : le degré du polynôme à choisir ne doit pas être le même partout. Pour réduire nos données, nous avons exploré deux méthodes.

La première a été de traiter chacun des 45 champs individuellement, en calculant un spectre moyen à chaque champ. Les bornes de la fenêtre sont choisies à partir de chacun des spectres moyens. Cette méthode a fait apparaître des artefacts dans les champs où les spectres présentaient une grande diversité. Ces artefacts apparaissent comme des changements brutaux d'intensité entre deux spectres voisins sur un même canal en vitesse.

Pour traiter cette diversité, nous avons suivi une méthode utilisant le logiciel CLASS de GILDAS². Séparant d'abord les 15k spectres en une dizaine de groupes, nous avons affiché chaque spectre les uns en dessous des autres via une échelle de couleur. Les régions de bruits sont alors plus simples à distinguer des régions de signal. Un outil présent dans CLASS permet alors de définir les fenêtres pour chaque spectre via un processus interactif directement sur cette carte de spectres. Chaque groupe est ensuite réduit d'un polynôme de même ordre. Or, les groupes contenant des spectres dont l'ordre du polynôme doit clairement varier, cette réduction a aussi conduit à l'apparition d'artefacts. Une répartition de spectres en un plus grand nombre de groupes n'a pas permis de corriger le problème. La solution finalement choisie a été de suivre cette méthode quand même, et de traiter les groupes de spectres présentant des artefacts séparément.

Nous avons aussi dû corriger l'effet de la raie mésosphérique pour certaines cartes, dont le processus a été présenté Section 1.3.2.

2. <https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

2 Utilisation de l’interféromètre ALMA-ACA

En radioastronomie, un interféromètre est un ensemble d’antennes fonctionnant en réseau. Ce réseau d’antennes donne accès à une meilleure résolution angulaire. On montrera qu’elle est similaire à celle d’une antenne seule dont le diamètre serait égal à la plus longue distance séparant deux antennes. On peut donc atteindre des résolutions angulaires bien plus fines que celles que la technologie instrumentale nous permettrait d’atteindre avec une antenne seule.

Cette section a été écrite à partir de plusieurs lectures et cours : le livre de [Condon & Ransom \(2016\)](#) "Essential Radio Astronomy", les cours d’été de l’école de l’IRAM, avec notamment le livre des proceedings de Juin 2000, ainsi que la documentation de MAPPING, programme du logiciel GILDAS de [Pety et al. \(2007\)](#).

2.1 Fonctionnement d’un interféromètre à deux antennes

Les antennes utilisées dans un réseau interférométrique sont les mêmes que celles présentées dans la Section précédente sur les antennes single-dish. Mais dans le réseau, la tension produite par les cornets de chaque antenne est multipliée par un corrélateur. Considérant une onde plane provenant d’une source ponctuelle et arrivant sur deux antennes seulement sensibles à une plage en fréquence $[\nu - \Delta\nu/2 : \nu + \Delta\nu/2]$ ($\Delta\nu$ de l’ordre de 0.030 GHz sur nos observations [Atacama Compact Array \(ACA\)-Atacama Large Millimeter/submillimeter Array \(ALMA\)](#)), le cornet de l’antenne i transforme l’onde en une tension $V_i = V \cos(2\pi\nu t)$. La multiplication des tensions par le corrélateur donne :

$$V_{\text{cor}}(t) = V^2 \cos(2\pi(t - \tau(t))\nu) \cos(2\pi\nu t) = \frac{V^2}{2} [\cos(4\pi\nu t - 2\pi\nu\tau(t)) + \cos(2\pi\tau(t)\nu)] \quad (4.17)$$

Cette équation voit apparaître $\tau(t)$ qui représente le délai géométrique de réception du signal entre les deux antennes. Ce délai est illustré Fig. 4.8 dans le cas d’un ensemble de 2 antennes, et sera compensé électroniquement dans la suite du circuit. Dans cette figure, on note b la distance qui sépare les antennes, θ l’angle compris entre le plan des antennes et l’onde plane, et \vec{s} le vecteur unitaire en direction de la source de l’onde. Les variations rapides sont ensuite supprimées en intégrant ce terme suffisamment longtemps, on obtient donc :

$$C_\nu = \langle V_{\text{cor}}(t) \rangle = \frac{V^2}{2} \cos(2\pi\tau(t)\nu) \quad (4.18)$$

D’après la Fig. 4.8, on voit bien que la mesure C_ν est fonction de la position de la source dans le ciel. La rotation de la Terre entraînant un déplacement de la source dans le ciel, le délai change et donc la réponse C_ν varie sinusoidalement avec celle-ci. Le signal en sortie du corrélateur est appelé frange et a pour phase $\phi = 2\pi\tau(t)\nu = 2\pi\nu b \cos(\theta)/c$. L’écart angulaire entre les franges est donné par :

$$\frac{d\phi}{d\theta} = -2\pi\nu b \sin(\theta)/c \quad (4.19)$$

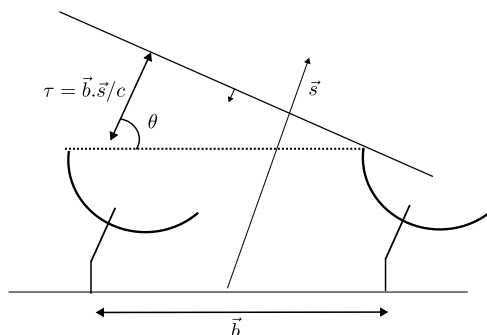


FIGURE 4.8 – Illustration du délai de réception d'une onde plane entre deux antennes. Dans cet exemple, les antennes observent dans la direction \vec{s} et sont séparées d'une distance \vec{b} . Le délai est noté τ .

On voit avec cette équation que plus la séparation entre les antennes b est grande et plus la séparation entre les phases est grande. Cette distance ne pouvant être plus petite que le diamètre des antennes, certaines périodes de phases ne seront pas accessibles.

En réalité, on utilise deux corrélateurs dans un interféromètre : un corrélateur ayant une réponse avec un cosinus, un autre avec un sinus. Développant la distribution en brillance du ciel comme ayant une partie paire et une autre impaire, alors on remarque qu'un corrélateur ayant la réponse d'un cosinus ne sera sensible qu'à la partie paire du signal. Ajouter un corrélateur à réponse d'un sinus permettra d'accéder à sa partie impaire. Cette utilisation permet aussi le traitement des tensions reçues dans un espace complexe appelé *visibilité*. La réponse d'un corrélateur cosinus face à une source étendue de distribution de brillance du ciel à une fréquence donnée I_ν dans une direction \vec{s} est l'intégrale des intensités reçues dans l'angle solide Ω par le diagramme de rayonnement du réseau d'antennes $A(\vec{s})$:

$$C_c = \int_{\Omega} A(\vec{s}) I_\nu(\vec{s}) \cos(2\pi\nu\tau(t)) d\Omega = \int_{\Omega} A(\vec{s}) I_\nu(\vec{s}) \cos(2\pi\nu\vec{b}\cdot\vec{s}/c) d\Omega \quad (4.20)$$

Le second corrélateur subissant un délai de $\pi/2$, sa réponse pour la même source est :

$$C_s = \int_{\Omega} A(\vec{s}) I_\nu(\vec{s}) \sin(2\pi\nu\vec{b}\cdot\vec{s}/c) d\Omega \quad (4.21)$$

Le diagramme de rayonnement du réseau d'antenne est simplement le produit des diagrammes en puissance de toutes les antennes, supposant qu'elles ont toutes le même. La combinaison des deux corrélateurs donne alors accès au domaine des visibilités :

$$V(u, v) \equiv C_c - iC_s = \int_{\Omega} A(\vec{s}) I_\nu(\vec{s}) e^{(-i2\pi\nu\vec{b}\cdot\vec{s}/c)} d\Omega \quad (4.22)$$

Cette équation est finalement une transformation de Fourier de la superposition des réponses des deux corrélateurs, soit une transformation de Fourier du produit de la distribution en brillance du ciel $I_\nu(\vec{s})$ par le diagramme de puissance $A(\vec{s})$.

On définit alors le plan (u, v) , un plan de Fourier dans lequel les visibilités s'expriment : l'interféromètre mesure ces visibilités. Ce plan est la projection des lignes de bases des

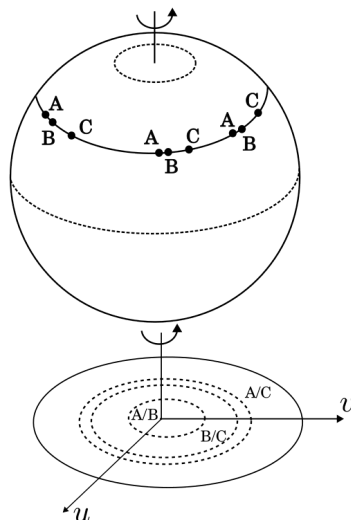


FIGURE 4.9 – Illustration de la projection des antennes sur le plan (u, v) . Trois antennes sont représentées, A et B étant les plus proches sur Terre. Les relevés d’une source sont représentés sur le plan (u, v) par les ellipses. On représente ici 3 lignes de bases : la paire A et B qui va sonder les échelles spatiales les plus grossières, A et C sondant les échelles spatiales les plus fines, et la paire B et C les échelles spatiales intermédiaires. Les flèches courbées indiquent le sens de rotation de la Terre.

antennes, perpendiculairement au signal incident de la source. Pour reproduire l’ensemble de la distribution de brillance du ciel de la source $I_\nu(x, y)$, il faut donc compléter le plan (u, v) . Une illustration du plan est donnée Fig. 4.9. On y voit la Terre sur laquelle sont positionnées 3 antennes A, B et C alignées horizontalement. Chaque couple d’antenne produit deux points dans le plan des visibilitées donc un ensemble de N antennes donne $N(N-1)$ mesures. Mesurant des franges dont la période est dépendante de la distance entre un couple d’antennes, on comprend que plus on a d’antennes avec des distances différentes et plus on va pouvoir couvrir le plan (u, v) . Pour cela, on peut aussi utiliser la rotation de la Terre puisque lorsque la Terre tourne, la source se déplace et $\tau(t)$ change. À mesure que l’on suit le mouvement de la source dans le ciel, le plan (u, v) se remplit de données. Dans la Fig. 4.9, la ligne de base formée par les antennes A et C étant la plus grande, elle va remplir les régions du plan (u, v) les plus éloignées : ce seront les plus petites échelles dans le plan image. À l’inverse, la ligne de base formée des antennes A et B couvre les régions de grandes échelles dans le plan image, c’est-à-dire les plus proches du centre du plan (u, v) .

D’après le terme de délai $\tau(t)$, un interféromètre radio se comporte comme un filtre passe bande : les hautes fréquences spatiales ne sont pas accessibles. La résolution la plus grossière est donnée par la plus petite ligne de base du réseau. Or, certaines configurations atteignables avec le réseau [ACA-ALMA](#) ne permettent pas d’avoir une ligne de base assez petite pour traiter les évolutions à grande échelle de l’objet d’étude. Pour compenser cette limitation, le site d’ALMA possède plusieurs antennes pouvant être utilisées seules. Il est ainsi possible de combiner les observations de ces antennes avec l’interféromètre dans le but d’obtenir un cube multi-échelles. Ces antennes sont appelées TP pour Puissance

Totale (ou *Total Power*).

Les observations TP apportent aussi un autre élément. Les amplitudes mesurées pour chaque ligne de base dans le plan (u, v) sont inversement proportionnelles à leurs distances dans ce plan. Cette proportionnalité est ajustable par une exponentielle négative : plus la distance est grande, et moins l’amplitude est grande. Pour retrouver la Puissance Totale de la source, il est donc important d’ajouter les observations TP. Or, nos objets d’études sont des sources étendues qui sont des nuages moléculaires que l’on observe sur des régions de plusieurs degrés. Même si notre attention se porte sur les émissions de petites structures (idéalement de quelques centaines de mili-arcsecondes, voir Chapitre 2), elles baignent dans des structures à grande échelle, radiant une puissance non négligeable. Si on omet d’observer ces structures à grande échelle, les estimations d’intensité des structures qui nous intéressent seront faussées.

La combinaison des observations TP et des observations du réseau interférométrique ACA demande en première étape de réduire les données TP de la même manière que présenté dans la Section 1.4.3, soit en soustrayant un polynôme d’ordre faible sur les canaux de bruits. Pour que les données soient combinées, il est ensuite nécessaire de calculer les visibilitées des données TP. Il faut alors les échantillonner, puis leur transformée de Fourier donnera des visibilitées. Cependant, cette combinaison peut créer des artefacts après la déconvolution lorsque le signal TP est trop intense. Pour régler ce problème, nous avons réduit l’intensité des données TP en calculant le spectre moyen, puis en l’en soustrayant. Après combinaison de ces données TP corrigées et des données du réseau, nous avons suivi la procédure de réduction de données classiques (Sections suivantes). L’étape finale consiste à ajouter de nouveau le spectre TP moyen aux données.

2.2 Pondérer les visibilitées

Un poids $W(u, v)$ est associé à chaque mesure de visibilité. La pondération naturelle (ou *natural weighting*) donne le même poids à toutes les visibilitées :

$$W(u, v) = 1/\sigma^2 \quad (4.23)$$

avec σ la dispersion d’un bruit instrumental, tenant compte notamment de l’efficacité de l’antenne. S’il n’y a pas de mesure de visibilitées à un endroit dans le plan (u, v) , alors la pondération est nulle. Étant donné que le réseau couvre mieux les régions proches de l’origine du plan (u, v) , cette méthode a pour effet de favoriser les visibilitées des espacements courts, et donc conduira à un beam plus large.

Une seconde possibilité est d’utiliser une *pondération uniforme* qui prend en compte la densité de points par région. Les poids sont choisis de manière à ce que la somme du produit $W \times S$ (S étant le poids naturel) calculé dans des sous-régions de la grille soit constante partout dans la carte. Les espacements longs étant moins nombreux, leurs poids seront plus élevés que les poids associés aux espacements courts : on privilégie alors les espacements longs et donc un beam plus petit.

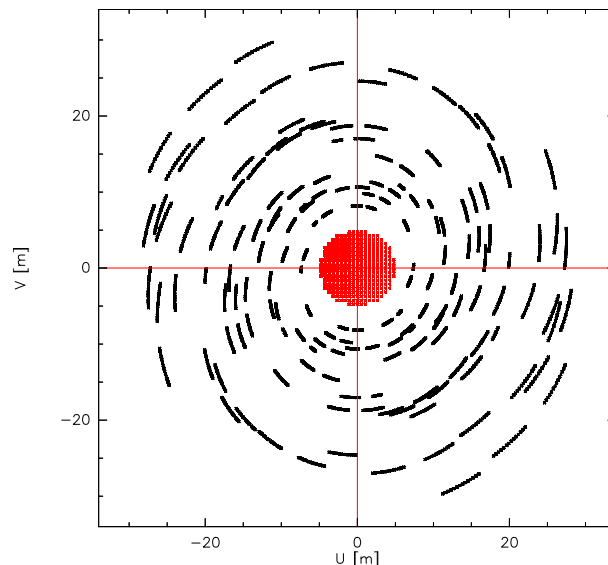


FIGURE 4.10 – Plan (u, v) d’une mosaïque observée par le réseau ACA en noir, combiné avec des observations TP en rouge.

La *pondération robuste* est une combinaison des deux méthodes. La pondération naturelle est conservée si la somme du produit $W \times S$ ne dépasse pas un certain seuil. Dans le cas contraire, le poids devient cette valeur seuil. Ainsi, les cellules ayant un bruit très faible verront leur poids réduit, et les cellules les plus bruitées garderont un poids naturel.

Un dernier type de pondération peut être utilisé, le *tapering*. Son intérêt est de gommer les inhomogénéités de la couverture (u, v) dans le cas des grandes lignes de bases. On utilise communément une convolution par une gaussienne $T(u, v) = \exp\left(-\frac{(u^2+v^2)}{\sigma^2}\right)$. Cette étape a pour effet de lisser le plan (u, v) , produisant une forme de beam plus circulaire, mais réduisant la résolution spatiale finale.

La couverture du plan (u, v) d’une mosaïque lors de nos observations ACA+TP est présentée Fig. 4.10. En rouge sont représentées les données TP et en noir les données ACA. Les lignes de bases sont relativement bien espacées ; aucune ligne de base n’est particulièrement très éloignée des autres. Comme on peut donc s’y attendre, le *tapering* n’a pas eu un effet convaincant. On peut aussi observer que la densité de points dans le plan ne varie pas beaucoup d’une région à une autre. Soit les points de deux lignes de base sont séparés, soit au maximum deux lignes de bases se recouvrent en partie. Il n’est donc pas étonnant qu’une pondération naturelle ait suffi pour la déconvolution.

2.3 Echantillonnage et principe

Une transformation de Fourier inverse en 2 dimensions des visibilitées présentées Eq.4.22 permet d’obtenir le produit de la distribution en brillance du ciel par le lobe primaire. Pour que cette transformation de Fourier soit efficace numériquement (via une *Fast Fourier Transform (FFT)*), on réalise un échantillonnage. L’échantillonnage des données est un processus qui répartit les visibilitées sur une grille du plan (u, v) . Ce processus revient à multiplier les données par des fonctions δ de Dirac régulièrement espacées, soit à utiliser

une fonction *shah* ($\text{III}(u/\Delta u, v/\Delta v)$) avec Δu et Δv qui désignent les tailles des cellules de la grille). Or, il est impossible d’échantillonner l’ensemble du plan de Fourier, puisque nous ne pouvons obtenir une ligne de base infiniment grande. On appelle *dirty beam* la transformée de Fourier inverse en 2 dimensions de cette couverture inhomogène notée B_{dirty} .

Il faut cependant ajouter à l’Eq.4.22 le bruit, que l’on notera N . Cette équation nous a montré que l’interféromètre mesure la transformation de Fourier du produit du lobe principal par la distribution réelle de brillance du ciel. Ainsi, avec les mêmes notations, calculer la transformée de Fourier inverse de cette équation revient à écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{TF}^{-1}(V(u, v)) &= \mathbf{TF}^{-1}(\text{III}(u/\Delta u, v/\Delta v)) * \mathbf{TF}^{-1}\left(\iint A(x, y)I(x, y)e^{-i2\pi(ux+vy)}dxdy + N\right) \\ &= B_{\text{dirty}} * (A(x, y) \times I(x, y)) + N \equiv I_{\text{D}}(x, y) \end{aligned} \quad (4.24)$$

Ce résultat $I_{\text{D}}(x, y)$ est ce que l’on appelle la *dirty image* : c’est une approximation de la distribution de brillance du ciel. Avec cette notation, on remarque qu’il est nécessaire de déconvoluer la *dirty image* du *dirty beam* afin d’atteindre la distribution en brillance du ciel.

2.4 Déconvolution par le *dirty beam*

Le résultat de la transformée de Fourier inverse des visibilitées pondérées et échantillonnées nous donne donc la *dirty image* (cf. Eq.4.24). Cette image est une première approximation de la distribution de brillance du ciel. De nombreux artefacts peuvent être visibles dans cette image, que ce soit des ellipses dû à la forme générale de la couverture du plan (u, v) , ou bien des formes d’intensités négatives. La non-consistance de ces résultats lorsque de nouvelles données sont ajoutées est une preuve que ce n’est qu’une approximation. Les structures visibles dans la *dirty image* ne sont pas des structures visibles dans le ciel.

Dans la *dirty image*, chaque point provenant d’une source $I(x, y)$ est une convolution du *dirty beam* sur le produit du lobe primaire par l’intensité de la source. Or, chaque source est impactée par les autres sources lorsqu’elles sont convoluées, elles aussi, par le *dirty beam*. Il faut donc réussir à décorrélérer les convolutions entre chaque source.

Pour résoudre ce problème, il faut partir du postulat de départ qui est de considérer la distribution en brillance du ciel comme une collection de sources ponctuelles. Dans ce paradigme, la source ayant la plus grande intensité est celle qui est la moins corrompue, mais aussi celle qui corrompt le plus les autres sources. L’un des moyens utilisé pour la déconvolution est le processus de *CLEANING*, dont la première méthode s’appelle HOGBOM, présentée par Högbom (1974). Je vais présenter également dans cette section les variantes CLARK (Clark, 1980) et SDI (Steer et al., 1984).

Méthode HOGBOM L’objectif de cette méthode est d’ajouter progressivement chaque source dans le plan image, jusqu’à ce qu’il ne reste que du bruit dans l’image

initiale.

Dans un premier temps, on repère le point ayant la plus forte intensité. Une fraction de l’intensité de ce point est déconvoluée par le *dirty beam* puis ajoutée dans une carte *clean*. Reprenant la *dirty image* sans ce point, si un point a une intensité supérieure à un seuil donné (généralement égal à une fraction du bruit de l’image), alors on réitère l’opération précédente. On continue ce processus jusqu’à ce qu’aucun point dépassant ce seuil n’existe dans la *dirty image*, ou si le nombre d’itérations est trop élevé. La *clean image* est alors convoluée par un lobe *clean*, souvent une gaussienne de FWHM égale à celles du *dirty beam*. L’étape finale consiste à ajouter les résidus obtenus à force de soustractions de la *dirty image* à l’image *clean*.

La lenteur de la méthode Hogbom provient de 2 étapes : la déconvolution par le *dirty beam* sur le point le plus intense, et la soustraction de ce résultat sur la carte. Ce qui veut dire que pour chaque source ponctuelle détectée, il faut réaliser autant d’opérations qu’il y a de points dans la carte.

Méthode CLARK La variante CLARK est réalisée dans le plan (u, v) . Cette méthode s’appuie sur un découpage en deux cycles : les cycles Majeurs et Mineurs. Tout l’intérêt de cette méthode est de diminuer le temps passé à faire des déconvolutions. Plus rapide qu’un processus de déconvolution, il vaut mieux faire une transformation de Fourier, réaliser une multiplication et en faire la transformée de Fourier inverse.

Le cycle Mineur est le même procédé que HOGBOM, à la différence qu’elle utilise ici un *dirty beam* tronqué. Étant symétrique, prendre une structure rectangulaire à la place du *dirty beam* complet est suffisant, mais fait gagner du temps de calcul. On ne considère plus un seul point lumineux à la fois, mais tous les points qui ont une intensité supérieure à un seuil en même temps et situés dans la région du *dirty beam* tronquée. Ils subissent une FFT, puis sont multipliés par la FFT du *dirty beam*, produisant le même résultat que la déconvolution du *dirty beam* tronqué par les points, mais plus rapidement.

Le cycle Majeur fait ensuite la soustraction du résultat du cycle Mineur sur l’image résiduelle du cycle Majeur précédent. Ces opérations sont répétées autant de fois que nécessaire, comme pour la méthode Hogbom.

Méthode SDI L’objectif de cette méthode était de proposer un algorithme permettant de nettoyer les observations de sources étendues. À l’époque où la méthode HOGBOM a été produite, les observations consistaient principalement en des observations de sources ponctuelles. Avec le temps, l’augmentation de la taille des cartes d’observations et des capacités des ordinateurs, les objets d’études ont pu évoluer et les observations de sources étendues se sont vues réalisables plus simplement, d’où la nécessité d’une méthode de *cleaning* adaptée.

La méthode CLARK produisait des structures linéaires (appelées *strippes*) dans les cartes lorsque les sources observées étaient très étendues. Ces structures apparaissaient car, dans le cycle Mineur, seuls les points situés dans le *dirty beam* tronqué étaient considérés. Si la source étendue dépassait la taille de ce beam, les structures linéaires apparaissaient à

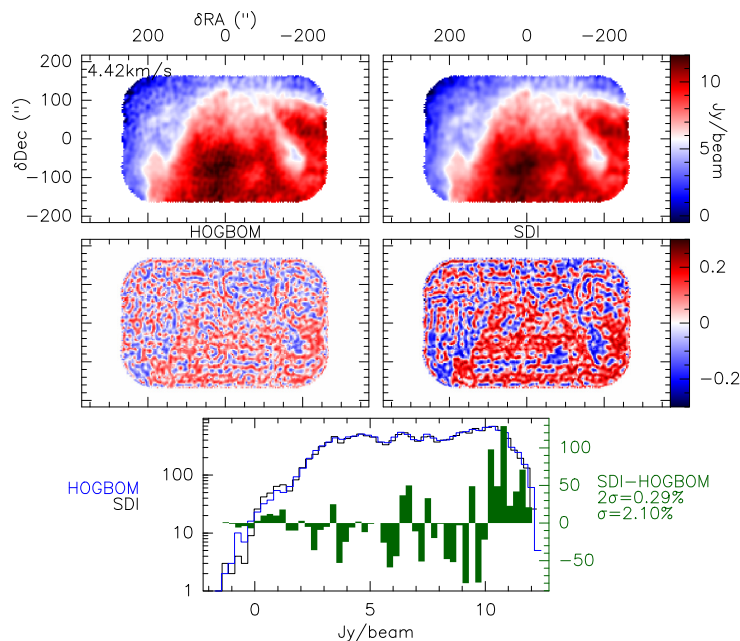


FIGURE 4.11 – Comparaison des méthodes de déconvolution HOGBOM et SDI. La première ligne montre le résultat de la déconvolution pour un canal en vitesse et la seconde la carte des résidus. Les échelles de couleurs sont identiques pour une même ligne. La troisième ligne contient trois histogrammes : en bleu les intensités du canal en vitesse déconvolué avec la méthode HOGBOM, en noir par la méthode SDI et en vert la différence de la méthode SDI par la méthode HOGBOM. Les pourcentages donnent le taux de pixels ayant une différence de plus de 1 ou 2 σ_{RMS} .

cause de son découpage par le *dirty beam*. La méthode SDI est assez proche de la méthode CLARK car elle reprend l'exacte même processus du cycle Majeur. La différence provient du fait que tous les points de la carte ayant une intensité supérieure à un certain seuil sont considérés, pas seulement ceux situés dans une région induite par la taille du beam.

On peut comparer les résultats obtenus avec les méthodes SDI et HOGBOM sur le traitement de nos données *ACA+TP*. La Fig. 4.11 montre les résultats de déconvolution pour le canal en vitesse à 4.42km/s des deux méthodes sur la première ligne, avec la carte des résidus en seconde ligne. Les échelles de couleurs sont identiques pour une même ligne. La méthode SDI a demandé 100 cycles majeurs, tandis que la méthode HOGBOM a demandé 25000 itérations pour atteindre cette convergence. On voit tout de suite que la méthode HOGBOM a mieux convergé, puisque la carte des résidus contient moins de grandes structures linéaires. Cependant, cette méthode fait apparaître une granularité sur la carte. Cet effet est clairement dû au traitement de la déconvolution par une déconstruction en sources ponctuelles, ce que la méthode SDI ne fait pas. Si on regarde la distribution des intensités avec les histogrammes de la troisième ligne, on remarque que la méthode SDI retrouve plus de fortes intensités ($Jy/beam > 10$) que la méthode HOGBOM. Pour les intensités plus faibles ($Jy/beam < 10$), la situation est inversée. On voit que seulement 2% des pixels donnent une différence entre les deux méthodes de plus de $1\sigma_{RMS}$, et 0.3% de plus de $2\sigma_{RMS}$.

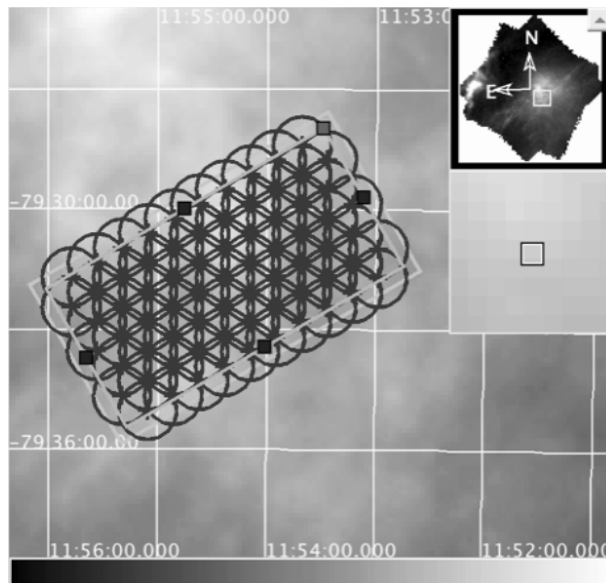


FIGURE 4.12 – Mosaïque réalisée pour l’observations de DCl. Image construite avec l’outil d’observation d’ALMA (*Observing Tool*) et convertie en nuances de gris. L’heatmap en fond est une image *Herschel-SPIRE*.

2.5 Cartographie à grand-champ

La contre-partie de l’interférométrie d’avoir une très bonne résolution angulaire est que le champ de vue (*fov* pour *field-of-view* en anglais) est aussi petit. Pour étendre les observations à une taille plus grande que celle du lobe d’une antenne, le site d’ALMA propose de paver une région du ciel de plusieurs observations suivant un principe de mosaïque (ou *mosaicing*). Cette méthode consiste à observer plusieurs points à intervalles réguliers produisant un recouvrement des beams de l’interféromètre. En quelque sorte, c’est une combinaison entre des intégrations longues et du *On-The-Fly*; car on produit une carte sans déplacer les antennes à vitesse constante.

La Fig. 4.12 présente l’exemple d’une mosaïque produite avec [ACA-ALMA](#). La carte en fond est une carte *Herschel-SPIRE* pour permettre de situer le champ. Considérant que les beams des antennes sont tous identiques, les cercles sont égaux au beam d’une antenne. Le rectangle intérieur marque la bordure au-delà de laquelle les observations auront un bruit plus élevé, car les beams ne se recouvrent pas assez. L’espacement entre les beams doit ici aussi satisfaire à la condition de Nyquist. Par défaut, le schéma de mosaïque est une grille hexagonale formée de triangles équilatéraux de côtés :

$$L \text{ [rad]} = \frac{\lambda \text{ [m]}}{D \text{ [m]}\sqrt{3}}$$

où D est le diamètre des antennes et λ la longueur d’onde.

Un traitement supplémentaire est nécessaire dans le cas de la réduction des données de mosaïque puisque chaque champ doit être considéré individuellement. D’abord en projetant les données, permettant d’obtenir une *dirty image* et un *dirty beam* pour chacun. Les *dirty image* sont ensuite combinées par une équation des moindres carrés. La décon-

volution suit ensuite les mêmes méthodes qu'habituellement, présentées précédemment.

Chapitre 5

Étude multi-échelles de la Pipe Nebula

Sommaire

1	Présentation de la Pipe	162
1.1	Propriétés à grandes échelles	163
1.2	La population de cœurs denses	166
1.3	La fonction de masses des cœurs denses : CMF	169
1.4	Taux de formation d'étoiles	173
1.5	Scénarios de formation de la Pipe	174
1.6	Contexte de nos observations	177
2	Observations des cœurs de la Pipe	178
3	Sonder les structures à grande échelle	195
3.1	Cartes par canaux de vitesse	195
3.2	Diversité spectrale de la région sondée	197
3.3	Illustration de la cinématique par des coupes Position-Vitesse	199
3.4	Corrélation gaz et poussière	201
3.5	Comparaison aux structures à grande échelle	203
4	Détection automatique de structures linéaires par la RHT	203
4.1	Caractérisation des structures extraites	205
4.2	Identification de paires de structures à forts cisaillements	207
4.3	Le lien entre orientation des structures et champ magnétique	210
5	Investiguer les zones de dissipation	215
5.1	Convergence de la PCA	215
5.2	Corrélation structures de gaz et forts cisaillements de vitesse	216
5.3	Convergence des fonctions de structures et exposants	219
6	Résumé et conclusions	220

Dans l'objectif de discerner des régions de forts cisaillements dans les nuages moléculaires, nous avons réalisé un ensemble d'observations d'une région du nuage de la Pipe

Nebula. Ce nuage est extrêmement intéressant du point de vue de la turbulence, car il présente trois régions très différentes les unes des autres en terme d'évolution chimique et physique, supposant une histoire et un traitement des processus distincts pour chacune. Situé dans notre environnement proche, ce nuage a fait l'objet de nombreuses études dans les années 2000 et 2010, nous donnant accès à un grand nombre d'éléments pouvant étayer nos hypothèses. Nos observations se séparent en deux parties : une étude multi-transition des cœurs, et une cartographie en $^{12}\text{CO}(1-0)$.

Ce chapitre présentera donc tout d'abord les éléments les plus importants pour notre étude de la Pipe, dévoilés par les études précédentes, dans la Section 1. Ensuite, la Section 2 montrera une exploration d'un échantillon de cœurs à faible densité de colonne sous la forme d'un article (en cours de soumission). Nous y apporterons des éléments laissant supposer que ces cœurs ne sont peut-être pas aussi denses que la littérature semblait le proposer. Les 3 Sections suivantes s'intéresseront à la dynamique de la Pipe. D'abord dans la Section 3 via la comparaison de structures que l'on a observé avec des structures à grandes échelles décrites dans la littérature. Puis dans la Section 4 par l'extraction de structures filamenteuses avec l'algorithme RHT qui seront caractérisées. La dernière analyse dynamique se fera dans la Section 5, qui sondera les structures du gaz d'un point de vue statistique, et essaiera d'extraire des informations sur la turbulence présente dans cette région à partir du code *Unveil.jl*. Enfin, nous terminerons ce chapitre par un résumé des résultats les plus importants dans la Section 6.

Avec cette étude, nous formons un lien entre les différentes parties de ce travail de thèse. Il est la continuité directe des observations du Chamaeleon, présentées Chapitre 6, réalisées en amont de celles de la Pipe. Nous verrons que plusieurs caractéristiques des deux nuages se recoupent, notamment du point de vue de leur probable histoire. Il nous donne aussi un jeu de donnée parfait pour pouvoir être utilisé avec le code *Unveil.jl*, dont nous avons prouvé l'efficacité dans le Chapitre 3.

1 Présentation de la Pipe

La littérature sur la Pipe Nebula est foisonnante. Beaucoup d'observations ont été réalisées, principalement dans la décennie 2005/2015 où elle a connue un grand intérêt, que ce soit pour sa population de cœurs denses, pour sa polarisation, ses structures du gaz ou de poussière. Trouver un angle correct pour la présenter est donc un travail ardue, mais nécessaire. Au lieu de faire un résumé chronologique des résultats, nous avons choisi d'organiser notre propos sur ses différentes propriétés et constituants. Lorsque ce sera nécessaires pour comprendre le contexte des résultats, quelques éléments seront donc parfois introduits rapidement, avant d'être décrit en détail plus loin. Nous nous efforcerons cependant à présenter les résultats de la manière la plus fluide possible, en essayant d'avoir une première vision à grande échelle, avant d'étudier les éléments à plus petites échelles.

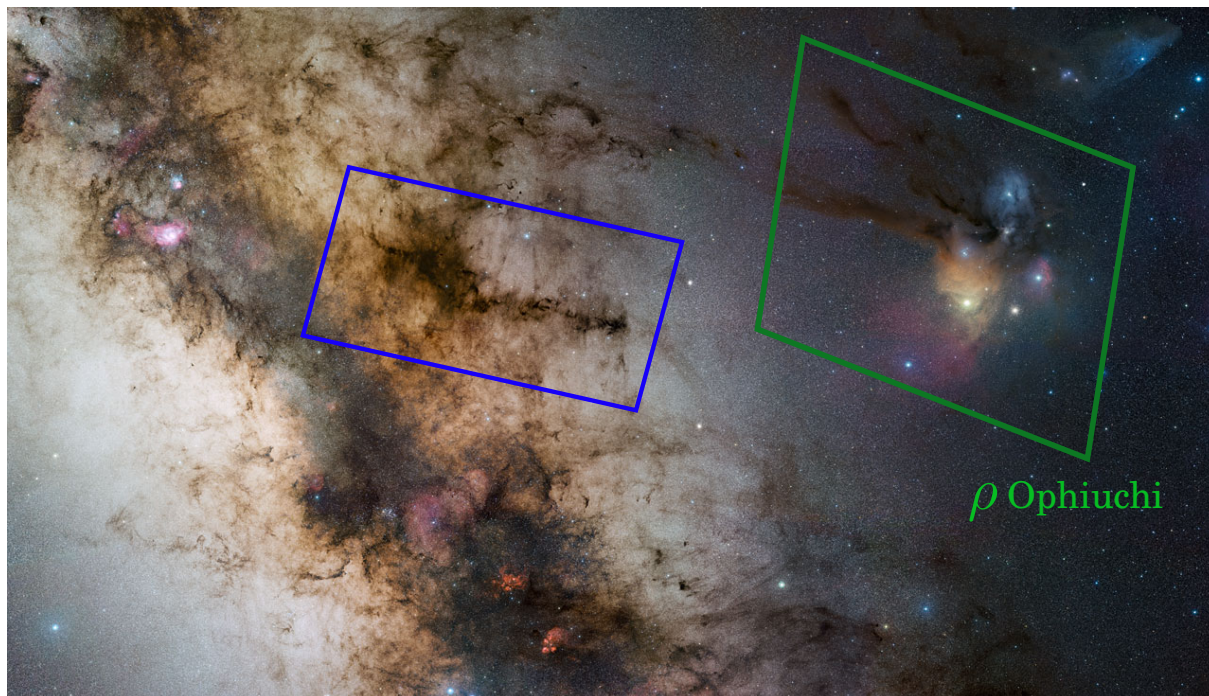


FIGURE 5.1 – Image (B,V,R) de la région autour de la Pipe Nebula (ESO/S. Guisard (www.eso.org/~sguisard)). La Pipe Nebula est encadrée en bleu, tandis qu’en vert est encadré le complexe ρ Ophiuchi.

1.1 Propriétés à grandes échelles

La Pipe Nebula, encadrée en bleu sur la Fig. 5.1, est un nuage aux structures de poussières et de gaz diverses, s’étendant au dessus du plan galactique sur une quinzaine de parsec. Estimée dans un premier temps à une distance de 145 ± 16 pc à partir des données d’Hipparcos (Alves et al., 2007), le raffinement des données Gaïa DR2 a permis de réduire l’incertitude et de la placer à 163 ± 5 pc (Dzib et al., 2018). Proche d’elle s’étend un long bras de poussière d’environ 30 pc au bout duquel se trouve le complexe ρ Ophiuchi, estimé à une distance semblable, encadré en vert sur la même Figure.

1.1.1 Répartition de la densité de colonne

Le panneau du haut de la Fig. 5.2 montre une carte en extinction réalisée à partir des données *Herschel-SPIRE* et *Planck* par Hasenberger et al. (2018) qui dévoile trois régions distinctes. À l’Ouest (coordonées RA,Dec) se trouve B59, un cœur dense nommé d’après son premier cartographe Barnard et al. (1927), décrit alors comme un *Sink Hole*. À déclinaison presque constante mais à ascension droite plus élevée s’étend une région avec de nombreux filaments, où les structures montrent une extinction moyenne plus faibles. La plupart montrent un alignement Nord/Sud, soit perpendiculaire au bras principal de la Pipe (Est/Ouest). Enfin, une autre région se dévoile lorsque l’on se déplace à déclinaison et ascension droite plus grande, où des structures plus denses font leur apparition.

Nommées respectivement B59, Stem et Bowl dans la littérature (Muench et al., 2007), nous préférons choisir une nomination moins ambiguë pour ces régions. Nous continue-

rons à appeler B59 de cette manière, mais le Stem sera appelé région de **Basse Densité (BD)**, et le Bowl région de **Haute Densité (HD)**. La distinction de chaque région par leurs densités de colonnes de H_2 est présenté par des histogrammes dans le panneau Bas de la Fig. 5.2. La densité de colonne est estimée à partir de la carte en extinction et de la relation $2 \times N(H_2) [cm^{-2}] = 1.87 \times 10^{22} A_v [mag]$. On voit clairement que la région de B59 est la région qui possède une densité de colonne la plus élevée, s'étendant jusqu'à $9 \times 10^{23} cm^{-2}$, tandis que **HD** s'étend jusque $4 \times 10^{22} cm^{-2}$ et **BD** jusque $2 \times 10^{22} cm^{-2}$. D'après les cartes de densités de colonnes construites à partir des observations *Herschel* du Gould Belt Survey (André et al., 2010), la région **HD** est semblable à ce qui est observé dans certaines régions de Polaris ou dans le Taurus, alors que la région **BD** ressemble plutôt au filament Musca, tandis que B59 est similaire à Perseus. Certes, les différences sont relativement faibles entre les régions **HD** et **BD**, mais la distinction entre ces deux régions ne se fonde pas seulement sur la densité de colonne, comme nous allons le voir dans la suite.

Ainsi, ces régions sont aussi distinguées par les cœurs denses qui les habitent. La partie 1.3 décrira leurs stabilités tandis que la partie 1.2 décrira leurs évolutions chimiques. Pour le moment, nous mentionnons que B59 contient les cœurs aux espèces chimiques les plus avancées, et c'est aussi la seule des trois régions contenant de la formation d'étoile. **HD** contient moins de cœurs, qui semblent aussi moins évolués, et **BD** en possède encore moins (Rathborne et al., 2008, 2009, Frau et al., 2010, 2012b,a, Forbrich et al., 2014). Ces cœurs ont des vitesses moyennes en $C^{18}O(1-0)$ différentes en fonction des régions, de 3 à 6.5 km/s dans **HD**, et de 3 à 4 km/s dans **BD** et B59 (Muench et al., 2007).

La température se stabilise autour de 18K à travers la Pipe (avec un minimum $\sim 15K$ pour B59, (Hasenberger et al., 2018)). La masse totale du gaz ^{12}CO a été estimée à $1 \times 10^4 M_\odot$, le ^{13}CO à $3 \times 10^3 M_\odot$ et le $C^{18}O$ à $1.2 \times 10^3 M_\odot$ par Onishi et al. (1999). À notre connaissance, ces masses n'ont pas été revues depuis cette étude. Déterminer si la Pipe, à grande échelle, est plutôt en expansion ou en contraction est complexe en vue de sa taille et de sa forme particulière. La diversité des structures de chaque région et les différences des stades évolutifs des cœurs denses indiquent qu'elles n'ont pas vécues la même histoire. Estimer un paramètre du viriel pour l'ensemble du nuage n'aurait donc pas de sens. Cependant, on peut l'estimer pour chaque région à partir de la densité et de la masse des cœurs (Lada et al., 2008).

1.1.2 Évolution du champ magnétique

Si les régions B59, **HD** et **BD** se distinguent par leurs activités stellaires et densités de colonne, elles se distinguent aussi par leurs champs magnétiques. La polarisation de la lumière d'étoiles en arrière-plan de la Pipe provoquée par la poussière, d'abord étudiée par Alves et al. (2008) puis par Franco et al. (2010), a permis d'obtenir des estimations de la dispersion et de l'orientation du champ magnétique projeté sur le plan du ciel B_{pos} à des résolutions fines. Cette polarisation a été mesurée dans 46 champs de vues de $12 \times 12'$ répartis à travers la Pipe, contenant entre 23 et 513 points de mesures chacun. La Fig. 5.3 montre les orientations moyennes des B_{pos} de chaque champ d'après les mesures de Franco

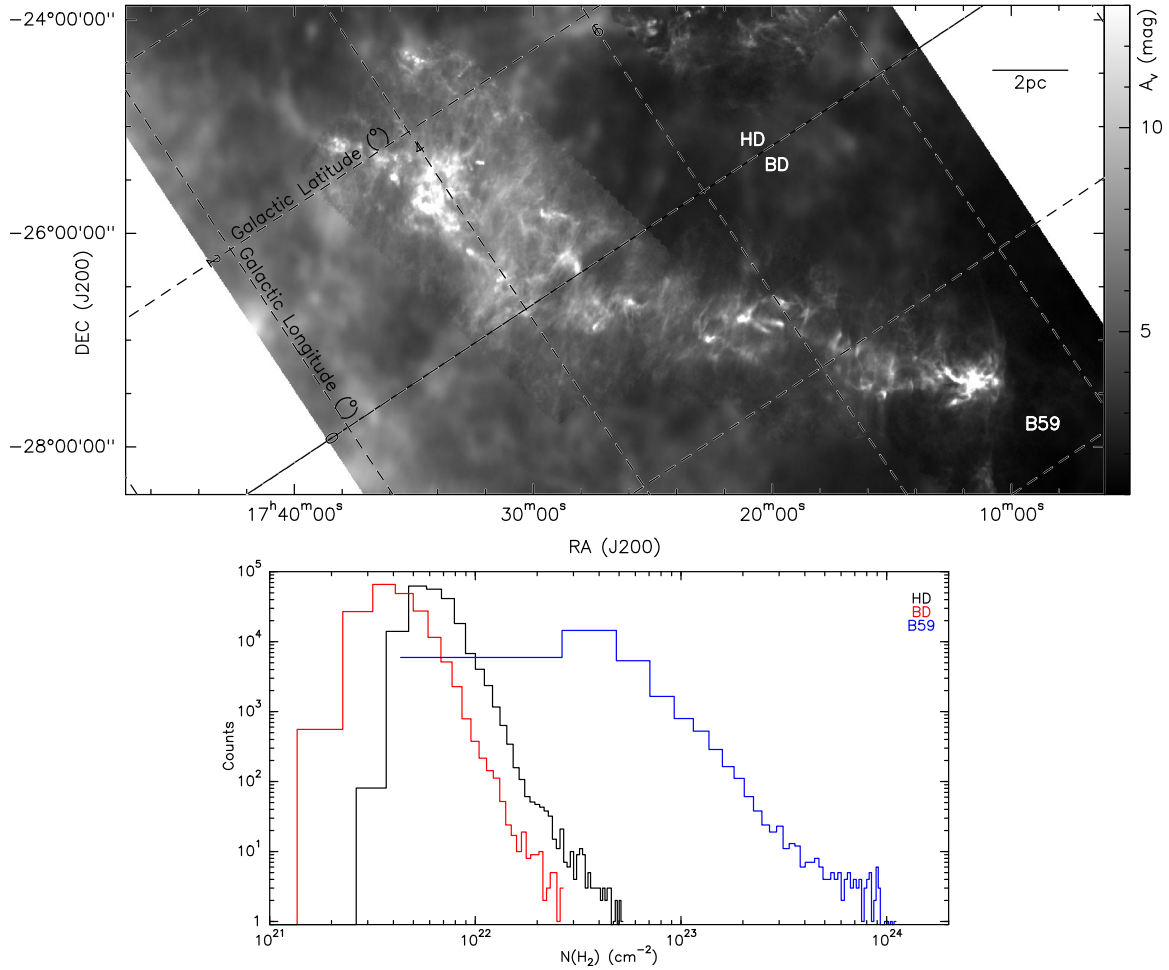


FIGURE 5.2 – *Haut* : Carte en extinction construite à partir des cartes en opacité et température de [Hasenberger et al. \(2018\)](#). Trois régions sont distinguées : HD pour haute densité, BD pour basse densité, et B59 d’après la dénomination de [Barnard et al. \(1927\)](#). La séparation entre les régions HD et BD se fait à longitude galactique à 0° . L’échelle est indiquée en haut, considérant une distance de 163pc. *Bas* : Histogrammes de la densité de colonne de H_2 dans les trois régions de la Pipe. Valeurs extraites de la carte en extinction ci-dessus, dans les régions couvertes par Herschel.

et al. (2010) sur une carte *Herschel* à 500 μ m en noir. La dispersion des mesures d'orientations est indiquée par des traits violets. La longueur des traits noirs est proportionnelle à l'intensité de la polarisation, tandis que la longueur des traits violets est proportionnelle à la dispersion des intensités. Le cadre en pointillé indique la région que nous avons observée, présentée dans les Sections suivantes.

Nous pouvons y observer que les dispersion des B_{pos} dans une région donnée sont ainsi très caractéristiques de la région dans laquelle elles sont mesurées : elle s'accroît depuis HD jusqu'à B59. Le minimum en dispersion est ainsi trouvé à la jonction entre HD et BD pour une valeur de 2.37°, contre 40.79° au maximum proche de B59. Aux environs de $(\Delta RA, \Delta Dec) = (40, 20)'$ se trouve une région avec une dispersion particulièrement grande en vue des dispersions voisines. On peut remarquer que les structures de poussières autour de ce champ semblent arrondies, comme balayées par un choc. L'anti-corrélation entre les dispersions des orientations et l'intensité moyenne de polarisation est aussi clairement visible avec cette Figure : plus on s'approche de B59 et moins l'intensité est forte, mais plus la dispersion est grande.

Avec cette Figure, on trouve une orientation du champ magnétique principalement perpendiculaire à l'axe Est/Ouest de la Pipe, aligné sur les structures de faible intensité. Cette spécificité se retrouve dans plusieurs autres nuages moléculaires dans des régimes à forte densité de colonne (Soler & Hennebelle, 2017, Planck Collaboration et al., 2016), tel que le filament B211/213 du Taurus (Palmeirim et al., 2013), le filament Musca (Cox et al., 2016) ou plus généralement dans Perseus (Goodman et al., 1990, Planck Collaboration et al., 2020).

1.2 La population de cœurs denses

Une étude fondamentale sur la population de cœurs denses de la Pipe est celle de Alves et al. (2007), dont les calculs sont fondés sur la carte en extinction de Lombardi et al. (2006). Le concept important dans cette étude est celui de la comparaison entre la IMF et la CMF, dont nous discuterons dans la Section 1.3. L'algorithme *clfind2d* (Williams et al., 1994) utilisé pour leur étude, fonctionne par optimisation d'isocontours successifs sur la carte d'extinction. Cela leur permet de distinguer les régions de hautes extinctions associées à des cœurs. Un total de 159 objets ont été répertoriés, avec des diamètres allant de 0.1 à 0.4 pc. Leurs masses sont ensuite obtenues en sommant l'extinction totale de chacun, puis multipliée par un ratio gaz-versus-poussière.

Plusieurs transitions moléculaires à 3, 2, 1.3 et 1.1 mm de 9 cœurs et à 1.2mm pour 5 cœurs ont ensuite été étudiés par Frau et al. (2012b) à l'aide de l'antenne de 30m de l'IRAM. Cette analyse multi-transitions a permis de différencier les cœurs suivant leurs composantes moléculaires, et donc d'avoir un aperçu de leur stade d'évolution. Cette étude est la continuité de Frau et al. (2010) dans laquelle 4 cœurs avaient été étudiés. Tous les cœurs montrent une émission *d'early-type species*, c'est-à-dire des molécules se formant tôt dans l'évolution chimique. Les dispersions de vitesses montrent que la pression thermique domine toujours la pression interne des cœurs. Ils ont aussi déterminé la densité de co-

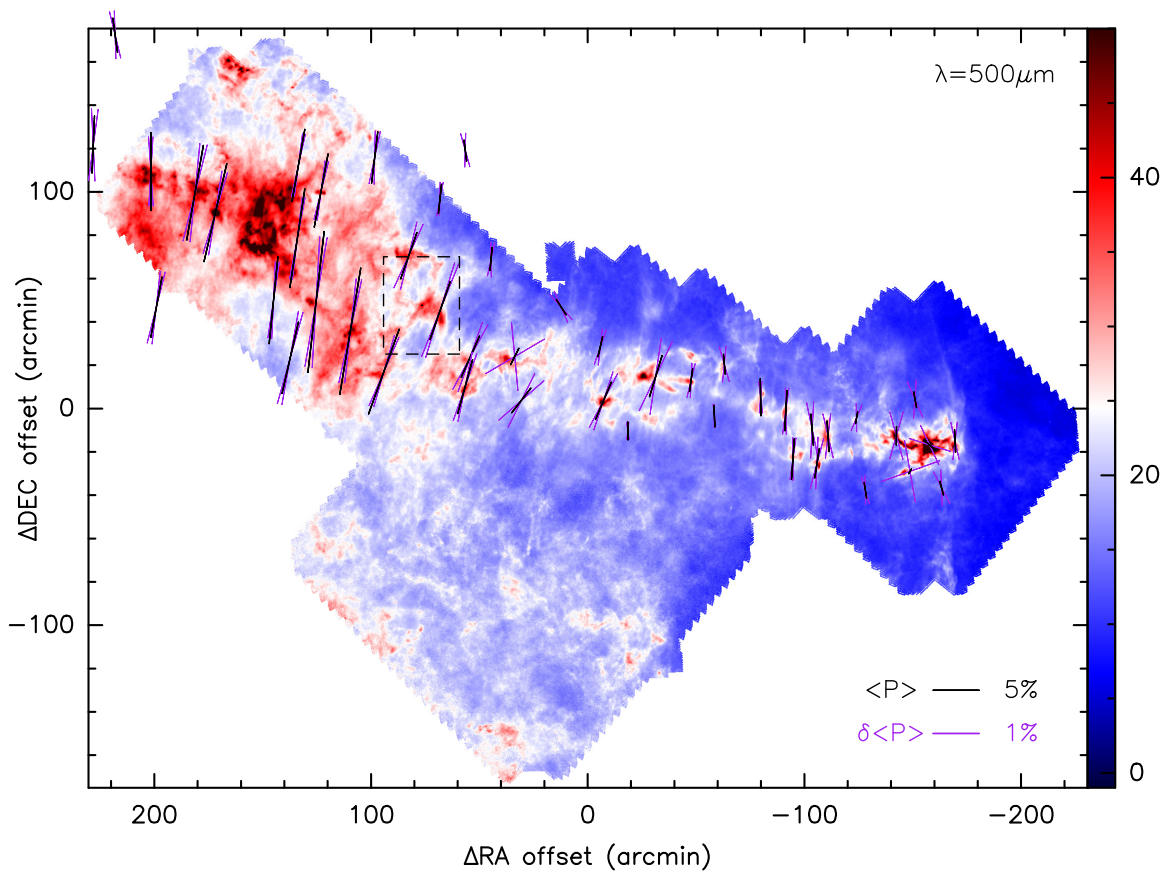


FIGURE 5.3 – Carte *Herschel-SPIRE* de la Pipe Nebula à $500 \mu\text{m}$ en projection équatoriale. Les angles de polarisation dans les 36 champs sont indiqués par des traits pleins noir, de longueurs proportionnelles à l'intensité (proportionnalité donnée dans le coin bas à droite). Les traits violets représentent la dispersions des angles de polarisation, de longueurs proportionnelles à la dispersion des intensité (proportionnalité donnée dans le coin bas à droite). L'échelle de couleur est en MJy/sr. Le cadre en pointillé indique la région que nous avons observée. Carte construite à partir des données de polarisation de [Franco et al. \(2010\)](#).

bonne des cœurs à l'aide des équations classiques de transferts radiatif¹ et des transitions optiquement fines. Les densités de colonne ainsi obtenues sont supérieures de 6.7mag des valeurs présentées dans la littérature (Román-Zúñiga et al., 2009, 2010).

Dans un autre papier, Frau et al. (2012a) ont étudié 14 des cœurs listés par Alves et al. (2007) sur deux bandes centrées à 3.6 et 3.1 mm. Le pointage des observations a été fait sur les positions de Muench et al. (2007) et parfois de Frau et al. (2010). Comme attendu, les cœurs ayant la plus forte extinction sont aussi ceux qui présentent les émissions les plus fortes. Trois groupes de cœurs ont été définis en fonction de leurs compositions chimiques, et de leurs extinctions : ceux à $A_v \leq 15\text{mag}$, à $A_v \approx 15\text{--}22\text{mag}$ et à $A_v \geq 22\text{mag}$

La densité H_2 des cœurs a été estimée par Lada et al. (2008). Centrée à $7.1 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, la distribution de leurs densités s'étend au delà de $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, laquelle est la limite inférieure pour définir un cœur de *dense* d'après la définition de Jijina (1999). L'étude de Lada et al. (2008) vise à faire une analyse des cœurs de la Pipe sous la lumière des relations définies par Larson (1981) décrivant la dynamique des nuages moléculaires (voir Chapitre 2 pour une présentation de ces relations). Leur analyse se fonde sur la carte en extinction de Lombardi et al. (2006) (présentée Section 1.3) et des résultats d'Alves et al. (2007). Utilisant les dispersions de vitesse des observations en C^{18}O et NH_3 , ils montrent que les mouvements non-thermiques sont tous subsoniques, c'est-à-dire inférieurs à 0.2 km/s (vitesse du son dans un gaz à 10K). La pression thermique est supérieure à la pression non-thermique de 1 ou 2 ordres de magnitude pour 67% à 80% des cœurs.

Comparant la vitesse d'échappement d'un cœur sphérique de masse M et de rayon R ($V_{\text{esc}} = (2GM/R)^{1/2}$) à la dispersion totale (à 3 dimensions et comprenant la somme des contributions thermiques et non thermiques), ils démontrent que la majorité des cœurs sont non-liés gravitationnellement, avec des masses inférieures à la masse critique de Bonno-Ebert (M_{BE}) égale à $2M_{\odot}$ (considérant une densité moyenne de $7.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$). Dans le modèle de sphère auto-isotherme de Bonnor-Ebert, les cœurs ayant $M > M_{\text{BE}} \approx 2M_{\odot}$ s'effondrent, conduisant à la formation stellaire. La majorité des cœurs ne serait donc pas en effondrement. Cependant, la pression interne totale du gaz (comprendre thermiques et non thermique) est quasiment constante le long de la Pipe (dispersion d'un facteur 2 à 3 de la moyenne) : on peut voir cet effet sur la Fig. 5.4. La région HD est celle qui contient des cœurs aux pressions internes les plus grandes des autres régions.

Si une majorité des cœurs sont non-liés gravitationnellement, mais que leurs pressions internes sont identiques indépendamment de leurs masses, alors il existe une pression externe qui les empêche de s'effondrer. Le paramètre du viriel ($\alpha = (5\sigma^2 R)/(GM)$) est trouvé très supérieur à 1 (Bertoldi & McKee, 1992), conduisant à deux possibilités : soit les cœurs sont en évolution dynamique (c'est-à-dire en expansion), soit ils sont confinés par une pression externe. Or, Lada et al. (2008) montrent aussi que le paramètre du viriel est proportionnel à la masse des cœurs à la puissance 2/3 ($\alpha \sim M^{-0.66 \pm 0.44}$). Dans le cas d'un cœur confiné par une pression externe, isotherme et de densité ρ constante, sa masse est environ égale à $M \sim R^3 \rho$, avec R son rayon. Le paramètre du viriel devient alors :

1. Calculs détaillés plus loin

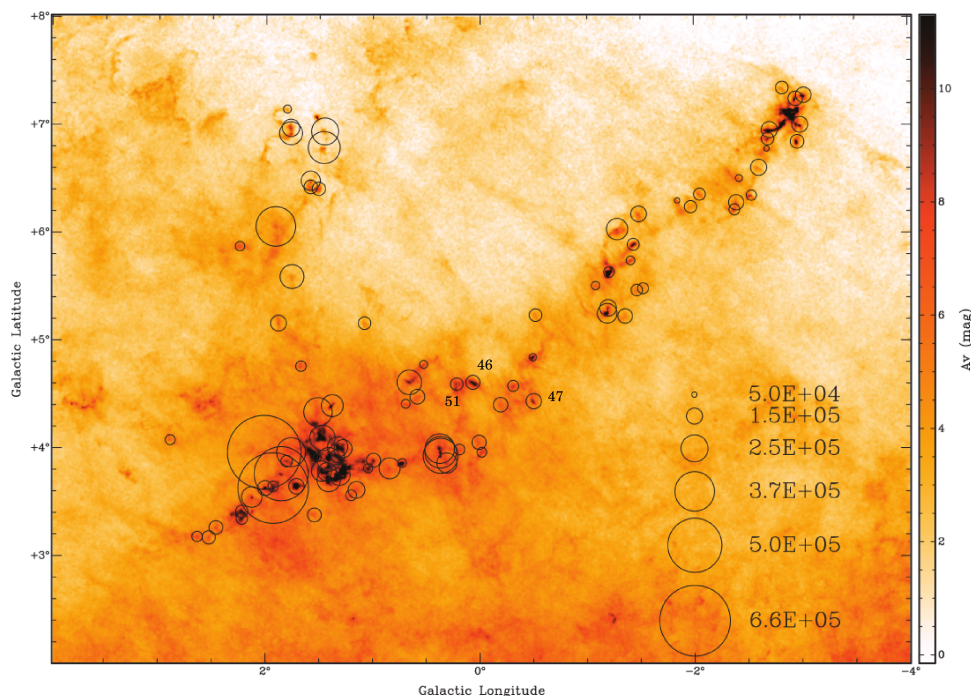


FIGURE 5.4 – Pression interne du gaz des cœurs à travers la Pipe, représentés par des cercle dont l’aire en est proportionnelle. La carte en couleur est la carte en extinction de Lombardi et al. (2006).

$\alpha \sim M^{1/3} \rho / M$ soit $\alpha \propto M^{-2/3}$. Vérifiant bien cette tendance, les cœurs semblent donc confinés par une pression externe. Calculée à partir d’un $A_v \sim 4 \text{ mag}$, la pression produite par la masse de la Pipe elle-même est de l’ordre de 10^5 K cm^{-3} , très proche de la valeur moyenne de pression interne des cœurs ($= 1.6 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$). La pression externe confinant les cœurs pourrait provenir du poids de la Pipe elle-même, ou par des ejetas de l’étoile B2 IV β Cephei θ Ophiuchi (HD 157056) (Gritschneider & Lin, 2012).

1.3 La fonction de masses des cœurs denses : CMF

1.3.1 Détection des cœurs à l’aide de 2MASS

Plusieurs études ont étudié les cœurs denses de la Pipe Nebula, s’appuyant sur la construction d’une carte en extinction par Lombardi et al. (2006), d’après une méthode présentée par Lombardi & Alves (2001). Cette carte, présentée Fig. 5.5 est construite à partir des observations du 2MASS dans les bandes H , J et K . Pour estimer l’extinction visuelle, deux mesures sont réalisées : la couleur d’un groupe d’étoiles dans une bande donnée en direction du nuage $\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (H - K)_i$, et la couleur d’une région de référence $\langle (H - K) \rangle_0 = 0.6 \text{ mag}$. La conversion d’une couleur en extinction visuelle est donnée par $A_v = 15.87 \times (H - K)$. Ainsi, à la manière d’un *ON/OFF* (cf Chapitre.4), la différence des deux nous conduit à la relation :

$$A_v = 15.87 \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (H - K)_i - \langle (H - K) \rangle_0 \right] \quad (5.1)$$

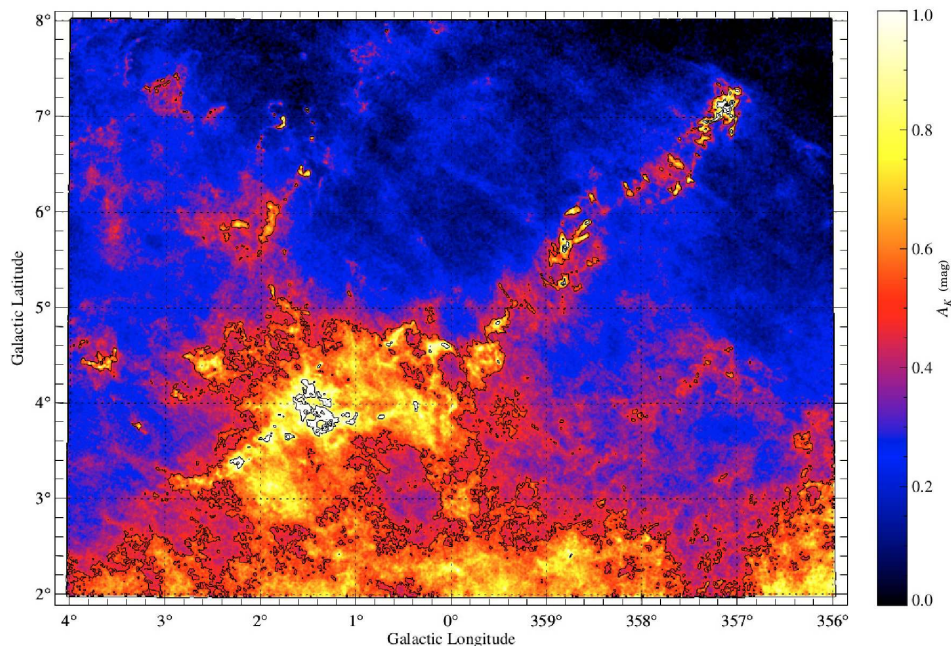


FIGURE 5.5 – Carte en extinction de la Pipe Nebula obtenue par Lombardi et al. (2006). La résolution est de $1'$ et les contours de $A_K = 0.5, 1, 1.5$ mag.

Après avoir séparé les étoiles appartenant à la Pipe de celles appartenant à un arrière-plan à partir de leurs extinctions et d'une nouvelle estimation de sa distance, ils ont construit la carte d'extinction visuelle A_V de $8^\circ \times 6^\circ$ et de résolution $1'$. Ils comptabilisent l'émission d'un total de 4 millions d'étoiles, s'étendant en extinction visuelle de 5 à 24 mag. Combinée aux observations d'Onishi et al. (1999), cette carte a permis d'estimer la relation entre l'extinction et l'émission du gaz en ^{12}CO , montrant que le rapport des quantités de poussière et de gaz n'est pas constant à travers la Pipe. Ils ont aussi répertorié plusieurs étoiles rouges réparties spatialement, sans association avec le nuage.

1.3.2 Raffinement des estimations de masse à l'aide du gaz

Rathborne et al. (2009) présentent de nouvelles observations $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ de ces cœurs. Ils ont pu observer que 93% de leurs pics en extinction ont une émission en $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, ce qui a été interprété par cette équipe comme traçant du gaz dense. Sur les 188 cœurs présentant une émission en C^{18}O , 158 ont une vitesse moyenne comprise dans le même intervalle en vitesse que la Pipe (2 à 8 km/s d'après Onishi et al. (1999)). Plusieurs des 158 cœurs sont situés sur la ligne de visée dans les mêmes grandes structures en poussières. Afin de déterminer s'ils forment des cœurs séparés, deux conditions sont testées : la différence entre leurs vitesses moyennes (si elle est plus grande que la vitesse du son à 10K, alors ils sont considérés différents), et la séparation spatiale entre les pics d'extinction. Pour cette dernière condition, les deux pics doivent être spatialement séparés d'une longueur

de Jeans R_J calculée avec :

$$R_J = \sqrt{\frac{15k_B T}{8\pi G \rho m_p}} = 0.4 \text{ [pc]} \times \left(\frac{T}{10 \text{ [K]}}\right)^{1/2} \left(\frac{n_H}{10^4 \text{ [cm}^{-3}\text{]}}\right)^{-1/2} \quad (5.2)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température du gaz égale à 10K, G la constante gravitationnelle, m_p la masse d'un proton et ρ la densité. Ces considérations leur permettent de réduire le nombre de cœurs à une liste finale de 134.

L'apport du C¹⁸O(1-0) dans la distinction des cœurs denses a eu un impact sur la forme de la CMF produite par Alves et al. (2007). La vérification de sa forme et de son universalité à travers l'Univers sont des questionnements centraux en astrophysique. Avec un large pic entre 0.1 et 0.6 M_\odot , l'IMF décroît ensuite en loi de puissance (Miller & Scalo, 1979). Ce changement dans l'IMF, appelé rupture, indique la possible existence d'une masse à partir de laquelle les étoiles se forment dans les cœurs denses. Ces deux distributions semblaient avoir un comportement similaire, mais semblaient différer en un point : la position de la rupture. Les CMF calculées par Alves et al. (2007) et par Rathborne et al. (2009) sont présentées Fig. 5.6. Est aussi ajouté l'IMF de Muench et al. (2002) calculé dans le cluster du Trapèze : la Pipe n'ayant que très peu de formation d'étoile, aucune IMF n'a pu y être calculée. Supposée universelle, l'IMF du cluster du Trapèze peut donc être utilisée pour comparaison avec la CMF de la Pipe.

En multipliant l'IMF en masse par ~ 4.5 , elle devient semblable à la CMF. Elles sont décrites par une loi de puissance pour des masses supérieures à 2.7 M_\odot pour la CMF, puis un aplatissement pour les masses plus faibles. La différence dans ce point entre la CMF et l'IMF est interprété comme un marqueur de l'efficacité de formation d'étoile : lors de la formation, les étoiles perdraient une partie de la masse initiale présente dans les cœurs. Dans ce cas, elle est estimée à $\sim 22\% \pm 8\%$, en accord avec les estimations de Alves et al. (2007) ($30\% \pm 10\%$). Le facteur de conversion permettant de comparer les deux distributions se retrouve avec d'autres estimations d'IMF de Kroupa (2001) et de Chabrier (2003). La forme générale de la CMF est aussi similaire dans le travail d'Alves et al. (2007) que celui de Rathborne et al. (2009), avec une rupture à la même masse, un maximum à 0.4 M_\odot , mais une extension moins grande pour Rathborne et al. (2009) (30 M_\odot au lieu de 10 M_\odot au maximum).

Il est nécessaire d'ajouter ici que ces travaux devraient maintenant être mis à jour à la lumière des travaux du consortium ALMA-IMF (Motte et al., 2022), notamment avec les résultats de Pouteau et al. (2022, 2023) à propos de l'impact de l'environnement sur la pente de l'IMF.

1.3.3 Nouvelles estimations des masses à l'aide de *Herschel* et *Planck*

Les observations *Herschel*-SPIRE, PACS et *Planck* ont permis à Hasenberger et al. (2018) de produire des cartes de température de la poussière T_{dust} et de l'opacité à 850 μm . Pour traduire l'intensité de l'émission des poussières en densité de colonne (et donc en masse), il faut déterminer T_{dust} et β , l'indice spectrale. Pour cela, on utilise l'émission

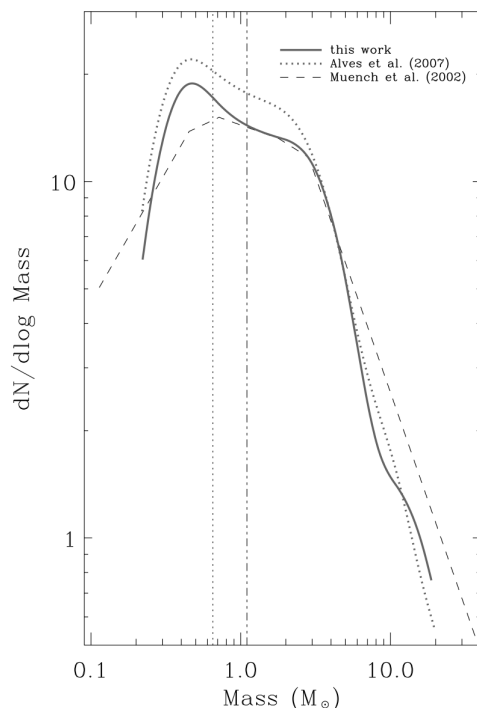


FIGURE 5.6 – CMF de la Pipe nebula calculée par Rathborne et al. (2009) en trait plein. En trait pointillé est la CMF calculée par Alves et al. (2007). L’IMF calculée par Muench et al. (2002) dans le cluster du Trapèze par des tirets et multiplié en masse par ~ 4.5 .

des poussières à plusieurs fréquences. Le satellite *Planck* couvrait les bandes en fréquence entre 30 et 70 GHz (*LFI*) et entre 100 et 857 GHz (*HFI*). Les instruments *PACS* et *SPIRE* couvraient entre 45 et 545 GHz, mais avec une meilleure résolution spatiale que *Planck*, permettant d’obtenir des cartes de résolutions $36''$ et $5'$ respectivement. La couverture en fréquence de ces satellites a permis plusieurs détermination de l’indice spectral dans le MIS (Planck Collaboration et al., 2011a,b, 2014b,a). Je vais introduire ici quelques étapes du calcul, afin de mieux appréhender les travaux réalisés sur ce sujet dans la Pipe Nebula.

La profondeur optique est ici le paramètre qui rassemble toute l’information de la poussière : la taille des grains, leur composition, ou leurs propriétés diélectriques par exemple. Elle peut s’exprimer à partir de sa fréquence, d’une fréquence de référence ν_0 et de β tel que :

$$\tau(\nu, \tau_{\nu_0}, \beta) = \tau_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \quad (5.3)$$

S’il est important de contraindre la température et l’opacité de la poussière, c’est donc pour obtenir des informations sur la physico-chimie des grains émetteurs, notamment grâce à sa *Distribution Spectrale en Energie (SED)*. La *SED* de la poussière du milieu interstellaire est assimilable à une loi de corps noir. L’émission de la poussière ayant lieu à basse fréquence (domaine de Rayleigh-Jeans) et sachant que la profondeur optique de la poussière τ_ν est généralement très faible, la *SED* suit l’expression par développement limité à l’ordre 1 :

$$I(T_{\text{dust}}, \nu) = B(T_{\text{dust}}, \nu)(1 - e^{-\tau(\nu)}) \approx B(T_{\text{dust}}, \nu)\tau(\nu) \quad (5.4)$$

avec

$$B(T_{\text{dust}}, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \approx \frac{2\nu^2}{c^2} kT_{\text{dust}} \quad (5.5)$$

Combinant les Eq. 5.3 et 5.5 dans 5.4, on obtient :

$$I(\tau_{\nu_0}, \nu, \beta, T_{\text{dust}}) = \frac{2\nu^2 kT_{\text{dust}}}{c^2} \tau_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \propto \nu^{\beta+2} T_{\text{dust}} \quad (5.6)$$

Cette équation nous montre qu'il est nécessaire de réaliser les observations dans au moins 2 fréquences afin de déterminer β et T_{dust} . Après calibration des données des deux satellites, un premier ajustement de la SED des données *Planck* permet d'obtenir une estimation de β . Prenant $\nu_0=353\text{GHz}$, cet ajustement, réalisé ensuite sur les données *Herschel*, n'a alors plus que les 2 paramètres libres que l'on cherche.

La carte en opacité à $850\mu\text{m}$ a ensuite été convertie en carte de densité de colonne à partir de la carte en extinction de Lombardi et al. (2006). En effet, l'extinction visuelle est linéairement proportionnelle à l'opacité à cette longueur d'onde. Pour la Pipe Nebula, la conversion calculée par Hasenberger et al. (2018) est telle que :

$$A_K = \gamma\tau_{850} + \delta \quad (5.7)$$

avec $\gamma=(5256\pm 6)\text{mag}$ et $\delta=(-143.6 \times 10^{-3} \pm 0.6 \times 10^{-3}) \text{mag}$. Les nuages Orion, Perseus et California ont des pentes γ de l'ordre de 2600 à 3900 mag, tandis que les modèles prédisent des pentes comparables à celle de la Pipe. Les auteurices concluent que, soit ces différences mettent en avant des propriétés différentes de la poussière, soit que les modèles doivent produire des dispersions de valeurs de γ plus grandes pour des propriétés similaires de poussières.

La PDF en densité de la Pipe, après soustraction de la poussière provenant de l'arrière-plan du nuage, montre une pente similaire à celles observées dans les nuages sans formation d'étoiles (~ 4 , nuage California Lada et al. (2017)). La carte en extinction de Lombardi et al. (2006), construite par émission de la poussière, donne un A_V plus faible que celle de Hasenberger et al. (2018), dont la différence est présentée Fig. 5.7. Toute la structure principale de la Pipe (que l'on peut identifier à l'aide des contours) présente une différence positive, soit un surplus d'extinction sur la carte de Hasenberger et al. (2018). Alors que la carte en extinction de Hasenberger et al. (2018) a permis d'estimer de nouveaux rayons et masses pour les cœurs, ils commentent que leurs masses sont corrélées à celles de Rathborne et al. (2009). Nous noterons cependant que les différences sont au maximum d'un facteur ~ 3 , ce qui devrait avoir un impact sur la CMF.

1.4 Taux de formation d'étoiles

En étudiant des cartes *Spitzer*-MIPS, Forbrich et al. (2009) ont détecté 21 candidats Young Stellar Object (YSOs) dans la Pipe, dont 15 sont concentrés dans B59. 2 candidats sont à la frontière entre BD et B59, 2 autres sont dans la région BD, et le dernier à l'extrémité de la région HD. Considérant une masse pour chacune de $0.3M_\odot$ et la masse

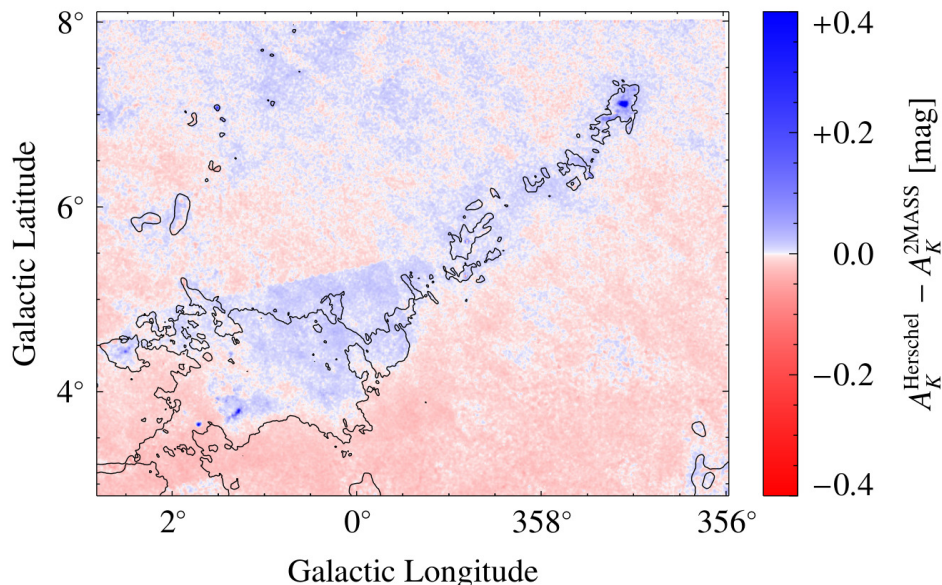


FIGURE 5.7 – Différences entre la carte en extinction de Lombardi et al. (2006) A_K^{2MASS} et la carte en extinction de Hasenberger et al. (2018) $A_K^{Herschel}$. Les contours représentent le niveau à $A_K^{Herschel}=0.5$ mag.

totale de Onishi et al. (1999) de $10^4 M_\odot$, l'Efficacité de Formation d'Etoiles (SFR) est de 0.06%, et atteint 2.7% en ne considérant que la masse des régions de forte extinction. Ces observations mettent en évidence que la formation d'étoile de la Pipe est principalement localisée dans B59.

L'Aquila Rift, nuage étendue dans le plan galactique sur 36 pc en $^{12}\text{CO}(1-0)$, est plus massif que la Pipe d'un ordre de grandeur (Straizys et al., 2003), et semble proposer aussi une très faible formation d'étoile avec 9 étoiles jeunes (Prato et al., 2008). En vue de sa taille, sa formation d'étoiles est répartie dans certaines régions du nuage, tout comme c'est le cas de la Pipe. Le nuage Coalsack, s'étendant sur 8.5° en $^{12}\text{CO}(1-0)$, moins massif que la Pipe d'un ordre de grandeur, ne semble posséder que très peu de formation d'étoiles (Nyman, 2008), principalement localisées dans la région nommée la Bulle de Coalsack (Golev & Kaltcheva, 2014). Ainsi, l'état de la formation d'étoiles de la Pipe se trouverait entre celui du Coalsack et de l'Aquila Rift.

1.5 Scénarios de formation de la Pipe

1.5.1 Chocs entre deux structures de gaz de la Pipe

Onishi et al. (1999) ont produit des cartes $J=1-0$ de C^{18}O , ^{12}CO et ^{13}CO , d'une taille de 27deg^2 avec une résolution de $4'$, permettant d'obtenir un premier aperçu de sa dynamique. Dans la Fig. 5.8, nous voyons dans le panneau (a) (en haut) l'intensité intégrée sur l'ensemble des vitesses en ^{13}CO des observations de Onishi et al. (1999). Le panneau (b) (à droite) montre l'intensité intégrée du ^{12}CO entre 6 et 10 km/s dans une sous-région de la carte ^{13}CO . On remarque que l'intensité intégrée entre 6 et 10 km/s du ^{12}CO est perpendiculaire à l'axe principal de la Pipe Nebula tracé par le $^{13}\text{CO}(1-0)$.

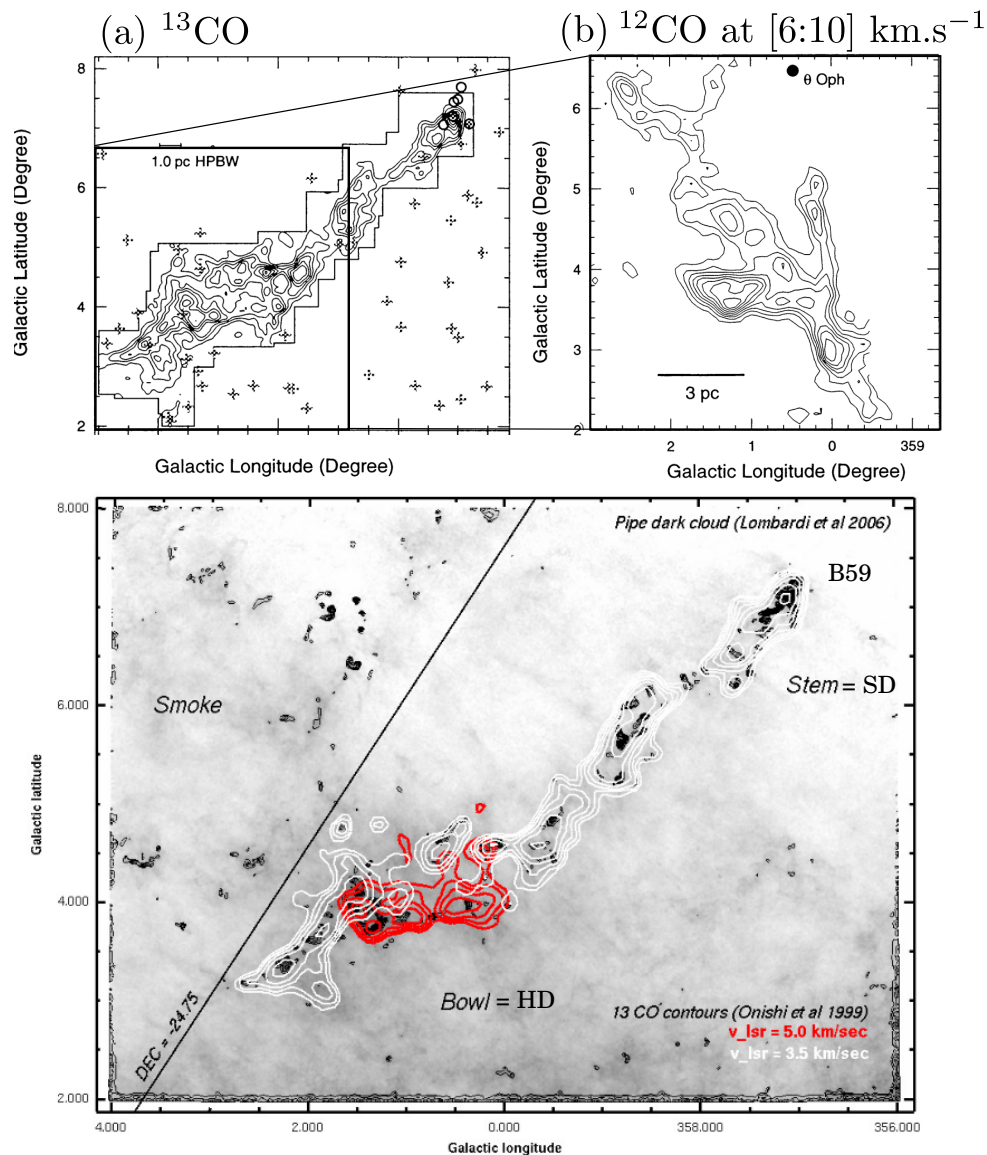


FIGURE 5.8 – *Haut-Gauche* : Observations de Onishi et al. (1999) de la Pipe Nebula en intensité intégrée de $^{13}\text{CO}(1-0)$. Le contour le plus faible est de 1.3K.km/s et les intervalles de 1K.km/s en ^{13}CO . *Haut-Droite* : Observations de Onishi et al. (1999) de la Pipe Nebula en intensité intégrée de $^{12}\text{CO}(1-0)$ entre 6 et 10 km/s . *Bas* : Emission à 3.5 (blanc) et 5 (rouge) km/s du ^{13}CO observé par Onishi et al. (1999). La carte en tons de gris est celle en extinction de Lombardi et al. (2006).

Ces deux orientations se superposent spatialement sur $\sim 3\text{pc}$ sur des intervalles de vitesse différents, avec des structures filamenteuses qui sont particulièrement bien définies. Les structures sont probablement très proches le long de la ligne de visée, leurs intervalles en vitesses étant du même ordre. Cette superposition est supposée être une marque de chocs entre elles.

Avec leur étude, Muench et al. (2007) ont observé que seuls 10% des cœurs présentent en C^{18}O plus d'une composante en vitesse, les amenant à conclure que la Pipe n'est pas affectée par un nuage en arrière-plan. Le panneau bas de la Fig. 5.8 présente deux structures en vitesse à 3.5 et 5 km/s observées par Onishi et al. (1999) sur la carte en

extinction de [Lombardi et al. \(2006\)](#). On y retrouve l'ensemble des structures visibles dans le panneau (a). Dans cette région de superposition de structures, ils estiment l'existence d'un anneau de ~ 2 pc de rayon avec une masse de $\sim 1000 M_{\odot}$, où la dispersion en vitesse de ^{13}CO est largement supérieure à celle mesurée dans d'autres parties du nuage.

Par une analyse de la cinématique des cœurs à partir des observations de [Onishi et al. \(1999\)](#), [Franco et al. \(2010\)](#) et [Román-Zúñiga et al. \(2010\)](#), [Frau et al. \(2015\)](#) ont étudié la possibilité d'un choc entre deux structures de gaz dans la Pipe Nebula. À grande échelle en ^{12}CO et $^{13}\text{CO}(1-0)$, on vient de noter que deux structures en vitesses perpendiculaires sont superposées à la frontière entre [BD](#) et [HD](#). Séparant les mesures de la région [HD](#) de celles de la région [BD](#) sur la base de cette observation, ils distinguent deux tendances sur les vitesses moyennes, polarisations et largeurs de raies. Ainsi, elles sont plus grandes dans la région [HD](#), qui présente aussi une plus grande dispersion dans les angles de polarisation. Leur étude conduit à l'hypothèse que la région [HD](#) aurait subi un choc, mais pas [BD](#). Cette hypothèse est soutenue par l'observation que [HD](#) contient plus de cœurs denses et est dans un état chimique plus avancé que [BD](#). Cependant, nous aimerions ajouter que les incertitudes sur les largeurs de raies qu'ils présentent se superposent entre les deux régions, et que la différence en dispersion de l'angle de polarisation n'est que de 10%. Un dernier élément est que l'intensité du champ magnétique augmente de [BD](#) à [HD](#) ([Alves et al., 2008](#)), phénomène pouvant être justifié par une compression.

1.5.2 Chocs par des SNe

Plusieurs éléments tendent à faire penser que la Pipe Nebula aurait subi des chocs provenant de l'association Sco OB2. Je vais résumer ces indices, m'appuyant sur les études de [Peretto et al. \(2012\)](#) et de [Gritschneider & Lin \(2012\)](#). Comme on a pu le voir, seul B59 contient de la formation d'étoile à travers toute la Pipe, et cette région se trouve, en projection sur le plan du ciel, à l'est de Sco OB2. On estime qu'entre 14 et 20 SNe ont pu avoir lieu entre 91 et 300pc de nous il y a 10 à 15 Myr ([Fuchs et al., 2006](#)). Nous discuterons de Sco OB2 plus précisément dans le Chapitre 6. Probablement située dans la Bulle Locale ([Breitschwerdt et al., 2000](#), [Lallement et al., 2003](#)), le cluster B59 dont l'âge est estimée à ~ 5 Myr ([Covey et al., 2010](#)) aurait donc subi ces explosions qui auraient pu déclencher la formation d'étoile.

Sur les cartes de poussière (par exemple Fig. 5.2, 5.5), on peut voir que l'extrémité de B59 est arrondie avec un gradient en densité important ressemblant à un front de choc. Cette structure est schématisée par des pointillées dans la Fig. 5.9 qui montre la carte en densité de H_2 agrandie dans la région de B59, ainsi que les filaments et l'origine probable de la compression. L'orientation du champ magnétique, principalement parallèle aux structures de la région [BD](#), peut aussi être expliquée par un mécanisme de compression. Ce mécanisme fait l'hypothèse que la compression va amplifier la composante du champ magnétique parallèle au front du choc, sans affecter sa composante perpendiculaire. Cette possibilité a été ensuite revisitée par [Gritschneider & Lin \(2012\)](#) qui ont étudié l'effet de la radiation ionisante produite par les étoiles de cette association. Ainsi, ils dé-

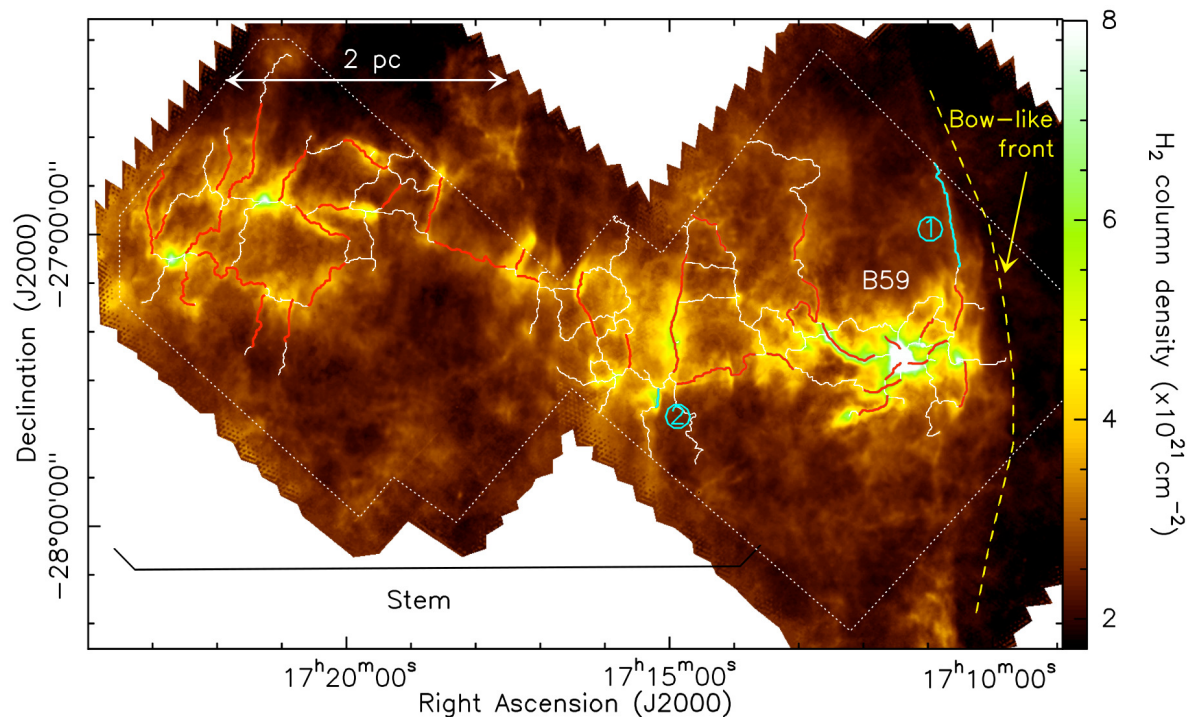


FIGURE 5.9 – Carte en densité de colonne de la Pipe par Peretto et al. (2012). Par-dessus sont tracés des filaments extraits via l’algorithme DisPerSE (Sousbie, 2011). La résolution angulaire de l’image est de $\text{HPBW}=36''$.

montrent que la morphologie, taille et masse de la Pipe pourrait être reproduite dans de telles circonstances, ainsi que la pression de confinement des cœurs discuté par Lada et al. (2008).

Prenant de la distance, le complexe du nuage de ρ Ophiuchi montre le même alignement en direction de l’association Sco OB2 que la Pipe Nebula. Situé à environ 130 pc de nous (Gagné et al., 2018, Gaia-DR1), cet alignement pourrait signifier que les deux nuages auraient vécu une histoire similaire. Pour renforcer cette idée, il faut mentionner l’étoile B2 IV β Cephei θ Ophiuchi (HD 157056), situé en projection à 3pc de la Pipe en direction de ρ Ophiuchi, dont les éjectas permettraient d’expliquer la pression des cœurs, la masse, taille et morphologie de la Pipe.

1.6 Contexte de nos observations

La littérature regorge d’études concernant ce nuage, et beaucoup d’incertitudes restent à être analysées. Dans cette partie, je résume les grandes questions et problématiques qui nous ont conduites à l’observer.

Non seulement l’un des nuages les plus proches de nous, la nébuleuse de la Pipe est aussi le centre de nombreuses questions primordiales de l’astrophysique. Comme on a pu le voir à travers la littérature, elle est centrale dans les réflexions autour de la formation des filaments, des cœurs et des étoiles. On peut se demander ce qui rend la formation d’étoile si différente à travers la Pipe (Alves et al., 2008, Rathborne et al., 2008)? Aussi, pourquoi trouve-t-on des cœurs aux stades évolutifs si différents dans le même nuage (Rathborne

et al., 2008, 2009) ? Avec cette structuration en cœurs dans B59, en filaments ténus dans BD et un mélange dans HD, la Pipe pourrait être une image de l'évolution filamenteuse des nuages moléculaires (Peretto et al., 2012). Comment ses filaments transitent donc d'un état ténu à dense ? Comme dans Musca, Perseus ou Polaris, son champ magnétique est particulièrement ordonné dans les régions sans formation d'étoile mais très désordonné ailleurs (Planck and Fermi Collaborations et al., 2015, Franco et al., 2010, Frau et al., 2015). Le champ magnétique semble donc y jouer un rôle important, mais quel est-il, et à quel point l'est-il ? La cohabitation de jeunes cœurs avec un champ magnétique très ordonné et une collision entre deux structures à grande échelle est-elle anodine ? La possible collision entre les structures du gaz à grande échelle est-elle récente (Onishi et al., 1999, Muench et al., 2007, Peretto et al., 2012) ? Apporte-t-elle suffisamment d'énergie pour contraindre les cœurs ? Ou bien joue-t-elle le rôle inverse ? Ou seraient-ce plutôt des collisions par des SNe qui auraient façonnées la Pipe et ses cœurs ?

La compréhension de ses particularités physique permettrait d'apporter un éclairage sur ces questions, raison pour laquelle nous avons orienté nos observations vers deux axes :

- La caractérisation spatiale et physico-chimique de 8 cœurs denses par des observations à multi-longueurs d'ondes
- La caractérisation des structures spatiales du gaz par la construction d'un cube PPV en $^{12}\text{CO}(1-0)$

Chacun de ces axes est décrit dans une Section spécifique (Sec 2 et 3 respectivement). La Section 6 résume certains points clefs et les contextualise à la lumière d'autres études. Ces observations ont été réalisées à l'aide du télescope du 30m de l'IRAM, la Pipe présentant une élévation moyenne de 25° . Trois sessions d'observations ont été nécessaires pour obtenir ces résultats, répartis en Août 2021 (projet 030-21), Décembre/Janvier 2021/2022 (projet 126-21) et Novembre 2022 (projet 041-22), comptabilisant un total de 115h d'observations effectives. À terme, des observations de la Pipe par le réseau ALMA seraient aussi possibles et permettraient d'atteindre une résolution inégalée pour ce nuage.

2 Observations des cœurs de la Pipe

Cette section est présentée sous la forme d'un article. Cet article est proche d'être achevé et sera soumis prochainement.

Dense cores in a convergent flow in the Pipe Nebula

S. Delcamp¹, P. Hily-Blant¹, and E. Falgarone²

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France e-mail: simon.delcamp@univ-grenoble-alpes.fr, pierre.hily-blant@univ-grenoble-alpes.fr

² LERMA/LRA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universites, UPMC Universite Paris 06, Ecole normale superieure, F-75005 Paris, France e-mail: edith.falgarone@phys.ens.fr

ABSTRACT

Context. The Pipe Nebula is a nearby, filamentary shaped, molecular cloud (≈ 160 pc) in which star formation is concentrated in its western end. While very dispersed in this region, the (projected) magnetic field orientation is rather well organized across the Pipe. Furthermore, the eastern part is the place of two colliding filamentary clouds, 3.5 km/s apart in projected velocity.

Aims. This converging flow region thus constitutes a highly turbulent, strongly magnetized and dynamical test case to be compared with numerical simulations. Constraining its physical parameters and structural composition is necessary to complete our understanding of a molecular cloud evolution.

Methods. We performed long integrations towards 7 dense cores identified based on dust extinction and emission, in $^{12}\text{CO}(1-0)$, $(2-1)$, and isotopologues, as well as HCO^+ , N_2H^+ , HCN , and CN . With LTE and non-LTE calculations, we estimated their column densities, and compare these gas estimations with the dust estimations from literature.

Results. The observed field was found to be indeed extremely dynamic. The ^{12}CO emission, covering 4.5 km/s, has up to 5 velocity components, showing several structures connected in physical and velocity space. The nomination of dense cores is challenged by these multi-line observations for at least 4 of the 7 probed cores. Indeed, the C^{18}O presents well separated components for two of them, suggesting an overlap of dust structures along the line-of-sight. The column density estimate from the gas conduct to visual extinction much lower than previous estimates. This suggests some limitation of automatic core detection based on dust in highly turbulent clouds, with consequences on the core mass function in such environments. We also confirm the presence of an external pressure confining the cores.

Key words. ISM: Molecular Clouds; Objects: Pipe Nebula

1. Introduction

Our understanding of star formation is still incomplete. One of the most challenging tasks remains to explain what makes the depletion time of molecular gas so long (Girichidis et al. 2020), ~ 2 Gyr, two orders of magnitude larger than the sound- or turbulent-crossing times for typical values of the density (100 cm^{-3}) and velocity dispersion (3 km s^{-1}). The numerical experiments over the last decade have shown that turbulence, magnetic fields, and stellar feedback are keys in slowing down the conversion of molecular gas into stars and also in shaping the stellar initial mass function (IMF) (Federrath 2016; Hennebelle et al. 2022).

The Herschel Space Telescope has revolutionized our representation of molecular clouds, showing that the IRAS filaments are universally sub-structured into smaller filaments down to sub-parsec scale (Schneider & Elmegreen 1979; André et al. 2013). Meanwhile, the Planck mission indicated a tendency for high-column density ($N_{\text{H}} > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) filament to be perpendicular to the local magnetic fields, while those with $N_{\text{H}} < 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ would be more likely parallel (Planck Collaboration et al. 2016). It has been advocated that massive molecular filaments have a characteristic transverse size ≈ 0.1 pc (Arzoumanian et al. 2019), although recent results question this claim (Clarke et al. 2020; Louvet et al. 2021; Panopoulou et al. 2022), showing in particular that angular and spectral resolutions are essential to disentangle between substructures and assess their column density in an unbiased way.

In nearby molecular clouds, low-mass stars ($< 5 M_{\odot}$) are observed to form in cores. These are regions of high density ($> 10^4 \text{ cm}^{-3}$) embedded in the molecular cloud, for which a boundary can be drawn in column density maps (of dust or gas). In the dynamical picture of molecular cloud formation that has emerged over the last decade (Hennebelle & Falgarone 2012), our understanding of the building of dense structures, filaments or cores, remains elusive. In particular, whether or not dense cores are structures forming within, or at the intersection of, filaments which could funnel matter onto them, is not established. Furthermore, the age of dense cores is still debated, although observational constraints such as the CO depletion and chemical clocks, tend to favor short timescales (of at most a few times the free-fall time) (Pagani et al. 2011; Hily-Blant et al. 2020; Priestley et al. 2022) against ambipolar diffusion regulated collapse (Brünken et al. 2014).

Cores could be a pivotal stage during the conversion of interstellar gas into stars. The current paradigm is that the stellar initial mass function (IMF) originates in the core mass function (CMF) (Motte et al. 1998; Testi & Sargent 1998; Alves et al. 2007; Enoch et al. 2008; Könyves et al. 2015). Indeed, the CMF has a shape very similar to the IMF, with a peak separating a \approx log-normal at low masses ($< 3 M_{\odot}$) and a power-law above, with a slope that is consistent with, or close to, that of the Salpeter IMF (Kennicutt & Evans 2012; Motte et al. 2018; Lee et al. 2020). The efficiency of the CMF to IMF conversion is approximately 0.4 in mass (Motte et al. 1998; Alves et al. 2007). Establishing the CMF requires large samples of cores.

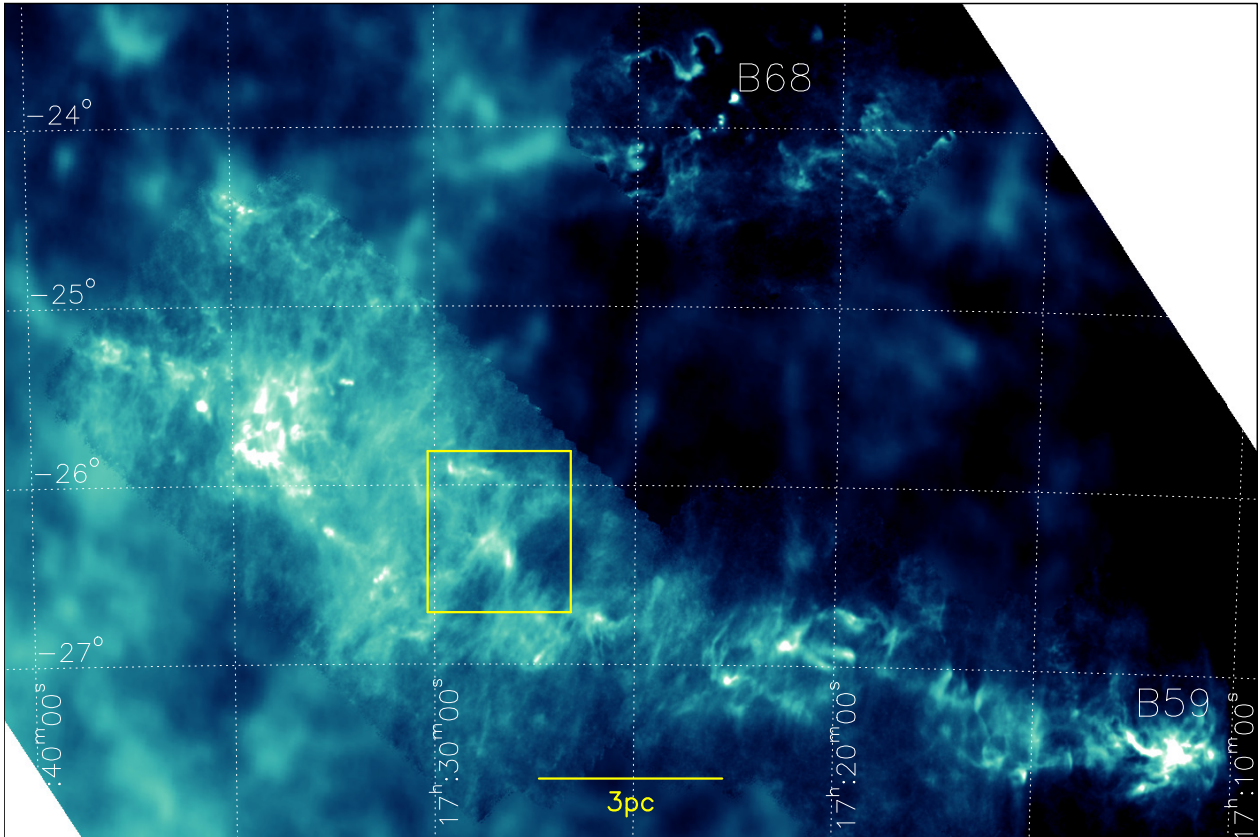


Fig. 1. Visual extinction map (logarithmic scale) of the Pipe Nebula based on the Herschel/SPIRE and Planck surveys (Hasenberger et al. 2018). The well-known B68 globule and the B59 star-forming region are outlined. The different spatial resolutions reflect the combined Planck and Herschel datasets. The rectangle delineates the region shown in Fig. 2. The cloud is located at a distance of 163 pc.

The largest, statistically significant, samples of core masses have been obtained using large-scale maps of dust extinction or emission. In particular, the Herschel space mission has realized comprehensive surveys of the main nearby molecular clouds (André et al. 2010) with sub-arcminute spatial resolution. On the other hand, the Planck mission obtained multi-band observations of the dust emission with unprecedented calibration precision and accuracy, which provides the Herschel maps with the absolute amplitude calibration needed to translate the intensity into dust column density. In parallel, laboratory experiments have improved our knowledge of the dust absorption coefficient in the far infrared (Demyk et al. 2017) which could be compared with results from the Planck mission. Overall, the last decade saw a considerable improvement of our ability to compute masses from dust measurements. Yet, the identification of cores remains a delicate step. Automatic algorithms are needed to face the huge amount of data, which usually rest upon some threshold above which contours are to be drawn. These are often complemented with spectral line observations to reject false positives due to line-of-sight confusion. Thus, in the Pipe Nebula, a total of 43 objects, especially in the range $M \sim 0.3 - 3 M_{\odot}$, were removed from the 159 original catalog based on the emission lines of $C^{18}O(1-0)$ (Muench et al. 2007; Rathborne et al. 2009) which was used as high density tracer. Confusion on the line of sight may not be limited to unrelated, dense structures. In the current picture of a highly dynamical interstellar medium (Hennebelle et al. 2008) where molecular clouds are short-lived structures (Chevance et al. 2020) formed in the wake of the thermal instability taking place in the cold neutral medium, one expects that dense structures, with a total hydrogen nuclei density

n_H larger than typically 3000 cm^{-3} , are consistently embedded within more diffuse molecular gas with $n_H < 1000 \text{ cm}^{-3}$ and $T_{\text{kin}} \sim 20 - 25 \text{ K}$ (Hily-Blant & Falgarone 2007). This diffuse molecular gas will contribute to the dust extinction or emission and it is therefore important to disentangle this component from dense, isolated structures.

It is the purpose of the present work to examine the line of sight towards several core candidates in the Pipe Nebula. The study rests upon high spatial and spectral resolutions observations with the IRAM-30m radio telescope of ^{12}CO , ^{13}CO , and $C^{18}O$ emission lines. The paper is organized as follows. Section 2 presents the observed region and general properties of the dense cores in the Pipe Nebula. Section 3 summarizes the technical aspects of the observations and data reduction. Section 4 is devoted to the analysis of the emission spectra and the derivation of gas column density and revised core masses. Section 5 discusses the results in the context of the CMF.

2. Field selection

2.1. Large-scale properties of the Pipe Nebula

The Pipe Nebula is a ≈ 20 pc-long filamentary molecular cloud, located at a Gaia/DR2-based distance $d = 163 \pm 5 \text{ pc}$ (Dzib et al. 2018), 25% larger than the value adopted in earlier studies. Among the nearby molecular clouds, the Pipe nebula stands out for its low star formation activity (0.06%, Forbrich et al. 2009), which is concentrated at its Western end called B59 (Onishi et al. 1999). The Pipe molecular cloud is strongly turbulent and magnetized: on 10-pc scales, the $^{12}CO(1-0)$ velocity cover-

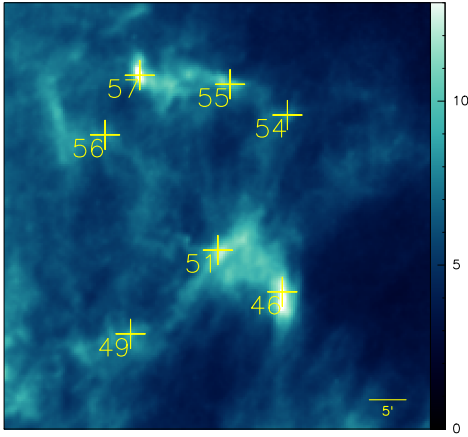


Fig. 2. *Left:* Extinction map (A_V , in J2000 coordinates) towards the cores observed with the IRAM-30m. *Right:* Zoom ($6' \times 6'$) towards each core. In each panel, the circle radius is taken from Rathborne et al. (2009).

Table 1. Positions and physical properties of the observed cores.

Id	RA J2000	Dec J2000	A_V^a mag	R^a pc	M^a M_\odot	Id ^b
46	17:28:10.5	-26:23:58.0	7.4	0.14	5.60	56
49	17:29:42.8	-26:29:40.0	2.0	0.20	0.80	58
51	17:28:49.6	-26:18:16.8	4.9	0.15	4.60	61, 62
54	17:28:07.5	-25:59:53.4	3.0	0.08	0.90	67
55	17:28:42.2	-25:55:43.0	4.0	0.11	2.20	67
56	17:30:03.9	-26:02:44.0	2.0	0.05	0.40	68
57	17:29:36.9	-25:54:29.0	6.4	0.11	2.80	69, 70

NOTES—^a Peak A_V , radius and mass are taken from Rathborne et al. (2009). ^b Corresponding number in Alves et al. (2007).

age is $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ with a FWHM $\approx 3 \text{ km s}^{-1}$ (Onishi et al. 1999), and the magnetic fields are estimated to be a few tens of μG , and up to $65 \mu\text{G}$ in the quiescent part of the cloud (Alves et al. 2008). On large scales, the relative orientation of the magnetic fields and the Pipe suggests that the filamentary shape results from a global collapse along the field lines (Franco et al. 2010). The kinematics of the molecular gas traced by the $^{13}\text{CO}(1-0)$ and $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ emission lines reveal a region (at galactic longitude $0 \leq \ell \leq 1.5^\circ$) where two velocity components, at 3.5 and 5.0 km s^{-1} , overlap (Onishi et al. 1999; Muench et al. 2007). It has been proposed that this region, where the projected velocity covers the range $2-7 \text{ km s}^{-1}$, corresponds to two filaments undergoing a collision at an Alfvénic Mach number $v_{\text{shock}}/v_A \approx 2.5/0.8 = 3$, which would explain the highly ordered projected field lines (Frau et al. 2015).

2.2. Selected field: supersonic, sub-Alfvénic convergent flow

The cores in the present study are located in the non-star-forming part of the Pipe Nebula, where the 3.5 and 5.0 km s^{-1} velocity components overlap (see Fig. 1). It is also the region of lowest dispersion of polarization angles across the entire cloud with an estimated magnetic field strength of $65 \mu\text{G}$ (Alves et al. 2008; Franco et al. 2010). The Alfvén velocity is $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho} = 3.8 \text{ km s}^{-1}(B/65\mu\text{G})(n_{\text{H}}/1000 \text{ cm}^{-3})^{-1/2}$, where the H nuclei density is representative (likely an upper limit, Hily-Blant & Falgarone 2007) of the diffuse molecular gas in which the polarized extinction is measured. The Alfvén speed is larger

Table 2. Spectroscopic properties of the observed transitions.

Species	Transition	Rest freq. GHz	A_{ul}^b s^{-1}
^{12}CO	$J = 1 - 0$	115.2712018	7.203×10^{-8}
	$J = 2 - 1$	230.5380000	6.910×10^{-8}
^{13}CO	$J = 1 - 0$	110.2013543	6.294×10^{-8}
C^{18}O	$J = 1 - 0$	109.7821734	6.266×10^{-8}
C^{17}O	$J = 1 - 0$	112.358982 ^a	6.697×10^{-8}

NOTES—^a The hyperfine structure of $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ is partially resolved in our observations. The quoted rest frequency is that of the strongest hyperfine component, which is blended with the weakest component at 112.358777 , while the component at 112.360007 (with a relative intensity of $1/3$) is well separated (see Fig. 3). ^b Einstein coefficients for spontaneous radiative decay.

than, or comparable to, the $\approx 2 \text{ km s}^{-1}$ velocity dispersion of the $^{12}\text{CO}(1-0)$ (see previous Section). Furthermore, the sound speed in this diffuse molecular gas is $T_{\text{kin}} \approx 25\text{K}$ (Hily-Blant & Falgarone 2007) is $c_s = \sqrt{kT/2.3m_a} = 0.3 \text{ km s}^{-1}$. This region is thus characterized by rms sonic and Alfvénic Mach numbers $\mathfrak{M}_s = \sigma_v/c_s \approx 2/0.3 \approx 7$ and $\mathfrak{M}_s = \sigma_v/c_s \approx 2/3.8 \approx 0.5$, and a ratio of thermal to magnetic pressure $\beta = 2\mathfrak{M}_a^2/\mathfrak{M}_s^2 \approx 0.01$. Although these are crude estimates, the region is strongly supersonic and sub- to trans-Alfvénic. This region can thus be seen as a template to study the core formation in supersonic, sub- to trans-Alfvénic convergent flow.

3. Observations

Observations were performed with the IRAM-30m telescope during three runs in August 2021 (program 030-21), January 2022 (program 126-21), and November 2022 (041-22). The mean elevation was 25° . The EMIR receivers E090 and E230 (Carter et al. 2012) have been used with three frequency setups ensuring 20 kHz spectral resolution with VESPA: one with $^{12}\text{CO}(1-0)$ and $(2-1)$ observed simultaneously, another setup for $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ and $^{13}\text{CO}(1-0)$, while $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ was observed separately. The FTS backend in its 50 kHz mode was also put in parallel. Pointing and focus were performed every one and two hours respectively, providing $\approx 1''$ of pointing accuracy and high efficiency. Amplitude calibration was done every $10'$ using the standard three-phases procedure at IRAM-30m which provides us with gain calibration and measurements of the zenith opacity and receiver and system temperatures. The half-power beam width (HPBW) is $22''$ at $110-115 \text{ GHz}$ with forward and beam efficiencies of 94% and 78% respectively, and $11''$, 92% and 59% respectively at 230 GHz . Data reduction was done with the GILDAS softwares¹. Residual bandpass effects were subtracted using low-order (up to 2) polynomials. The line intensity in this paper are expressed in the main-beam temperature scale according to $T_A^* F_{\text{eff}} = T_{\text{mb}} B_{\text{eff}}$.

Core 51 was observed during run 030-21 under average weather conditions, with system temperatures and zenith opacity of 500 K and 0.3 at the $^{12}\text{CO}(1-0)$ frequency, 900 K and 0.32 at 230 GHz , and 220 K and 0.1 at 110 GHz . All cores in our sample were then observed during run 126-21 on January, 7th 2022, under average weather conditions ($2-3 \text{ mm}$ pwv, 150 K system temperatures at 110 GHz , and 350 K at 230 GHz). Complementary observations were performed in November 2022 (run 041-

¹ <https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

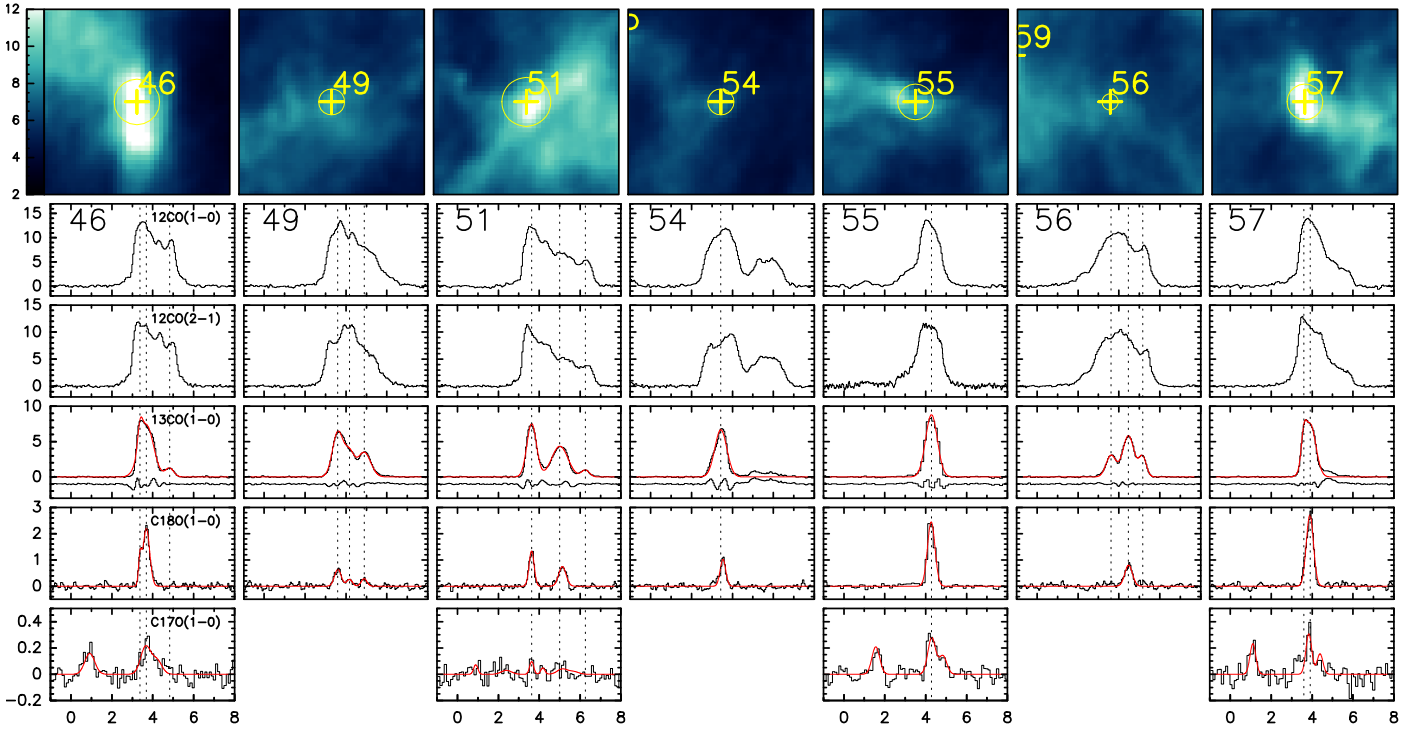


Fig. 3. Rotational spectra of CO and isotopologues (in main-beam temperature scale) towards the sample of cores of Fig. 2. The vertical dotted lines indicate the Gaussian components in the $^{13}\text{CO}(1-0)$ line. The results of multi-components Gaussian fits for ^{13}CO and C^{18}O and of a hyperfine fit (see text) for C^{17}O , are shown in red. The residuals are shown only for ^{13}CO .

22) under average conditions ($T_{\text{sys}} \approx 200$ K, 400 K, and 600 K at 110, 115 and 230 GHz respectively). Each core was observed using four or five 20"-apart offsets, in view of computing (2-1)/(1-0) line ratios. The final spectra are thus Gaussian-weighting averages: $\langle T \rangle = \sum_k (T_k w_k) / \sum_k w_k$, with $w_k = \exp(-d_k^2 / 2\sigma_\theta^2)$, d_k is the distance of each spectrum from the reference position, and $\sigma_\theta = \text{HPBW} / 2.35$. The resulting rms (in main-beam temperature scale) are typically 180 mK, 60 mK, 70 mK and 100 mK per 0.05 km s^{-1} channels for $^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, and $^{12}\text{CO}(2-1)$, and 60 mK per 0.1 km s^{-1} for $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$. Only four positions could be observed in C^{17}O .

4. Results

4.1. Line profiles

The average spectra towards each target are shown in Fig. 3. The ^{12}CO lines are broad, with a variety of profiles. In the sample, core 55 stands out for its ^{12}CO spectrum appears quite simple in comparison with the other 6 targets. Several lines of sight have broad wings (49, 56, 57), and others show several, distinct features in $^{12}\text{CO}(1-0)$. Whether these correspond to distinct velocity components or radiative transfer effects can be disentangled with the rarer isotopologues. Thus, the ^{13}CO lines also show well separated features towards most positions (46, 49, 51, 54, 56). This is further emphasized by the C^{18}O spectra, although at some positions (49, 54, 56) some of the ^{13}CO components are close to, or within the noise. The strongest features in $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ are detected in $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ when searched.

Altogether, these isotopologues provide a comprehensive view of each line of sight. The $^{13}\text{CO}(1-0)$ spectra suggest that the spectra towards cores 46, 49, 51, 54, and 56 result from the overlay of well separated structures along the line of sight. That the lines from the rarer C^{18}O isotopologue never coincide with

dips of the $^{13}\text{CO}(1-0)$ spectra rules out radiative transfer effects (such as self-absorption) to explain the dips. Thus, the various peaks in the $^{13}\text{CO}(1-0)$ spectra are distinct velocity components. In the case of core 51, these components coincide with those identified on large scales, at 3.5 and 5.0 km s^{-1} . Up to three components are actually clearly detected in ^{13}CO towards cores 46, 51, and 56, which is not seen in C^{18}O . Closer inspection at core 49 shows three velocity components in C^{18}O (at 3.6, 4.2, and 4.9 km s^{-1}), which are also seen in ^{13}CO , although the first two are not well separated. Yet, the component at 4.2 km s^{-1} is clearly visible in both ^{12}CO lines. Towards core 54, a broad emission, well detached in $^{12}\text{CO}(1-0)$ and (2-1) is also detected in ^{13}CO , but not in C^{18}O . Finally, only one (core 55) out of 7 targets in our sample shows a spectrum consistent with a single velocity component. However, the ^{12}CO spectra show a blue wing which could trace embedding material tied to the core, or another, distinct structure on the line of sight, in which case, all lines of sight in our sample would have multiple structures.

The previous qualitative results are confirmed by Gaussian fit results, shown in Fig. 3 and summarized in Tables A.1-A.3. Thus, towards source 46, the fit of the $^{13}\text{CO}(1-0)$ line improves significantly when imposing two components at the velocity found in the $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ spectrum. Similarly, a three components fit to the $^{13}\text{CO}(1-0)$ towards source 49 provides a much better fit. These results indicate that the features seen in $^{13}\text{CO}(1-0)$ are associated with the same components detected in $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ and not artifacts due to radiative transfer effects. Towards source 51, of the three components detected in ^{13}CO , only two components can be fitted in C^{18}O . Towards sources 54 and 55, the ^{13}CO and C^{18}O Gaussians are found at velocities consistent to within 1σ , thus confirming they trace the same velocity component. Source 56 is a special case in the sense that of the three velocity components in ^{13}CO , only one could be fitted in C^{18}O . The ^{13}CO

Table 3. Column density of C¹⁸O based on the LTE analysis applied to ¹³CO/C¹⁸O line ratio (see Sect. 4.2).

Id	v_0 km s ⁻¹	T_{18} K	1σ K	FWHM km s ⁻¹	T_{13}/T_{18}	1σ	τ_{18}	1σ	T_{ex} K	N_{18} 10 ¹⁴ cm ⁻²
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
46	3.38	1.00	0.08	0.17	3.14	0.26	0.34	0.05	6.7(-5,+7)	2.1(2)
46	3.68	2.19	0.08	0.39	3.35	0.13	0.31	0.02	11.5(6)	10.9(5)
51	3.63	1.34	0.07	0.29	5.62	0.29	0.08	0.02	20.4(-35,+50)	5.9(-8,+10)
51	5.13	0.75	0.07	0.42	5.80	0.53	0.07	0.03	13.1(-26,+36)	3.8(-5,+6)
54	3.53	1.02	0.08	0.32	6.54	0.56	0.03	0.03	19.8(-38,+33)	4.8(8)
55	4.27	2.45	0.06	0.43	3.59	0.09	0.27	0.01	13.6(5)	14.1(5)
57	3.89	2.71	0.08	0.41	2.74	0.10	0.43	0.02	11.1(4)	14.8(6)
49	3.60	0.64	0.08	0.38	9.81 [†]	1.24				
49	4.17	0.26	0.08	0.33	12.60 [†]	3.96				
49	4.88	0.29	0.08	0.33	12.08 [†]	3.41				
56	4.48	0.80	0.08	0.44	7.28 [†]	0.73				

NOTES—(1): core number; (2) velocity component; (3-5): peak intensity and FWHM of the C¹⁸O(1-0) line from Gaussian fitting; (6-7): ¹³CO/C¹⁸O(1-0) line ratio from Gaussian fitting; (8-9): center line opacity from the LTE analysis of the line ratio; (10-11): for each velocity component, the values for the excitation temperature and column density, and their uncertainties (in brackets, in units of the last digit), correspond to 16th, 50th, and 84th percentiles respectively (see Section B.1). [†] Empty columns correspond to ¹³CO/C¹⁸O(1-0) line ratios larger than 7.14 that are not compatible with Eq. (B.4).

profile towards core 57 could result from self-absorption since the C¹⁸O(1-0) line lies at 3.89 km s⁻¹, right within the 3.59 and 3.91 km s⁻¹ of the two Gaussians fitted to the ¹³CO line.

4.2. Column density: LTE calculations

A first estimate of the total gas column density, based on the ¹³CO and C¹⁸O lines, is obtained under the usual assumption of a single excitation temperature, uniform along the line of sight and identical for all isotopologues. In this framework, the line ratio depends solely on the ratio of their opacity which, in optically thin to moderately thick regimes, resumes to the column density ratios of the ¹³CO and C¹⁸O isotopologues. A further simplification consists in adopting a fixed ratio equal to the elemental isotopic ratios, namely $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O} = ^{13}\text{C}/^{12}\text{C} \times ^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$. Then, it can easily be shown that the line ratio depends solely on the opacity of either of the two lines. The details of the procedure are provided in Appendix B. The adopted elemental isotopic ratios are $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 500$ and $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 70$ which are appropriate for the present-day solar neighborhood (Henkel & Mauersberger 1993; Yan et al. 2023). We thus have $\tau_{13} = 7.14\tau_{18}$. In this framework, a ¹³CO/C¹⁸O line ratio larger than 7.14 points towards the failure of (at least) one of our simplifying assumptions, most likely that of an equal excitation temperature. In such cases, another treatment is performed (see below). The CO column density may also be derived using the hyperfine splitting of the C¹⁷O(1-0) line to determine the excitation temperature and the opacity independently. However, the detected C¹⁷O(1-0) lines are found to be optically thin, a regime in which the hyperfine line ratios no longer depends on the opacity.

In our analysis, each velocity component detected in C¹⁸O(1-0) is treated separately. The uncertainties are determined

by propagating normally-distributed line intensities and ratios (with 5000 values) through Eq. (B.4), which is then solved numerically for each value. The resulting distribution for the opacity is then propagated through Eqs. (B.5) and (B.3). Because the opacity is positive, its distribution is non-Gaussian in some cases. Nevertheless, the resulting distributions for the excitation temperature and column density are very close to normal ones. The results are summarized in Table 3. For the 5 cores (46, 51, 54, 55, and 57) with ¹³CO/C¹⁸O line ratios below 7.14, the C¹⁸O column density was estimated leading to values that cover almost one order of magnitude, from 2.1 to 14.8 × 10¹⁴ cm⁻². In particular, towards core 46, the two velocity components trace column densities that differ by a factor of 5, suggesting that the underlying gas has also different physical conditions.

4.3. Column density: non-LTE calculations

In addition to the previous LTE estimates, a non-LTE analysis was performed for most lines of sight, in the escape probability formalism using the public RADEX code, coupled with a Markov Chain Monte-Carlo parameter space exploration (Hily-Blant et al. 2018, 2022; Foreman-Mackey et al. 2013). The non-LTE analysis is required for the lines of sight with a ¹³CO/C¹⁸O(1-0) line ratio larger than 7.14, or for the velocity components with no C¹⁸O(1-0) detected. We also performed this analysis for the three lines of sight with well detected C¹⁷O(1-0), in order to minimize simultaneously all the observed lines.

The free parameters are the H₂ density, kinetic temperature, and ¹²CO column density, while a single FWHM was used for a given velocity component. The FWHM is that of C¹⁸O(1-0) if detected, and that of ¹³CO(1-0) otherwise. The minimization is done against the line intensity. For the ¹²CO(1-0) and (2-1) lines,

Table 4. Results from the non-LTE RADEX-MCMC minimization for each velocity component.

Core	v_0^a km s ⁻¹	FWHM ^a km s ⁻¹	T_{kin}^b K	$n_{\text{H}_2}^b$ cm ⁻³	$\log_{10}(N_{12}/\text{cm}^{-2})^b$	N_{12} 10 ¹⁷ cm ⁻²	N_{18} 10 ¹⁴ cm ⁻²
46	3.70 [†]	0.39	11.2(5)	5.3(11)	17.73(4)	5.4	10.7
	4.83	0.46*	9.5(1)	5.6(10)	16.63(2)	0.4	0.9
49	3.60	0.38	14.4(2)	6.1(6)	17.46(1)	2.9	5.8
	4.17	0.33	13.5(2)	5.3(10)	17.00(3)	1.0	2.0
	4.88	0.33	10.6(2)	5.7(9)	17.05(2)	1.1	2.2
51	3.63	0.29	15.5(1)	6.1(6)	17.46(1)	3.0	5.9
	5.00	0.42	10.1(1)	5.7(12)	17.32(2)	2.1	4.2
	6.26	0.45*	9.2(3)	2.4(-3,+2)	17.0(3)	1.0	2.0
55	4.28 [†]	0.45	16.2(3)	3.8(2)	17.72(1)	5.2	10.5
56	3.61	0.56*	13.6(1)	5.8(9)	17.18(2)	1.5	3.0
	4.47	0.44	12.2(1)	6.1(6)	17.48(1)	3.0	6.0
	5.16	0.42*	10.3(1)	5.7(11)	17.01(2)	1.0	2.0
57	3.89 [†]	0.40	16.8(2)	3.12(6)	17.74(2)	5.5	11.0

Notes—^a From Gaussian fit to C¹⁸O(1-0), or from the ¹³CO(1-0) line (marked with *) when C¹⁸O is not detected. ^b From the RADEX-MCMC minimization (see Section 4.3 and Appendix B.2). The values and uncertainties (in brackets, units of the last digit) are the 16th, 50th, and 84th percentiles. Note that the density is generally poorly constrained (see B.2). The column density N is that of ¹²CO. To facilitate the comparison with the LTE calculations (Table 3), the ¹²CO and C¹⁸O are also given, adopting ¹²CO/C¹⁸O=500. [†] Minimization taking into account the C¹⁷O(1-0) line.

there is not always a well identified peak: in such instances, the line intensity at the velocity of the C¹⁸O(1-0) line (if detected, of ¹³CO(1-0) if not) was adopted. The results are summarized in Table 4. The goodness of the results can be checked in Tables B.1–B.6, which compare the observed intensity with those of the best models. The agreement is good to fair, with differences generally below 3σ . The Tables also give the excitation temperature and center line opacity. The lines are always thermalized at a common excitation temperature, or very close to be so, supporting the LTE analysis. It is also apparent that the C¹⁸O(1-0) line is generally optically thin, or only marginally in some cases (cores 46 and 57). As may be seen from Figs. B.2–B.7, which show the distributions of the kinetic temperature, collider density, and ¹²CO column density among all steps along the Markov chains, the density is not always well constrained; in contrast with T_{kin} and N_{12} which are, in all cases, well determined.

The line of sight towards core 49 presents three velocity components seen in C¹⁸O. The best solutions indicate that the four emission lines are thermalized, but with distinct excitation temperatures ($\approx 14.4\text{K}$, 13.5K , and 10.6K). The gas along the line of sight is partitioned in similar amounts among the three components, with CO column density ranging from 1.0 to $3.0 \times 10^{17}\text{cm}^{-2}$. Similar results are obtained for the lines of sight towards cores 51 and 56, for which three velocity components are analyzed.

4.4. Mass estimates

The ¹²CO column densities are converted into total gas masses using constant abundance ratios. The adopted CO abundance with respect to H nuclei, 8.3×10^{-5} , is representative of dense gas (e.g. Hily-Blant et al. 2022) although an undepleted value closer to the elemental abundance of carbon in the gas phase (1.4×10^{-4}) could be more appropriate for low-column density gas. The total gas column density are then converted

into a visual extinction using an average conversion factor of $1.87 \times 10^{21}\text{cm}^{-2}/\text{mag}$. To compare the corresponding mass with the values from Rathborne et al. (2009), we use their radius R and compute the mass as $M = 1.4m_{\text{a}}N_{\text{H}}\pi R^2$. The results are summarized in Table 5, and shown in Fig. 4.

Overall, the agreement between the total gas mass and the dust mass is good in most cases, unless for core 49; for this line of sight, the total gas mass is 1.7 times larger than the dust mass. For the lines of sight with no confusion on the line of sight (54, 55, 57), the agreement between the two mass determinations is better than 30%, lending confidence in either methods. However, the splitting of the gas mass into various velocity components on the line of sight leads to larger number of small cores. Indeed, the number of core candidates from the gas is 15, twice more than the number of dust-based core candidates.

5. Discussion

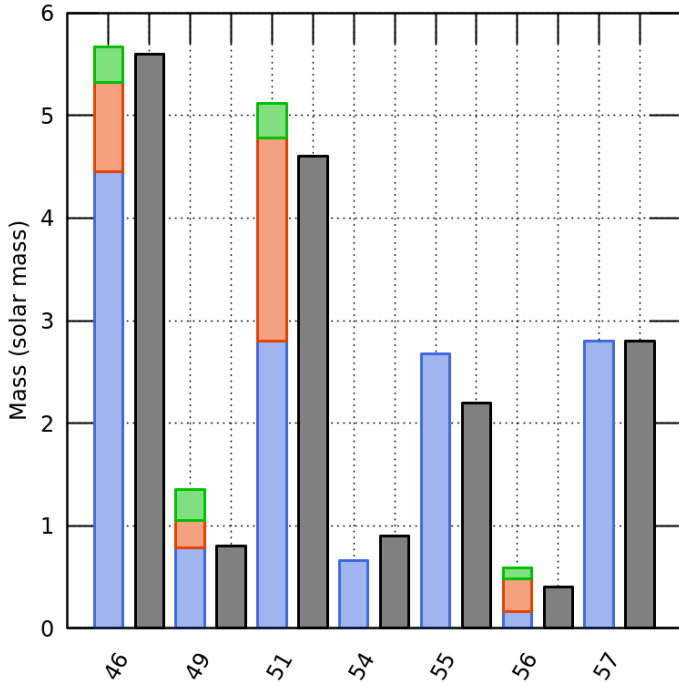
5.1. The nature of the extinction peaks

From Table 5, it appears that in two cases (cores 46 and 56) the gas- and extinction-based masses are in good agreement. Of the two, the dust emission map suggests that only one corresponds to a well defined, isolated structure, while core 56 appears loosely defined and presents a low visual extinction. Core 57 is also a well defined structure and for this one, the gas-based mass is 1.4 times larger. Uncertainties are to be expected from either method (dust or gas based) and the discrepancy for this core could be taken as an estimate of the true uncertainty on the mass. For the other cores in the list, the differences in mass estimates are significant and suggest that the mass determination must be revised, including other gas tracers. Nevertheless, for two lines of sight, (49 and 51), the C¹⁸O spectrum shows several, well separated components which are clear indications that the extinction-based mass determination can not be attributed to a single structure.

Table 5. Comparison of the present mass estimates from CO line ratios with earlier values from Rathborne et al. (2009).

Id	v_0 km s ⁻¹	N_{12}^a 10 ¹⁷ cm ⁻²	N_H^a 10 ²¹ cm ⁻²	A_V^a mag	M^a mag	M_{cumul} pc	Peak A_V^b M_\odot	R^b M_\odot	M'^b M_\odot	M_{cumul}/M' (11)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
46	3.70	5.39	6.50	3.47	4.45	4.45	7.40	0.14	5.60	0.80
46	3.38	1.05	1.27	0.68	0.87	5.32	7.40	0.14	5.60	0.95
46	4.83	0.43	0.51	0.28	0.35	5.67	7.40	0.14	5.60	1.01
49	3.60	2.88	3.48	1.86	0.78	0.78	2.00	0.08	0.80	0.97
49	4.17	1.00	1.21	0.65	0.27	1.05	2.00	0.08	0.80	1.31
49	4.88	1.12	1.35	0.72	0.30	1.35	2.00	0.08	0.80	1.69
51	3.63	2.95	3.56	1.90	2.80	2.80	4.90	0.15	4.60	0.61
51	5.00	2.09	2.52	1.35	1.98	4.78	4.90	0.15	4.60	1.04
51	6.26	0.36	0.43	0.23	0.34	5.12	4.90	0.15	4.60	1.11
54	3.53	2.44	2.94	1.57	0.66	0.66	3.00	0.08	0.90	0.73
55	4.28	5.25	6.32	3.38	2.68	2.68	4.00	0.11	2.20	1.22
56	3.61	1.52	1.83	0.98	0.16	0.16	2.00	0.05	0.40	0.40
56	4.47	3.02	3.64	1.95	0.32	0.48	2.00	0.05	0.40	1.19
56	5.16	1.02	1.23	0.66	0.11	0.59	2.00	0.05	0.40	1.46
57	3.89	5.50	6.63	3.54	2.80	2.80	6.40	0.11	2.80	1.00

Notes—^a $N_H = N_{12}/8.3 \times 10^{-5}$, $A_V = N_H/1.87 \times 10^{21}$ and $M = 1.4m_a\pi R^2 N_H$. ^b From Rathborne et al. (2009).


Fig. 4. Comparison of the gas- (color) and dust-based (grey) mass determinations. The dust masses are taken from Rathborne et al. (2009).

The morphology of the dust emission supports a view in which several structures overlap, with one salient filamentary feature running SE to NW. Nevertheless, the total gas mass is in excellent agreement with the extinction method. That is not true for core 49, whose mass of $0.8 M_\odot$ in Rathborne et al. (2009) is twice lower than the main component, and 50% higher than each of the two others. The total gas mass is $2.4 M_\odot$, a factor of three larger than the previous value. In addition, the dust emission map towards core 49 does not show a well defined and isolated core-like structure. Our analysis rather suggests that the extinction is due to the overlap of three structures on the line of sight, with moderate visual extinctions of 3.2 and 1.3 mag. Core 54 has a

mass that is lower than what the extinction gives. Our visual extinction is a factor of two lower than the peak extinction reported previously, and does not support the core designation for that one. The dust emission map rather shows elongated, tenuous features. The reasonable agreement between our mass determinations and those based on extinction support the result that the latter method does trace the total mass of the cloud (Hasenberger et al. 2018). However, our dataset provides clear evidence that, at least in this particular region, the Pipe Nebula contains substructures that extinction can not disentangle. One thus expects the Core Mass Function to be distorted. Further observations are needed to revise the Core Mass Function in a region presenting sufficient statistics.

The production of the extinction map used in Rathborne et al. (2009) was conducted with the NICER method, a method presented in details in Lombardi & Alves (2001), with an application on the Pipe Nebula presented in Lombardi et al. (2006). The methods consist in computing the differences between measured color index of background stars ($\langle (H - K)^{obs} \rangle$) with their theoretical color index ($\langle (H - K)^{tr} \rangle$). This difference, multiplied by a factor depending on the band considered (J, H or K), is then directly proportional to the extinction: $A_V = 15.87 [\langle (H - K)^{obs} \rangle - \langle (H - K)^{tr} \rangle]$. Others calculations refined the method, but this is the main principle that we want to discuss here. This principle has to be made on multiple stars, and a smooth weighted computation is needed to construct a global extinction map. If the theoretical color index is chosen lower than in reality, the extinction will be overestimated. These parameters are obtained in a region without extinction, and the procedure assumes that all the stars of the field have a similar color index value. However, each class of star have a different intrinsic value, and statistics of a region of the cloud can be different with statistics of another region, even more if they are finally not close to each others in depth. The principal question raised from the use of this method is which stars are part of the cloud considered, and which ones are not? Again, the main concern here is the distinction between 2D observed characteristics and 3D real ones.

The work of Rathborne et al. (2009) allowed associating multiple dense cores close in the plane of the sky into one, refining previous works using velocity information. It was a refinement of *clfind2d* algorithm, a procedure used to detect peaks in core-only extinction map. However, this method didn't take into account the possibility that multiple dust structures could be superposed in the same los, even if the Lombardi et al. (2006) map was background subtracted. Testing limits of this method on simulated data, Kainulainen et al. (2009) showed that it can lead to cores that are not detected, or to detection that are not associated with a real dense core. Thus, on a map with 240 dense cores, 174 are extracted, 150 of them are coincident with an input core, while 26 does not correspond to any dense core. These differences, mostly the extraction of non-existing dense cores, are possibly coming from the wavelength decomposition used during the background subtraction, as suggested by Rathborne et al. (2009). The H₂ column density map produced by Peretto et al. (2012) is based on the dust emission. Because optically thin, this emission reflects the dust accumulation along the los. Similarly, the extinction map of Lombardi & Alves (2001) is affected by possible dust along the los, between the star considered and the observer. In these two cases, the los is polluted by structures which could be found behind the Pipe Nebula region studied.

5.2. Pressure confined cores

A catalog of 159 dense cores was first established by Alves et al. (2007) using the 2MASS-based, 1' resolution (0.05 pc) extinction map of Lombardi et al. (2006). Cores were identified using wavelet-based low-pass filter applied to the extinction coupled with the *clumpfind2d* algorithm. The impact of the input parameters of these algorithms was explored by Lada et al. (2008) who then derived the physical properties of the cores: mass M , effective radius R and mean mass density $\rho = 3M/(4\pi R^3)$. Combining these with the C¹⁸O(1-0) linewidth (Muench et al. 2007), it turned out that, for $\approx 70\%$ of the cores, the internal pressure is dominated by random thermal, as opposed to non-thermal (turbulent), motions. In addition, the cores are confined by the external pressure P_{ext} of the large-scale molecular cloud in which they are embedded. The list of 2MASS cores observed in C¹⁸O(1-0) was revised by Rathborne et al. (2009), combining several identification techniques, resulting in 134 targets after removing false positives based on the kinematic information from the C¹⁸O(1-0) line. The following analysis in this Section is similar to that of Lada et al. (2008), although it follows a slightly different path, but more importantly, it upgrades their results with the more comprehensive dataset of Rathborne et al. (2009). We also adopt the core numbering of Rathborne et al. (2009).

The C¹⁸O(1-0) FWHM of the 134 cores are shown in Fig 5 against the mass of the cores, where they are compared to the thermal broadening assuming a kinetic temperature of 10 K, and also to the sound speed assuming fully molecular gas (and a fraction of 10% of helium with respect to H nuclei), $c_s = \sqrt{k_B T / (2.33 m_a)}$. This comparison clearly shows *i*) that the C¹⁸O(1-0) linewidth is dominated by non-thermal motions, and *ii*) that gas motions are transonic within a factor of 2. That the C¹⁸O(1-0) linewidth are non-thermal could indicate a significant contribution from the gas surrounding the cores (Lada et al. 2008). Furthermore, there is no clear trend between the FWHM and the mass, and actually also with radius (not shown). The transonic nature of the motions deserve more analysis, using the more comprehensive catalog of Rathborne et al. (2009).

The mechanical equilibrium of a self-gravitating sphere immersed in a pressure P_{ext} is equivalent to the condition $\Omega + 3 \int_M (P/\rho) dm = 4\pi R^3 P_{\text{ext}}$, with $\Omega = -qGM^2/R$ the gravitational potential energy and P the total internal pressure (Chandrasekhar 1967). First assuming that P is only due to gas motions, one has $P = P_{\text{dyn}} = \rho \sigma_{\text{tot}}^2$ with σ_{tot} the total (thermal and non-thermal) one-dimensional velocity dispersion. In this expression, q is a numerical factor of order unity, equal to 3/5 for an isothermal gas. When the surface pressure is negligible, equilibrium reduces to the usual relation $\sigma_{\text{tot}} \sim \Sigma^{1/2} R^{1/2}$ with Σ the surface mass density (Hennebelle & Falgarone 2012). Alternatively, the virial relation can be used to estimate the external pressure needed to ensure equilibrium:

$$P_{\text{ext}} = \rho(\sigma_{\text{tot}}^2 - \sigma_{\text{grav}}^2) = P_{\text{dyn}} - P_{\text{grav}} \quad (1)$$

with $\sigma_{\text{grav}} = \sqrt{qGM/(3R)}$, and $P_{\text{grav}} = \rho \sigma_{\text{grav}}^2$ is the 'gravitational' energy density. Equation (1) can be evaluated using the M and R from the study of Rathborne et al. (2009), and the actual dispersion in each core, based on σ_{18} , the velocity dispersion of the C¹⁸O(1-0) line from Muench et al. (2007). In doing so, the total velocity dispersion is computed as $\sigma_{\text{tot}}^2 = c_s^2 + [\sigma_{18}^2 - k_B T / m_{18}]$, where it is assumed that the non-thermal contribution does not depend on the particle since this refers to fluid particles where atoms, molecules, and grains, are mixed. In this expression, $m_{18} = 29m_a$ is the mass of a C¹⁸O molecule and m_a the atomic mass unit. The sound speed is thus much greater than the thermal broadening of the C¹⁸O(1-0) line and we simply have $\sigma_{\text{tot}}^2 = c_s^2 + \sigma_{18}^2$. This is equivalent to $P = P_{\text{dyn}} = P_{\text{thermal}} + P_{\text{non-thermal}}$.

For all cores, $P_{\text{dyn}} \geq P_{\text{grav}}$ (see Fig. 5) indicating that they are not bound by gravity alone. An external pressure P_{ext}/k is needed to prevent the cores from evaporating, in agreement with previous studies (Lada et al. 2008). The values of P_{ext} cover typically one order of magnitude, with an average of $\log_{10}(P_{\text{ext}}/k) = 5.2 \pm 0.3$, or $1.6 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$. This confining pressure may be seen to decrease with mass, and a linear regression gives $P_{\text{ext}}/k = (1.1 \pm 0.1) \times 10^5 (M/M_{\odot})^{-0.35 \pm 0.05}$. The average pressure is close to that due to the weight of the Pipe cloud (Lada et al. 2008). Another estimate of the dynamic pressure at the scale of the Pipe molecular cloud may be obtained using the dispersion of the LSR velocities of the cores, which trace the velocity field of the dense gas. The rms of the C¹⁸O(1-0) LSR velocity is $\sigma_v = 0.95 \text{ km s}^{-1}$ which, in combination with a typical average hydrogen density $n_{\text{H}} = 3000 \text{ cm}^{-3}$ for the dense gas gives a dynamic pressure $P_{\text{ext}}/k = \rho \sigma_v^2 = 4.5 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$. Another estimate of P_{ext} can also be obtained using the ¹²CO(1-0) on large scales from Onishi et al. (1999) which covers a velocity range from 0 to 10 km s⁻¹ which, for a Gaussian profile, would represent 4 σ assuming a SNR of 10, or $\sigma_v \approx 2 \text{ km s}^{-1}$. Adopting a density of 300 cm⁻³ for the diffuse molecular component traced by ¹²CO(1-0) gives $P_{\text{ext}}/k = 3 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$. Although these are crude estimates, they clearly indicate that $P_{\text{ext}} \approx 1.6 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$ is readily achieved in the Pipe molecular cloud, and must be taken into account for the confinement of the cores. Nevertheless, the wide scatter of P_{ext} in Fig 5 indicates that if a uniform external pressure P_{ext}^0 confines all cores, the low-mass population finds itself over-confined and another supporting internal pressure is needed, such as magnetic pressure (Lada et al. 2008)

$$P = P_{\text{dyn}} + P_{\text{mag}} = P_{\text{ext}}^0 + P_{\text{grav}} \quad (2)$$

with $P_{\text{mag}} = B^2/8\pi$ and the second equality holds under equilibrium. The derived average magnetic field strength is $13 \pm 5 \mu\text{G}$

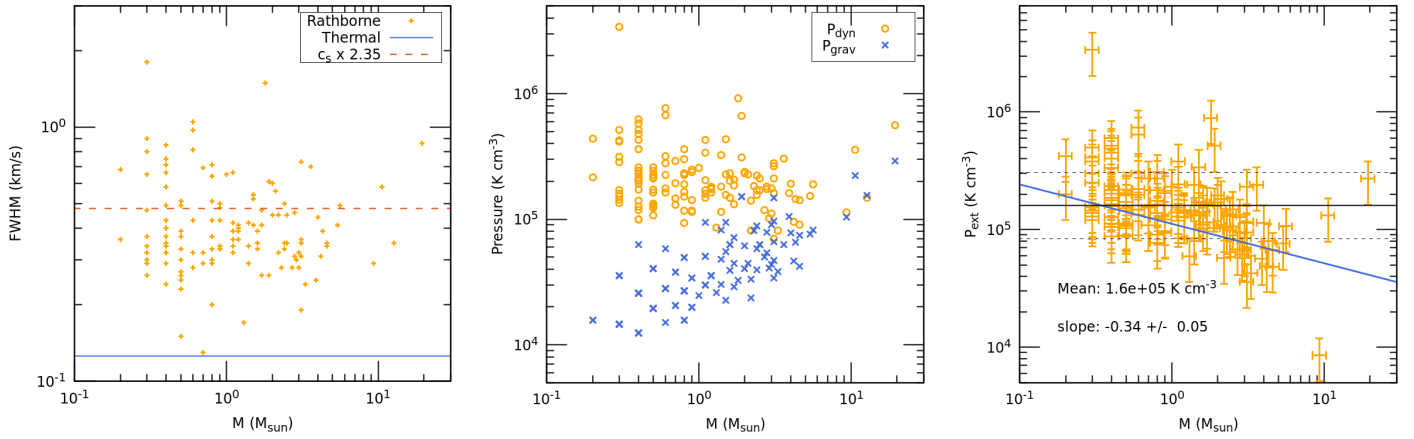


Fig. 5. *Left:* The FWHM of C¹⁸O(1-0) (in km s⁻¹) against the core mass M (in M_{\odot}). *Middle:* P_{dyn}/k and P_{grav}/k (Eq. (1)) against M . *Right:* external pressure P_{ext}/k (Eq. (1)). The result of a power-law fit (adopting 10% uncertainties on M , R , and 40% on P_{ext}) is shown, as well as the average and $\pm 1\sigma$ of $\log_{10}(P_{\text{ext}})$ Data taken from Rathborne et al. (2009).

assuming $P_{\text{ext}}/k = 1.6 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$, and becomes $34 \pm 6 \mu\text{G}$ for $P_{\text{ext}}/k = 5 \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$, in agreement with Lada et al. (2008). However, the fragmentation of molecular clouds could also lead to confining pressures that vary along the cascade (Chieze 1987) and it is not clear whether a uniform confining pressure is a reasonable assumption. It is also unlikely that core temperature variations can account for the large scatter in P_{ext} . A decrease of the temperature with mass would be needed to bring P_{ext} to lower values for the low-mass population, at odds with simple expectations that the temperature is lower for higher mass cores. A simple explanation could rather be that the linewidths do not trace the internal pressure of the cores, either because C¹⁸O(1-0) traces the envelope of the cores, or because unrelated structures along the line of sight broaden the lines. This would provide a natural explanation for the increase of P_{dyn} at low mass. Yet, this would also decrease the estimated mass, hence P_{grav} , so that the effect on P_{ext} is in fact not straightforward. Moreover, this would also modify the Core Mass Function, especially in the low-mass part, where the peak lies.

6. Conclusions

We have observed a sample of core candidates located in the Pipe nebula and formerly identified in extinction maps. The small sample of seven cores is situated in a region where two large scale structures, separated by 2 km s^{-1} , overlap on the line of sight. The cores were observed in ¹²CO(1-0), ¹²CO(2-1), ¹³CO, C¹⁸O, and (1-0) with sufficient spectral resolution and sensitivity to identify well separated components on each line of sight. The analysis, performed using different assumptions, lead to a consistent set of CO column densities, which are then converted into masses, using the same geometrical parameters as in the previous extinction study of Rathborne et al. (2009). The resulting mass values show good agreement when comparing the dust and total gas mass. However, the splitting along the line of sight leads to twice larger a number of entities isolated in velocity space, with masses significantly lower than the dust mass. The main outcome is that a larger number of small core candidates is identified when using the velocity information along the line of sight. The present sample is however too small to extrapolate the impact of these results on the Dense Core Mass Function. A larger samples of cores needs to be considered. Furthermore, the present study focuses on cores located in the region of overlap of two large-scale structures. This study suggests that strongly

dynamical regions of molecular clouds, at an early stage of evolution, could harbor a larger population of low-mass entities than previously thought.

Acknowledgements. This research has received funding from the European Research Council through the Advanced Grant MIST (FP7/2017-2020, No 742719). This work is based on observations carried out under project number 030-21 and 126-21 with the IRAM-30m telescope. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain). We want to specifically thank the help received by all the IRAM-30m staff during these two sessions of observations, in remote as in site.

References

- Alves, F. O., Franco, G. A. P., & Girart, J. M. 2008, *A&A*, 486, L13
 Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, *A&A*, 462, L17
 André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2013 [arXiv:1312.6232]
 André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102+
 Arzoumanian, D., André, P., Könyves, V., et al. 2019, *A&A*, 621, A42
 Brünken, S., Sipilä, O., Chambers, E. T., et al. 2014, *Nature*, 516, 219
 Carter, M., Lazareff, B., Maier, D., et al. 2012, *A&A*, 538, A89
 Chandrasekhar, S. 1967, *An introduction to the study of stellar structure* (New York: Dover)
 Chevance, M., Kruijssen, J. M. D., Vazquez-Semadeni, E., et al. 2020, *Space Sci Rev*, 216, 50
 Chieze, J. P. 1987, *A&A*, 171, 225
 Clarke, S. D., Williams, G. M., & Walch, S. 2020, *MNRAS*, 497, 4390
 Demyk, K., Meny, C., Lu, X.-H., et al. 2017, *A&A*, 600, A123
 Dzib, S. A., Loinard, L., Ortiz-León, G. N., Rodríguez, L. F., & Galli, P. A. B. 2018, *ApJ*, 867, 151
 Enoch, M. L., Evans, Neal J., I., Sargent, A. I., et al. 2008, *ApJ*, 684, 1240
 Federrath, C. 2016, *MNRAS*, 457, 375
 Forbrich, J., Lada, C. J., Muench, A. A., Alves, J., & Lombardi, M. 2009, *ApJ*, 704, 292
 Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, 125, 306
 Franco, G. A. P., Alves, F. O., & Girart, J. M. 2010, *ApJ*, 723, 146
 Frau, P., Girart, J. M., Alves, F. O., et al. 2015, *A&A*, 574, L6
 Girichidis, P., Offner, S. S. R., Kritsuk, A. G., et al. 2020, *Sp. Sci. Rev.*, 216, 68
 Hasenberger, B., Lombardi, M., Alves, J., et al. 2018, *A&A*, 620, A24
 Henkel, C. & Mauersberger, R. 1993, *Astronomy & Astrophysics*
 Hennebelle, P., Banerjee, R., Vázquez-Semadeni, E., Klessen, R. S., & Audit, E. 2008, *A&A*, 486, L43
 Hennebelle, P. & Falgarone, E. 2012, *Astron. Astrophys. Rev.*, 20, 55
 Hennebelle, P., Lebreuilly, U., Colman, T., et al. 2022 [arXiv:2210.12475]
 Hily-Blant, P. & Falgarone, E. 2007, *A&A*, 469, 173
 Hily-Blant, P., Faure, A., Vastel, C., et al. 2018, *MNRAS*, 480, 1174
 Hily-Blant, P., Pineau des Forêts, G., Faure, A., & Flower, D. R. 2020, *A&A*, 643, A76
 Hily-Blant, P., Pineau des Forêts, G., Faure, A., & Lique, F. 2022, *A&A*, 658, A168

- Kainulainen, J., Lada, C. J., Rathborne, J. M., & Alves, J. F. 2009, A&A, 497, 399
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, ARA&A, 50, 531
- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, A&A, 584, A91
- Lada, C. J., Muench, A. A., Rathborne, J., Alves, J. F., & Lombardi, M. 2008, ApJ, 672, 410
- Lee, Y.-N., Offner, S. S. R., Hennebelle, P., et al. 2020, Sp. Sci. Rev., 216, 70
- Lombardi, M. & Alves, J. 2001, A&A, 377, 1023
- Lombardi, M., Alves, J., & Lada, C. J. 2006, A&A, 454, 781
- Louvet, F., Hennebelle, P., Men'shchikov, A., et al. 2021, A&A, 653, A157
- Milam, S. N., Savage, C., Brewster, M. A., Ziurys, L. M., & Wyckoff, S. 2005, ApJ, 634, 1126
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, A&A, 336, 150
- Motte, F., Nony, T., Louvet, F., et al. 2018, Nature Astron., 2, 478
- Muench, A. A., Lada, C. J., Rathborne, J. M., Alves, J. F., & Lombardi, M. 2007, ApJ, 671, 1820
- Onishi, T., Kawamura, A., Abe, R., et al. 1999, PASJ, 51, 871
- Pagani, L., Roueff, E., & Lesaffre, P. 2011, ApJL, 739, L35
- Panopoulou, G. V., Clark, S. E., Hacar, A., et al. 2022, A&A, 657, L13
- Peretto, N., André, P., Könyves, V., et al. 2012, A&A, 541, A63
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, A&A, 586, A138
- Priestley, F. D., Yin, C., & Wurster, J. 2022, MNRAS, 515, 5689
- Rathborne, J. M., Lada, C. J., Muench, A. A., et al. 2009, ApJ, 699, 742
- Schneider, S. & Elmegreen, B. G. 1979, ApJS, 41, 87
- Testi, L. & Sargent, A. I. 1998, ApJL, 508, L91
- Wilson, T. L. & Matteucci, F. 1992, Astron. Astrophys. Rev., 4, 1
- Yan, Y. T., Henkel, C., Kobayashi, C., et al. 2023, A&A, 670, A98

Appendix A: Gaussian fit results

Appendix B: Gas column density determination

This section describes the procedure to compute the column densities. This is the usual one, and it is recalled here for the sake of self-consistency. Considering a line of sight through a molecular cloud along which the excitation temperature, T_{ex} , is assumed constant, the line intensity profile at Doppler velocity v is given by:

$$T_{\text{mb}}(v) = [J(v_0, T_{\text{ex}}) - J(v_0, T_{\text{bg}})](1 - e^{-\tau(v)}) \quad (\text{B.1})$$

where T_{bg} is the temperature of background emission, here assumed to be provided by the cosmic radio-wave background black-body at 2.73 K, and ν_0 is the center line frequency. The opacity $\tau(v)$ is a Gaussian centered at the line velocity, with a center-line value τ_0 . The correction to the Rayleigh-Jeans regime is $J(\nu, T) = h\nu/k/[\exp(h\nu/kT) - 1]$; ν_0 is the frequency of the transition, taken equal to the value at rest. Assuming that the level populations are thermalized at a temperature T_{ex} , the total column density can be derived readily from the transition between two levels u and l using the rotational partition:

$$Q = \sum_J (2J + 1)e^{-E_J/T_{\text{ex}}} \quad (\text{B.2})$$

since we are considering pure rotational lines. In practice, the sum in (B.2) is performed over levels up to 500 K and the spectroscopic data (A_{ul} , g_u , ν_0 , energy levels) are taken from the EMAA database ?. Thus, the total column density is given by the usual expression:

$$N = \frac{8\pi\nu_0^3}{c^3} \frac{Q}{A_{ul}g_u} \frac{e^{E_l/T_{\text{ex}}}}{1 - e^{-T_{ul}/T_{\text{ex}}}} \int \tau(v)dv, \quad (\text{B.3})$$

with $T_{ul} = E_u - E_l$, A_{ul} the Einstein coefficient for spontaneous radiative decay, $g_u = 2J_u + 1$ the upper level multiplicity, and $\tau(v)$ is the opacity of the transition u to l . For a Gaussian line profile (that is, for opacity lower than a few), the integral is $1.064 \times \tau_0\Delta v$, with Δv the full-width at half-maximum (FWHM) of the transition.

The two unknowns in (B.3) are the center line and the excitation temperature. An estimate of the opacity profile may be obtained simply from multi-line analysis if we further assume that the excitation temperature is identical for the three CO isotopologs; then, the line ratios can be used to estimate the line opacity, provided the abundance ratios are known. Neglecting fractionation processes (zero-point energy effects and selective photodissociation), the abundance ratios correspond to the bulk isotopic ratios for which we adopt the following values: $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 70$ and $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 500$ (Wilson & Matteucci 1992; Henkel & Mauersberger 1993; Milam et al. 2005). Thus, the $^{13}\text{CO}(1-0)/\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ line ratio can be written:

$$\frac{T_{13}(v)}{T_{18}(v)} = \frac{1 - e^{-\tau_{13}(v)}}{1 - e^{-\tau_{18}(v)}} = \frac{1 - e^{-\tau_{13}(v)}}{1 - e^{-\tau_{13}(v)/7.14}}, \quad (\text{B.4})$$

with τ_{13} and τ_{18} the opacity profiles of ^{13}CO and $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ respectively; we also used the fact that $\tau_{13}/\tau_{18} = (^{16}\text{O}/^{18}\text{O})/(^{12}\text{C}/^{13}\text{CO}) = 500/70$. When a ^{13}CO velocity component has no counterpart in C^{18}O , a similar equation is used but with ^{12}CO and ^{13}CO and an isotopic ratio of 70. Equation (B.4) can be used to derive the optical depth of ^{13}CO , and of C^{18}O , from the line ratio.

In cases where the optical depth of C^{18}O or $^{13}\text{CO}(1-0)$ can be determined using (B.4), the common excitation temperature follows from inverting (B.1):

$$T_{\text{ex}} = T_{ul} \left[\ln \left(1 + \frac{T_{ul}(1 - e^{-\tau})}{T_{\text{mb}} + J_\nu(T_{\text{bg}})(1 - e^{-\tau})} \right) \right]^{-1} \quad (\text{B.5})$$

This excitation temperature can be compared to the value derived from optically thick lines, such as $^{12}\text{CO}(1-0)$ or $^{12}\text{CO}(2-1)$, for which the $\tau \gg 1$ limit of the above expression gives

$$T_{\text{ex}} = T_{ul} \left[\ln \left(1 + \frac{T_{ul}}{T_{\text{mb}} + J_\nu(T_{\text{bg}})} \right) \right]^{-1}. \quad (\text{B.6})$$

Appendix B.1: Uncertainties on LTE estimates

Uncertainties are propagated in all equations (Eqs. (B.3)-(B.6)) assuming normal distributions for the measured quantities (T_{12} , T_{13} , T_{18} , FWHM). Equation (B.4) is solved for each value of the line ratio leading to a distribution for the $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ opacity. The results are shown in Figs. B.1. As can be seen, in the case of a $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ line ratio close to the optically thin limit, such as towards cores 51 and 54, the distribution of the opacity includes negative values of it, which are not included into the calculation of T_{ex} and N . This introduces a departure from a normal distribution of these derived quantities.

Appendix B.2: RADEX-MCMC results

Table A.1. Results of Gaussian fitting to the $^{13}\text{CO}(1-0)$ lines.

Source	W	rms	v_0	rms ^a	FWHM	rms	T	rms
(1)	K km s ⁻¹	K km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	K	K
46	0.91	0.01	3.38	0	0.273	0.004	3.14	0.06
	6.45	0.03	3.68	0	0.824	0.003	7.34	0.06
49	0.63	0.02	4.82	0.01	0.478	0.013	1.25	0.06
	4.13	0.02	3.60	0	0.614	0.004	6.32	0.07
	1.90	0.02	4.17	0	0.550	0.005	3.25	0.07
51	2.73	0.01	4.89	0	0.738	0.007	3.48	0.07
	4.42	0.02	3.63	0.001	0.552	0.003	7.53	0.06
	4.34	0.02	5.01	0.002	0.938	0.006	4.35	0.06
54	0.47	0.02	6.26	0.008	0.453	0.016	0.97	0.06
	4.93	0.08	3.43	0.006	0.694	0.014	6.67	0.27
55	6.36	0.04	4.28	0.002	0.680	0.004	8.80	0.08
56	1.82	0.02	3.61	0.003	0.562	0.007	3.04	0.05
	4.08	0.02	4.47	0.002	0.660	0.004	5.83	0.05
57	1.25	0.003	5.16	0.0003	0.421	0.003	2.79	0.05
	1.12	0.13	3.59	0.005	0.292	0.015	3.61	0.16
	5.10	0.15	3.91	0.01	0.645	0.014	7.42	0.16

NOTES—^a Zero uncertainty indicates that the velocity was fixed based on the $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ fit result.

Table A.2. Results of Gaussian fitting to the $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ lines.

Source	W	rms	v_0	rms	FWHM	rms	T	rms
(1)	K km s ⁻¹	K km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	K	K
46	0.187	0.028	3.38	0.007	0.175	0.016	1.00	0.083
	0.902	0.036	3.68	0.007	0.387	0.018	2.19	0.083
49	0.263	0.019	3.60	0.014	0.383	0.031	0.64	0.081
	0.092	0.020	4.17	0.033	0.333	0.091	0.26	0.081
51	0.100	0.018	4.88	0.028	0.328	0.078	0.29	0.081
	0.414	0.013	3.63	0.005	0.290	0.010	1.34	0.068
54	0.337	0.015	5.13	0.010	0.422	0.021	0.75	0.068
	0.349	0.017	3.53	0.008	0.321	0.021	1.02	0.077
55	1.130	0.021	4.27	0.004	0.434	0.009	2.45	0.059
56	0.374	0.020	4.47	0.011	0.438	0.030	0.80	0.080
57	1.190	0.019	3.89	0.003	0.412	0.007	2.71	0.080

Table A.3. Results of Gaussian fitting to the $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ lines.

Source	$\tau \times W$	rms	v_0	rms	FWHM	rms	τ	rms	rms ^a
(1)	K km s ⁻¹	K km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	km s ⁻¹	K	K	K
46	0.482	0.057	3.65	0.034	0.573	0.072	0.1	1.28	0.049
	0.223	0.067	3.64	0.039	0.236	0.061	0.1	16.1	0.047
51	0.200	0.088	4.81	0.049	0.280	0.170	0.1	9.14	0.047
55	0.638	0.049	4.30	0.019	0.445	0.033	0.1	0.67	0.041
57	0.708	0.088	3.84	0.021	0.337	0.051	0.1	0.61	0.059

NOTES—^a Rms on main-beam temperature.

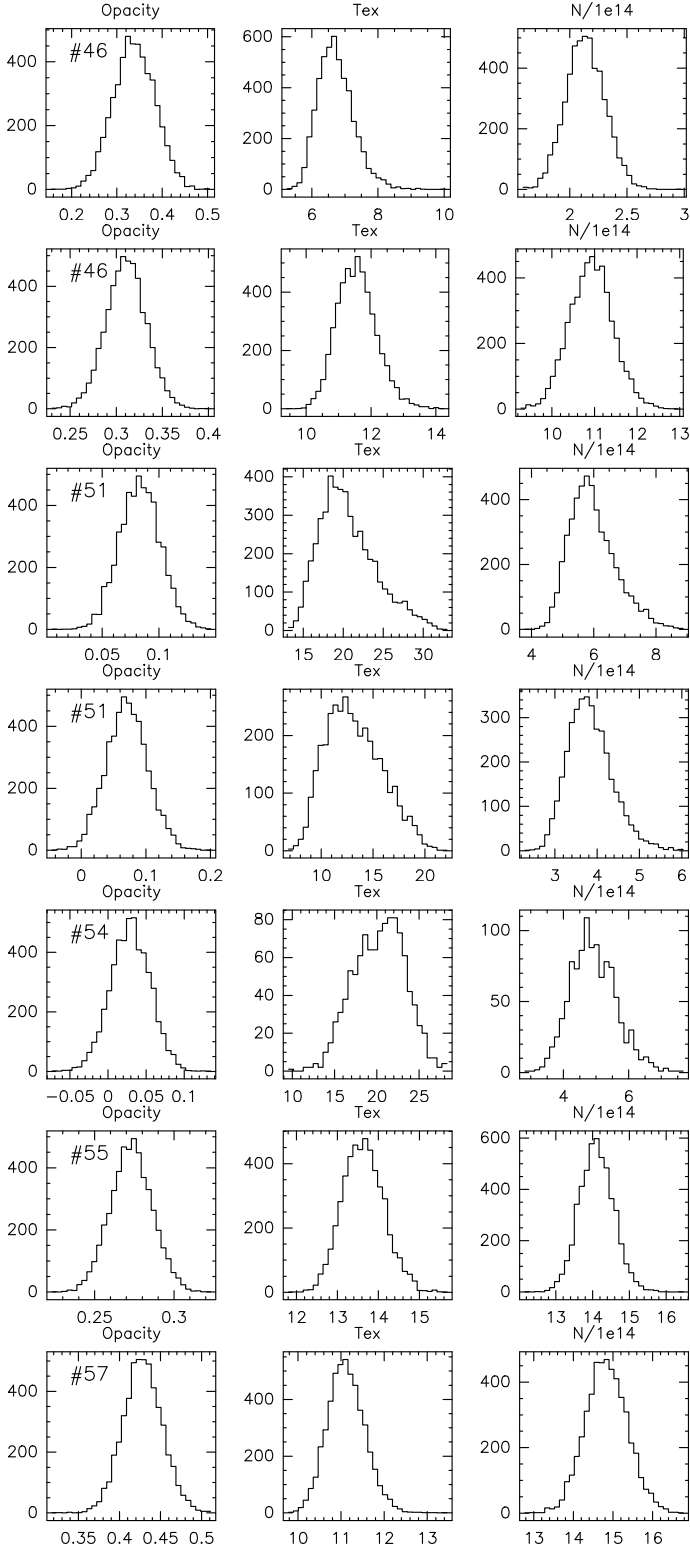


Fig. B.1. Distributions of opacity, excitation temperature, and column density for each core and each velocity component (see Table 3).

Table B.1. Comparison of the observed and predicted line intensity for each velocity component of the core 49 line of sight. The RADEX calculation use the results from the RADEX-MCMC minimization summarized in Table 4.

Line	T_{obs} K	rms K	T_{model}^a K	τ^a	T_{ex}^c K	δ^d
$v_0 = 3.60 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	12.40	0.50	10.97	61.96	14.40	-2.86
$^{12}\text{CO}(2-1)$	8.60	0.30	9.37	141.80	14.40	2.58
$^{13}\text{CO}(1-0)$	6.32	0.10	6.17	0.82	14.40	-1.52
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	0.64	0.10	1.20	0.11	14.41	5.57
$v_0 = 4.17 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	9.80	0.50	10.08	27.72	13.50	0.56
$^{12}\text{CO}(2-1)$	8.60	0.30	8.52	61.18	13.50	-0.28
$^{13}\text{CO}(1-0)$	3.25	0.10	3.15	0.37	13.54	-1.04
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	0.26	0.10	0.52	0.05	13.59	2.56
$v_0 = 4.89 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	8.20	0.50	7.23	46.96	10.60	-1.93
$^{12}\text{CO}(2-1)$	5.30	0.30	5.82	88.74	10.60	1.72
$^{13}\text{CO}(1-0)$	3.48	0.10	3.38	0.62	10.60	-0.97
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	0.29	0.10	0.61	0.09	10.61	3.21

NOTES—^a Intensity, center line opacity and excitation temperature predicted with RADEX using the best values for T_{kin} and N . ^d $\delta = (T_{\text{model}} - T_{\text{obs}})/\text{rms}$.

Table B.2. Same as Table B.1 for core 46.

Line	T_{obs} K	rms K	T_{model}^c K	τ^c	T_{ex}^c K	δ^d
$v_0 = 3.68 \text{ km s}^{-1}$						
$^{13}\text{CO}(1-0)$	7.00	0.20	7.08	2.31	11.19	0.39
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	2.20	0.10	2.19	0.32	11.22	-0.12
$\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$	0.64	0.10	0.72	0.10	11.24	0.83
$v_0 = 4.83 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	5.50	0.17	6.16	15.36	9.50	3.88
$^{12}\text{CO}(2-1)$	5.20	0.13	4.82	26.73	9.50	-2.92
$^{13}\text{CO}(1-0)$	1.30	0.06	1.15	0.20	9.51	-2.50

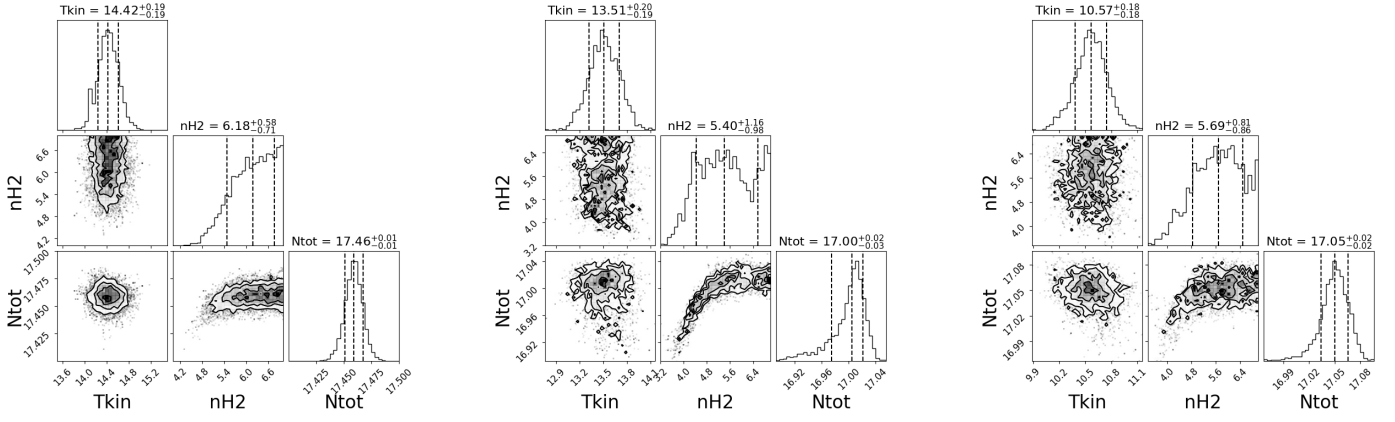


Fig. B.2. Results of the RADEX-MCMC parameter space exploration for the three velocity components on the core 49 line of sight. From left to right: $v_0 = 3.60, 4.17,$ and 4.89 km s^{-1} . These corner plots show to distributions and cross-histograms of the kinetic temperature, H_2 density, and ^{12}CO column density from the MCMC exploration with 32 chains of 512 steps. The vertical dashed lines and quoted numbers give the 16th, 50th, and 84th percentiles.

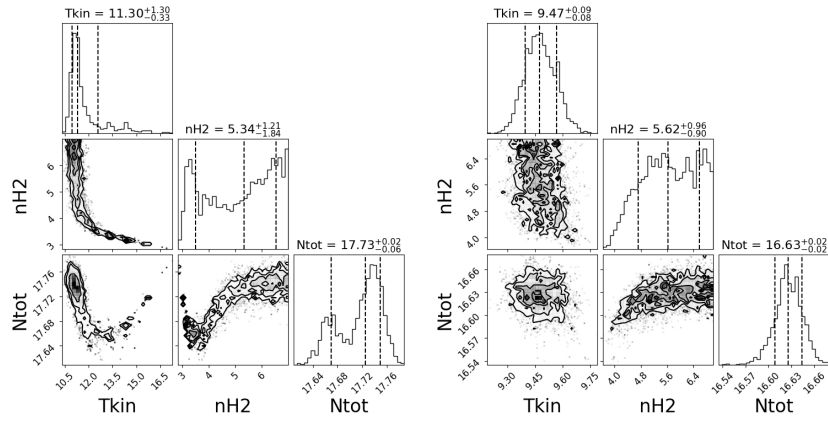


Fig. B.3. Same as Fig. B.2 for core 46. Left: minimization taking into account the ^{13}CO , C^{18}O , and $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ lines for the component at 3.68 km s^{-1} . Right: minimization with $^{12}\text{CO}(1-0)$, $(2-1)$ and $^{13}\text{CO}(1-0)$, for the component at 4.83 km s^{-1} .

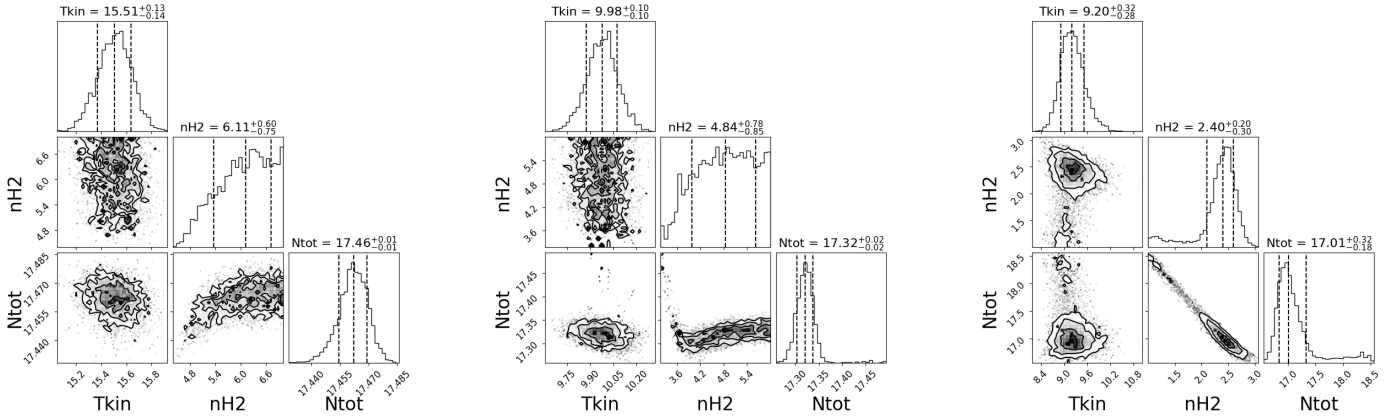


Fig. B.4. Same as Fig. B.2 for the three velocity components on the core 51 line of sight. From left to right: $v_0 = 3.63, 5.00,$ and 6.26 km s^{-1} .

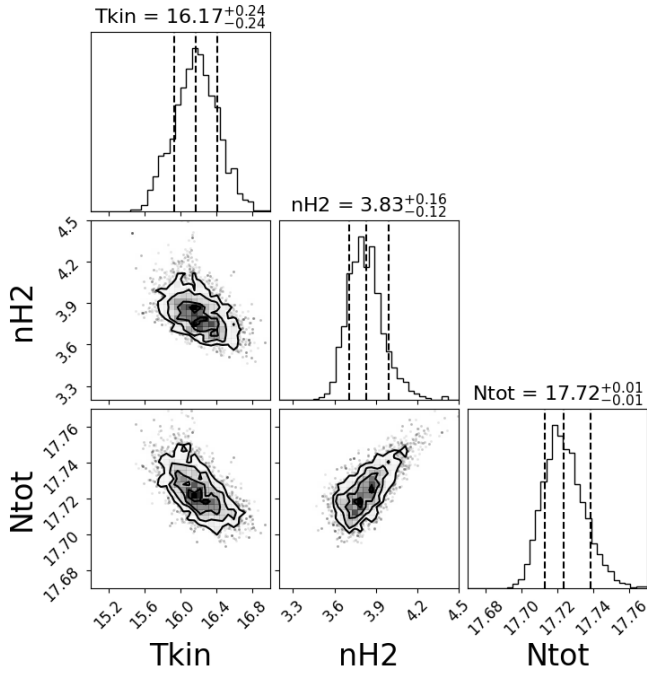


Fig. B.5. Same as Fig. B.2 for the single velocity component on the core 55 line of sight. The minimization takes into account the $^{12}\text{CO}(1-0)$, $(2-1)$, and the ^{13}CO , C^{18}O , and $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ lines

Table B.3. Same as Table B.1 for core 51.

Line	T_{obs} K	rms K	T_{model}^c K	τ^c	T_{ex}^c K	δ^d
$v_0 = 3.63 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	12.10	0.20	11.46	78.23	14.90	-3.20
$^{12}\text{CO}(2-1)$	9.10	0.20	9.85	182.30	14.90	3.75
$^{13}\text{CO}(1-0)$	7.50	0.10	7.43	1.03	14.90	-0.72
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	1.30	0.10	1.56	0.14	14.92	2.57
$v_0 = 5.00 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	6.90	0.20	6.64	75.77	10.00	-1.28
$^{12}\text{CO}(2-1)$	4.90	0.20	5.27	137.20	10.00	1.84
$^{13}\text{CO}(1-0)$	4.30	0.10	4.29	1.03	9.98	-0.15
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	0.75	0.20	0.91	0.14	10.07	0.78
$v_0 = 6.26 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	5.40	0.20	4.99	49.72	8.29	-2.08
$^{12}\text{CO}(2-1)$	2.50	0.20	3.09	80.67	7.50	2.95
$^{13}\text{CO}(1-0)$	1.00	0.10	0.82	1.85	3.93	-1.83
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	0.00	0.10	0.16	0.30	3.50	1.55

Table B.4. Same as Table B.1 for core 56.

Line	T_{obs} K	rms K	T_{model}^c K	τ^c	T_{ex}^c K	δ^d
$v_0 = 3.61 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	10.40	0.20	10.18	24.39	13.60	-1.10
$^{12}\text{CO}(2-1)$	8.30	0.20	8.61	54.07	13.60	1.56
$^{13}\text{CO}(1-0)$	3.00	0.10	2.83	0.32	13.62	-1.69
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	0.00	0.08	0.45	0.05	13.63	5.67
$v_0 = 4.47 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	8.60	0.20	8.80	74.70	12.20	1.01
$^{12}\text{CO}(2-1)$	7.30	0.20	7.30	155.20	12.20	-0.02
$^{13}\text{CO}(1-0)$	5.80	0.10	5.56	0.99	12.20	-2.38
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	0.80	0.08	1.15	0.14	12.21	4.34
$v_0 = 5.16 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	7.70	0.20	6.94	35.31	10.30	-3.80
$^{12}\text{CO}(2-1)$	4.70	0.20	5.54	65.34	10.30	4.21
$^{13}\text{CO}(1-0)$	2.80	0.10	2.62	0.47	10.30	-1.80
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	0.00	0.08	0.45	0.07	10.31	5.56

Table B.5. Same as Table B.1 for core 55. The minimization also includes the $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ line.

Line	T_{obs} K	rms K	T_{model}^c K	τ^c	T_{ex}^c K	δ^d
$v_0 = 4.28 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	12.90	0.40	12.70	78.28	16.15	-0.50
$^{12}\text{CO}(2-1)$	10.90	0.40	11.04	190.00	16.14	0.35
$^{13}\text{CO}(1-0)$	8.80	0.10	8.81	1.26	15.67	0.08
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	2.45	0.10	2.26	0.17	17.53	-1.92
$\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$	0.64	0.05	0.73	0.05	18.01	1.85

Table B.6. Same as Table B.5 for core 57.

Line	T_{obs} K	rms K	T_{model}^c K	τ^c	T_{ex}^c K	δ^d
$v_0 = 4.28 \text{ km s}^{-1}$						
$^{12}\text{CO}(1-0)$	13.90	0.20	11.59	111.10	15.02	-11.55
$^{12}\text{CO}(2-1)$	9.70	0.30	9.93	260.40	14.98	0.76
$^{13}\text{CO}(1-0)$	7.90	0.20	7.39	2.75	11.22	-2.55
$\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$	2.70	0.10	2.50	0.57	9.05	-2.05
$\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$	0.71	0.06	0.86	0.19	8.16	2.47

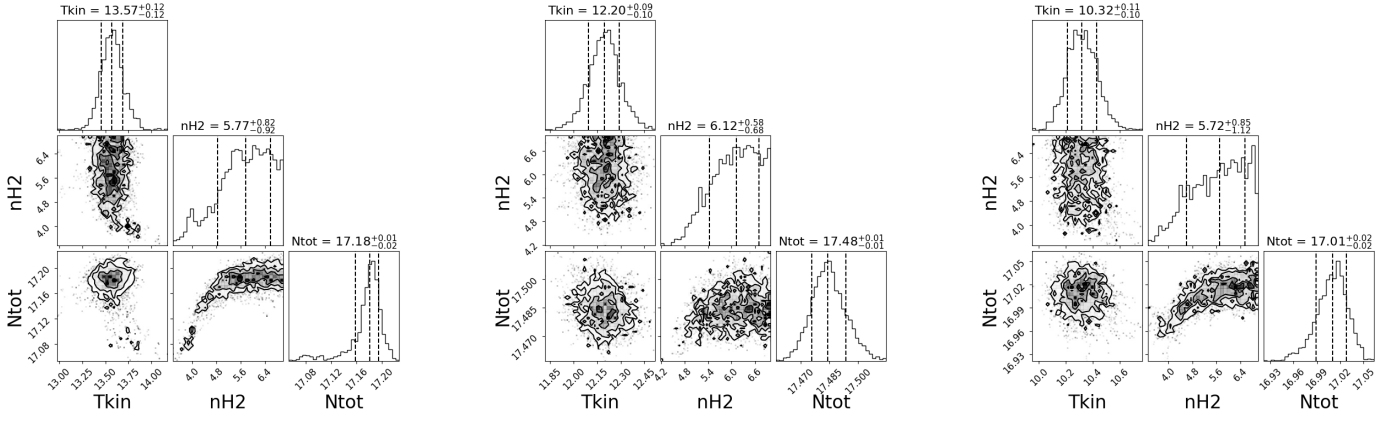


Fig. B.6. Same as Fig. B.2 for the three velocity component on the core 56 line of sight.

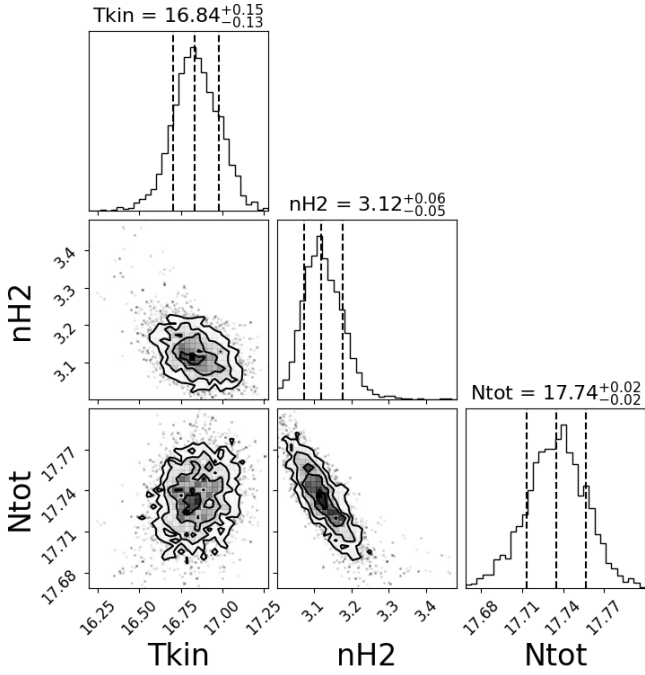


Fig. B.7. Same as Fig. B.2 for the single component towards core 57. The minimization takes into account the $^{12}\text{CO}(1-0)$, $(2-1)$, and the ^{13}CO , C^{18}O , and $\text{C}^{17}\text{O}(1-0)$ lines

3 Sonder les structures à grande échelle

En supplément des observations des cœurs de la Pipe, nous avons produit un cube **PPV** en $^{12}\text{CO}(1-0)$ couvrant la frontière entre les régions **HD** et **BD** (Bowl et Stem). La superposition de deux structures en vitesse à grande échelle permet de supposer l'existence d'un choc entre elles, ou du moins d'une connexion. Si choc il y a, nous pouvons nous attendre à ce qu'il produise une injection d'énergie turbulente, possiblement visible dans les structures qui composent ce nuage. L'objectif avec cette carte est d'étudier les structures qui composent cette région de chocs (Frau et al., 2015).

Dans cette Section, je vais faire une première analyse de notre cube via différents outils de visualisation, afin de relier nos observations à haute résolution aux observations précédentes à grande échelle. Je montrerai aussi des signes que la région est encore en transition, avec plusieurs états d'évolution.

3.1 Cartes par canaux de vitesse

Commençons par étudier les cartes de vitesse de notre jeu de données via la Fig. 5.10. Chaque panneau montre ici l'émission moyennée entre le canal en vitesse indiqué en haut à gauche et celui distant de -0.1 km/s.

La première chose que l'on peut remarquer est la grande dispersion en émission qui s'étire sur presque 5 km/s. Alors que les canaux ayant le plus d'intensité sont autour de 4 km/s, l'intensité diminue ensuite rapidement et produit des structures à moins de 5K jusqu'à plus de 7 km/s.

À basse vitesse, nous pouvons observer une structure ellipsoïde à $(\Delta\text{RA}, \Delta\text{Dec}) = (-20, 20)$. À 3.10 km/s, cette structure s'allonge et fait place à plusieurs filaments de largeur faible ($\sim 1' = 0.05\text{pc}$) à ses extrémités. Dans le même canal, des filaments de faible intensité apparaissent au centre de la carte. Ces filaments deviennent de plus en plus intenses à mesure que l'on passe à plus haute vitesse, où ils finissent par former un complexe à 3.51 km/s. Entre ces canaux plusieurs striations filamenteuses apparaissent dans la partie gauche des cartes.

Entre 3.71 et 4.22 km/s, plusieurs structures linéaires se détachent du signal ambiant, dont l'une au centre de la carte dans la direction (RA, Dec) positive. Ses bords sont abrupts, et forment une vraie rupture entre une région sans signal et une région avec le signal le plus fort du cube. À mesure que l'on étudie les vitesses plus grandes, ces structures s'affinent en perdant en intensité. À 4.62 km/s, ces structures forment un ensemble de fourches, dirigées vers le bas de la carte.

Alors que l'on peut voir à 4.93 km/s des filaments sinueux tels que sont observés dans l'expérience de Douady et al. (1991) (cf Chapitre 2), l'augmentation de la vitesse montre un changement dans l'orientation principale des structures. Toutes alignées Sud-Ouest vers Nord-Est, les structures deviennent aussi de moins en moins intenses. Se détache une structure à 5.54 km/s dans le coin supérieur droit qui forme ensuite un arc à 5.74 jusqu'à se détacher à 6.05 km/s. Dans cet ensemble de canaux à haute vitesse, plusieurs structures

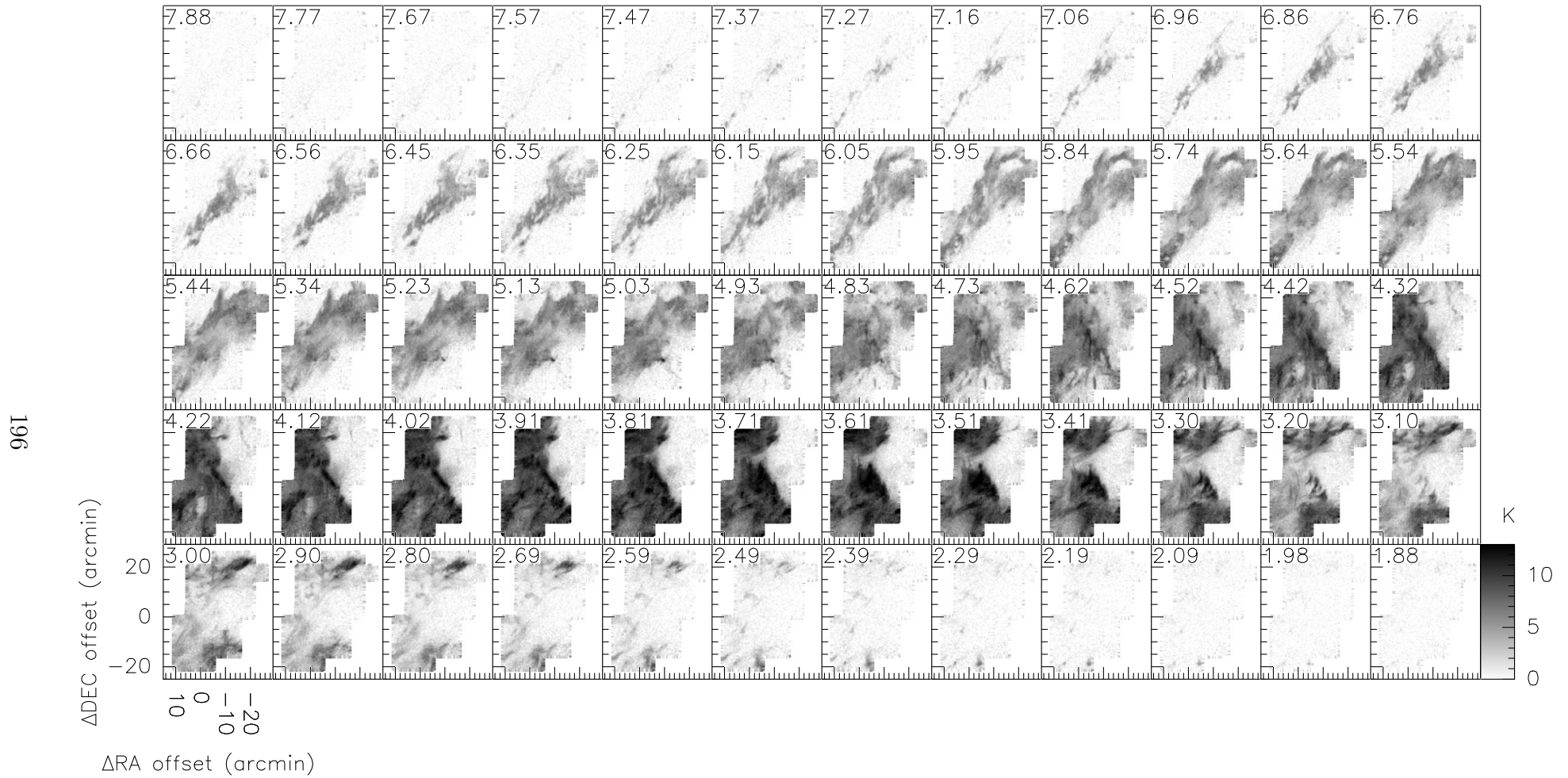


FIGURE 5.10 – Carte en vitesse de notre cube [BPV](#) en $^{12}\text{CO}(1-0)$ d'une région de la Pipe Nebula. Chaque figure est une moyenne de l'intensité entre le canal en vitesse indiqué en haut à gauche et celui à -0.1 km/s.

plus fines se découvrent. À 6.56 km/s, dans la partie basse apparaissent des structures aux limites finies, clairement séparées spatialement. On termine à 7.16 km/s par remarquer une structure allongée de largeur inférieure à $1'$, parcourant toute la diagonale de la carte.

Par leurs orientations et intensités, nous découpons ce cube en deux parties. La première recouvre l'ensemble des structures visibles entre 2 et 4 km/s. Ce sont les parties les plus intenses, avec une orientation générale de Sud-Est vers Nord-Ouest, dont beaucoup n'ont pas d'orientation précise car sinueuses. On appelle cette partie **Structure à Basse Vitesse (SBV)**. La seconde contient les structures entre 4 et 7.5 km/s, qui sont les structures de plus faible intensité, avec une orientation principale perpendiculaire à la précédente. Cet ensemble est appelé **Structures à Haute Vitesse (SHV)**.

3.2 Diversité spectrale de la région sondée

Ces deux parties du cube se voient bien dans les spectres. La Fig. 5.11 représente les spectres moyennés par régions de $200 \times 200''$, superposés sur une carte d'extinction produite à partir des cartes d'opacité et de température de [Hasenberger et al. \(2018\)](#). Pour chaque spectre moyenné est ajouté une droite bleue verticale à 4 km/s, ainsi qu'une droite horizontale à 0K.

On reconnaît 2 types de spectres. Des spectres que l'on appellera simple ayant une seule composante en vitesse ; ces spectres sont visibles à (RA,Dec)=(17: 29: 00, -26: 00: 00) et à (17: 28: 00, -26: 35: 00). Le second type de spectre est dit complexe, contenant 2 à 5 composantes Gaussiennes en vitesse. Ces spectres sont répartis dans la diagonale Sud-Ouest vers Nord-Est. On distingue ainsi deux types de régions : des régions n'ayant qu'une composante en vitesse, tracées principalement par la partie **SBV**, et des régions de superpositions de composantes tracées par la partie **SHV**.

Alors que le trait vertical bleu à 4km/s est presque au maximum d'émission pour les spectres simples (à 0.5 km/s près), les spectres complexes dans la région à (17: 27: 20, -26: 00: 00) y voient plutôt une absence d'intensité. Ce minimum sépare très distinctement plusieurs composantes en vitesse. Pour certains spectres, le maximum est atteint par les composantes à haute vitesse, pour d'autres c'est la composante à basse vitesse qui montre un maximum. Les spectres complexes du reste de la carte contiennent des composantes de moins en moins intenses à mesure que la vitesse augmente. Pour eux, 4km/s se situe entre les deux composantes les plus externes, sans jamais atteindre une absence d'intensité.

On peut voir une légère corrélation entre la carte en extinction d'arrière-plan ([Hasenberger et al., 2018](#)) et la morphologie des spectres. L'extinction est la plus faible là où les spectres montrent la plus faible intensité à (17: 27: 100, -26: 10: 50). Les spectres simples sont toujours positionnés dans des régions à faible extinction de poussière. La réciproque n'est cependant pas vraie : des structures à faible extinction contiennent des spectres complexes, par exemple en (17: 27: 30, -25: 58: 00).

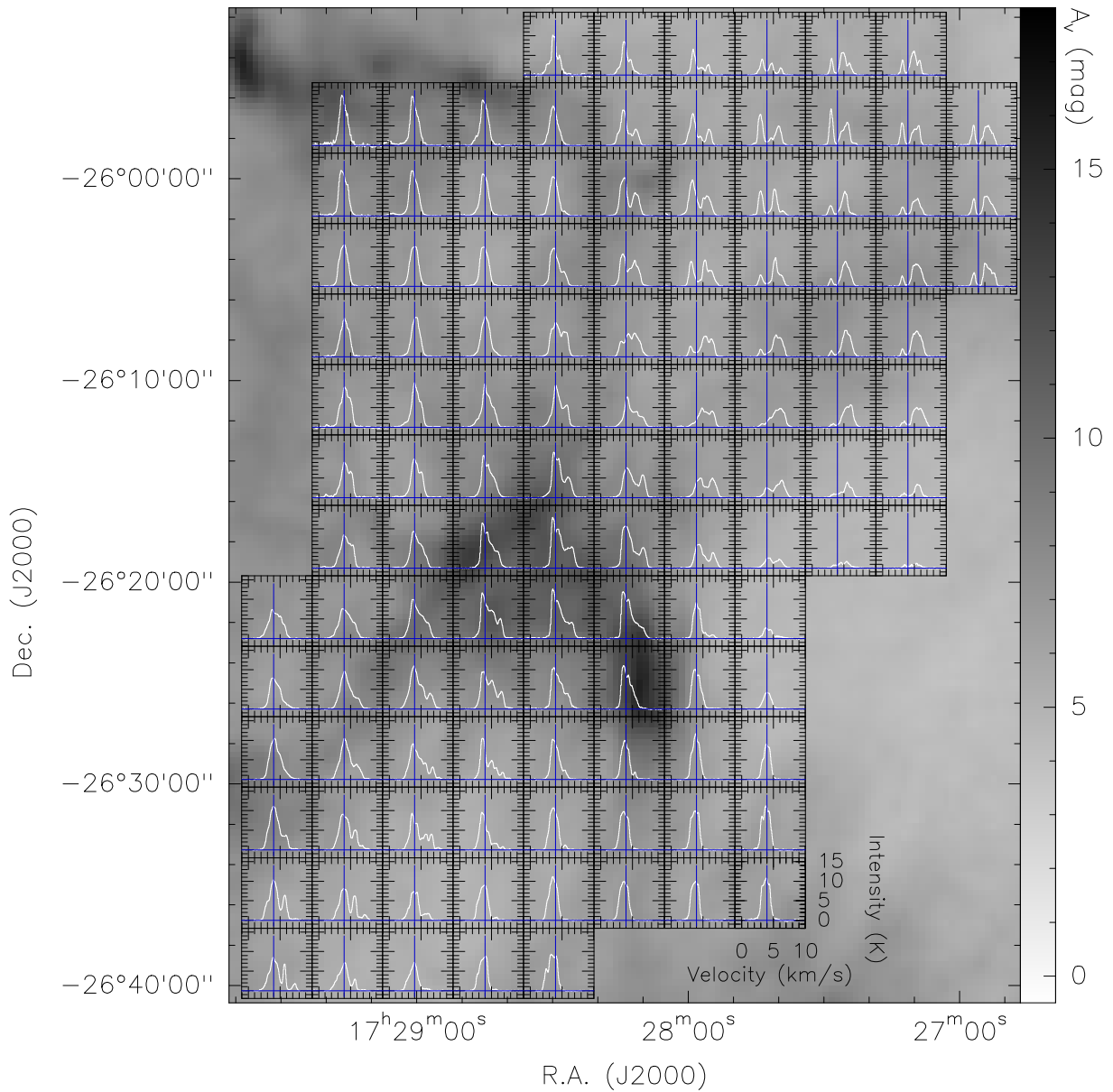


FIGURE 5.11 – Spectres types de notre cube PPV de la Pipe Nebula observée en $^{12}\text{CO}(1-0)$. Les spectres sont moyennés sur des régions de $200 \times 200''$, les traits verticaux bleus sont à 4 km/s . En arrière-plan est affichée la carte en extinction dans la même région, produite à partir des cartes d'opacité et de température d'[Hasenberger et al. \(2018\)](#).

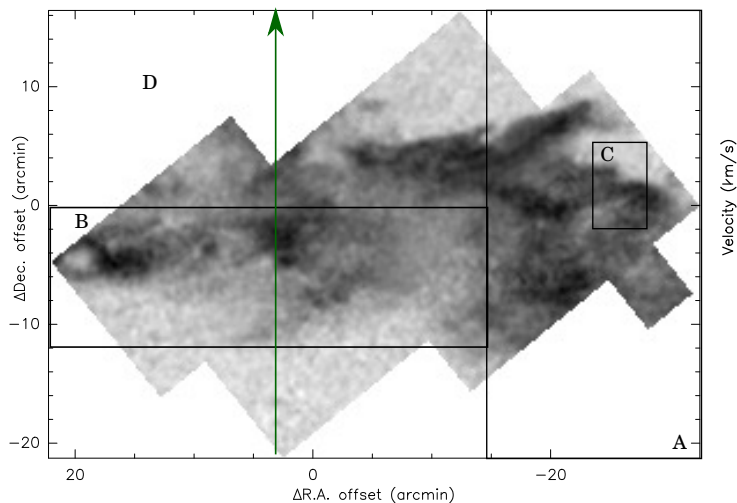


FIGURE 5.12 – Régions distinguées par les coupes **PV** des données $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula. La flèche verte indique le sens des différentes coupes. La carte en noir et blanc est le canal à dans lequel la structure principale que l'on cherche à sonder est particulièrement visible.

3.3 Illustration de la cinématique par des coupes Position-Vitesse

Un autre moyen d'apprécier la structure cinématique de ces observations est de produire des coupes **Position-Vitesse (PV)**. De cette manière, on ne représente plus l'intensité à un canal en vitesse donnée, mais l'intensité en une coupe longitudinale (ou transversale) à travers les vitesses et une dimension de position. Les spectres sont alors représentés sous la forme d'une carte de couleurs, avec la vitesse en ordonnée et la position considérée en abscisse.

Pour réaliser ces coupes, nous travaillons sur le cube après avoir subi une rotation. La rotation est de -51° (positif de l'Est vers le Nord), permettant d'avoir l'axe principal de la structure **SHV** horizontale. La carte d'un canal en vitesse où la structure se dessine très bien et ayant subi cette rotation est affichée Fig. 5.12. La flèche verte indique le sens des coupes **PV**. Ainsi, il est plus simple de réaliser des coupes longitudinales et transversales de cette structure.

Notre analyse des coupes a mis en évidence 4 régions intéressantes, que je résume dans la Fig. 5.13 et qui sont aussi associées aux régions de la Fig. 5.12. Seulement quelques coupes transversales sont présentées. Ainsi, les valeurs indiquées dans chaque panneau en blanc sont les positions des coupes en ΔRA , en arcmin. Nous ne montrons pas de coupes de la région qui se trouve à ΔDec négatif et $\Delta RA > -15'$. Cette partie de la carte contient très peu, voir pas de signal, et n'a pas présentée un intérêt suffisant pour être montrée ici.

La région A est la région à plus petit ΔRA . Lorsque le champ n'a pas subi de rotation, c'est la partie haute de notre carte. Cette région montre la séparation entre les composantes de chaque côté de 4.5 km/s . Entre $R.A. = -26'$ et $-22'$ la structure à haute vitesse montre un arrondissement entre $5'$ et $10'$ Dec. Elle passe d'une vitesse moyenne de 5 km/s à 6 km/s . Les deux structures sont clairement dissociées. La région C, qui est un

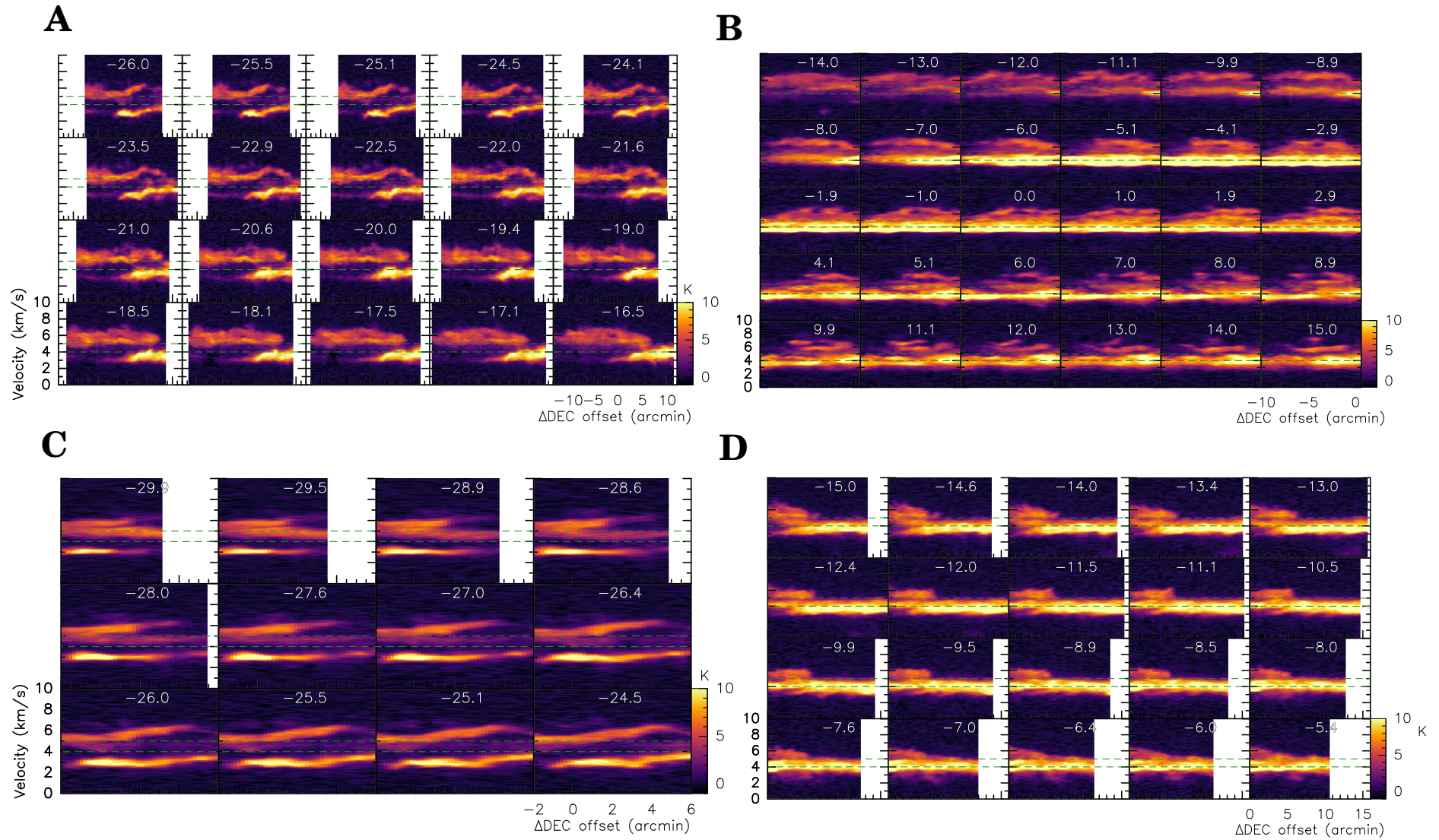


FIGURE 5.13 – Coupes Position/Vitesse sur notre cube $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula après avoir subi une rotation de -51° (orientation positive de l'Est vers le Nord, voir Fig. 5.12). Les coupes sont divisées en 4 régions, nommées de A à C. Les pointillés verts sont situés à 4 et 5 km/s. Comme ce sont des coupes transversales, les valeurs indiquées en blanc sont les positions des coupes en ΔRA , en arcmin.

extrait de la région A, montre les mêmes caractéristiques à plus petite échelle. On y voit clairement la séparation, délimitée en partie par les pointillés verts à 4 et 5 km/s. Alors qu'à $\Delta RA = -24.5'$ les composantes sont séparées d'une intensité très faible ($\sim 1K$ pour une intensité maximale à 10K), on remarque qu'à $\Delta RA = -27.6'$ l'intensité qui les sépare augmente. Pour résumer, plus on déplace la coupe à des ΔRA négatifs et plus l'intensité augmente.

La cinématique de la région B montre une émission principale entre 2 et 5 km/s. Cette région est une sélection rectangulaire de la carte en son centre, suivant l'alignement de la structure [SHV](#). Au delà de 5km/s, plusieurs structures de faible intensité se succèdent. Aussi, à $\Delta RA = 11.1'$ et $\Delta Dec = -5'$ deux structures distinctes sont visibles en plus de la structure principale. Ces structures distinctes se superposent selon l'axe en vitesse. À $\Delta RA = -14'$, toutes les structures ont la même intensité, d'environ 4K, mais les composantes à [SBV](#) augmentent en intensité à mesure que l'on se déplace à ΔRA positif, c'est-à-dire lorsque les coupes s'éloignent de la région A.

La région D montre très peu de structures autres que celles centrées autour de 4 km/s. Cette région contient l'ensemble des spectres qui ne sont pas dans la région B. On voit deux structures entre $\Delta Dec = 5'$ et 0, visibles sur toutes les coupes. La première est d'environ 10K et s'étire sur tout ΔDec , tandis que la seconde est d'environ 5K et ne se trouve que sur $5'$ environ. On remarque une composante d'intensité $\sim 3K$ et entre 2 et 3 km/s. Cette dernière est visible à $\Delta RA = -7.6'$ et disparaît progressivement à mesure que l'on augmente ou diminue ΔRA .

Ainsi, les coupes transversales nous indiquent une cinématique très intéressante. Alors que les structures de la région A sont principalement distinctes, celles de B sont entrelacées. Quant à la région D, elle présente l'une des plus importantes intensités avec peu de structures. À travers ce découpage en région, nous mettons en avant une fois de plus la richesse cinématique du gaz. Ces coupes peuvent nous aider à en dresser un portrait en 3 dimensions : deux structures en vitesses sont séparées en A, commencent à se confondre en B et semblent ne faire plus qu'un en D.

L'avantage des coupes PV est qu'elles nous permettent de mettre en avant le lien cinématique entre les structures du gaz. Ici, chaque région nous montre que les différentes composantes visibles dans les spectres ne sont en réalité pas séparées. Elles ont toutes un lien dans l'espace des vitesses.

3.4 Corrélation gaz et poussière

L'ensemble des structures visibles par l'émission du gaz peuvent être mises en comparaison des structures de la poussière vues dans les cartes *Herschel-SPIRE*. Je montre dans la Fig. 5.14 une superposition des structures de notre cube sur la carte à 250 μ m d'*Herschel-SPIRE*. Les contours sont pris sur le cube à intensité intégrée entre 2.2 et 7.4km/s. Chaque épaisseur de trait appartient à un niveau différent, proportionnel à σ .

Le contour à 20.5 K.km/s est en très bonne cohérence avec la structure en poussière de forte intensité et de direction Sud-Ouest vers Nord-Est. L'autre versant de cette structure,

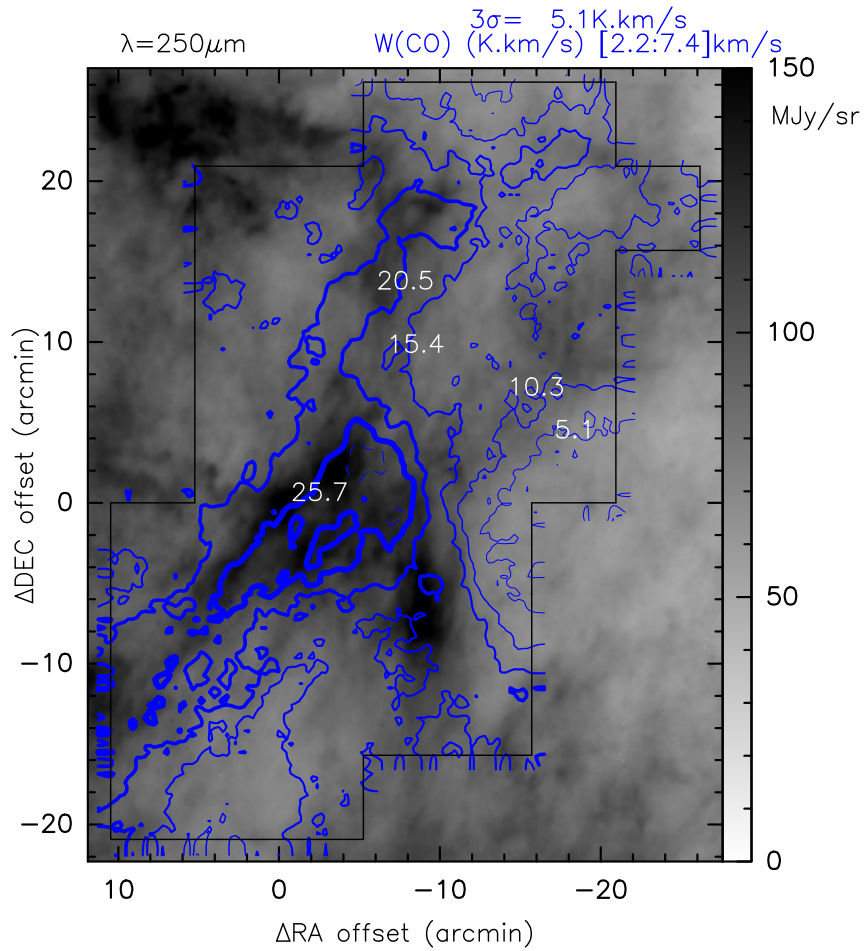


FIGURE 5.14 – Superposition des contours de la carte ^{12}CO intégrée entre 2.2 et 7.4 km/s sur une carte *Herschel-SPIRE* à 250 μm . Chaque épaisseur de contour est un niveau différent, facteur de σ .

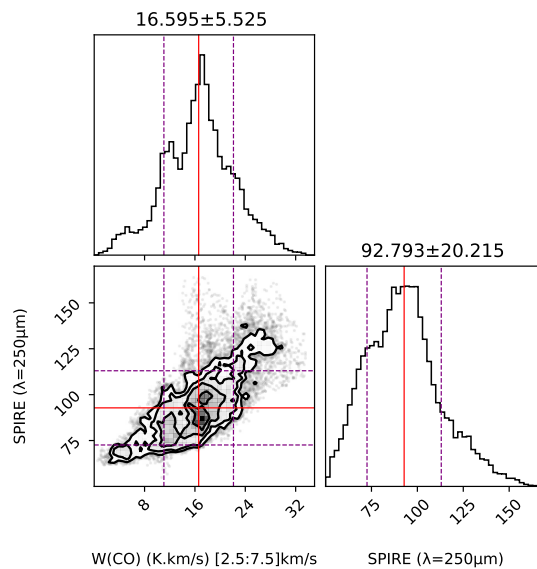


FIGURE 5.15 – Diagramme de corrélation des données *Herschel-SPIRE* à 250 μm et des données $^{12}\text{CO}(1-0)$ de notre carte (diagonale). Les traits rouges pleins indiquent les moyennes, les traits violets pointillés 1σ

en forme de V dans la poussière, voit plutôt ses limites reproduites par le contour à 15.4 K.km/s. Malgré cette cohérence, la partie haute droite de la figure montre des contours à 10.3 K.km/s qui sont en incohérences avec la poussière, formant des clumps de gaz dans des régions ayant une faible intensité de poussière.

Je trace dans la Fig. 5.15 le diagramme de corrélation entre ces cartes. Les traits pointillés violets indiquent les dispersions et les traits pleins rouges les moyennes de chaque distribution. On voit que l'intensité de la poussière est corrélée aux structures de la carte en vitesse intégrée. On peut réaliser un ajustement linéaire dans la carte en 2D dans l'intervalle créé par les moyennes et dispersion de chaque histogramme. Notant I_{dust} l'intensité de la poussière vue par *Herschel-SPIRE* et I_{gaz} l'intensité ^{12}CO :

$$I_{\text{dust}} [\text{MJy/sr}] = 3.6 \times I_{\text{gaz}} [\text{K.km/s}] + 32 \quad (5.8)$$

Nous avons mesuré que 34% des points de la carte ^{12}CO sont dans cet intervalle. Ainsi, au moins un tiers de l'émission du gaz est corrélé à l'émission de la poussière dans cette région.

3.5 Comparaison aux structures à grande échelle

On peut maintenant comparer l'orientation générale des structures et des canaux de vitesse avec les observations de [Onishi et al. \(1999\)](#), dont on prendra la Figure de [Muench et al. \(2007\)](#) présentée Fig. 5.8. Je superpose dans la Fig. 5.16 un agrandissement de la carte de [Muench et al. \(2007\)](#) en ^{13}CO avec des cartes du signal intégré de notre cube. Sur le panneau de gauche, j'intègre toute l'intensité des canaux en vitesse inférieurs à 4 km/s, tandis qu'à droite j'intègre sur les canaux supérieurs à 5 km/s. La structure à 3.5 km/s d'[Onishi et al. \(1999\)](#) (contours blancs) est en cohérence avec les structures de notre cube à moins de 4km/s, la continuité de chaque structure y est assez claire. Pour l'émission à plus de 5km/s, notre structure principale montre un axe dans la continuité de l'émission vue par [Onishi et al. \(1999\)](#) (contours rouges). La cohérence est cependant moins évidente pour cette dernière.

4 Détection automatique de structures linéaires par la RHT

Dans l'objectif d'étudier la dissipation intermittente de la turbulence, il est nécessaire d'en étudier les structures qui en sont responsables. Cependant, comme on a pu le montrer dans la Section précédente, on peut se retrouver avec une multitude de structures difficiles à identifier de visu. Déjà mis en avant dès les premières observations du satellite *Herschel* montrant une organisation du MIS très riche en structures, le problème qui est soulevé est de réussir à toutes les identifier. Que ce soit une méthode de reconnaissance à l'œil ou grâce à un algorithme d'identification, les deux méthodes ont des avantages et des inconvénients. Après avoir réalisé une première identification à l'œil sur notre carte $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe

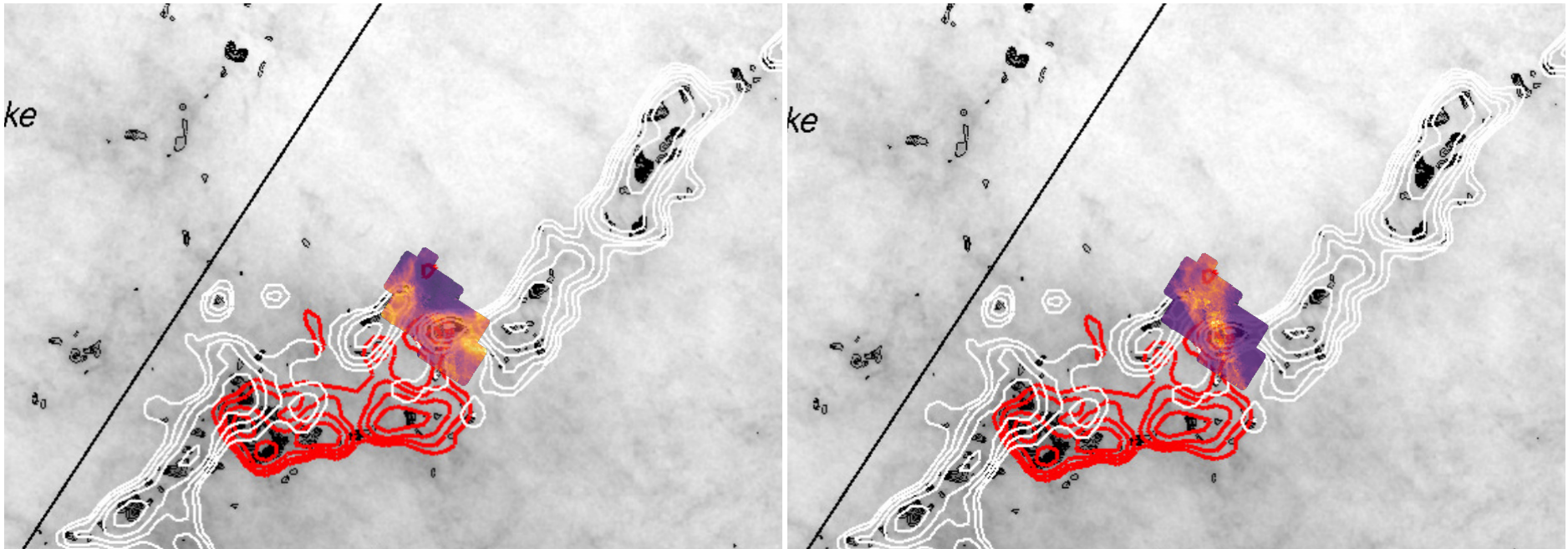


FIGURE 5.16 – Superposition des cartes des intensités intégrées de notre cube PPV de la Pipe Nebula observée en $^{12}\text{CO}(1-0)$ sur un agrandissement de la carte de Muench et al. (2007), construite à partir d’observations de Onishi et al. (1999). Les contours blancs indiquent l’émission $^{13}\text{CO}(1-0)$ à 3.5 km/s, tandis que les contours rouges à 5 km/s. *Gauche* : Intensité intégrée sur les canaux à moins de 4 km/s. *Droite* : Intensité intégrée sur les canaux à plus de 5 km/s.

Nebula, le gain en [SNR](#) obtenu grâce à la dernière vague d’observations de novembre 2022 nous a permis d’utiliser un algorithme d’identification de structures appelé [Rolling Hough transform \(RHT\)](#).

Une présentation de cet algorithme et de son fonctionnement se trouvent dans l’Annexe [A](#). J’y décris aussi ma recherche des paramètres optimums pour son utilisation sur nos données, ainsi qu’une vérification de son bon fonctionnement dans l’extraction des largeurs de filaments. Dans la partie qui suit, je détaille les résultats de l’utilisation de ce code sur nos observations de la Pipe Nebula, extrayant des informations de cisaillements et de leurs orientations par rapport au champ magnétique.

4.1 Caractérisation des structures extraites

Dans l’annexe [A](#), la [Fig. A.4](#) montre le résultat de la [RHT](#) avec les paramètres sur lesquels j’ai convergé ainsi que la carte par canaux à côté. Ces deux contiennent volontairement des canaux en vitesse n’ayant que du bruit afin de pouvoir les comparer avec les canaux contenant du signal. Dans la [Fig. 5.17](#), je ne sélectionne que les canaux à partir desquels on mesure une intensité significative afin de faire une première étude plus facilement à l’œil.

Comme on a pu initialement le remarquer sur le cube dans la [Section 3](#), ces observations sont parsemées de nombreuses structures filamenteuses. Bien que ces structures soient en fait des projections de la vitesse sur le plan du ciel, on peut néanmoins noter leur grande diversité. À partir de cette carte, nous avons distingué 4 types de structures :

- Allongées et visibles sur un seul canal en vitesse seulement
- Allongées, qui se retrouvent coïncidentes ou proches spatialement d’autres structures mais sur des canaux en vitesse différents
- Allongées droites, aux bords très marqués
- Allure sinusoïdale

La seconde catégorie sera traitée dans la partie suivante. Pour les structures aux bords marqués, on pense principalement à la structure à 4.0 km/s centrée en $(\Delta RA, \Delta Dec) = (-8, 0)'$. Cette structure est déjà très visible dans le cube d’origine, et fait état d’un bord très marqué au gradient transversal en intensité extrêmement fort estimée à $5.9 \text{ K}(T_A^*)/\text{pc}$.

D’autres structures semblent former des allures sinusoïdales ; sont-ce plusieurs structures séparées, mais proches, ou une seule ? Il est impossible de répondre à cette question à partir des vitesses projetées sur le plan du ciel. Sans leur faire dire ce qu’elles ne sont peut-être pas, on peut tout de même mettre en avant la plus remarquable des structures de ce type, dans le canal à 5.8 km/s. Cette structure semble s’enrouler autour d’un axe que l’on peut tracer de $(\Delta RA, \Delta Dec) = (4, -4)$ à $(-6, 18)$. On peut estimer une longueur d’onde de l’ordre de 0.42pc pour la plus grande (partie haute) à 0.21pc pour la plus petite (partie basse). Sans être parfaitement sinusoïdales, on peut aussi mettre en avant la forme arrondie visible dès 5.6km/s, située à $(-16, 20)$, aussi très visible dans la carte par canaux du cube sans traitement [RHT](#).

Enfin, d’autres structures ne sont ni l’une ni l’autre. Elles sont simplement allongées,

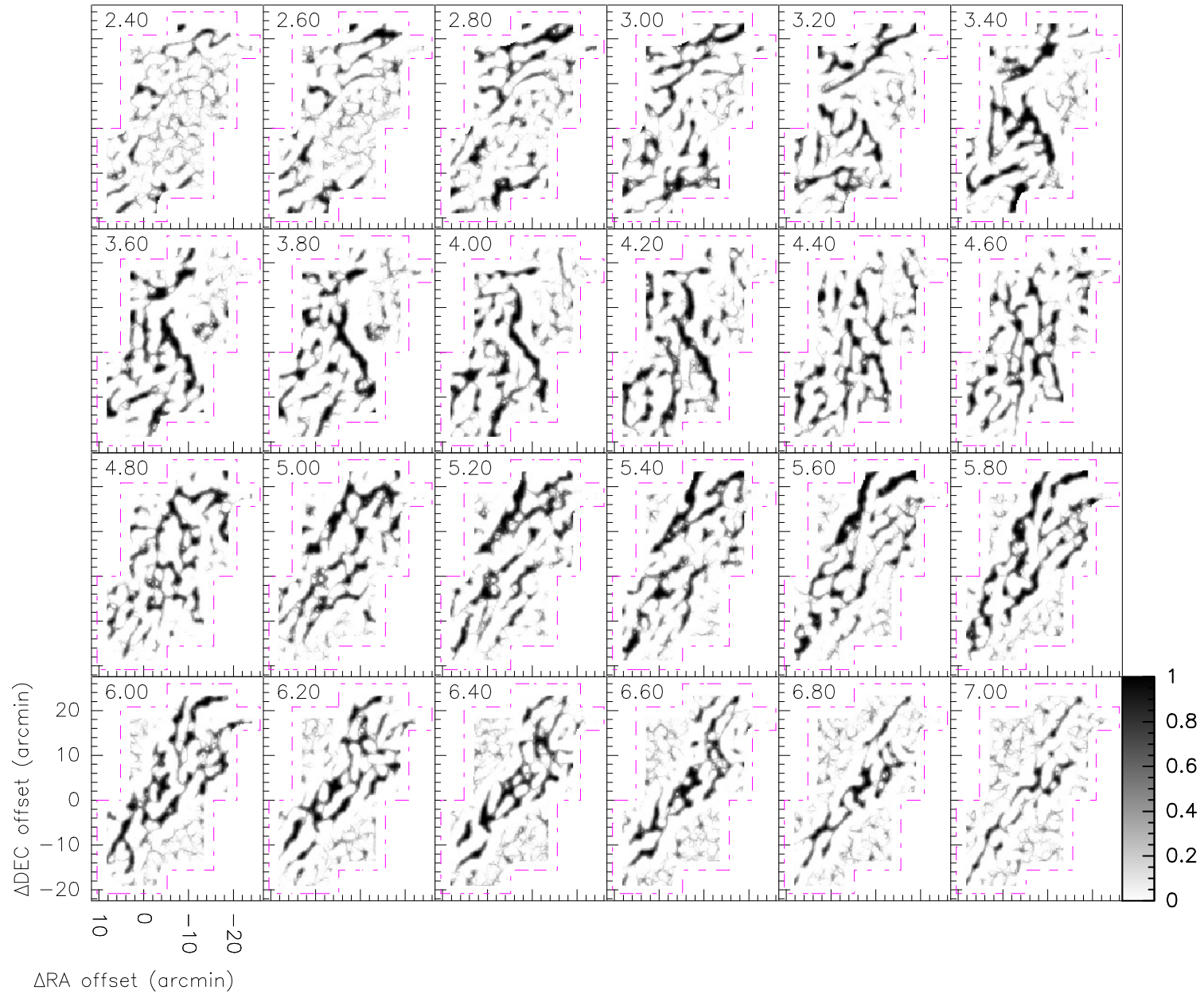


FIGURE 5.17 – Résultat de la procédure RHT sur le cube lissé pour $D_k=8$ pixels, $D_w=9$ pixels et $Z=0.7\%$, sans les canaux de bruits. Les bords de la carte d'origine, coupée par le processus RHT, sont indiqués par des traits pointillés en magenta.

visibles sur une suite successive de canaux de vitesse. Typiquement, de 6.8 à 7km/s, l'une de ces structures est très visible, centrée en (-16,19). Nous pouvons aussi trouver dans le canal à 5.2km/s quatre structures parallèles, orientées à $\sim 140^\circ$. Les 3 à plus basse déclinaison sont séparées d'une longueur de 0.3pc, tandis que la plus haute en déclinaison est séparée de la seconde de 0.4pc.

Encore une fois, il faut bien préciser que ces résultats représentent des structures dont la vitesse est projetée sur le plan du ciel. Il est donc très difficile (voir impossible) de remonter à la structure en 3 dimensions de ces éléments. Cependant, comme je l'ai mentionné dans la Section 1, la région que nous avons observé est une région très probablement choquée. Aucune observation n'ayant été réalisée à petite échelle d'une région choquée, à notre connaissance, cette représentation est la seule à ce jour. Les structures que l'on voit sont-elles typiques du champ magnétique du milieu? De la chimie du nuage? Ou bien sont-elles présentes dans toute région de nuage moléculaire choqué? Ces questions ne peuvent trouver de réponses qu'à l'aide d'observations supplémentaires de régions choquées.

4.2 Identification de paires de structures à forts cisaillements

La distribution spatiale et en vitesse d'une structure donne des informations générales utiles sur la dynamique d'un milieu. Lorsque deux structures sont visibles dans des canaux en vitesse différents, mais spatialement coïncidentes, on peut leur inférer une valeur de cisaillement.

Nous avons répertorié 13 paires de structures dans notre carte, caractérisées dans la Table 5.1, et dont les formes sont commentées dans la Table 5.2. L'annexe A présente des figures de l'ensemble des paires de structures. Je précise ici que le terme "paires de structures" désigne deux structures qui sont chacune visibles à un canal en vitesse différent et non visible entre ces canaux, mais proches spatialement. Deux types de paires sont décrites ici : les types S qui se superposent spatialement, et les types P qui sont proches spatialement sans jamais se superposer.

Le cisaillement en vitesse est estimé de la manière suivante :

$$\delta v_l / \delta l_\perp \text{ [km/s/pc]} = \frac{|v_1 - v_2|}{\delta l_\perp} \quad (5.9)$$

avec v_i le canal en vitesse de la structure i , et δl_\perp la distance de séparation des structures. Pour les types S, on peut supposer que notre résolution angulaire n'est pas suffisante pour permettre d'observer l'interface, conduisant à une distance qui n'est pas connue. Dans ce cas, le cisaillement en vitesse est une valeur minimale. On fait alors l'hypothèse que si la résolution angulaire était meilleure, on verrait apparaître une séparation. La séparation est de $32''$, soit 250mpc à 163pc de distance. Par contre, lorsque deux structures sont de type P (c'est-à-dire proches spatialement), le cisaillement se produit à l'interface entre les deux : cette valeur de cisaillement est donc une estimation fiable.

Afin de pouvoir comparer les cisaillements en vitesse de différentes distances, on les normalise à 200mpc, en utilisant l'Eq.2.3 (voir Chapitre 2). Grâce à cette normalisation,

TABLE 5.1 – Paires de structures associables sur différents canaux de vitesse.

Nom	Type ^a	$\sigma_v^b (v_2 - v_1)$ km/s	δl_\perp^c pc	Orientation ^d °	$\delta v / \delta l_\perp$ km/s/pc	$\delta v / \delta l_\perp$ @ 200mpc ^e km/s/pc
A	S	4.2 (7.0-2.6)	<0.025	135	>168	>84
B	S	3.8 (6.6-2.8)	<0.025	135	>152	>76
C	P	1.4 (5.0-3.6)	0.13	143	11	9
D	P	1.0 (6.4-5.0)	0.05	171	20	13
E	P	2.4 (5.2-2.8)	0.13	–	18	16
F	P	2.2 (6.2-4.0)	0.05	1	44	28
G	P	0.8 (5.2-2.8)	0.05	160	16	10
H	S	3.4 (6.6-3.2)	<0.025	98	>136	>68
I	S	1.8 (7.0-5.2)	<0.025	152	>72	>36
J	S	2.0 (6.0-4.0)	<0.025	149	>80	>40
K	S	1.8 (6.8-5.0)	<0.025	149	>72	>36
M ₁	S	3.2 (6.4-3.2)	<0.025	33	>128	>64
M ₂	P	3.2 (6.4-3.2)	0.07	29	46	34

^a Type S : superposition à travers les vitesses. Type P : proche spatialement par projection sur l'axe des vitesses.

^b Intervalle en vitesse maximal pour l'apparition de cette structure.

^c Distance spatiale de séparation des structures.

^d L'orientation est choisie suivant la convention IAU : positif du Nord vers l'Ouest.

^e Cisaillements de la colonne 6 suivant l'Eq. 2.3 pour une longueur de 200mpc.

on peut voir que la paire A forme très certainement le plus de cisaillement. Si on reste aux structures de type P, on voit que c'est la paire M₂ qui en produit le plus. Les structures M₁ et M₂ portent ce nom car elles appartiennent à un même ensemble de structures particulières. Sous la forme d'une fourche à 4.6km/s contenant 3 structures presque parallèles espacées les unes des autres d'environ 3', cet ensemble avait déjà été identifié dans les cartes par canaux (cf Section 3). Les deux paires sont formées d'une première structure à 3.2km/s et d'une seconde à 6.4km/s qui se superposent pour la paire M₁. Pour la paire M₂, la structure à 3.2km/s se trouve spatialement proche de la structure à 6.4km/s. Les deux paires ont une orientation proche (33 et 29° respectivement) et une longueur identique de 0.19pc. Cette dernière est visible dans la Fig. A.17. Dans cette figure, les deux subplots montrent un résultat de RHT à une vitesse où apparaît M₂ : 3.2 et 6.4km/s (de gauche à droite respectivement). Le dernier subplot montre un agrandissement de la superposition, où le canal à 3.2km/s est en couleurs inversées pour pouvoir superposer les structures. L'échelle de couleur est la même pour toutes, et les traits rouges indiquent la région de la paire de structures. Au centre de l'image de superposition, on voit la structure blanche arrondie, enroulant la structure noir.

Peut-être plus impressionnante encore est la paire I, représentée dans la Fig. A.14. On y voit une longue structure à qui coïncide parfaitement avec une autre structure à plus haute vitesse. Les deux structures semblent ici torsadées.

Les cisaillements que l'on mesure avec ces paires sont élevés. Pour comparaison, l'étude de Hily-Blant et al. (2008) dans le Polaris Flare avait obtenue une valeur maximale de

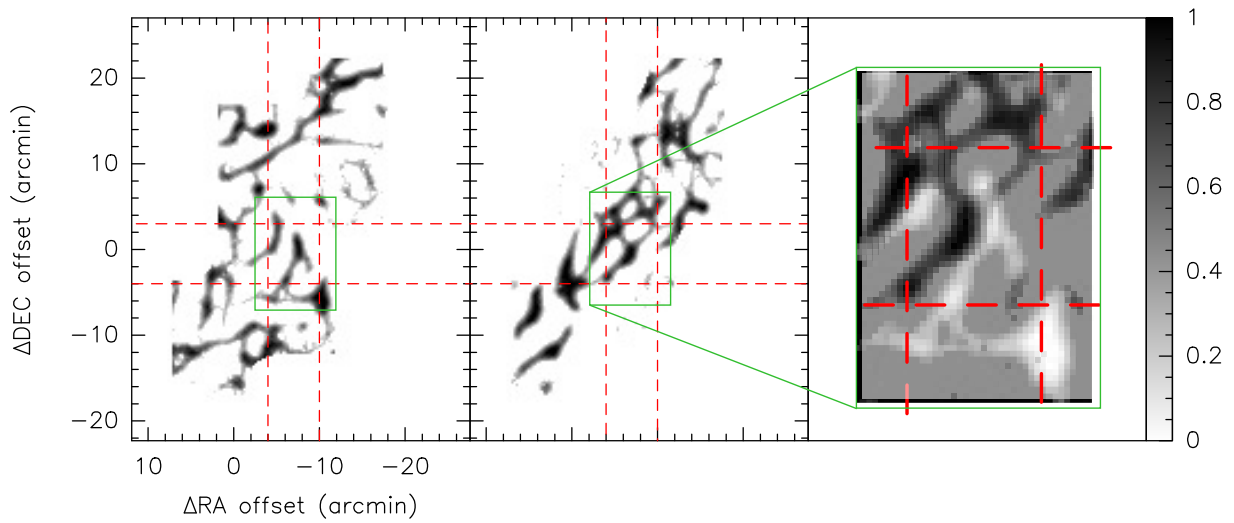


FIGURE 5.18 – Position de la paire B de structures extraites par RHT du cube en $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula. Les pointillés rouge indiquent la région de superposition de la paire de structure A. Le premier canal indique le résultat RHT à 3.2km/s, le second à 6.4km/s, le dernier une superposition des deux où le canal à 3.2 est en négatif.

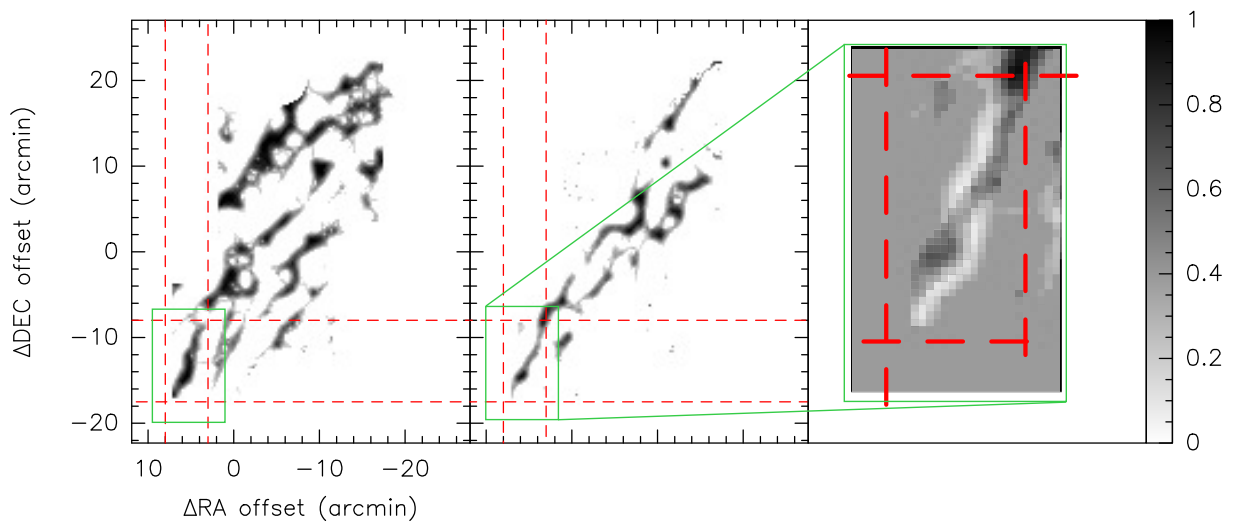


FIGURE 5.19 – Même légende que la Fig. A.17, mais pour la structure I. Les canaux de vitesse sont ici 5.2 et 7.0km/s.

TABLE 5.2 – Commentaires à propos des paires de structures associables sur différents canaux en vitesse.

Nom	Commentaires
A	Les deux structures forment une spirale
B	Structures allongées, parallèles à A, mais éloignées d'environ 2'.
C	Structures ellipsoïdes à 3.6km/s, qui complètent un vide à 5km/s entre deux structures.
D	Deux structures en alternances semblant torsadées.
E	La partie arrondie haute à 2.8km/s s'enroule autour de l'axe à 5.2 km/s.
F	Le bord droit à 4 km/s est collé au bord gauche à 6.2 km.s.
G	Structure arrondie englobé par deux structures parallèles.
H	Structures horizontales. Plus allongée à 3.2km/s qu'à 6.6 km/s. A 6.6 km/s, les extrémités de la structure sont en opposition d'orientation
I	Structures allongées.
J	Structures allongées. À 4 km/s, structure peu intense reliant deux structures arrondies intenses. Devient très intense à 6km/s.
K	Structures plus allongées à 5 qu'à 6.8 km/s. Pour l'échelle, j'ai choisi la plus petite taille.
M ₁	À 3.2km/s, appartient à plusieurs structures qui forment une virgule. Elle est aussi parallèle à une structure à 5.8 km/s.
M ₂	À 3.2km/s, appartient à plusieurs structures qui forment une virgule, de la même manière que pour la paire M ₁ . Structures superposées à une autre à 4.6 km/s, mais très bien alignées à une structure en 6.4 km/s.

67km/s/pc à 200mpc. Ces valeurs élevées sont une indication forte de l'existence de processus turbulents dans cette région.

4.3 Le lien entre orientation des structures et champ magnétique

À l'aide de l'extraction des structures anisotropes par [RHT](#), j'étudie dans cette partie leurs orientations en fonction de celle du champ magnétique projeté sur le plan du ciel. Commenant par une analyse bibliographique de plusieurs travaux sur ce sujet, je présente ensuite mes résultats.

4.3.1 Un lien qui n'est pas encore clair

Le papier de [Goodman et al. \(1990\)](#) présente les orientations de la polarisation dans des régions de formation d'étoiles, dans Perseus, Taurus et Ophichus. De manière générale, il leur semblait que les nuages étudiés avaient leurs grands axes globalement alignés sur la direction de la polarisation dans le champ environnant. Cette observation a été le départ de nombreuses autres études, songeant à étudier la relation entre les orientations des

constituants des nuages et l’orientation du champ magnétique.

Plusieurs années plus tard, [Soler et al. \(2013\)](#) ont comparé l’orientation de structures de densités avec l’orientation du champ magnétique dans des simulations numériques de nuages moléculaires. L’algorithme utilisé pour obtenir l’orientation des structures de densités était *HRO*. Les simulations utilisent le code *RAMSES-MHD* qui résout les équations d’Euler d’un milieu compressible idéal. La densité au temps initial est uniforme et égale à $n_{\text{H}_2} = 536.41 \text{ cm}^{-3}$. Un champ de vitesse isotrope et aléatoire, mélange de modes compressifs et solénoïdaux produisant un spectre de Kolmogorov (cf Chapitre 2) est aussi ajouté. Trois intensités de champs magnétiques sont ajoutées, caractérisées par le rapport β qui est le rapport de la pression plasma sur la pression magnétique, donnant une intensité de 0.35, 3.47 et 10.97 μG . Ils démontrent l’existence d’une tendance où les structures de basses densités sont majoritairement parallèles au champ magnétique, tandis que les structures de hautes densités en sont majoritairement perpendiculaires. Ce cas est observé principalement dans les simulations à haute intensité de champ magnétique. La densité de colonne en atome d’hydrogène à laquelle la transition parallèle/perpendiculaire s’effectue a été estimée par [Planck Collaboration et al. \(2016\)](#) autour de $\log_{10}(N_{\text{H}}/\text{cm}^{-2}) \approx 21.7$. Cette valeur a été obtenue en utilisant le même algorithme *HRO* sur des données Planck à 353 GHz de plusieurs nuages moléculaires proches.

Le papier de [Soler & Hennebelle \(2017\)](#) propose des explications physiques sur l’existence de structures aux orientations parallèles ou perpendiculaires au champ magnétique, en s’appuyant sur les résultats de la simulation de [Soler et al. \(2013\)](#), ainsi que de [Hennebelle \(2013\)](#). Ils expliquent que les structures ont tendance à se contracter le long des lignes de champ magnétique lorsqu’il est suffisamment fort par effet de la force de Lorentz. Lorsque la densité des structures augmente, des mouvements compressifs prennent le dessus et produisent une accumulation de matière dans des plans perpendiculaires aux lignes de champ magnétique. Ces effets seraient probablement dus à de l’effondrement gravitationnel, ou à des flux convergents. Ils insistent sur le fait que la tendance de passage d’une orientation principalement parallèle à perpendiculaire au champ magnétique est un effet visible principalement grâce à la statistique.

Sur des données Herschel, [Jow et al. \(2018\)](#) ont retrouvé la même tendance dans 4 régions du nuage Vela C. Puis, [Soler \(2019\)](#) ont utilisé le même code *HRO* sur des observations Herschel et Planck d’une dizaine de régions contenant des nuages moléculaires. La tendance est encore une fois retrouvée. Elle semble aussi s’effectuer dans le même ordre de grandeur que celui trouvé précédemment avec Planck, mais la tendance est moins évidente sur certains échantillons que d’autres. Dans ces cas-là sont évoqués des effets de projection pouvant fausser le résultat.

C’est cet effet qu’ont voulu étudier [Seifried et al. \(2020\)](#). Ils ont utilisé deux simulations *MHD* numériques : des simulations de fluides en collision et les simulations du projet *Simulating the Life-Cycle of molecular Clouds*. Dans les deux simulations, des réseaux chimiques ont été modélisés, prenant en compte l’évolution de H^+ , H , H_2 , C^+ , CO , e^- et O . Pour la première simulation, un gaz chaud de densité uniforme est propulsé par deux côtés de la boîte de simulation à une vitesse de 13.6 km/s, de manière à créer de la

turbulence via un choc au centre du cube. Le champ magnétique prend différentes valeurs, entre 1.25 et 10 μ G, donc similaire à la simulation de Soler et al. (2013). La seconde simulation, présentée par Seifried et al. (2017), représente une portion de disque galactique. Le gaz suit initialement un profil Gaussien en densité et un champ magnétique d'intensité proportionnel à la racine de la densité du gaz. La dispersion du champ de vitesse turbulent est égale à 5km/s. Cette simulation contient ensuite une injection de 15 SNe/Myr, produisant ainsi de la turbulence dans le milieu. Les simulations ont été analysées sous trois axes orthogonaux après utilisation du code de transfert radiatif *POLARIS*. La tendance observée par Soler et al. (2013) est retrouvée en 3D dans le cas des simulations de fluides en collision à $\geq 5\mu$ G et dans la seconde simulation à 3 μ G. Cependant, lorsque les effets de projection sont pris en compte, les résultats montrent rarement que les structures se trouvent perpendiculaires au champ magnétique à haute densité.

Sans pouvoir apporter une réponse claire et précise sur le sujet de l'orientation des structures filamenteuses par rapport au champ magnétique, nous avons voulu extraire cette analyse de nos données. Nous n'avons que peu de filaments, donc nous ne pouvons pas parler d'une analyse statistique, mais cet échantillon apporte tout de même des informations intéressantes.

4.3.2 Notre méthode d'obtention des intensités

Pour pouvoir faire cette analyse, on cherche à étudier l'orientation des structures en fonctions de leur intensité. Or, le processus RHT nous fait perdre toute l'information d'intensité contenue dans le cube d'origine, je vais donc présenter la méthode que j'utilise pour la récupérer.

Le cube que l'on obtient en sortie de RHT sera noté $I_{vi}(x, y, \theta)$. Il contient ce que l'on peut appeler comme étant le degré de filamentation de chaque pixel à un canal en vitesse vi donné, et pour chaque degré d'orientation auquel appartiennent les structures. On construit alors un nouveau cube R_{vi} pour chaque canal en vitesse, qui est la multiplication de I_{vi} par la carte du canal en vitesse vi provenant du cube d'origine O :

$$R_{vi}(x, y, \theta) = I_{vi}(x, y, \theta) [\text{Intensité RHT}] \times O(x, y, v_i) [\text{K}] \quad (5.10)$$

En multipliant I_{vi} par le cube d'origine, on récupère une fraction de l'intensité de la Pipe, en km/s. Le cube R_{vi} donne donc une intensité proportionnelle au degré de filamentation pour un angle donné et à une vitesse donnée.

On réalise ensuite la somme des intensités sur l'intervalle en vitesse $dv = [v_i : v_f]$:

$$S_{dv}(x, y, \theta) = \sum_{i=v_i}^{v_f} R_i(x, y, \theta) \quad (5.11)$$

Ce cube $S_{dv}(x, y, \theta)$ nous donne l'intensité totale produite par les filaments orientés d'un angle θ .

Pour terminer, on calcule la somme des intensités à un angle donné. On obtient ainsi

une intensité totale par angle θ , avec N_x et N_y le nombre de pixels de chaque dimension :

$$\begin{aligned} P_{dv}(\theta) &= \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} S_{dv}(i, j, \theta) = \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \left(\sum_{k=v_i}^{v_f} R_k(i, j, \theta) \right) \\ &= \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \left(\sum_{k=v_i}^{v_f} I_k(i, j, \theta) \times O(i, j, k) \right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

On utilisera aussi la valeur moyenne de l'intensité pour un angle θ donné :

$$\langle S_{dv}(\theta) \rangle = \frac{1}{N_x \times N_y} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} F_{dv}(i, j, \theta) dx dy \quad (5.13)$$

L'un des paramètres utilisés par RHT représente la plus grande longueur extraite (D_w , cf Annexe A). Si ce paramètre est plus petit que la largeur des structures filamenteuses, il va extraire des portions de ces largeurs comme étant des filaments, et donc extraire leurs orientations. Ceci faussera le résultat puisqu'en plus d'extraire le grand axe des filaments comme étant une orientation, il va aussi considérer toutes les largeurs comme des orientations. Malheureusement, alors la RHT donnait des résultats satisfaisants pour l'affichage des différentes structures avec la valeur de 9pixels, il faut ici diminuer sa valeur, quitte à perdre plus de structures situées aux bords de la carte. Ainsi, ce paramètre est pris égal à 15pixels dans cette étude.

4.3.3 Résultats obtenus

Je présente en haut de la Fig. 5.20 des diagrammes polaires représentant l'intensité totale S_{dv} normalisée pour un intervalle en vitesse donné. On normalise S_{dv} en divisant chaque valeur d'intensité par la valeur maximale. Dans ces diagrammes, j'indique l'orientation du champ magnétique par un trait rouge et la direction perpendiculaire par un trait bleu. Les pointillés correspondent aux dispersions. Les intervalles en vitesse sont donnés dans les coins haut-droit de chaque diagramme. Pour la détermination de l'orientation du champ magnétique, nous utilisons les données du papier de [Franco et al. \(2010\)](#). Nous choisissons les valeurs mesurées dans 4 champs, dont 1 est entièrement compris dans notre champ d'observation (numéro 30). Les autres champs sont séparés d'environ 1pc de celui-ci (considérant une distance à la Pipe de 163pc). La dispersion des angles moyens de polarisation est égale à 5°. Par moyenne quadratique, on obtient une valeur moyenne pour l'orientation du champ magnétique de 163.2°.

Je complète ces diagrammes polaires par la figure du dessous, sur laquelle je trace le pourcentage (en intensité) de structures parallèles, perpendiculaires ou aucun des deux au champ magnétique, en fonction de la vitesse. On peut remarquer qu'il existe une forte corrélation entre les orientations des structures et l'orientation du champ magnétique projeté sur le plan du ciel. Plus la vitesse augmente, et plus le nombre de structures parallèles augmente, tandis que les perpendiculaires diminuent. On note une majorité de structures qui ne sont ni parallèles ni perpendiculaire au champ magnétique, proportion

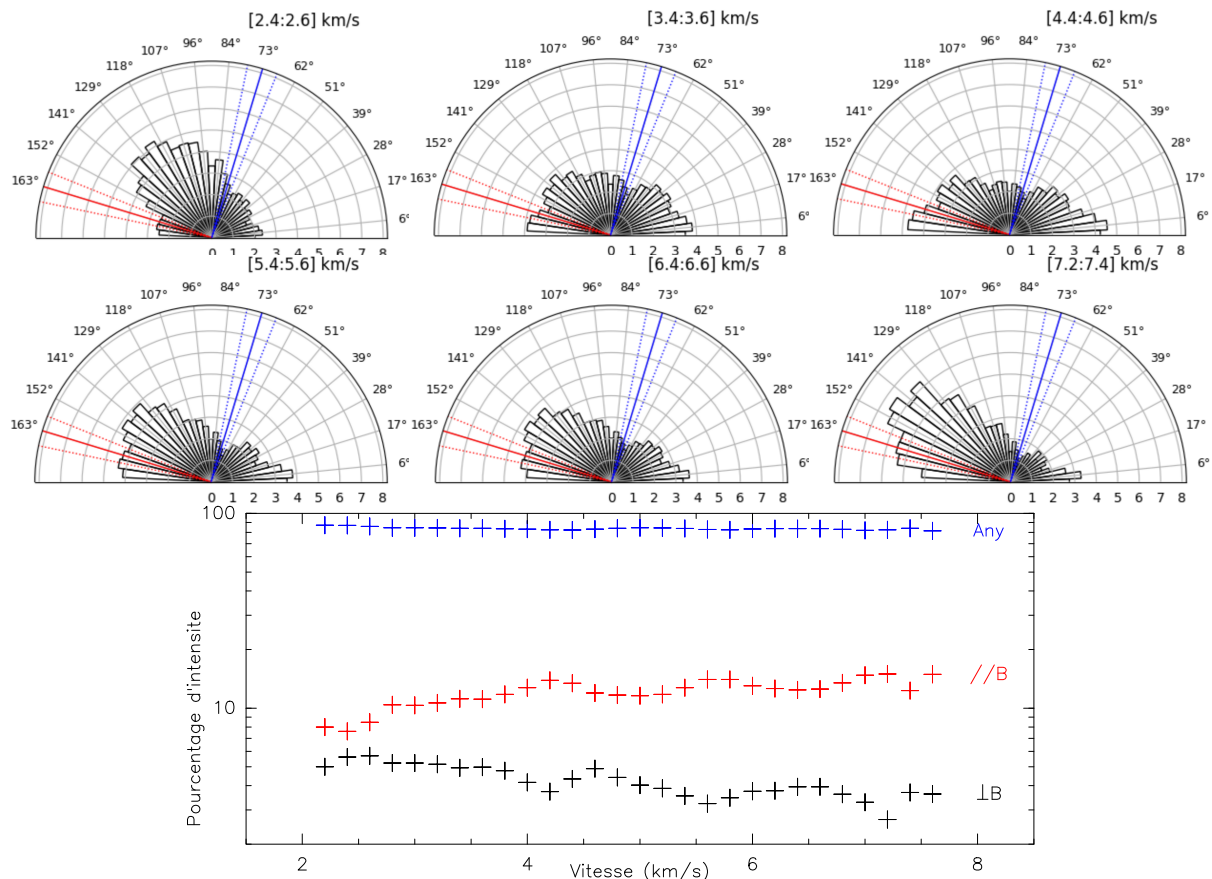


FIGURE 5.20 – *Haut* : Diagrammes polaires de l'intensité totale S_{dv} adimensionnée produite par les structures obtenues par RHT. Chaque diagramme correspond aux structures d'un intervalle en vitesse donné dans le coin haut-droit de chaque image. Le trait rouge correspond à l'orientation moyenne du champ magnétique projeté sur le plan du ciel, tandis que le trait bleu est l'orientation perpendiculaire. Les traits pointillés correspondent à la dispersion sur la mesure de l'orientation du champ magnétique. *Bas* : Pourcentage en intensité de structures dans une orientation donnée par rapport au champ magnétique, en fonction du canal en vitesse. Sont considérés comme parallèles, ou perpendiculaires lorsqu'ils sont compris dans l'orientation du champ magnétique, plus ou moins la dispersion des angles moyens.

qui n'évolue pas avec l'augmentation de la vitesse.

Comme on a pu le voir dans la Section 2, la densité de colonne estimée dans notre région à partir de la carte en extinction de [Hasenberger et al. \(2018\)](#) est de l'ordre de $n_{\text{H}} \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Cette valeur est similaire à la valeur de [Planck Collaboration et al. \(2016\)](#) correspondant à la densité de colonne à partir de laquelle les structures s'orientent perpendiculairement au champ magnétique. De plus, nous montrons dans l'annexe B que l'intensité du champ magnétique dans cette région est d'environ $46 \mu\text{G}$, avec un rapport $\beta=0.02$, situant donc le nuage dans un champ magnétique intense.

En vue du champ magnétique intense que l'on estime dans la Pipe et de l'orientation des structures du gaz préférentiellement parallèles au champ magnétique, ou en tout cas non perpendiculaires, ces structures pourraient se situer dans cette étape de transition. On sonderait des structures en transition vers une perpendicularisation par rapport au champ magnétique, soit dans une transition de structures tenues à denses ([Soler & Hennebelle, 2017](#)).

Cependant, il faut toutefois mettre en avant un autre élément. Dans les études précédemment citées, les structures observées et étudiées sont de la poussière. Or ici, notre étude se base sur le gaz via le $^{12}\text{CO}(1-0)$. L'avantage est que l'on trace avec ce gaz les régions internes et externes au nuage le long de la ligne de visée, donc on est sensible à toutes les structures. On a pu montrer dans la Section 3.4 que la poussière et le gaz sont en grande partie corrélés, dont l'émission suit un ajustement linéaire pour au moins 34% des structures. Cette corrélation va dans le sens d'une possible transposition des résultats sur les structures de poussière vers les structures de gaz. Il serait intéressant de continuer à obtenir d'autres observations de structures de gaz de nuages moléculaires, dans des régions à forte intensité magnétique afin de mesurer si la tendance peut se transposer au gaz de manière plus générale.

5 Investiguer les zones de dissipation

Je présente dans cette partie les résultats obtenus à partir du code *Unveil.jl* (présenté dans le Chapitre 3), utilisé ici sur nos données $^{12}\text{CO}(1-0)$ de la Pipe Nebula. Les deux méthodes [SWO](#) et [PCA](#) ont été utilisées. Il est assez évident que la résolution spatiale à cette fréquence obtenue par l'antenne 30m de l'[IRAM \(22"\)](#) ne permettra pas d'observer les structures de dissipations de la turbulence. Cependant, une analyse statistique sur ce champ permet d'apporter des informations sur les régions de dissipation, observables ensuite avec ALMA.

5.1 Convergence de la PCA

Concernant la convergence de la [PCA](#), le panneau haut de la Fig. 5.21 montre la métrique en fonction du nombre de [PCs](#) (Φ). La métrique évolue sur environ deux ordres de magnitude avec les 20 premiers Φ . Puis, elle diminue pour atteindre un plateau entre 30 et 90Φ . Elle continue ensuite d'augmenter jusqu'à la fin. Nous choisissons $\Phi_{\text{opt}} = 32$, situé

au début du plateau de convergence, réduisant le bruit de 0.34 à 0.14K. L'augmentation de la métrique à partir de $\Phi = 90$ est clairement due au bruit qui n'est pas parfaitement homogène dans la carte. En effet, la carte a été construite sur deux périodes d'observations : en été et en hiver. Les observations d'été ayant conduit à un bruit particulièrement élevé, une troisième période d'observation nous a permis de l'améliorer. Cependant, les conditions étant particulièrement bonnes, le bruit de cette carte est devenue meilleur que celui de la carte d'hiver. Cet effet est clairement visible dans le panneau bas de la Fig. 5.21 qui montre la projection des données sur les PCs 169 à 189. Le rectangle blanchi au centre de chaque panneau est la première carte que nous avons fait, les autres régions ont été observées durant la seconde période. Le bruit n'étant pas homogène, la PCA reproduit d'abord le signal, puis une partie du bruit commun à l'ensemble de la carte, et le bruit restant ensuite.

Comme nous l'avons vu en vérifiant le fonctionnement du code dans le chapitre 3, choisir plus de PCs dans la partie convergée ajoutera peut-être une portion de signal, mais ajoutera surtout du bruit de manière non homogène, ce qui ne garantira pas un calcul correct des CV. Avec ce choix positionné au tout début de la convergence, nous assurons un juste milieu. Pour palier à l'incertitude sur Φ_{opt} , l'analyse statistique a aussi été réalisée avec des valeurs de PCs proches de Φ_{opt} , sans montrer toutefois de différences significatives. Je ne les présente donc pas dans ce manuscrit.

5.2 Corrélation structures de gaz et forts cisaillements de vitesse

Les premiers éléments que l'on souhaite observer sont les régions de forts cisaillements, sondées à l'aide des CVI. Pour cela, la Fig. 5.22 présente les cartes de CVI en valeur absolue. Chaque panneau est un calcul pour une échelle donnée, inscrite dans le coin supérieur gauche en pc, considérant une distance de 163pc à la Pipe. L'échelle de couleur est adaptée aux valeurs de chaque panneau. Je ne montre que les résultats de la méthode PCA, étant très similaires visuellement des résultats SWO. Sur les 5 premiers panneaux en haut sont ajoutés les contours de la carte en intensité intégrée sur les canaux en vitesse de la partie SBV. Les 5 panneaux suivants montrent les contours de la carte intégrée sur les canaux de la partie SHV.

Peu de régions voient des changements de CVI qui sont aussi tracés par les structures à basse vitesse. On peut cependant noter quelques alignements, notamment à $(\Delta RA, \Delta Dec) \sim (-10, 0)'$, où plusieurs extrêmes de CVI sont cohérents avec les contours à l'allure générale arrondie. Par contre, l'orientation des structures de forts cisaillements est en très bon accord avec les structures de la partie SHV. On remarque que beaucoup de structures tracées par les contours sont parfaitement alignées avec des changements brutaux de CVI dans les cartes à petite échelle ($l \leq 0.25\text{pc}$). Ces alignements sont présents à chacun des lags que l'on présente. Ces structures à haute vitesses étant dans la queue des spectres, avec une intensité inférieure aux structures à basse vitesse, on trace ici des structures à dissipation intermittente de la turbulence (Hily-Blant & Falgarone, 2009).

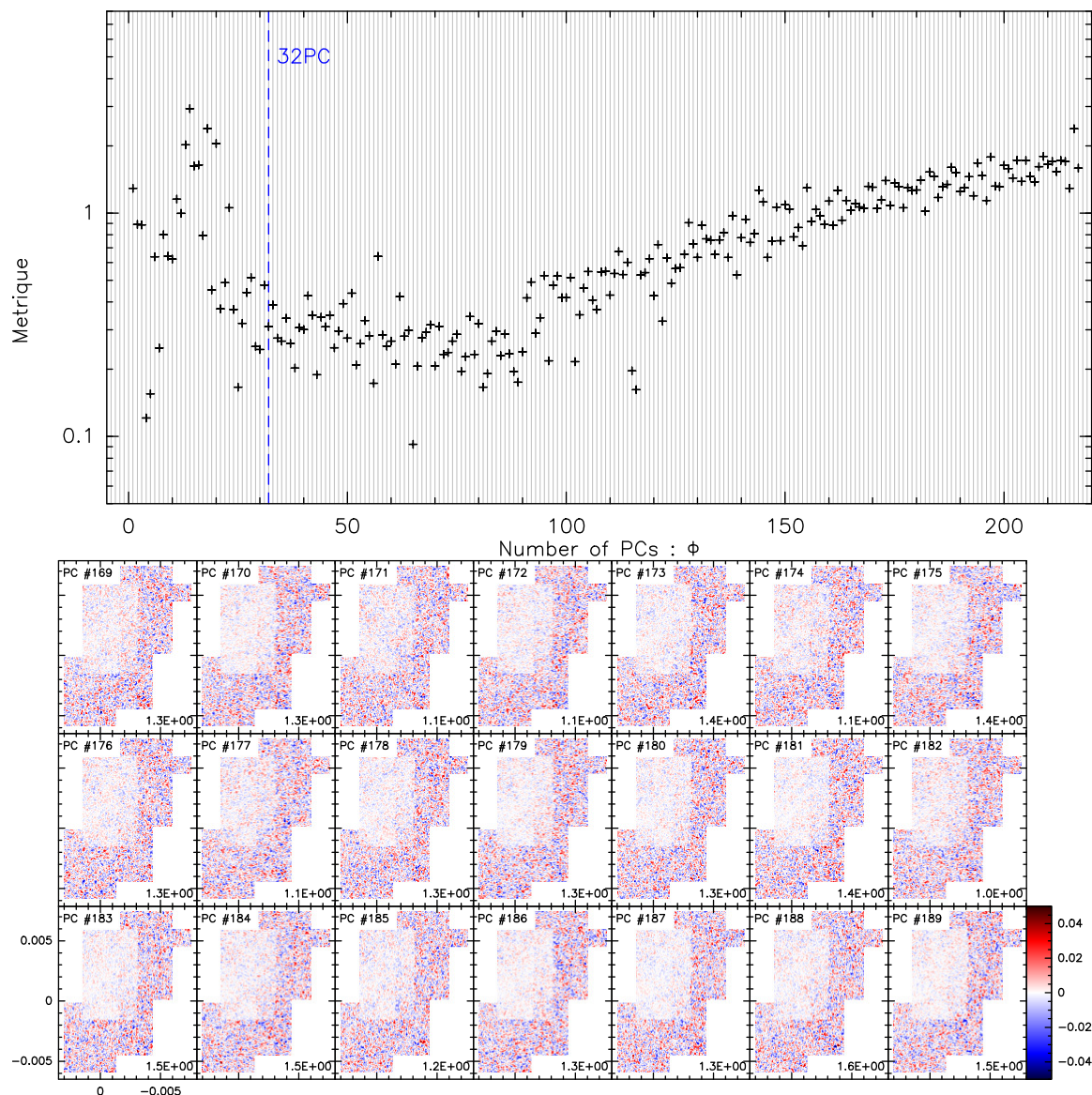


FIGURE 5.21 – *Haut* : Métrique obtenue pour le calcul de la convergence de la méthode PCA (cf Chap 3) sur notre cube PPV de la Pipe Nebula. *Bas* : Projection des données de la Pipe Nebula sur les PC 169 à 189.

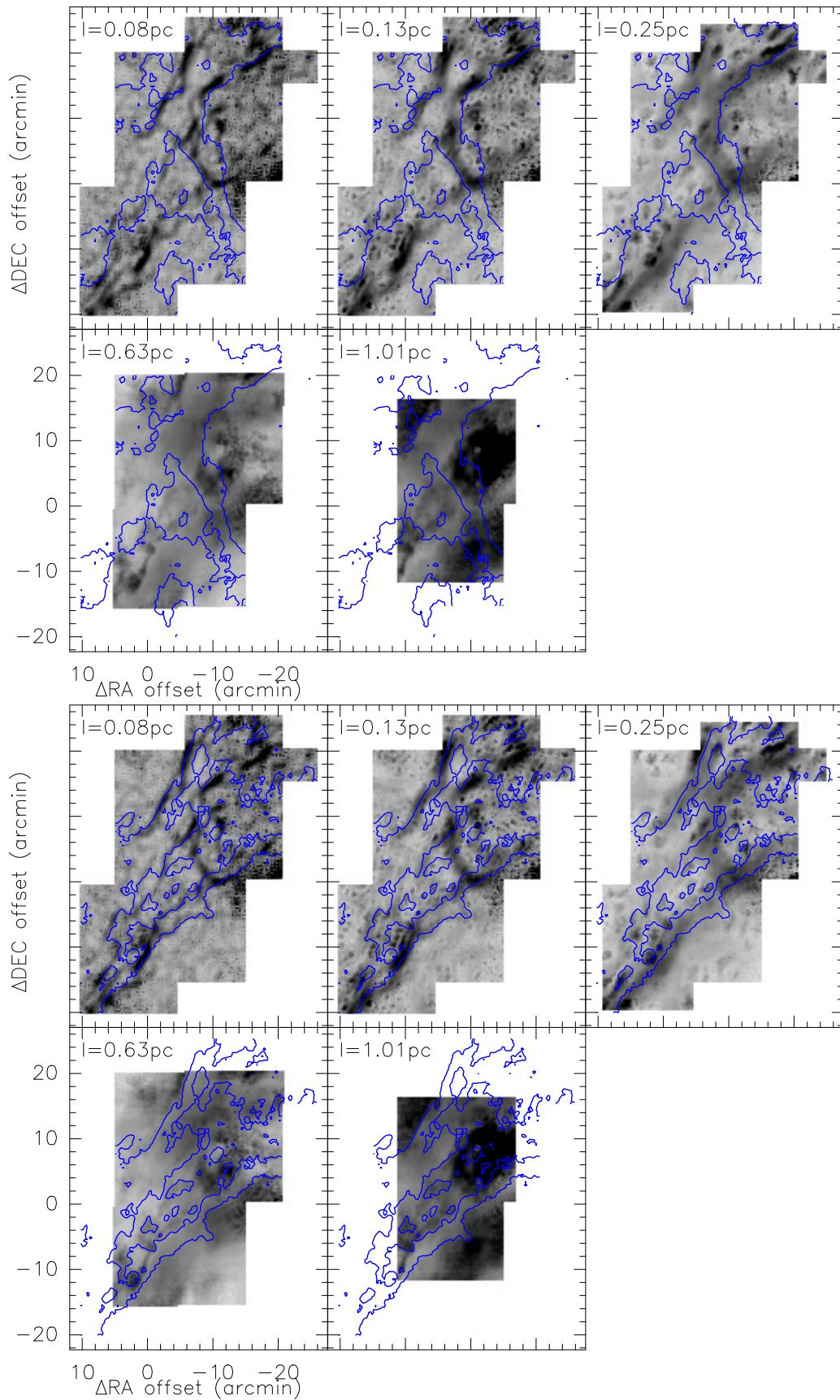


FIGURE 5.22 – Cartes de CVI à plusieurs échelles indiquées en pc dans le coin supérieur gauche (considérant une distance de 163pc à la Pipe). Les échelles de couleurs sont adaptées à chaque image. *Haut* : Les contours noirs sont obtenus sur la carte intégrée des vitesses inférieures à 5 km/s. *Bas* : Identique, mais les contours sont pris sur les canaux en vitesse supérieurs à 5 km/s.

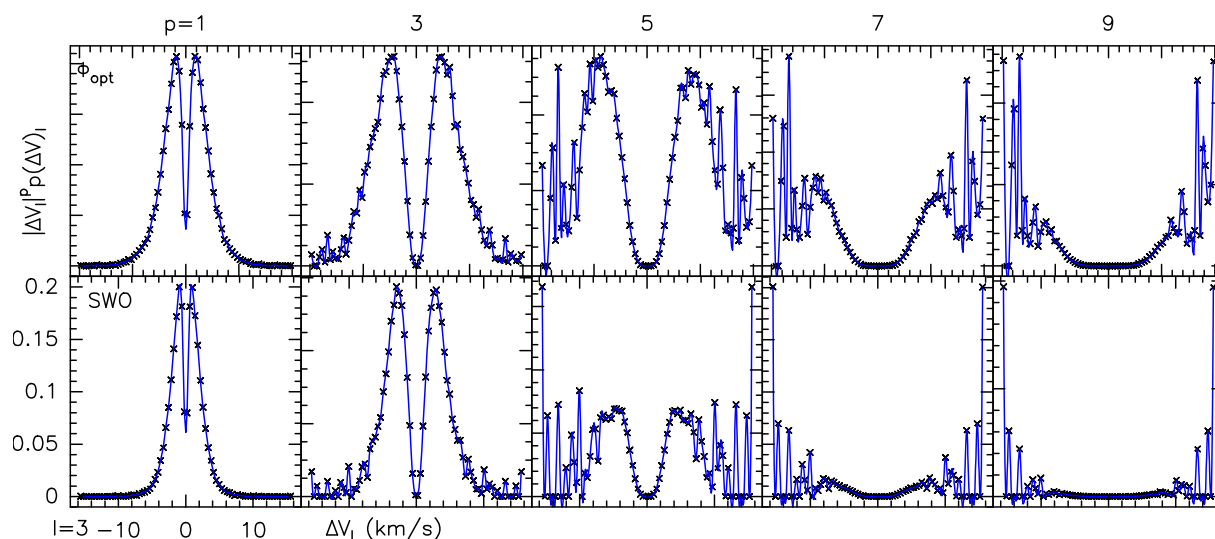


FIGURE 5.23 – Intégrants des fonctions de structures calculées pour les cubes traités par la PCA avec $\Phi_{\text{opt}} = 32$, et SWO, pour les ordres 1 à 9. Les intégrants des fonctions de structures affichées ici sont celles à lag $l = 3$. Les axes verticaux à ordre constants sont identiques et les axes horizontaux sont tous identiques.

5.3 Convergence des fonctions de structures et exposants

Nous calculons ensuite les fonctions de structures $S_p(l)$ (voir le Chapitre 2, Eq. 2.40 pour une présentation des $S_p(l)$, et le Chapitre 3 pour le détail de ces calculs). La Fig. 5.23 montre les intégrants des $S_p(l)$ obtenues à partir du cube reconstruit par PCA avec $\Phi_{\text{opt}} = 32$ et à partir du cube traité par SWO. Nous rappelons ici que ces deux méthodes de traitement sont complètement indépendantes, et apportent une amélioration significative de l'incertitude lors du calcul des CV, étape initiale du traitement statistique pour l'analyse de la turbulence. Avec cette Figure, on peut voir que l'ordre $p = 3$ a convergé. L'ordre $p = 5$ a convergé pour la PCA, avec des extrêmes inférieurs aux maximas. On note une plus grande dispersion dans les extrêmes pour SWO, qui n'a pas convergé à $p = 5$. Les ordres suivants n'ont pas convergés pour aucune des méthodes.

J'utilise ensuite l'ESS pour obtenir les ajustements des fonctions de structure. L'ajustement est réalisé entre les lags $l = 3$ et 60pixels (pour carte de 148x185pixels). La Fig. 5.24 montre les fonctions de structures sous ESS ainsi que les ajustements réalisés. Le plus petit lag est utilisé pour sonder les échelles les plus petites. Le lag 60pixels est choisi car le nombre de points de CVI indépendants à ce lag est alors égal au nombre de points indépendants au lag 3. Au-delà, le nombre de points indépendants diminue. Nous faisons donc le choix de garder la même statistique sur l'intervalle d'ajustement.

Je trace les exposants des fonctions de structure sur la Fig. 5.25 pour les deux méthodes. Des barres d'erreurs sont ajoutées, résultats des incertitudes sur l'ajustement des $S_p(l)$. Pour tous les ordres, les deux méthodes donnent des résultats très similaires, presque identiques (différences de 1×10^{-3} à l'ordre 5) avec des incertitudes très faibles (au maximum de 5.7×10^{-3} pour SWO à $p = 6$). Ces deux méthodes étant indépendantes, ceci nous conforte dans ces résultats, tout en gardant en compte que l'ordre 5 n'a pas convergé

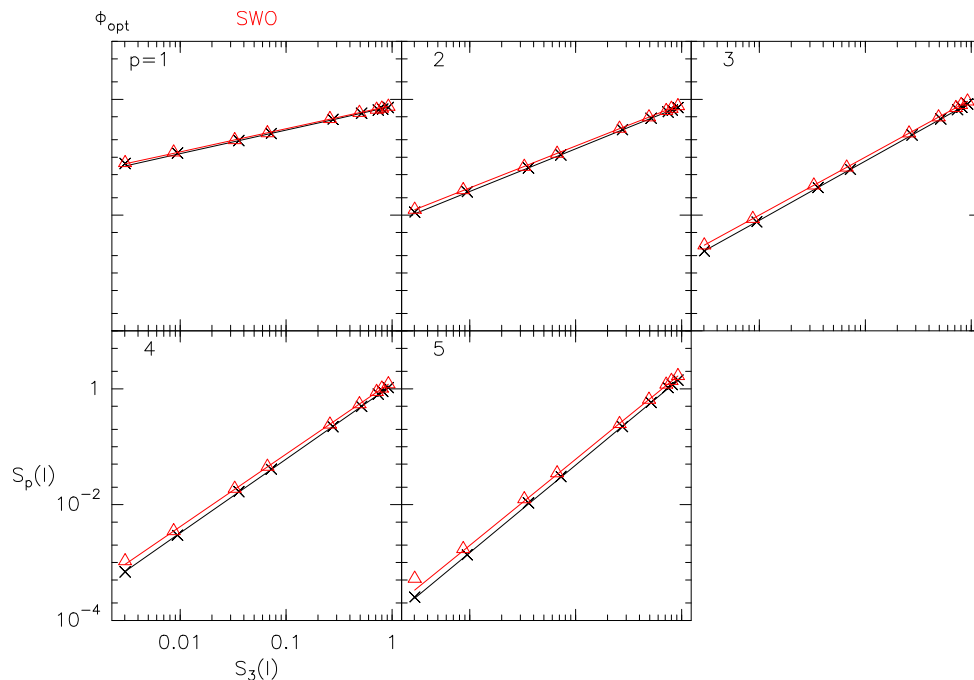


FIGURE 5.24 – Fonctions de structures sous ESS calculées pour les cubes traités par la PCA avec $\Phi_{\text{opt}} = 32$ en noir, et SWO en rouge, pour les ordres 1 à 5. Les axes verticaux et horizontaux sont tous identiques. Les ajustements sont affichés par des traits.

pour SWO. Cette non-convergence apparente dans les $S_p(l)$ ne semble donc pas apporter de grandes déviations au moment de leurs ajustements. Les exposants sont compatibles avec le modèle de turbulence incompressible de [She & Lévêque \(1994\)](#), avec des différences d'environ 6×10^{-2} à chaque ordre. Ce modèle prévoit une dissipation intermittente réalisée par les filaments, où la composante solénoïdale du champ de vitesse domine sur la composante compressive. Ce résultat est en accord avec l'aspect filamentaire de cette région. La composante solénoïdale dominant sur la compressive montre que nous sondons des échelles proches de l'échelle de dissipation de la turbulence.

6 Résumé et conclusions

La Pipe Nebula est un nuage moléculaire extrêmement intéressant pour l'étude de la formation d'étoiles, des cœurs denses et du cycle d'évolution des nuages moléculaires en général. À travers la littérature, nous avons pu voir que ce nuage a probablement subit (et subit peut-être encore aujourd'hui) de multiples apports d'énergie turbulente, par des chocs ou par des explosions de [SN](#). Cet apport est marqué par la différence dans le taux de formation d'étoiles à travers la Pipe, phénomène traçant peut-être des régions où la turbulence est déjà dissipée (B59), et des régions où la dissipation est encore en cours.

Notre étude du gaz dans la frontière entre les régions [HD](#) et [BD](#) (Bowl et Stem) permet d'apporter plus de précisions sur la physico-chimie du milieu. Tout d'abord en mettant en avant l'existence probable de plusieurs structures superposées le long de la ligne de visée. Par cette superposition, nous avons pu montrer que les extinctions estimées à partir de la

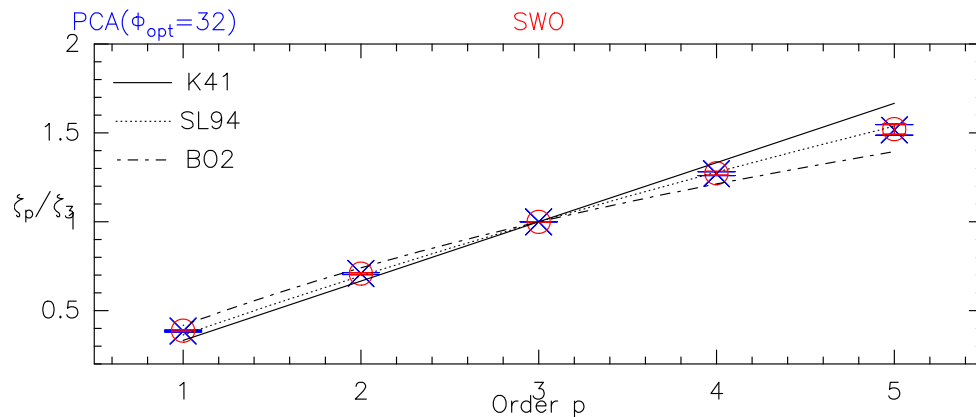


FIGURE 5.25 – Exposants des fonctions de structures à différents ordres calculés sur les cubes traités par PCA (croix bleues) et par SWO (ronds rouges). Trois modèles sont tracés : K41 (Kolmogorov, 1941), SL94 (She & Lévêque, 1994) et B02 (Boldyrev et al., 2002). Les barres d’erreurs sont les incertitudes obtenues lors de l’ajustement sur les fonctions de structures.

poussière étaient probablement surestimées pour 4 des 7 cœurs denses observés, remettant alors en question cette dénomination. Multiplié à l’échelle d’autres cœurs de la Pipe, cette étude pourrait avoir un impact significatif sur la CMF, et donc sur notre compréhension de la formation des étoiles.

Cette superposition se voit aussi dans notre carte $^{12}\text{CO}(1-0)$, la plus grande à une résolution de $32''$ de la Pipe. Extrêmement filamenteuse, cette carte sonde une région précédemment estimée comme choquée. Sans pouvoir affirmer ou réfuter cette proposition, nous montrons qu’elle contient cependant des cisaillements en vitesse très importants, et un profil statistique similaire à une turbulence incompressible où les structures dissipatives sont des filaments. Dans une même région, nous montrons que plusieurs états de gaz sont probablement en cours, avec probablement des régions sans choc et d’autres en subissant. L’orientation des structures filamenteuses principalement non-alignées sur un champ magnétique fort (rapport de la pression thermique sur magnétique $\beta = 0.02$) permet de supposer que nous sondons une région de transition : corrélées avec le gaz, ces structures sont dans un état de transition entre des faibles et hautes densités. Sachant que certaines de ces régions sont dissipatives, elle n’est encore probablement qu’à son commencement.

Dans une région fortement magnétique et sans formation d’étoiles, la frontière entre HD et BD (Bowl et Stem respectivement) est un site idéal pour sonder la dissipation intermittente de la turbulence.

Chapitre 6

Complexe du Chamaeleon

Sommaire

1	Le complexe du Chamaeleon	224
1.1	Vue d'ensemble	224
1.2	Distance des nuages du complexe	226
1.3	Spécificités de DCI300.2-16.9	227
2	Observations de DCI300.2-16.9	233
2.1	Description des observations	233
2.2	Estimations de la densité de colonne	234
2.3	Caractéristiques spectrales	236
2.4	Cinématique des champs	239
2.5	Caractérisation des filaments	239
3	Sonder les états dissipatifs des deux champs	243
3.1	Coupes Positions-Vitesses	243
3.2	Incréments des centroïdes de vitesse et fonctions de structure	245
4	Conclusions du chapitre	250

Le nuage DCI300.2-16.9 (que nous noterons DCI dans la suite) fait partie du complexe du Chamaeleon, un ensemble de 4 nuages de notre environnement proche ($<200\text{pc}$). Étudié pour ses propriétés particulières dans le complexe, DCI a montré des éléments laissant supposer qu'il aurait subi des explosions de supernovae lui injectant de l'énergie. Beaucoup moins étudié que la Pipe Nebula, DCI présente tout de même un intérêt important dans l'étude des processus turbulents. Nous avons donc observé ce nuage en $^{12}\text{CO}(1-0)$ à l'aide de l'interféromètre [ACA-ALMA](#). Ces données, acquises durant l'été 2019 soit 1 mois avant mon début de thèse, sont divisées en deux champs et présentent une résolution angulaire inégalée de cette région.

Pour commencer, je présenterai dans la Section 1 le complexe du Chamaeleon et ses particularités en m'appuyant sur la littérature. Puis, dans la Section 2 en utilisant les données que nous avons pu obtenir, je présenterai la morphologie du gaz de DCI, notamment par la caractérisation de ses filaments. Enfin, je montrerai les marqueurs des processus dissipatifs de la turbulence dans la Section 3.

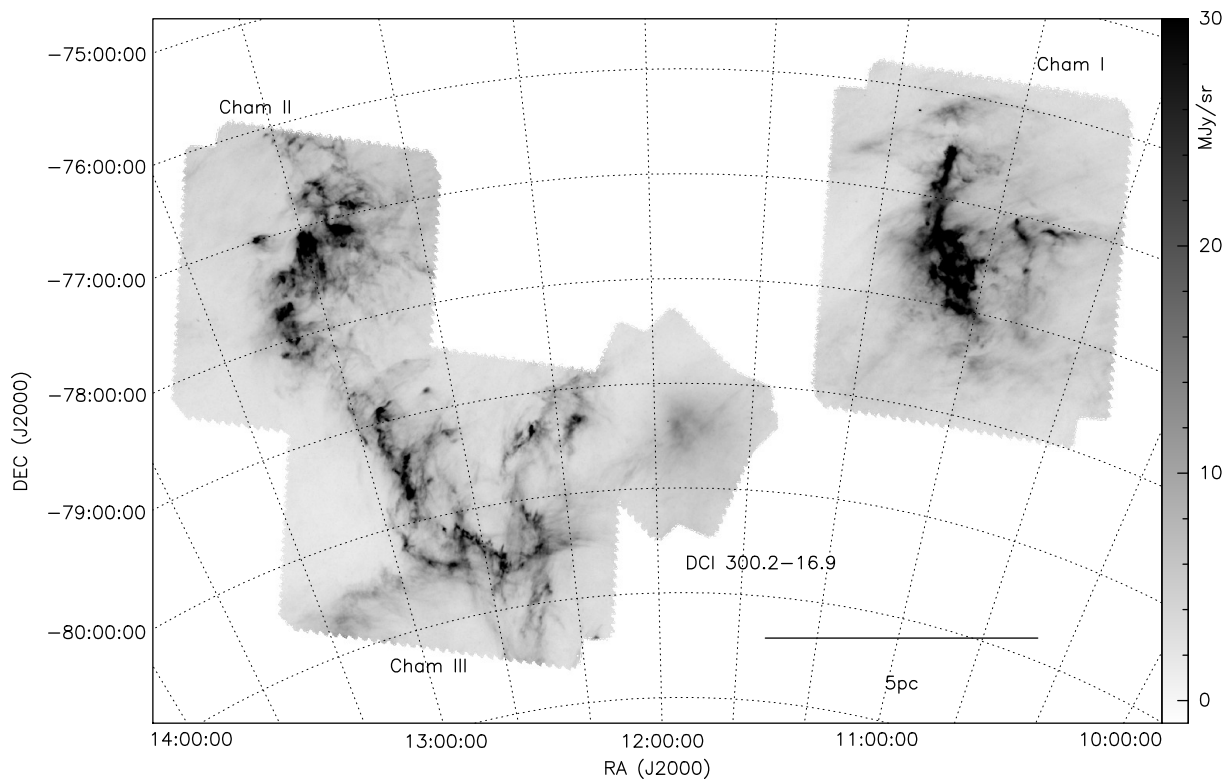


FIGURE 6.1 – Complexe du Chamaeleon, figure réalisée à partir des observations de l’instrument *Herschel-SPIRE* à $500\mu\text{m}$. L’échelle est calculée en prenant une distance du complexe à 110pc .

1 Le complexe du Chamaeleon

1.1 Vue d’ensemble

Le complexe du Chamaeleon est présenté dans la Fig. 6.1 avec des observations de *Herschel-SPIRE* à $500\mu\text{m}$. L’échelle de couleur est volontairement saturée dans le but de faire ressortir DCI. Les trois nuages Cham s’étendent en longueur sur environ 3° chacun. Cham I est le nuage ayant la plus grande densité de colonne ; il est constitué d’une structure principale intense très allongée, dont la forme se détache des deux autres nuages. Cham II et III sont nettement plus filamenteux et moins compacts que Cham I. Ainsi, Cham III possède principalement de nombreux filaments courbés, et dispersés, tandis que Cham II possède quelques filaments séparés de plusieurs structures arrondies de forte intensité. Le nuage DCI présente une forme circulaire d’environ 1° de diamètre. Sa brillance à $500\mu\text{m}$ est la plus faible du complexe. S’il semble raisonnable d’associer physiquement Cham II et III sur la base de la répartition spatiale de la brillance, cela peut sembler plus incertain dans le cas de DCI et de Cham I.

Couvrant $\sim 491\text{deg}^2$, les observations $^{12}\text{CO}(1-0)$ de Mizuno et al. (2001) ont permis d’apporter des contraintes sur la distribution du gaz et sur la cinématique du complexe. La continuité des vitesses entre -4 et 6 km/s dans l’ensemble des nuages Cham I, II, III et DCI suggère qu’ils sont donc également connectés dans l’espace des vitesses, renforçant l’idée que ces nuages sont liés physiquement. De plus, la dispersion de vitesse du $^{12}\text{CO}(1-0)$

a été utilisée par [Alves de Oliveira et al. \(2014\)](#) pour estimer les nombres de Mach de ces nuages, obtenant des valeurs très élevées (7.2, 10.0, et 9.3 pour I, II, et III). Leurs masses ont été estimées à partir de l'émission intégrée de $^{12}\text{CO}(1-0)$, d'un facteur de conversion CO-to- H_2 $X = 1.3 \pm 0.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K.km.s}^{-1})^{-1}$, et en supposant une distance de 150pc pour Cham I et 180 pc pour Cham II et III. Les valeurs obtenues sont respectivement $1030M_{\odot}$, $1890M_{\odot}$ et $1860M_{\odot}$. Avec sensiblement les mêmes distances, les masses de Cham I, II, et III ont également été estimées à partir de l'émission de la poussière, conduisant à des valeurs significativement inférieures, 865, 502, et $241M_{\odot}$, respectivement.

L'activité de formation d'étoiles varie fortement entre ces nuages. Cham I est la région actuellement la plus active : 230 YSOs ([Luhman, 2008](#), [Winston et al., 2012](#)), 24 disques circumstellaires d'étoiles de faibles masses ([Olofsson et al., 2013](#), [Ribas et al., 2013](#)) et 56 cœurs denses ([Dunham et al., 2016](#)) ont été répertoriés. Dans Cham II, [Spezzi et al. \(2013\)](#) confirment la présence de 63 YSOs qui se répartissent entre Class I et III ([Alcalá et al., 2008](#), [Spezzi et al., 2008](#), [Villenave et al., 2021](#)). À l'opposé, aucun signe de formation d'étoile n'est observé dans Cham III, qui contient toutefois ~ 30 *starless cores* ([Belloche et al., 2011a](#)). Dans Cham I, la comparaison des populations de cœurs denses et d'objets protostellaires suggère que la formation stellaire est actuellement faible ([Belloche et al., 2011b](#)).

DC1 se démarque nettement de ces nuages, tant par sa morphologie que par l'émission des poussières, qui est la plus faible du complexe à $500\mu\text{m}$, mais la plus intense à $60\mu\text{m}$ (panneau haut de la Fig. 6.5). Ce nuage a été présenté comme un exemple de formation d'étoile isolée ([Knee & Prusti, 1996](#)) qui aurait donné naissance à l'étoile de pré-séquence principale TCha (5-7 Myr), accompagnée d'un disque circumstellaire ([Sacco et al., 2014](#)). Cette étoile est un membre de l'association ϵ -Cha ([Dickson-Vandervelde et al., 2021](#)).

Le rôle de la turbulence dans la formation d'étoile a été étudié à travers son impact sur la distribution de la densité de colonne ([Schneider et al., 2013](#)). En effet, en turbulence compressible isotherme, une distribution log-normale de la densité est prédite ([Kritsuk et al., 2007](#)) dont la dispersion est reliée au nombre de Mach sonique par une loi qui ne semble cependant pas universelle ([Kritsuk et al., 2007](#), [Federrath et al., 2021](#)). Une distribution log-normale fait donc figure de test sur les propriétés de la turbulence sous-jacente ([Klessen et al., 2000](#), [Lombardi et al., 2008](#)). Les densités de colonne maximales sont 7.3, 4.4, et $1.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ dans Cham I, II, et III respectivement, mais avec des valeurs moyennes proches, de 1.3 à $1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ([Alves de Oliveira et al., 2014](#)). Ces différences se retrouvent dans les distributions. Celle dans Cham III se rapproche le plus clairement d'une loi log-normale. Cela semble en accord avec l'absence de formation stellaire dans ce nuage. En comparaison, la distribution dans Cham II est log-normale aux faibles densités de colonne et présente une loi de puissance à hautes valeurs, ce qui pourrait être une signature de l'impact de la gravité sur le champ de densité ([Girichidis et al., 2014](#)). La distribution dans Cham I n'offre cependant pas d'interprétation simple.

La polarisation de la lumière à travers 39 champs d'étoiles de Cham I a permis à [Whittet et al. \(1994\)](#) d'estimer l'orientation du champ magnétique. Perpendiculaire sur le

plan du ciel à la structure principale de Cham I, il est cependant parallèle à l'orientation de la polarisation des régions voisines, estimée par [Mathewson & Ford \(1970\)](#), [Axon & Ellis \(1976\)](#). Pour le gaz, les structures C¹⁸O(1-0) de Cham I les plus denses sont principalement perpendiculaires au champ magnétique ([Haikala et al., 2005](#)). Les structures de poussières les moins intenses de Cham I montrent plutôt un alignement au champ magnétique ([Alves de Oliveira et al., 2014](#)). Comme nous l'avons mentionné pour l'étude de la Pipe Nebula, les résultats de [Planck Collaboration et al. \(2016\)](#) ont montré que les structures de poussières les plus denses de la région du Chamaeleon sont perpendiculaires au champ magnétique projeté tandis que les moins denses lui sont parallèles, confirmant les résultats précédents.

1.2 Distance des nuages du complexe

Espacés sur le plan du ciel d'environ 3°, les distances relatives entre les nuages du complexe ne sont pas évidentes à déterminer. Initialement, il a été pensé par [de Geus \(1992\)](#) que ces nuages auraient été comprimés par des explosions de supernovae de l'association du Sco-Cen, créant une bulle HI appelée Bulle Locale. Placés alors à la frontière de cette bulle, les distances de Cham I, II et III étaient estimées à 200pc de nous. Depuis, les parallaxes obtenues par le satellite *Hipparcos* ont permis de situer les frontières de la bulle à 150pc ([Mizuno et al., 2001](#)). Finalement, les données *DR2* du satellite *Gaia* semblent indiquer que les trois nuages pourraient s'étendre sur une vingtaine de pc le long de la ligne de visée ([Voirin et al., 2018](#)). Cette étude situerait Cham I à 179pc, Cham II à 181pc et Cham III à 199pc. Ils semblent donc tous être situés sur le bord de la Bulle Locale.

Distant de $\sim 1^\circ$ sur le plan du ciel des autres nuages du complexe du Chamaeleon, DCI pourrait être situé à environ 100pc d'eux en amont le long de la ligne de visée. Pour estimer sa distance, on utilise généralement T-Cha, une étoile T-Tauri située en bordure de DCI et contenant un disque circumstellaire ([Alcala et al., 1993](#), [Feigelson et al., 2003](#), [Huélamo et al., 2015](#), [Francis & Van Der Marel, 2020](#), [Wölfer et al., 2023](#)). Cette étoile fait partie de l'association de jeunes étoiles ϵ -Chamaeleontis ([Feigelson et al. \(2003\)](#), $\approx 3 - 5$ Myr). D'après les mesures *EDR3* de *Gaia*, T-Cha serait positionnée à 109.6 ± 0.9 pc de nous ([Gaia Collaboration et al., 2016, 2018](#)).

Cependant, cette distance de DCI est faible en comparaison des autres nuages du complexe, on peut donc se questionner sur l'association réelle de T Cha avec DCI. Pour renforcer ce questionnement, l'émission ¹²CO se trouve dans le même intervalle de vitesse pour DCI que pour Cham I, II et III. On peut voir cela sur la Fig. 6.2 annotée depuis l'étude de [Mizuno et al. \(2001\)](#). Dans cette Figure, une région de 491deg² est présentée dans le complexe du Chamaeleon, dont l'émission ¹²CO est séparée en quatre groupes : le groupe A ($-12\text{km/s} \leq V_{\text{LSR}} \leq -4\text{km/s}$), le groupe B ($-4\text{km/s} \leq V_{\text{LSR}} \leq 2\text{km/s}$), le groupe C ($2\text{km/s} \leq V_{\text{LSR}} \leq 6\text{km/s}$), et le groupe D ($6\text{km/s} \leq V_{\text{LSR}} \leq 10\text{km/s}$). Ainsi DCI, Cham I, II et III sont dans le groupe C, avec de l'émission supplémentaire par Cham II et III dans le groupe B. Ils observent de plus que la vitesse radiale LSR de T-Cha (4.67km/s) est dans le même intervalle que le groupe C. Ainsi, les 4 nuages du complexe et T Cha semblent être associés. Cette remarque va en partie dans le sens de l'étude de [Zucker](#)

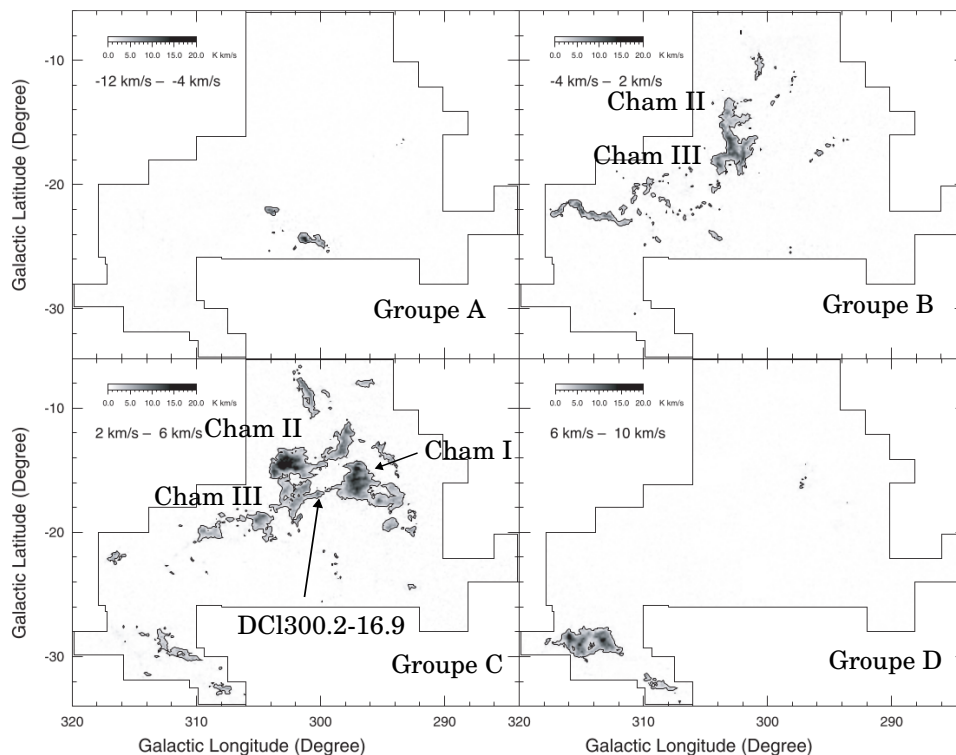


FIGURE 6.2 – Émission intégrée de $^{12}\text{CO}(1-0)$ (en K.km/s) dans quatre intervalles de vitesses. Les intervalles en vitesse intégrés sont indiqués dans chaque panneau. Adaptée de Mizuno et al 2001.

et al. (2021). Cet article a extrait les structures principales de poussières de différents nuages à partir de cube en 3D de Leike et al. (2020). Ces cubes en 3D sont construits à partir des mesures de parallaxes et d’extinctions de plus de 5×10^6 sources des catalogues *Gaia DR2*, *ALLWISE*, *PANSTARRS* et *2MASS*. Ainsi, leur extraction dans le complexe du Chamaeleon place la poussière de DCI à 186pc, soit une distance similaire à celles de Cham I, II et III. Cependant, dans cette situation, T Cha serait donc en amont de DCI.

Ainsi, il y a deux possibilités pour expliquer ces résultats. Soit T Cha n’appartient pas à DCI, et ce dernier se trouve en fait à la même distance de nous que les autres nuages du Chamaeleon, auquel cas il faut expliquer pourquoi la vitesse radiale de T Cha est identique à celle de DCI. Soit T Cha fait partie de DCI qui se trouvent tous les deux à près de 100pc des autres nuages, auquel cas il faut expliquer que les vitesses radiales en $^{12}\text{CO}(1-0)$ de tous les nuages sont semblables. Ne pouvant lever l’incertitude sur l’appartenance de T Cha à DCI en vue de ces résultats contradictoires, nous placerons pour la suite DCI à une distance de 110pc, soit à la même distance que T Cha.

1.3 Spécificités de DCI300.2-16.9

La structuration de la poussière de DCI est particulièrement bien définie à $500\mu\text{m}$, affichée dans la Fig. 6.3. On peut y voir un centre arrondi intense, duquel partent des filaments d’intensité deux fois moins grande environ. Ces filaments sont tous orientés dans une direction globale de *Position Angle* $\text{PA} \sim 30^\circ$ (coordonnées galactique, positive

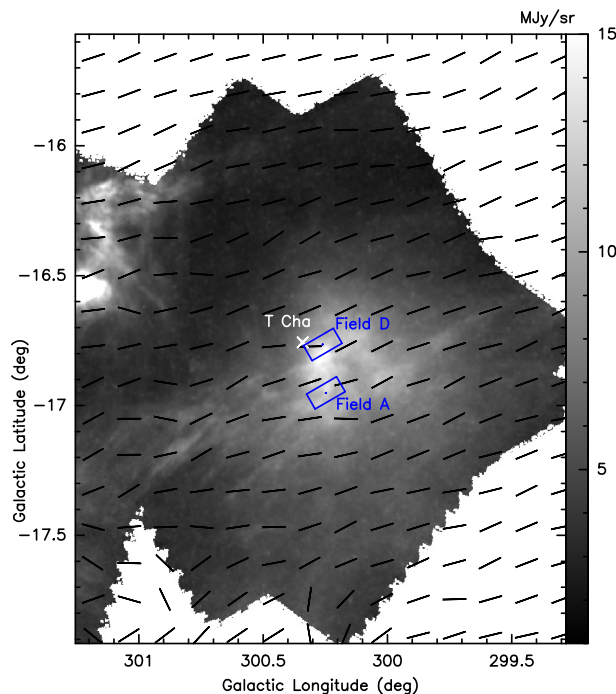


FIGURE 6.3 – Superposition des angles de polarisation mesurés par *Planck* sur la carte *Herschel-SPIRE* à 500 μ m de DCI en coordonnées galactiques. Le point brillant est la position de T-Cha. Les champs que nous avons observé avec *ACA-ALMA* sont indiqués en bleu.

de l'Ouest vers le Nord et nulle à l'horizontale) et semblent traverser la structure arrondie centrale de part en part. Comparés à la polarisation de la poussière mesurée par [Whittet et al. \(1994\)](#), ces filaments suivent une orientation similaire à celle du champ magnétique projeté sur le plan du ciel ($\sim 15^\circ$). Je superpose sur cette Figure l'orientation du champ magnétique mesuré par le satellite *Planck* (priv. com. F. Levrier) sur la carte *Herschel* à 500 μ m. On y voit bien un alignement entre le champ magnétique et la poussière de part et d'autre du centre.

En HI, DCI présente deux structures longues de $\sim 2^\circ$, soit 3.8pc en supposant une distance de 110pc. La Fig. 6.4 présente une image *IRAS* à 12 μ m de la région, avec les contours de l'émission HI à -1km/s en pointillés blancs, et à 5km/s en noir (vitesses LSR), extraite de [Nehmé et al. \(2008\)](#). Les maximums d'émission de ces deux structures s'étendent dans la direction opposée à deux groupes de l'association du Sco-Cen, à savoir Upper Centaurus Lupus (UCL) et Lower Centaurus Crux (LCC), et dans deux directions légèrement différentes. L'hypothèse qu'une explosion de SN provenant de cette association soit à l'origine de ces structures a été examinée par [Nehmé et al. \(2008\)](#), à la lumière d'autres éléments. DCI étant trop massif pour être complètement dispersé ($\sim 100M_\odot$, [Boulanger et al. \(1998\)](#), [Nehmé et al. \(2008\)](#)), les structures étendues proviendraient d'une ablation de sa couche externe. Supposant que les différences en vitesse des deux structures signifient qu'elles s'étendent vis-à-vis du cœur de DCI dans des directions opposées, ils ont pu estimer un temps depuis l'explosion de la SN de $\sim 2-3 \times 10^5$ ans. Cette hypothèse a ensuite été discutée de nouveau par [Ingalls et al. \(2011\)](#) en observant les raies rotationnelles

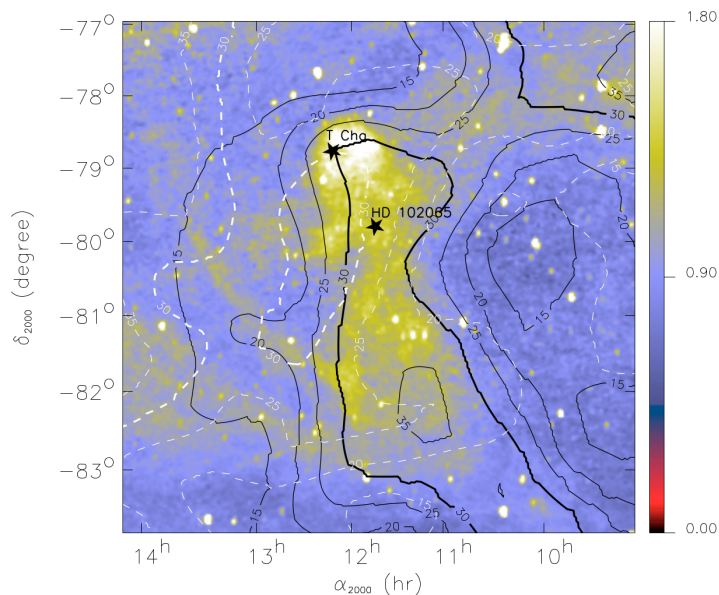


FIGURE 6.4 – Carte *IRAS* à 12 μ m de la région de DCl. Les pointillés blancs sont l’émission HI à -1km/s et les traits noirs celle à 5km/s. Les positions de deux étoiles sont notées. Figure tirée de [Nehmé et al. \(2008\)](#)

fondamentales du H₂ : S(0) et S(1), ainsi que des limites supérieures jusqu’aux niveaux S(6). Ces observations ont permis de montrer que les niveaux d’énergies ne pouvaient être expliqués seulement par de la radiation, et qu’un processus de chocs ou de dissipation de la turbulence en étaient les responsables. Ils obtiennent un temps de dissipation de l’énergie nécessaire à la production de ces niveaux de H₂ de 3×10^5 ans. Cette conclusion a aussi été obtenue par [Nehmé et al. \(2008\)](#) en raison de la détection de raies d’absorption du CH⁺, molécule nécessitant une réaction endothermique pour être formée.

L’étoile T-Cha, possiblement associée à DCl, se trouve dans le complexe stellaire appelé ϵ -Cha. L’association de ce complexe à un groupe plus grand, le *Lower Centaurus Crux* (LCC) a été rendu possible par l’étude des mouvements propres mesurés par les satellites *Gaia* et *Hipparcos* ([Kubiak et al., 2021](#)). Pour comprendre l’histoire de T-Cha, il faut donc s’intéresser à l’histoire du LCC. [Breitschwerdt et al. \(2016\)](#) ont mesuré le dépôt du ⁶⁰Fe dans la croûte océanique terrestre et l’ont comparé à un modèle de dépôt par des explosions de SNe. Ainsi, ils ont pu estimer qu’entre 14 et 20 explosions auraient eu lieu dans l’environnement solaire, conduisant à la formation de la Bulle Locale ([Maíz-Apellániz, 2001a](#), [Berghöfer & Breitschwerdt, 2002](#)). Les associations Upper Scorpius (US), UCL et LCC auraient parcouru il y a 10 à 15 Myrs la région actuelle de la Bulle Locale ([Fuchs et al., 2006](#)). Parmi ces explosions, ils estiment qu’une dizaine ont explosé dans les 8 dernières Myr, conduisant à la conclusion que ces groupes ont subi plusieurs explosions de SN. Notamment l’association d’étoiles ϵ -Cha qui aurait environ 3.7 Myr d’après [Murphy et al. \(2013\)](#). Donc T-Cha aurait subi les répercussions de ces explosions, tout comme DCl si on suppose que T-Cha s’est formée dans son environnement. D’après [Sano & Fukui \(2021\)](#), seul un nuage moléculaire de densité supérieure à 1000 cm⁻³ pourrait résister à une explosion de SN, conduisant à une densité de DCl d’au moins 1 × 10⁴ cm⁻³ précédant

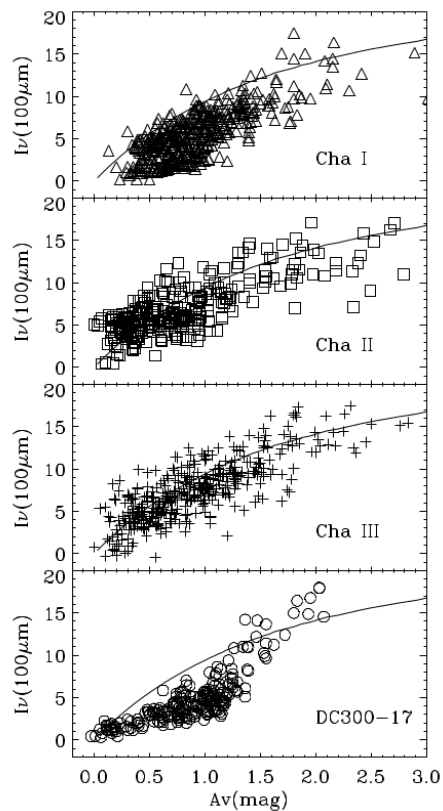


FIGURE 6.5 – Évolution de l’intensité à $100\mu\text{m}$ en fonction de l’extinction pour les nuages du complexe du Chamaeleon. Tirée de [Boulanger et al. \(1998\)](#).

les 10 SN explosions. L’interaction entre une explosion de SN et le milieu interstellaire serait source de rayonnements X et γ de hautes énergies dans les 1×10^4 ans qui suivent l’interaction ([Sano & Fukui, 2021](#)). Si les interactions ont bien eu lieu dans les 8 dernières Myrs on peut s’attendre à un tel rayonnement. On pourrait expliquer ainsi les différents taux de formation d’étoiles dans le complexe du Chamaeleon grâce à ces éléments. Si DCI se trouve bien dans les limites de la Bulle Locale à 110pc de nous, il est probable que les autres nuages du complexe (Cham I, II et III) s’en trouvent en dehors, étant à plus de 179pc de nous. La formation d’étoile aurait donc été ralentie par l’interaction avec des explosions de SN dans DCI.

L’émission de la poussière à $100\mu\text{m}$ observée par *IRAS* de DCI montre une relation avec l’extinction différente des autres nuages du complexe. Ainsi, extrait de [Boulanger et al. \(1998\)](#), on peut voir la Fig. 6.5 qui montre cette relation dans ce complexe. Alors que les trois Cham montrent une évolution similaire, suivant un modèle de poussière établi par [Desert et al. \(1990\)](#), (trait pleins) DCI montre une évolution différente. L’augmentation de l’intensité avec l’extinction est d’abord très faible, puis réalise un saut à 1.2 mag.

DCI se différencie aussi par un rapport d’intensité $I_\nu(12\mu\text{m})/I_\nu(100\mu\text{m})$ particulièrement élevé. Dans le haut de la Fig. 6.6, on peut voir l’émission à 12, 60 et $100\mu\text{m}$ en bleu, vert et rouge respectivement, mesurée par *IRAS* (extrait du papier de [Boulanger et al. \(1990\)](#)). Ainsi, plus l’image est bleutée et plus l’émission à $12\mu\text{m}$ est forte en comparaison de celle à $100\mu\text{m}$, tandis que les régions rougeâtres indiquent l’inverse. Alors que les trois

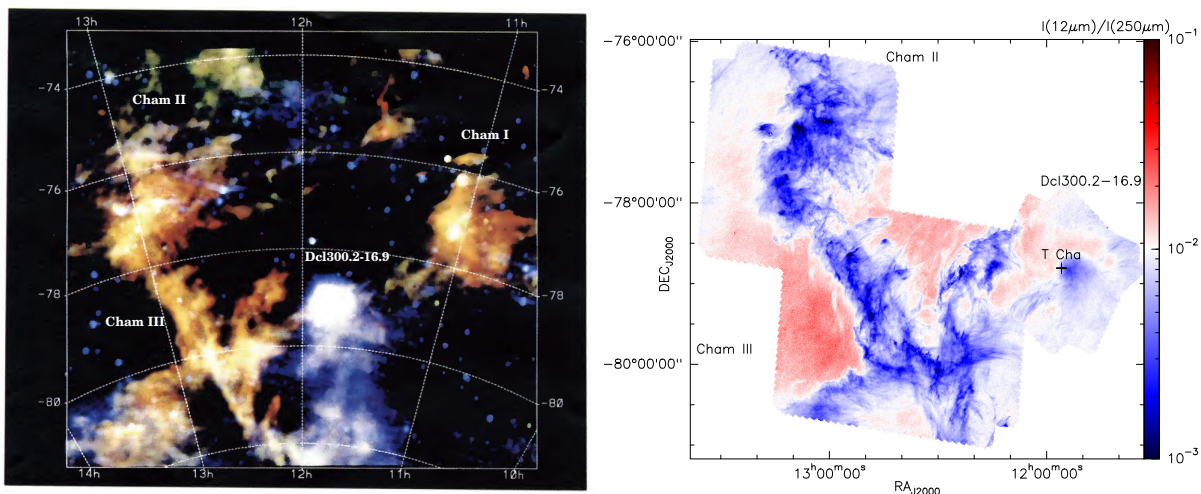


FIGURE 6.6 – *Haut* : Figure extraite de [Boulanger et al. \(1990\)](#). Chaque couleur représente l'intensité à une longueur d'onde : 12, 60 et 100 μm en bleu, vert et rouge respectivement. *Bas* : Figure construite à partir des observations *Herschel-SPIRE* et *WISE* à 12 μm , affichant le rapport $I_\nu(12\mu\text{m})/I_\nu(250\mu\text{m})$. La croix indique la position de T Cha.

nuages du Chamaeleon présentent une émission importante à 100 μm , DCI est le seul à montrer une émission plus intense en 12 μm . Il présente aussi une queue de 4 degrés de long environ qui s'étend vers le bas de l'image, similaire à celles en émission HI ([Nehmé et al., 2008](#)). Le rapport $I_\nu(12\mu\text{m})/I_\nu(100\mu\text{m})$ avait été mesuré à 0.094 pour le disque de DCI et 0.12 pour sa queue. Pour comparaison, l'environnement proche du soleil était estimé à l'époque à 0.042, Cham I inférieur à 0.01 et Cham II à 0.013. Si ces rapports nous intéressent, c'est qu'ils peuvent être indicateurs de la présence de molécules appelées **Poly-cyclic Aromatic Hydrocarbon (PAH)**, des molécules carbonées cycliques. Spécifiquement, l'émission entre 11 et 15 μm provient de torsions entre des atomes de carbone et d'hydrogène qui se font hors du plan de la molécule cyclique ([Tielens, 2008](#)). Calculés par [Laureijs et al. \(1989\)](#) à partir des données *IRAS*, les profils de brillance de surface à 12 μm et 25 μm de DCI sont en très bon accord avec des modèles d'émission de **PAH**. Plusieurs mécanismes pourraient expliquer la formation des **PAH**, notamment par la turbulence. Celui qui semble prédominant dans le **MIS** diffus ([Hirashita & Yan, 2009](#)) propose que les grains les plus gros entreraient en collision à cause de la turbulence, créant une grande quantité de grains plus petits ([Jones et al., 1996](#), [Guillet et al., 2011](#)). Le rapport $I_\nu(12)/I_\nu(100)$ plus grand dans DCI que dans le **MIS** laisse à penser qu'il y a une sur-représentation de grains de faibles tailles, possiblement à cause de ce mécanisme turbulent.

Le rapport $I_\nu(12\mu\text{m})/I_\nu(250\mu\text{m})$ est présenté dans le bas de la Fig. 6.6, que j'ai calculé grâce aux mesures *Herschel-SPIRE* et *WISE* traitées par [Meisner et al. \(2019\)](#). Le rapport est similaire entre DCI et les autres nuages. À $(7 \times 10^{-3} \pm 2 \times 10^{-3})$ pour DCI, le rapport est de $6 \times 10^{-3} \pm 3 \times 10^{-3}$ pour Cham III et $6 \times 10^{-3} \pm 2 \times 10^{-3}$ pour Cham II. Dans cette carte, les incertitudes sont le **RMS**. D'après ces mesures, il y aurait la même proportion de grains émettant à 12 μm qu'à 250 μm dans tous les nuages du complexe.

Plusieurs études ont cherché à estimer la masse H_2 de DCI à partir d'observations

TABLE 6.1 – Estimation des masses de H₂ de DCI dans la littérature à partir d’observations du gaz. Les estimations sont revues à partir des nouvelles estimations de distances et de facteur X_{CO} .

Étude	Distance ^a pc	I_{CO} ^b K km s ⁻¹	X_{CO} ^c $\times 10^{20}$ cm ⁻² /(K km s ⁻¹)	N_{H_2} $\times 10^{20}$ cm ⁻²	M_{H_2} M_{\odot}
Boulanger et al. (1998)	150	2.2	2.5	5.5	11
	110	1.6	2.5	4.0	4.2
	110	1.6	0.7	1.1	1.2
Mizuno et al. (2001)	150	20 ± 10	1.3	26.0	50 ± 25
	110	20 ± 10	1.3	26.0	27 ± 13
	110	20 ± 10	0.7	14.0	14 ± 7
Hayashi et al. (2019)	150	15 ± 5	0.7	10.5	20 ± 7
	110	15 ± 5	0.7	10.5	11 ± 5

^a La distance à 150pc est celle utilisée dans les différents papiers. Celle à 110pc est la dernière estimation à partir des données *Gaia* que j’utilise dans mes calculs.

^b Valeurs extraites des papiers. Mizuno et al. (2001) et Hayashi et al. (2019) ne présentant pas leurs valeurs, elle est estimée à l’œil à partir de leur carte. L’incertitude provient de l’imprécision de cette méthode d’extraction.

^c Trois valeurs de X_{CO} sont utilisées : 2.5×10^{20} (Boulanger et al., 1998), 1.3×10^{20} (Mizuno et al., 2001), et 0.7×10^{20} cm⁻²/(K km s⁻¹) (Hayashi et al., 2019)

du gaz, supposant des distances et des facteurs de conversion CO-to-H₂ différents. La Table 6.1 répertorie les estimations de ces études avec les paramètres utilisés. J’ai revu ces estimations à partir de la mise à jour de nos connaissances. Pour ce faire, j’ai extrait les valeurs des intensités intégrées du ¹²CO (I_{CO}) de DCI. Pour l’extraction des papiers de Mizuno et al. (2001) et Hayashi et al. (2019), je les ai estimées à l’œil sur les cartes car elles ne sont pas explicitées, ce qui explique les incertitudes. À partir de ces I_{CO} et en choisissant un facteur de conversion X_{CO} du papier considéré et du papier de Hayashi et al. (2019) pour des raisons présentées plus loin, j’obtiens N_{H_2} :

$$N_{\text{H}_2} = I_{\text{CO}} \times X_{\text{CO}} \quad (6.1)$$

Enfin, les masses sont obtenues par l’équation :

$$M_{\text{H}_2} = N_{\text{H}_2} \times m_{\text{H}_2} \pi R^2 \quad (6.2)$$

avec $R = 15'$ le rayon (d’après émission à 250μm) et m_{H_2} la masse de deux atomes d’hydrogène.

Avec la distance à 110pc, les masses H₂ de DCI sont entre 1.2 et 27 M_{\odot} , soit un facteur 10 plus petit que les estimations de masse les plus faibles pour les autres nuages du complexe. Concernant X_{CO} , la valeur de Hayashi et al. (2019) nous semble la plus pertinente. En effet, cette étude combine des observations HI (*Galactic All-sky Survey*), CO (*NANTEN telescope*), de la poussière (*Planck et IRAS*), l’extinction de la bande J (*Two Micron All Sky Survey*), H α (Finkbeiner (2003)) et le continuum à 21cm (*CHI-*

PASS) spécifiquement dans la région du complexe du Chamaeleon. Le paramètre utilisé par Mizuno et al. (2001) est tiré de Reach et al. (1998). Pour l’obtenir, ils réalisent un ajustement pixel par pixel de cartes de l’émission du CO et de l’excès d’infrarouge (défini comme l’émission infrarouge soustraite de la contribution de la poussière associée au MIS atomique, la lumière zodiacal et le Fond Diffus Cosmologique (CMB)). Enfin, le paramètre utilisé par Boulanger et al. (1998) provient d’une revue de Combes (1991), comparant les raies de ^{12}CO dans des directions où l’extinction est mesurée et utilisant un facteur de conversion entre N_{H} et A_{v} (Dickman, 1978). En comparaison de la méthode présentée par Hayashi et al. (2019), à ces deux dernières méthodes manquent des dernières mesures aux meilleures résolutions angulaires. De plus, elles se fondent sur l’hypothèse que l’émission HI est complètement optiquement fine, hypothèse que ne fait pas la méthode de Hayashi et al. (2019). Au moins pour l’étude des nuages du complexe du Chamaeleon, nous préconisons l’utilisation de cette dernière valeur, cohérente avec les estimations de Planck and Fermi Collaborations et al. (2015) et spécifique à la région du Chamaeleon.

2 Observations de DCI300.2-16.9

On a vu plusieurs résultats indiquant que des processus turbulents pourraient avoir cours dans DCI. D’abord par des éventuelles interactions avec des SN d’après sa position, injectant alors de l’énergie à grande échelle. Son faible taux de formation d’étoiles peut être un signe que la turbulence contre-balance les processus gravitants empêchant la formation d’avoir lieu. Aussi, les grains PAH qui le composent ont besoin d’un mécanisme de production fondé sur des processus turbulents. Enfin, les populations des niveaux d’énergies du H_2 ne peuvent être expliquées seulement par du rayonnement, la turbulence étant alors une possibilité. Une première étude pilote de caractérisation des régions de forts cisaillements avec ACA-ALMA est présentée dans cette partie. L’objectif est de pouvoir détecter des structures du gaz associées à de la dissipation de la turbulence à partir de futures observations ALMA.

2.1 Description des observations

Deux champs de vue de $4' \times 8'$ ont été observés : le premier centré en $(\text{RA}_{2000}, \text{Dec}_{2000}) = (11:54:23, -79:31:42)$ appelé A, et le second centré en $(11:55:33, -79:20:54)$ appelé D, nommés selon Ingalls et al. (2011). Leurs limites sont marquées dans la Fig. 6.3 en bleu. Les deux sont des mosaïques orientées à 30° (coordonnées galactiques, positif dans le sens anti-horaire, horizontal vers vertical) afin d’être alignés sur le champ magnétique. Les mosaïques sont constituées de 73 champs, séparées du HPBW. La résolution angulaire de ces observations est de $11.2''$, soit 6mpc à une distance de 110pc. Pour obtenir les espacements courts, ces observations ACA sont complétées d’observations faites avec le *Total Power Array* (TP).

Elles ont été réalisées à 115.271GHz afin d’étudier la transition $^{12}\text{CO}(1-0)$, produisant un cube PPV. La résolution spectrale est de 0.08 km/s pour le champ D et de 0.16 km/s

pour le champ A ; cette différence (due à une erreur dans la technical sheet) n’impliquera heureusement pas de complication dans notre étude. Pour les données [ACA](#), le quasar QSO B1145-676 (J1147-6753) a été utilisé pour la calibration de l’atmosphère et de la phase du champ A, et le quasar QSO B1610-771 (J1617-7717) pour le champ D. Pour les deux champs, les calibrations de pointage ont été faites sur le quasar QSO B1424-41 (J1427-4206), et QSO B1057-797 (J1058-8003) pour les données TP.

Concernant la réduction des données, les observations d’une antenne [ACA](#) du champ A ont été supprimées pour *shadowing*, c’est-à-dire qu’une antenne bloque le champ d’observation d’une autre. Cette suppression nous fait perdre 10 lignes de base sur les 55 totales. Des ondelettes sont présentes dans les mesures d’une antenne pour les deux champs : elle a donc été également supprimée. L’intensité des observations TP étant trop forte (notamment aux bords où [ACA](#) est plus bruité), il a fallu d’abord lui soustraire son spectre moyen. Puis, les données soustraites du spectre moyen sont combinées avec les données [ACA](#). Sans cette procédure, la déconvolution ne convergait pas et produisait de nombreux artefacts, tels que des bordures autour des champs. Le spectre moyen TP est ensuite ajouté à la fin, après le processus de déconvolution. Ce processus de pré-traitement des données nous a été présenté par Jérôme Pety. Le choix de la méthode de déconvolution est présenté dans le Chapitre 4.

Les champs sont tournés de 30° dans la plupart des résultats afin de supprimer les régions vides autour des observations et de gagner en lisibilité. L’orientation sera cependant conservée et spécifiée pour certaines analyses.

2.2 Estimations de la densité de colonne

Nous avons réalisé une estimation de la densité de colonne de H₂ à partir des [SED](#) de chaque champ et des masses. Pour cela, nous avons utilisé les cartes de *Herschel-SPIRE/PACS* et de *IRAS-IRIS*. Les [SED](#) ont été construites en prenant l’intensité moyenne spatialement à chaque longueur d’onde ainsi que le [RMS](#) qui servira d’incertitude. Pour chaque longueur d’onde, nous choisissons deux régions qui seront utilisées comme arrière-plan supposé sans émission. Distants sur le plan du ciel des champs de moins de 4°, ils sont choisis dans des régions où l’émission est la plus faible à cette longueur d’onde. Pour les données Herschel, cela correspond à moins de 20% de l’émission moyenne des champs, et 18% (respectivement 50%) pour *IRAS* à 100 et 60μm (respectivement 25 et 12) .

Les [SED](#) de chaque champ sont présentées Fig. 6.7. Les mesures à 12 et 25μm montrent des différences entre les deux champs de ~1MJy/sr, tandis que celles à 70μm montrent une différence de ~5MJy/sr. Le point à 12μm n’est pas ajusté. Trois lois de radiation de corps-noirs sont ajustées, à 8, 14 et 55K pour le champ A, et 8, 14 et 45K pour le champ D. Chacun de ces ajustements correspond respectivement à une température dite *cold* (*c*), *warm* (*w*) et *hot* (*h*). Un quatrième ajustement est réalisé, qui prend en compte la somme des trois corps noirs, suivant l’équation suivante :

$$F(\nu, T) = A^c B(\nu, T_c) + A^w B(\nu, T_w) + A^h B(\nu, T_h) \quad (6.3)$$

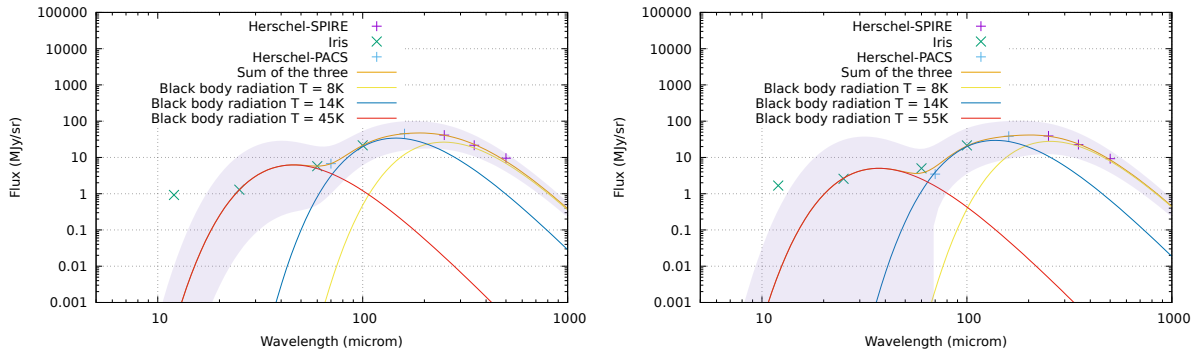


FIGURE 6.7 – SED calculées à partir des observations *Herschel-SPIRE/PACS* et *IRAS-IRIS* pour le champ D (*haut*) et le champ A (*bas*). Les ajustements suivent une loi de corps noir (voir Eq. 6.3). La courbe orange est l’ajustement d’une somme des trois corps noirs. Les parties grisées représentent la variation de la courbe orange à 1σ des paramètres ajustés (σ étant le RMS des résidus dans l’ajustement des paramètres).

Les paramètres A^i sont des paramètres d’ajustement pour la composante de température i , et $B(\nu, T)$ est la loi de corps noir :

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} \quad (6.4)$$

L’Eq. 6.3 est une adaptation de l’équation de Xie et al. (2018), de laquelle nous avons supprimé la contribution des PAH, n’ayant pas accès aux valeurs qu’ils ont utilisé et n’utilisant pas d’émission à moins de $25\mu\text{m}$. Le paramètre d’extinction de l’équation d’origine (A_λ) est aussi négligé, ne permettant pas de retrouver un ajustement correct sur l’ensemble des points. Les ajustements présentent de grandes incertitudes à faible longueur d’onde. En effet, l’Eq.6.3 ne tient pas compte de plusieurs processus d’émissions tels que les PAH, sujet extrêmement vaste qui sort du cadre de notre recherche. Nous concentrons ici notre étude sur une nouvelle estimation de la densité de colonnes à partir des longueurs d’ondes entre 25 et $500\mu\text{m}$.

Estimons la densité de colonne du champ A à partir de l’émission à $500\mu\text{m}$: $F(500\mu\text{m}, T) = 9.23\text{MJy/sr}$. À partir de l’ajustement total $F(\nu, T)$, nous trouvons que la température de la poussière à cette longueur d’onde est de l’ordre de $T_d = 17\text{K}$ et que $B(500\mu\text{m}, T_d) = 0.28\text{MJy/sr}$. Supposant l’émission de la poussière optiquement fine, nous pouvons obtenir une autre équation pour le flux :

$$F(\nu, T_d) \approx \tau_\nu B(\nu, T_d) \quad (6.5)$$

avec $\tau_\nu = \kappa_\nu \mu m_{\text{H}} N_{\text{H}_2}$, et le coefficient d’absorption donné par $\kappa_\nu = \kappa_0(\nu/\nu_0)^\beta$ dont β est l’indice spectral, prit égal à 2 (Demyk et al., 2017). Pour κ_0 , nous avons utilisé une valeur de $0.009\text{cm}^2/\text{g}$ à $\lambda_0 = 500\mu\text{m}$ (Magalhães et al., 2018) et le paramètre $\mu = 2.33$. Ainsi,

exprimant N_{H_2} en fonction des paramètres connus :

$$N_{\text{H}_2} \approx \frac{F(\nu, T_d)}{B(\nu, T_d)} \frac{1}{\kappa_\nu \mu m_{\text{H}}} \quad (6.6)$$

On obtient alors une densité de colonne de H_2 égale à $N_{\text{H}_2} = 3.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Une autre estimation peut être faite en utilisant les masses déterminées en amont et un rayon de 2pc, la densité de colonne de H_2 calculée donne alors $5.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Les deux valeurs sont comparables et similaires à celles estimées par [Mizuno et al. \(2001\)](#).

2.3 Caractéristiques spectrales

La Fig. 6.8 présente les spectres moyennés par région de $50'' \times 50''$ pour le champ D au-dessus et le champ A en dessous (pour reproduire leurs positionnements respectifs en coordonnées équatoriales) avec les mêmes échelles. Chaque panneau contient un trait pointillé bleu situé à 4.7km/s. Le champ A présente des spectres avec deux pics autour de 4.5 km/s, plus ou moins distincts selon la position dans le champ. Les spectres contiennent aussi une composante à dispersion large et à plus basse vitesse. Cette composante est distincte des autres d'au plus 2 km/s dans certaines régions, mais s'y mélange dans le coin supérieur gauche. Elle n'est plus visible dans le coin supérieur droit du champ. Excepté dans le coin supérieur gauche, le champ D présente deux types de spectre. Des simples n'ayant qu'une composante, et des plus complexes à doubles pics dans le coin inférieur droit, dans lesquelles on pourrait discerner deux pics très proches l'un de l'autre, distants de moins de 0.5km/s. Ces pics sont situés de part et d'autres de 4.7 km/s. Le coin supérieur gauche ne contient aucun signal.

Les spectres moyens de chaque champ sont présentés dans la partie gauche de la Fig. 6.9 : le champ A est à gauche, le D à droite. Les échelles verticales et horizontales sont identiques. On retrouve ce que l'on voyait dans les spectres moyennés par régions : deux composantes distinctes mais liées dans le champ A, et une composante dans le champ D. La seconde composante du champ A s'étend en moyenne entre 2 et 4 km/s. Sur ces spectres moyens, le maximum d'émission est à 8.5K pour le champ A contre 9K pour le champ D.

Chaque champ présente donc des particularités spectrales très distinctes. Pour affiner cette étude, on peut étudier les largeurs équivalentes Δv_{eq} notées :

$$\Delta v_{\text{eq}} = \frac{\int_{i=1}^N T(v_i) dv}{T_{\text{max}}} \quad (6.7)$$

Dans cette équation, $T(v_i)$ est l'intensité dans le canal en vitesse i , N est le nombre de canaux en vitesse de chaque spectre, et T_{max} l'intensité maximale du spectre. Le résultat est visible dans la partie droite de la Fig. 6.9 pour les deux champs. J'ajuste une gaussienne pour le champ A et la somme de deux gaussiennes pour le champ D, tracées en bleu. La distribution des Δv_{eq} du champ A s'ajuste avec une seule Gaussienne centrée en 0.99 km/s. Une aile proche de $\Delta v_{\text{eq}} = 0.8 \text{ km/s}$ est aussi distinguable, mais son ajustement n'a pas

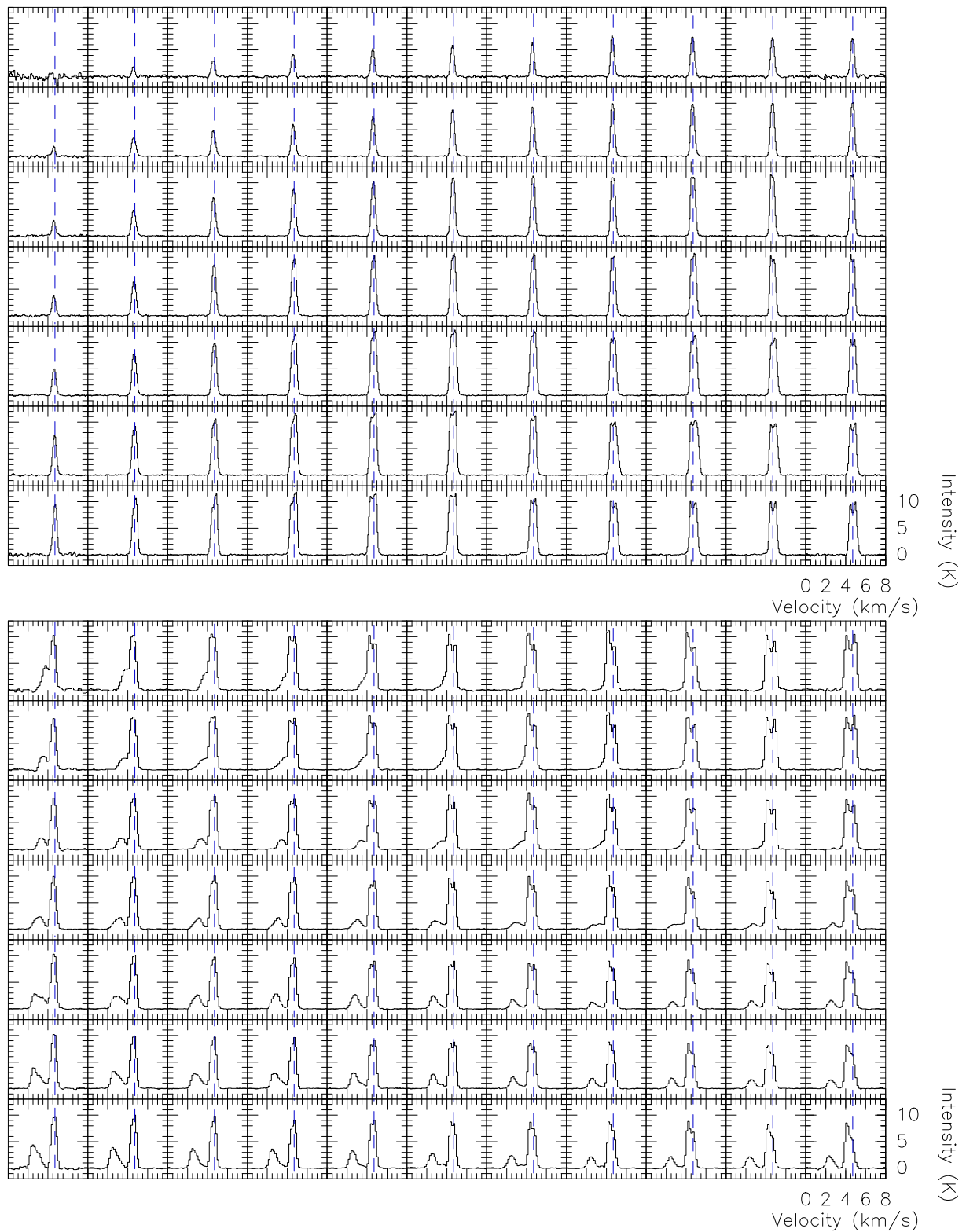


FIGURE 6.8 – *Haut* : Spectres moyennés par régions de $50'' \times 50''$ du champ D. Les pointillés bleus sont à la vitesse $v = 4.7 \text{ km/s}$. *Bas* : Idem pour le champ A. Les échelles horizontales et verticales sont identiques entre les deux champs.

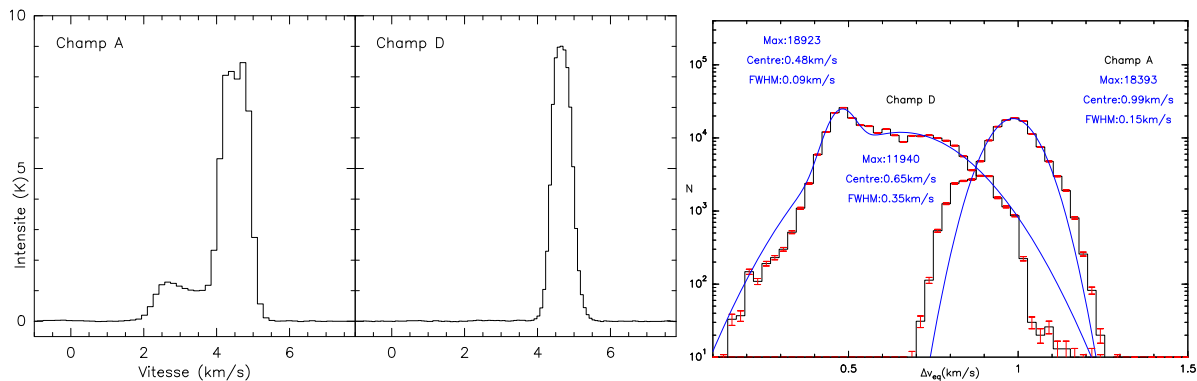


FIGURE 6.9 – *Gauche* : Spectres moyens du champ A (*gauche*) et du champ D (*droite*). Les échelles horizontales et verticales sont identiques entre les deux champs. *Droite* : Distributions des largeurs équivalentes Δv_{eq} (voir Eq. 6.7) pour les deux champs. Deux ajustements sont réalisés, le champ A avec une gaussienne, le champ D avec deux gaussiennes sommées.

convergé. Le champ D présente deux distributions, à 0.48 et 0.65 km/s. Les distributions des deux champs se rejoignent pour des vitesses autour de 0.8 km/s. Afin d'expliquer ces différences, reprenons l'analyse des spectres de chaque champ. À travers le champ A, l'intensité maximale T_{max} varie entre 7 et 13 K, alors qu'elle varie de 1 à 13K dans le champ D. L'intégrale sur les spectres varie entre 7 et 14 K.km/s pour le champ A, et entre 0 (spectres du coin supérieur gauche sans signal) et 14 K.km/s pour le champ D. Le champ D présente donc une plus grande dispersion d'intensité intégrée ainsi qu'une plus grande dispersion d'intensité que le champ A. Visuellement, le champ A semble proposer une plus grande diversité spectrale que le champ D, mais leurs intensités maximales et intégrées sont relativement similaires à travers le champ, avec T_{max} plus petit de 0.88 fois que $\int_{i=1}^N T(v_i)dv$ en moyenne.

Ainsi, le champ A présente deux composantes. Comme pour la Pipe Nebula (voir Chap. 5), nous pouvons nous demander si ces deux composantes sont liées. En d'autres termes, est-ce que la composante à basse vitesse est un autre nuage sur la ligne de visée ? Pour répondre à cette question, nous pouvons étudier l'environnement à grande échelle en ^{12}CO grâce à l'étude de Mizuno et al. (2001). Comme je l'ai déjà mentionné, on peut voir l'intensité intégrée des nuages du complexe dans la Fig. 6.2, extraite de leur étude que j'ai annoté. On y voit que tous les membres émettent dans le même intervalle de vitesse. À partir de l'étude de Bajaja et al. (1980), ils ont pu associer deux filaments HI à grande échelle ($\sim 20^\circ$ de long) à leurs groupes. Le premier s'étend entre -2 et 6 km/s, soit dans le même intervalle de vitesse que les groupes B et C. Le second s'étend entre -14 et -3km/s, soit sur l'intervalle du groupe A. En plus de partager les mêmes intervalles de vitesse, ces filaments HI se superposent à certaines structures de ^{12}CO sur le plan du ciel. de Geus (1992) ont proposé que ce filament HI appartiendrait à la bulle UCL, tandis que la possibilité que le filament A soit une autre extrémité de la bulle (en vue des vitesses radiales) est étudié par Mizuno et al. (2001), mais rejeté. Cependant, ce filament associé aux groupes B et C se superpose à la position de TCha, à laquelle il semble associé.

Finalement, ces études semblent montrer que tous ces constituants sont liés, que ce soit en HI ou en ^{12}CO . Avec les résolutions spectrales actuelles à grande échelle, il n'est donc pas possible d'exclure que la seconde composante entre 2 et 4km/s du champ A soit un élément en effondrement sur DCI.

2.4 Cinématique des champs

Les cartes par canaux de chaque champ sont présentées Fig. 6.10. Le champ D est présenté sur les 5 premières lignes, le champ A sur les 5 dernières. Les vitesses sont indiquées dans le coin supérieur gauche de chaque panneau en km/s. L'échelle de couleur est identique à travers chaque image d'un champ, mais différente entre les deux champs.

Le champ A présente de l'émission de 2km/s à 5.2km/s, soit un intervalle de 3km/s au total. Entre 2 et 3.8km/s, l'intensité est faible par comparaison avec les autres canaux, d'un facteur 2 environ. C'est la composante à plus grande dispersion que l'on voit dans les spectres moyennés de la Fig. 6.8. Cet intervalle en vitesse contient plusieurs structures filamenteuses, peu visibles ici, mais que nous étudierons dans le détail dans la section suivante. L'émission plus intense, à 10K environ (rouge) apparaît à partir de 3.93km/s, depuis la bordure droite du champ. À mesure que l'on augmente en vitesse, cette émission s'étend pour remplir le champ. À 4.9km/s, l'intensité diminue. Des structures apparaissent à l'intérieur de celles à haute intensité à cette vitesse, autour de $(\Delta\text{RA}, \Delta\text{DEC}) = (2', 2')$, que l'on retrouve dans les vitesses suivantes à 5.04km/s.

Le champ D ne s'étend que de 4 à 5.4km/s, donnant une dispersion de 1.4km/s, soit 2 fois moins grande que pour le champ A. Il n'y a pas réellement de structures peu intenses comme celles entre 2 et 3.7km/s du champ A. On voit une structure arrondie qui commence dans le côté bas du champ à 4km/s, qui s'étend vers le haut à mesure que les vitesses augmentent, pour presque finir par remplir entièrement le champ d'une intensité à environ 11K autour de 4.6km/s. Puis, la structure diminue en surface, atteint son maximum à 14K et 4.9km/s, avec de fines structures d'intensité autour de 7K qui s'en détachent vers le haut. On trouve ensuite une structure importante, orientée vers le haut à $(-3', 0')$ à 4.98km/s, qui finit par diminuer en intensité avec l'augmentation des vitesses, jusqu'à être la dernière structure visible.

2.5 Caractérisation des filaments

On a remarqué dans les cartes par canaux du champ A des structures filamenteuses de faible intensité (moins de 5K) entre 2 et 3.8km/s. À l'inverse, le champ D n'en contient pas. Les filaments pouvant être des marqueurs de turbulence et de sa dissipation (voir Chap. 2), je vais présenter mes résultats de caractérisation.

Les étapes de déterminations des largeurs de filaments sont schématisées dans la Fig. 6.11 en prenant pour exemple le filament A1. La première étape consiste à moyenniser les spectres de la région du filament afin d'extraire l'intervalle de vitesse sur lequel il s'étend (première figure). Ensuite, nous moyennons les intensités de ces canaux en vitesse pour

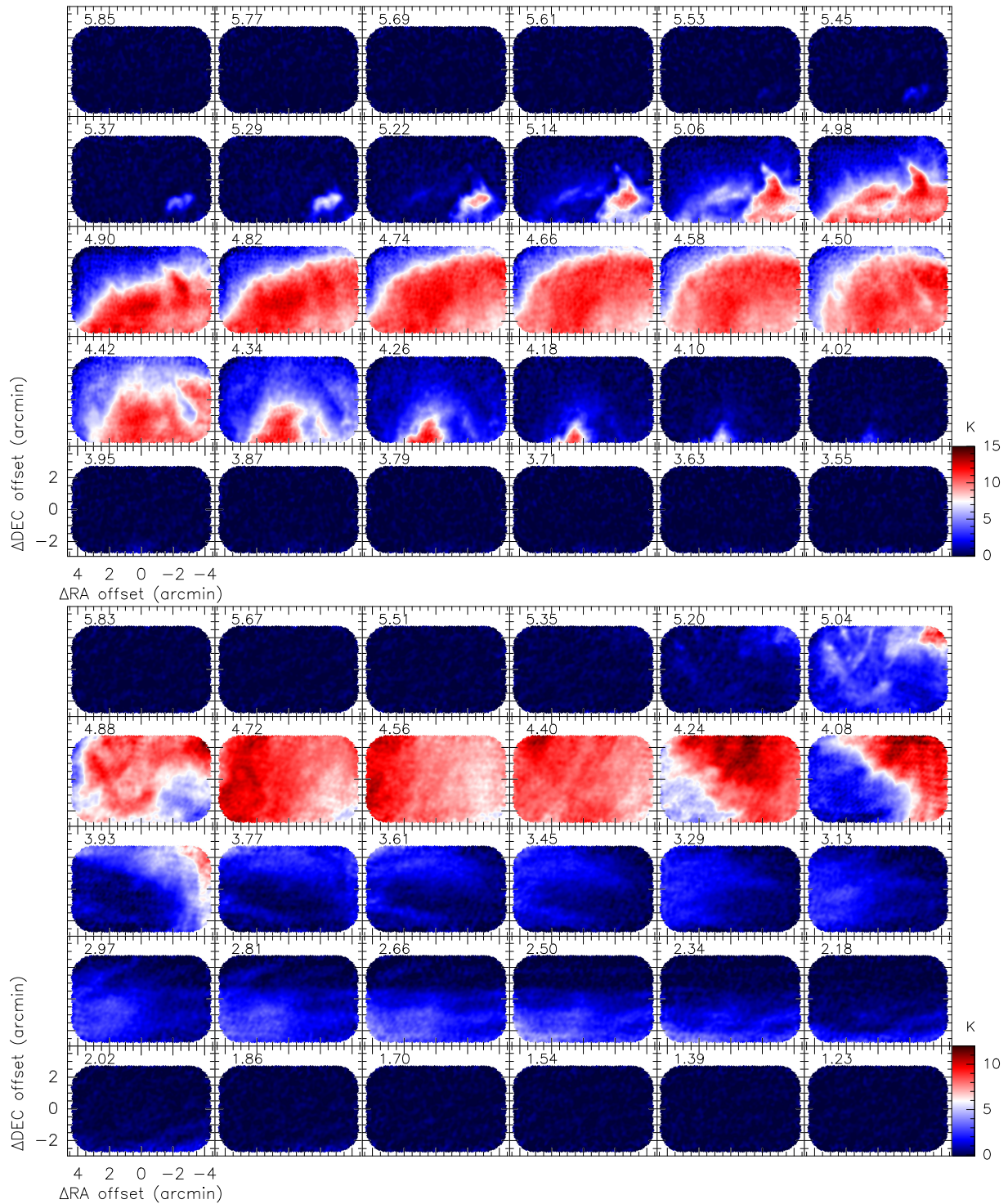


FIGURE 6.10 – Cartes par canaux en vitesse des champs D (*haut*) et A (*bas*). Les échelles d'intensités sont identiques pour un même champ. Les vitesses sont données en km/s dans le coin supérieur gauche.

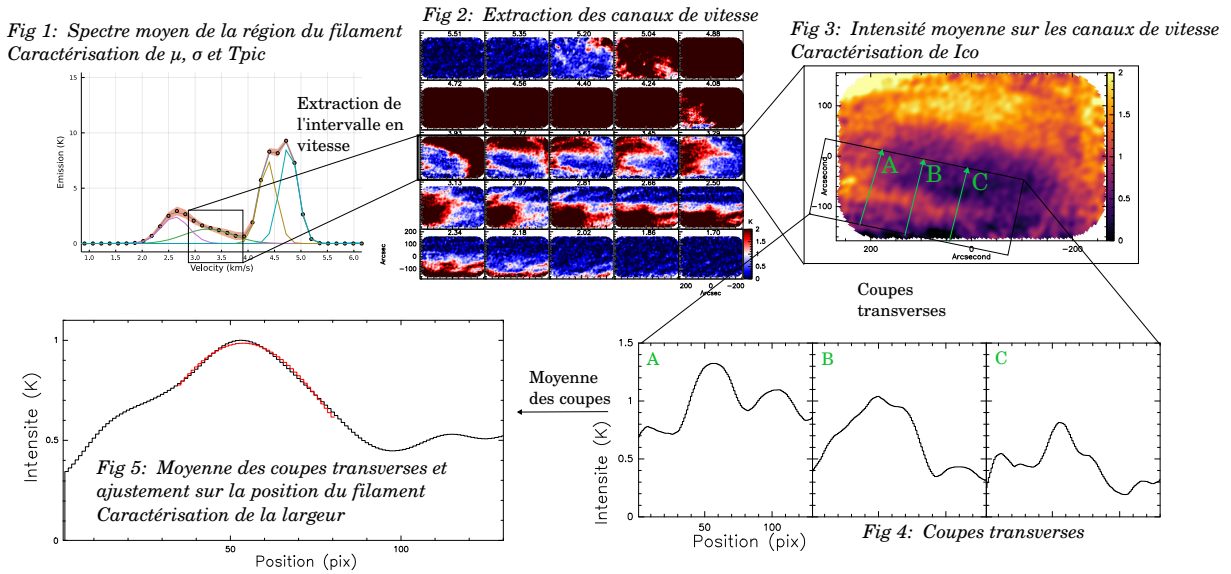


FIGURE 6.11 – Étapes de caractérisation des largeurs de filament des données de DCI. La première figure est une moyenne des spectres dans la région du filament, la seconde la carte par canaux en vitesse saturée pour faire ressortir visuellement le filament. La figure suivante est la moyenne des intensités sur ces canaux en vitesse, dont sont affichées en dessous des coupes transverses au filament. Enfin, la dernière figure en bas à gauche est la moyenne de toutes les coupes transverses du filament, dont le trait rouge est un ajustement gaussien.

obtenir une carte : le résultat de la moyenne est la troisième figure. Puis, en délimitant les limites du filament, nous réalisons des coupes transverses à ce dernier. Ces coupes, dont des extraits sont présentés dans la figure 4 (bas droite) et notées A, B et C, sont ensuite moyennées pour obtenir son intensité moyenne : c'est la dernière figure, en bas à gauche. Enfin, ayant identifié la position du filament dans cette coupe, nous pouvons réaliser un ajustement de l'intensité (en rouge dans cette figure). L'ajustement est Gaussien, et nous choisissons la largeur à mi-hauteur de cette courbe comme largeur du filament. La caractérisation des longueurs suit le même principe, à la différence que nous faisons des coupes longitudinales.

La vitesse moyenne μ_v , la dispersion en vitesse σ_v et la température au pic T_{pic} sont données par l'ajustement Gaussien de la première figure, réalisé sur un spectre moyenné de la région considérée. Enfin, la densité de colonne N_{H_2} est obtenue à partir de l'intensité totale de ^{12}CO notée I_{CO} , et d'un facteur $CO\text{-to-}H_2 = 0.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K.km/s})$ (Hayashi et al., 2019). L'intensité totale est obtenue en réalisant une somme des pixels de la région du filament dans la carte d'intensité intégrée obtenue dans la sous-figure 3.

Six filaments ont été répertoriés, visibles dans la Fig. 6.12, l'existence du sixième étant la plus incertaine. Sur cette image, chaque panneau présente un filament sur un canal en vitesse dont l'échelle de couleur est saturée afin de le mettre en avant. Les vitesses sont indiquées dans le coin supérieur gauche et correspondent au canal où l'intensité mesurée du filament est la plus forte. Ils sont nommés A (car appartenant au champ A), suivi d'un chiffre pour les dissocier, indiqués au-dessus du coin supérieur droit de chaque panneau.

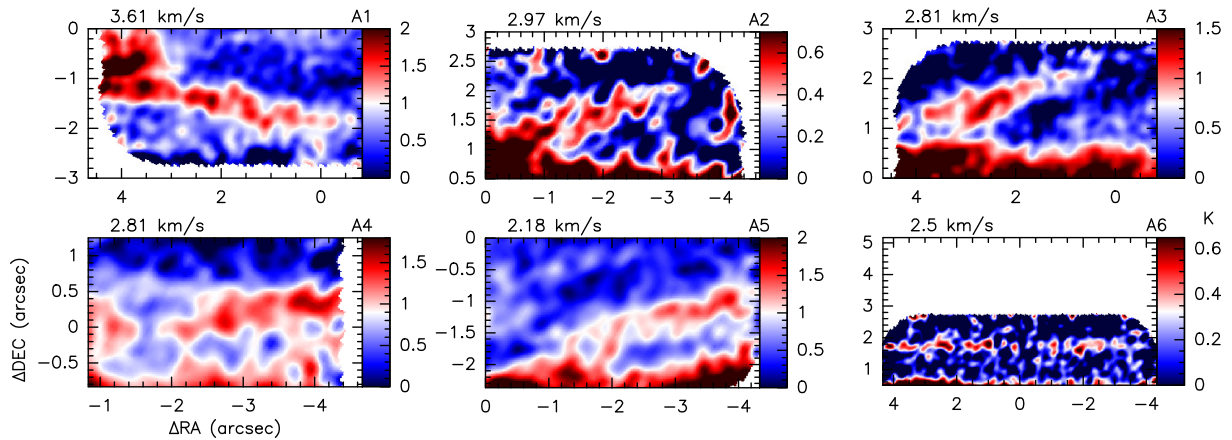


FIGURE 6.12 – Structures filamenteuses en $^{12}\text{CO}(1-0)$ visibles dans le champ A. Les cartes sont saturées pour les différencier du bruit.

TABLE 6.2 – Caractérisation des filaments visibles en $^{12}\text{CO}(1-0)$ dans le champ A de DCI.

Nom	Taille ^a		Orientation ^b Degrés (°)	μ_v ^c km/s	σ_v ^d km/s	T_{pic} ^e K	N_{H_2} ^f $\times 10^{20} \text{cm}^{-2}$
	L (pc)	l (pc)					
A1	0.12	0.03	7	3.61	1.25	1.3	1.0
A2	0.07	0.03	36	2.97	0.83	0.9	0.8
A3	0.07	0.02	35	2.81	0.97	2.0	1.5
A4	0.06	0.02	23	2.81	1.69	2.8	2.0
A5	0.07	0.02	30	2.18	1.90	1.8	1.0
A6	0.27	0.01	17	2.50	0.88	1.4	1.0

^a Les tailles sont calculées en prenant une distance de 110pc et ne sont pas déconvoluées. Les incertitudes sur les tailles sont égales à 2 fois la résolution spatiale, soit $\sim 12\text{mpc}$.

^b L'orientation est mesurée sur le champ tourné de 30° puis projeté en coordonnées galactiques (pour comparaison avec l'orientation du champ magnétique mesuré par *Planck*). La mesure est donc positive dans le sens anti-horaire et allant de l'horizontal à la verticale, avec une valeur nulle à l'horizontale.

^c Canal en vitesse où le filament a le plus d'intensité et la structure la plus robuste.

^d L'incertitude est égale à la résolution en vitesse du champ A, soit 0.08km/s .

^e L'incertitude est égale à la dispersion du bruit, soit 0.17K .

^f Les densités de colonne en H_2 sont calculées à partir d'un facteur CO-to- H_2 de $0.7 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ (Hayashi et al., 2019).

Les caractéristiques de ces filaments sont répertoriées dans la Table 6.2.

Les filaments A2 à A5 sont orientés dans une direction similaire. A1 possède un angle d'orientation faible, et A6 se situe entre eux. En coordonnées galactiques, l'orientation du champ magnétique mesuré par *Planck* en moyenne dans DCI est de l'ordre de 18° , avec une dispersion de 7° environ (orientations mesurées positivement dans le sens anti-horaire, l'horizontale étant à 0°). Ces valeurs sont calculées à partir d'un masque appliqué sur ces données centré sur DCI de $\sim 30'$ de diamètre. Les filaments que l'on a extraits ont tous une orientation comprise entre 7 et 36° . Prenant en compte la dispersion de l'orientation

du champ magnétique, les filaments A4 et A6 sont alignés sur lui. Les autres filaments sont cependant proches, présentant une différence maximale de 11° (filament A1).

Les largeurs des filaments l sont toutes similaires, inférieures à 30 mpc, tandis que les longueurs varient de 60 mpc à 270 mpc. Les intensités maximales sont toutes inférieures à 2.8K, avec la plus faible à 0.9K. Les densités de colonne sont de l'ordre de $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, avec un maximum à $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ pour le filament A4.

La structure A6 est dans la limite de détection et sa forme n'est pas parfaitement définie. Cependant, à l'œil, elle se détache du reste de la carte. L'histogramme des intensités dans la région du filament donne une largeur à mi-hauteur de 0.17K. Le bruit dans la carte est identique, tout comme dans la région du filament, à savoir 0.17K. Ainsi, nous avons une détection à 1σ seulement. On peut aussi vérifier si A6 est un filament résolu ou non. Le beam des observations ACA est de $16.4''$ par $13.5''$, orienté d'un angle de -45.6° (orientation positive anti-horaire horizontale vers verticale). Ainsi, dans la direction perpendiculaire au filament, le beam est large de $\Theta_{\text{beam}} = 14.5''$. La largeur à mi-hauteur du filament Θ_{conv} est de $19.1''$, il est donc a priori résolu. On déconvolue sa taille pour obtenir Θ_{deconv} :

$$\Theta_{\text{deconv}} = \left(\Theta_{\text{conv}}^2 - \Theta_{\text{beam}}^2 \right)^{1/2} \approx 12.4'' \quad (6.8)$$

Sa largeur déconvoluée en prenant une distance de 110 pc est donc de 6.6 mpc.

3 Sonder les états dissipatifs des deux champs

Les différences dynamiques entre les champs A et D sont très marquées. Le champ A possède des structures filamenteuses à intensités faibles dans les canaux de vitesses extrêmes, le champ D aucune. Ces éléments caractérisant le champ A sont ceux que l'on cherche afin de sonder la turbulence, comme nous en avons parlé dans le Chap. 2. Marqueurs de dissipation de la turbulence, cette analyse suggérerait que le champ A serait en train de dissiper de l'énergie turbulente. À l'inverse, le champ D aurait complètement dissipé l'énergie turbulente qu'il aurait reçu, ne montrant aucun de ces marqueurs. Cette section vise à étudier ce scénario.

3.1 Coupes Positions-Vitesses

Les coupes PV des deux champs dans les deux orientations (à ascension droite ou déclinaison constante) sont présentées dans la Fig. 6.13. De haut en bas, la première ligne présente l'intensité intégrée de chaque champ, puis les coupes verticales (c'est-à-dire ascension droite constante) et enfin horizontales (c'est-à-dire déclinaison constante). La seconde colonne présente la même chose pour le champ D. Chaque sous panneau contient la position de la coupe en déclinaison ou ascension droite dans le coin inférieur droit.

On retrouve dans ces coupes la composante centrée autour de 2.5 km/s dans le champ A, que l'on appellera SBV. La composante principale, appelée SHV, centrée autour de 4.5 km/s, ne voit pas de variation de sa dispersion à travers tout le champ. On voit des

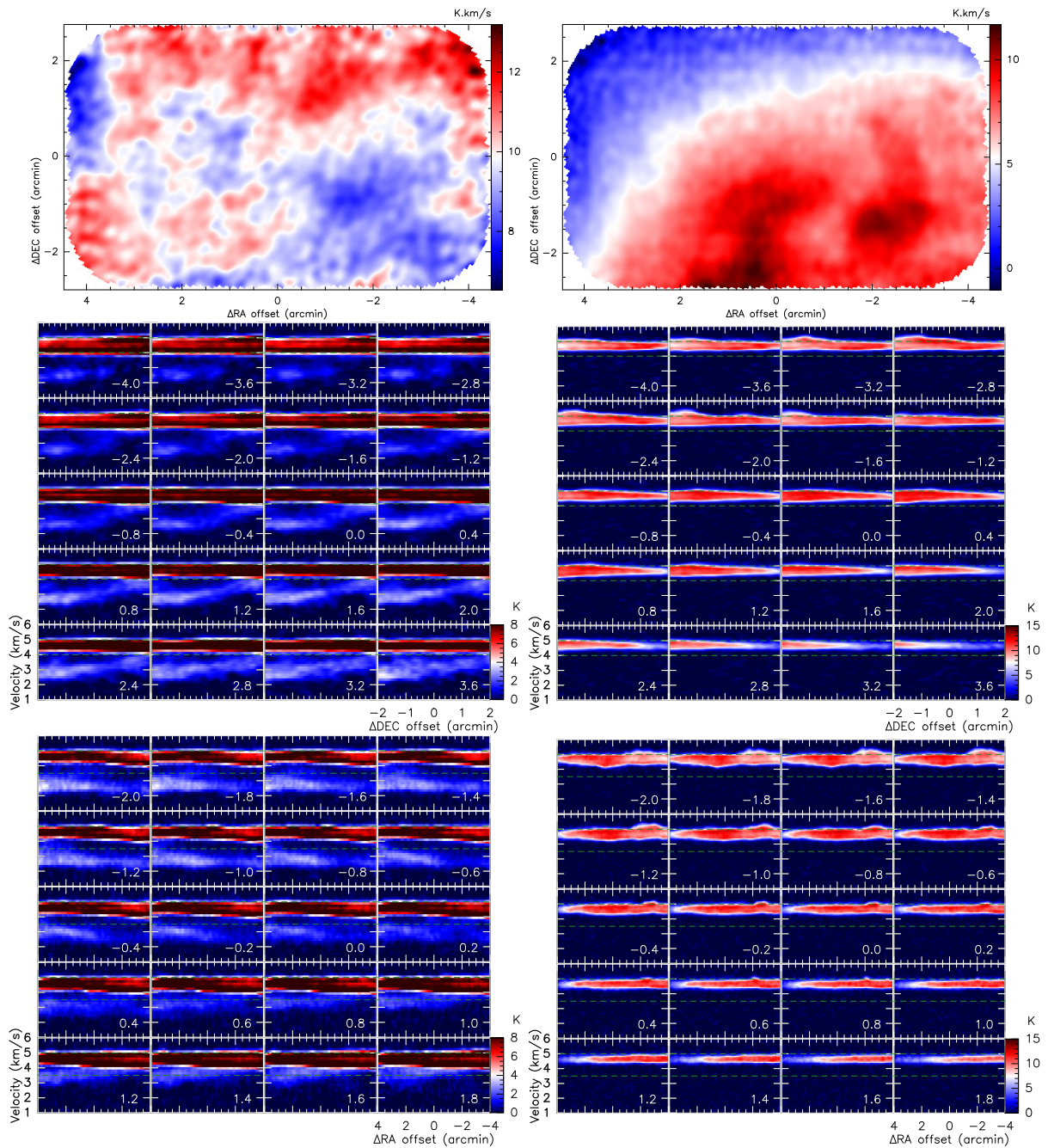


FIGURE 6.13 – *Colonne de gauche, de haut en bas* : Carte de l'intensité intégrée du champ A, coupes PV verticales (à ΔDec constante), coupes PV horizontales (à ΔRA constante). *Colonne de droite* : Identique mais pour le champ D. Les cartes de l'intensité intégrée sont utilisées pour positionner les résultats des coupes PV plus facilement. Toutes les échelles sont identiques entre les coupes PV d'un même champ. Les traits horizontaux verts sont situés à 3.5 et 5 km/s.

excursions en vitesse, notamment dans les coupes verticales à $\Delta RA = -2'$. Dans cette coupe, la **SBV** rejoint la composante principale autour de $\Delta DEC = 0'$. Cette liaison représente un gradient de vitesse : étendu sur 1.5 km/s et visible sur $20''$ de coupes, le gradient serait de l'ordre de 150 km/s/pc. Lorsque l'on déplace les coupes vers des ascensions droites plus élevées, la **SBV** s'allonge. La liaison avec la composante principale se fait plus progressivement et autour de $\Delta DEC = 2'$. Ainsi, d'Ouest en Est, on observe l'apparition de la **SBV** qui fusionne progressivement avec la composante à plus haute vitesse. Dans les coupes horizontales, on retrouve la composante **SBV** pour des coupes situées à basse déclinaison. Elle finit par fusionner avec la composante principale lorsque l'on se déplace à déclinaison plus grande. Même à déclinaison la plus haute, on voit toujours la **SBV** se détacher à $\Delta RA = 4'$.

Le champ D ne présente qu'une composante principale dans les deux orientations de coupes. Cependant, elle perd en intensité et en dispersion par endroits. Elle est ainsi à moins de 5K dans les coupes verticales à $\Delta RA = 3.6'$ et $\Delta DEC = 2'$. On remarque aussi plusieurs disparités, sous la forme de rebond en vitesses. D'une largeur de 0.5 km/s environ, elles sont clairement visibles à $\Delta RA = -3'$ et $\Delta DEC = -1.2'$ dans les coupes horizontales.

Avec cette représentation différente, nous voyons que le champ A est le seul qui présente un cisaillement en vitesse qui est plus important que d'autres mesures réalisées dans d'autres nuages sans formation d'étoiles (Goldsmith & Arquilla, 1985, Hily-Blant et al., 2008, Falgarone et al., 2009). Ce cisaillement est aussi supérieur à la majorité des cisaillements mesurés dans la Pipe Nebula (cf. Section 3). On se rend compte avec cette visualisation du lien en vitesse qui existe entre les deux composantes du champ A. Ainsi, ne pouvant toujours pas exclure la possibilité d'une portion de gaz en effondrement sur le reste du champ A, il est clair que ces deux éléments sont liés dans l'espace des vitesses.

3.2 Incréments des centroïdes de vitesse et fonctions de structure

Les deux méthodes **SWO** et **PCA** présentées dans le Chap.3 sont utilisées pour cette étude. La métrique calculée pour estimer la convergence de la **PCA** est présentée Fig. 6.14, en bleu pour le champ A et rouge pour le champ D. Le choix de Φ_{opt} est assez complexe pour ces champs. Pour les deux champs, la métrique évolue d'abord très rapidement sur deux ordres de magnitude, se stabilise entre $\Phi \sim 9$ et 20, puis diminue progressivement. La diminution progressive est due à une inhomogénéité dans le bruit, tandis que l'augmentation sur les premiers Φ est clairement due à la reconstruction du signal. Pour le champ A, nous faisons les calculs à $\Phi_{opt} = 11$, et à $\Phi_{opt} = 9$ pour le champ D, donnant respectivement un bruit moyen à 0.032 et 0.054K contre 0.17 et 0.22 sans traitement **PCA**. Pour les deux cubes traités, j'utilise un seuil en intensité à 2σ lors du calcul des **CV** et des **CVI**, σ étant le bruit du cube d'origine (sans traitement **PCA** ou **SWO**).

La Fig. 6.15 montre des spectres extraits aléatoirement du cube d'origine du champ A, ainsi que les spectres correspondants après traitement **PCA** (rouge) et **SWO** (bornes bleues). On peut voir l'efficacité de la **PCA** à reproduire l'entiéreté du signal sans perte

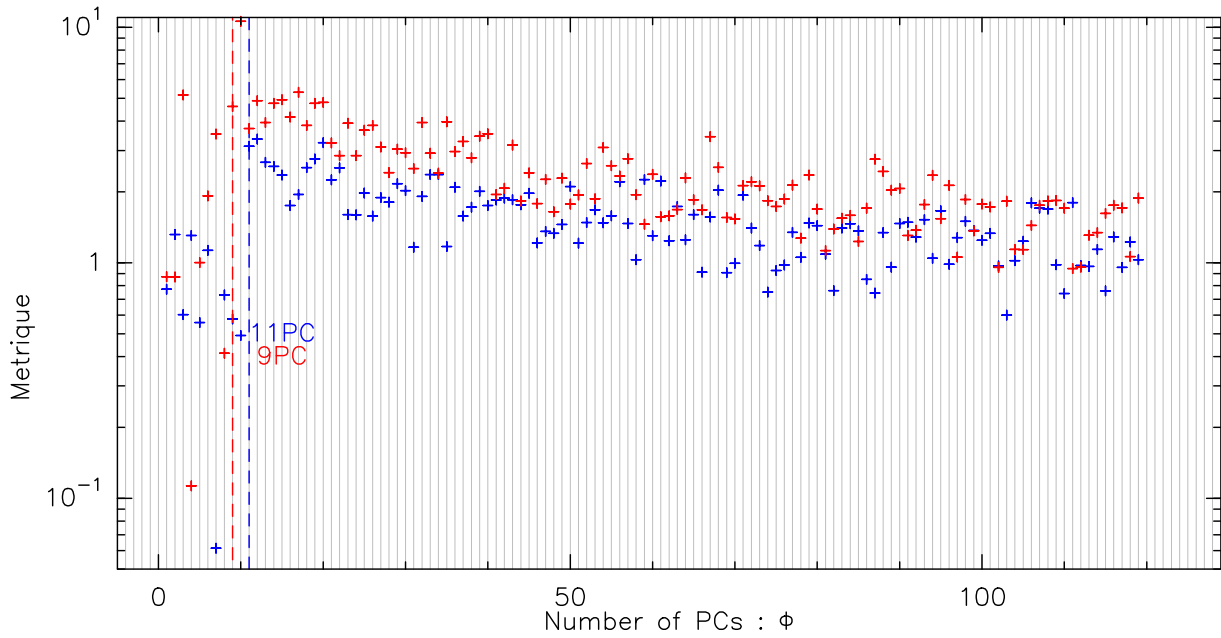


FIGURE 6.14 – Métriques de la PCA utilisées pour chercher la convergence dans la reproduction des données pour le champ A (bleu) et le champ D (rouge). Les traits pointillés de chaque couleur indiquent les Φ_{opt} correspondant.

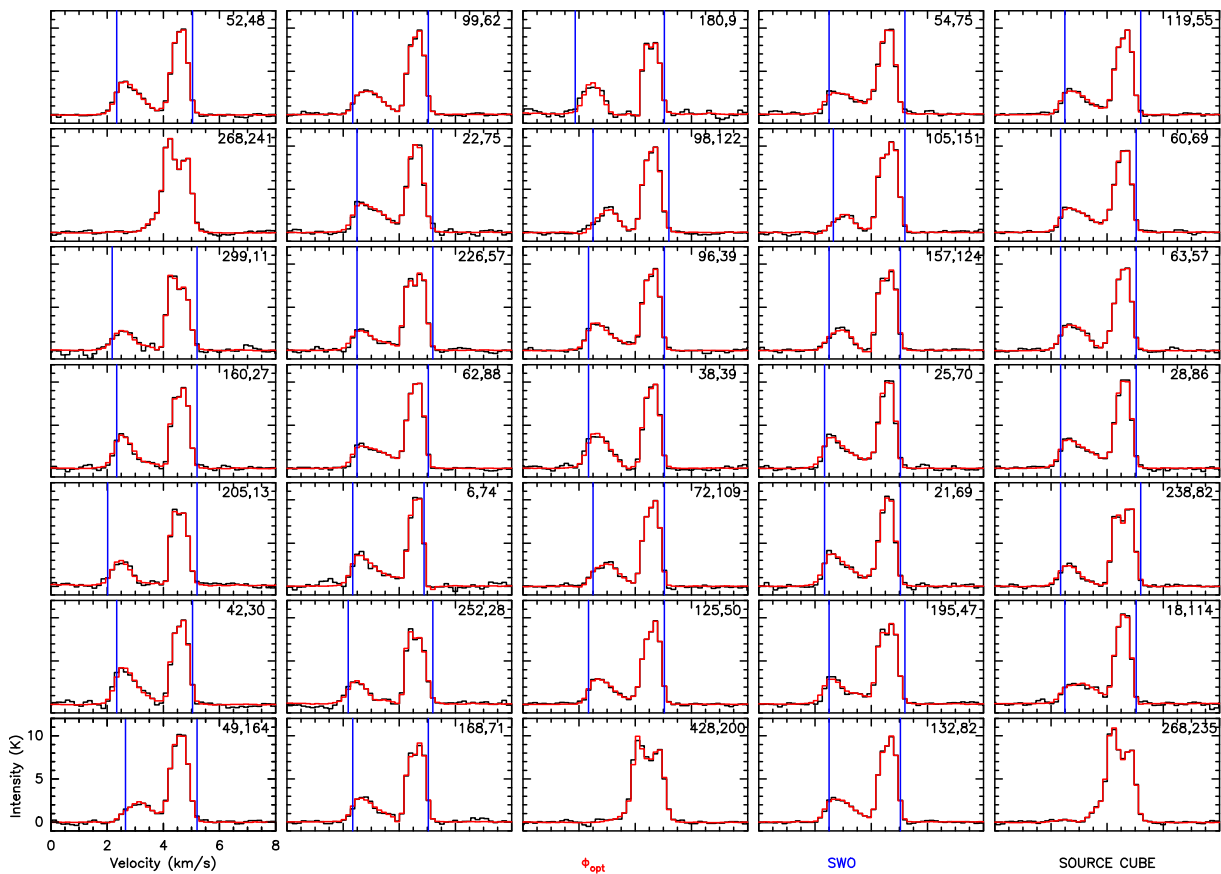


FIGURE 6.15 – Spectres extraits aléatoirement du champ A de DCI en noirs. En bleus sont les bornes obtenues par la méthode SWO et en rouges les spectres reconstruits avec $\Phi_{\text{opt}} = 8$.

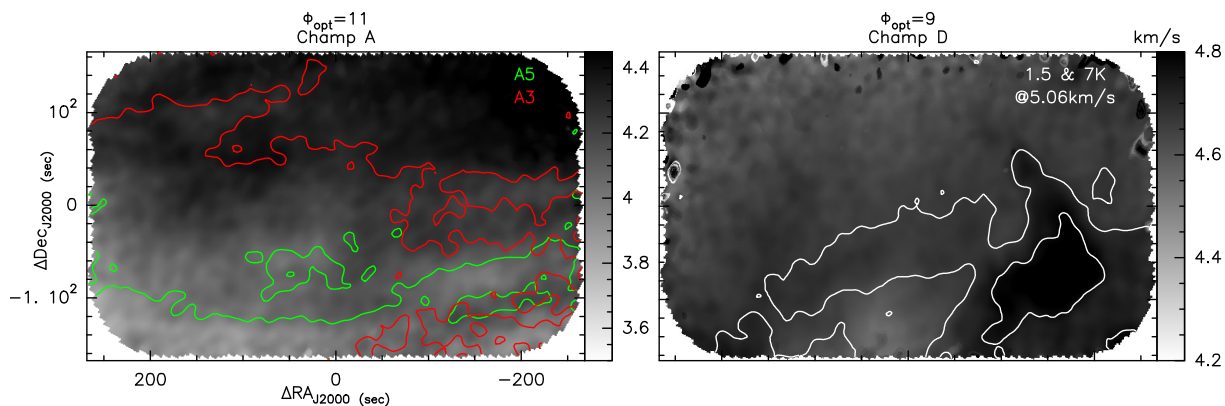


FIGURE 6.16 – Carte des CV des champs A (*gauche*) et D (*droite*) d’après la méthode PCA avec Φ_{opt} . Sur le champ A, le contour vert est le filament A5, le contour rouge A3. Les niveaux indiquent tous 0.8K. Sur le champ D sont tracés les contours à 1.5 (contour externe) et 7K (contour interne) du canal en vitesse 5.06km/s. Les intervalles de couleurs sont adaptés à chaque panneau.

sur cet ensemble de spectres. Par contre, en plus de ne pas converger pour certains cas, **SWO** semble couper du signal dans les ailes des spectres.

Les cartes de **CV** obtenues avec la méthode **PCA** sont présentées pour les deux champs Fig. 6.16. Sur le champ A, je trace les contours à 0.8K des filaments A5 et A3. Chacun de ces filaments trace des contours de la carte des **CV**. Ainsi, le filament A5 est corrélé à une structure de **CV** à $(\Delta RA, \Delta Dec) \sim (-200, 100)''$, tandis que le filament A3 à $\sim (-200, 0)$ et à $\sim (100, 100)$. Le champ D n’ayant pas présenté de structures filamenteuses particulières, je superpose l’émission des intensités à 1.5 et 7K du canal en vitesse à 5.06km/s car ce choix présente de bonnes corrélations. On retrouve en effet les structures de ce canal en vitesse dans la carte des **CV**. Les cartes de **CVI** calculées à partir de la **PCA** et moyennées azimuthalement ne présentent aucune particularité pour les deux champs, elles ne sont donc pas montrées.

Les distributions de **CVI** sont présentées Fig. 6.17 pour le champ D en haut et le champ A en dessous. Pour le champ A, en noir sont les résultats obtenus sur le cube reconstruit avec $\Phi_{\text{opt}} = 11$, en rouge avec la méthode **SWO** et en bleu une gaussienne centrée en 0 et de dispersion unité. Pour le champ D, les points noirs correspondent aux valeurs obtenues sur le cube reconstruit avec $\Phi_{\text{opt}} = 9$, en rouge à **SWO**, et la même gaussienne. Les distributions sont normalisées à une dispersion unité. Les moments d’ordre 1 et 2 des cubes (avant normalisation) sont indiqués avec le même code couleur. Chaque histogramme possède le même nombre de bins, mais **SWO** en possède plus à grandes valeurs de **CVI**, donc on en voit moins sur la fenêtre choisie. Pour le champ A, on remarque des ailes à petits lags, qui diminuent d’amplitude à mesure que le lag augmente. Les résultats **SWO** montrent des ailes plus marquées, avec peu de changements lorsque le lag augmente. On note aussi que les dispersions sont différentes d’un facteur jusqu’à 9 entre résultats **PCA** et **SWO**. Ces différences sont supérieures à deux fois la résolution en vitesse du cube, elles sont donc significatives. L’origine provient du mauvais traitement de **SWO** sur les ailes des spectres. Le champ D ne montre pas de différences entre les résultats obtenus par **PCA** et

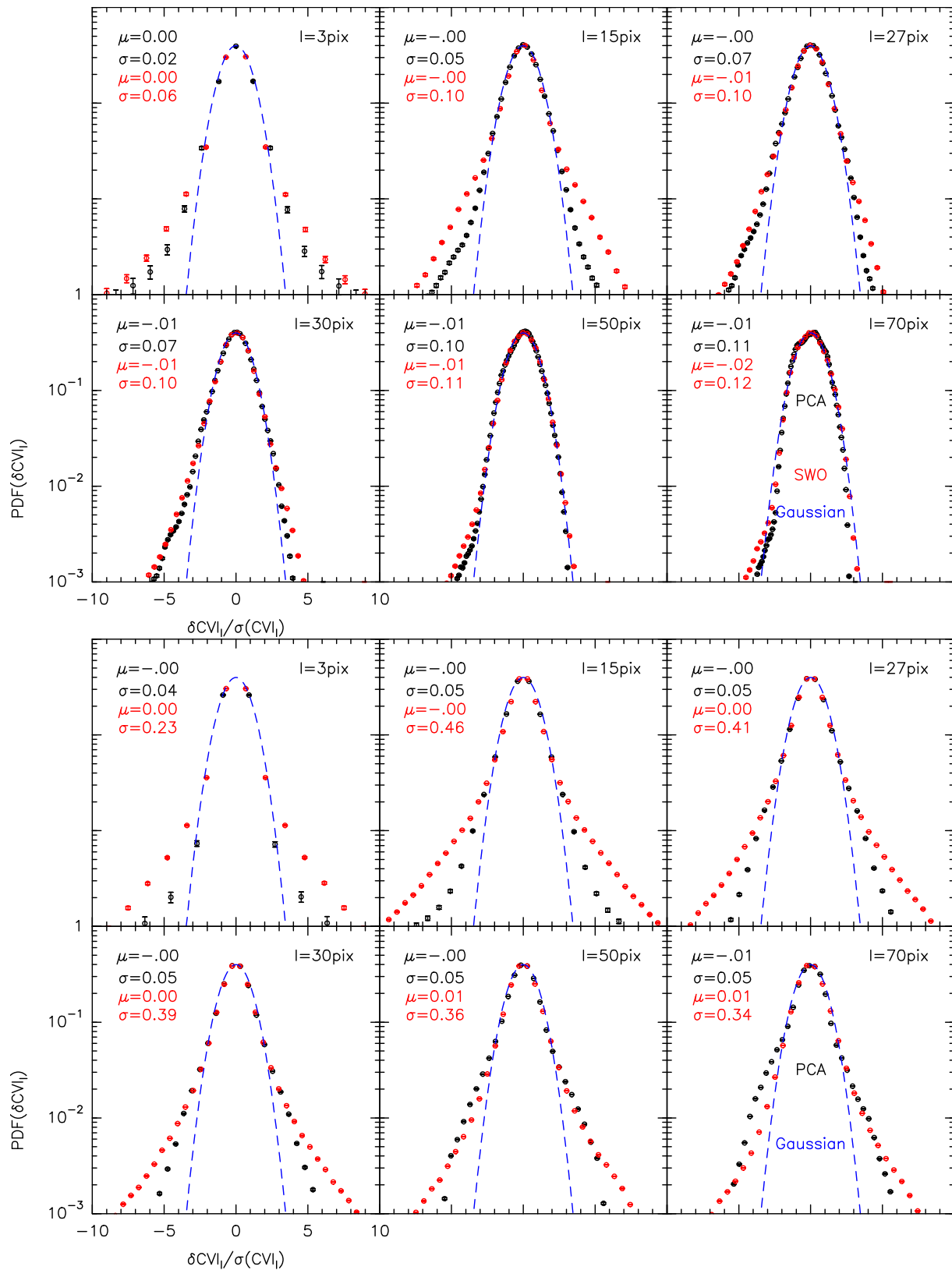


FIGURE 6.17 – Distributions des CVI pour le champ D (*haut*) et le champ A (*bas*). Les distributions sont normalisées à une aire unité. Chaque panneau montre les distributions à un lag donné dans le coin supérieur droit. Il y a 0.6mpc de distance entre deux pixels (dû au champ tourné de -30deg).

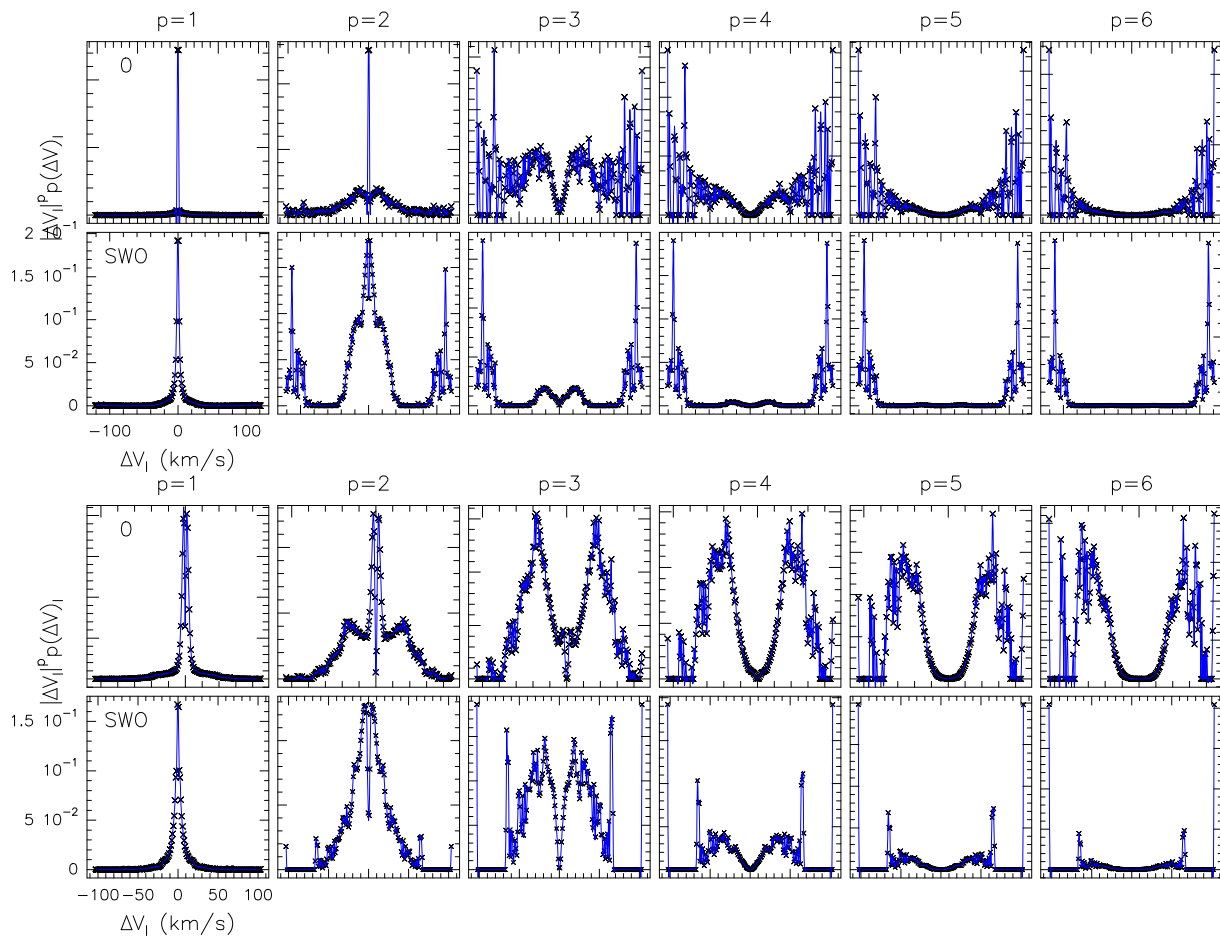


FIGURE 6.18 – Intégrants des fonctions de structures, pour les cubes des champs D (*Haut*) et A (*Bas*) traités par la méthode PCA (avec $\Phi_{\text{opt}} = 11$) et SWO pour les ordres 1 à 6.

par SWO, avec des dispersions différentes de moins que la résolution en vitesse du cube. Encore une fois, plus le lag augmente, et plus les ailes disparaissent. On remarque une forme surprenante d'aile qui reste marquée jusqu'au lag le plus grand aux extrêmes les plus faibles.

Comme nous l'avons présenté dans le Chap.2, l'exactitude du calcul des fonctions de structures à l'ordre p est très dépendant du nombre de données : plus on veut étudier un ordre élevé et plus il faut de mesures. Nous traçons donc les intégrants des fonctions de structures comme dans le Chap. 3, afin d'étudier leurs convergences. Ces termes sont tracés pour les cubes reconstruits des champs A et D dans la Fig 6.18. Les intégrants du champ D montrent une convergence jusque $p = 2$ pour les deux méthodes. Aux ordres plus grands, les extrémas montrent des valeurs qui dépassent les maximums en amplitude. Pour le champ A, PCA et SWO montrent des résultats très différents. Alors que la convergence est atteinte pour la première jusqu'à l'ordre $p = 5$, SWO ne montre une convergence que jusqu'à l'ordre 2. Or, nous savons que le processus SWO a coupé les ailes des spectres, nous allons donc nous intéresser seulement au résultat PCA.

Nous réalisons donc l'ajustement des fonctions de structures jusqu'à l'ordre 5 pour le champ A sous ESS. Pour le champ D, l'ajustement sur le cube reconstruit par PCA donne

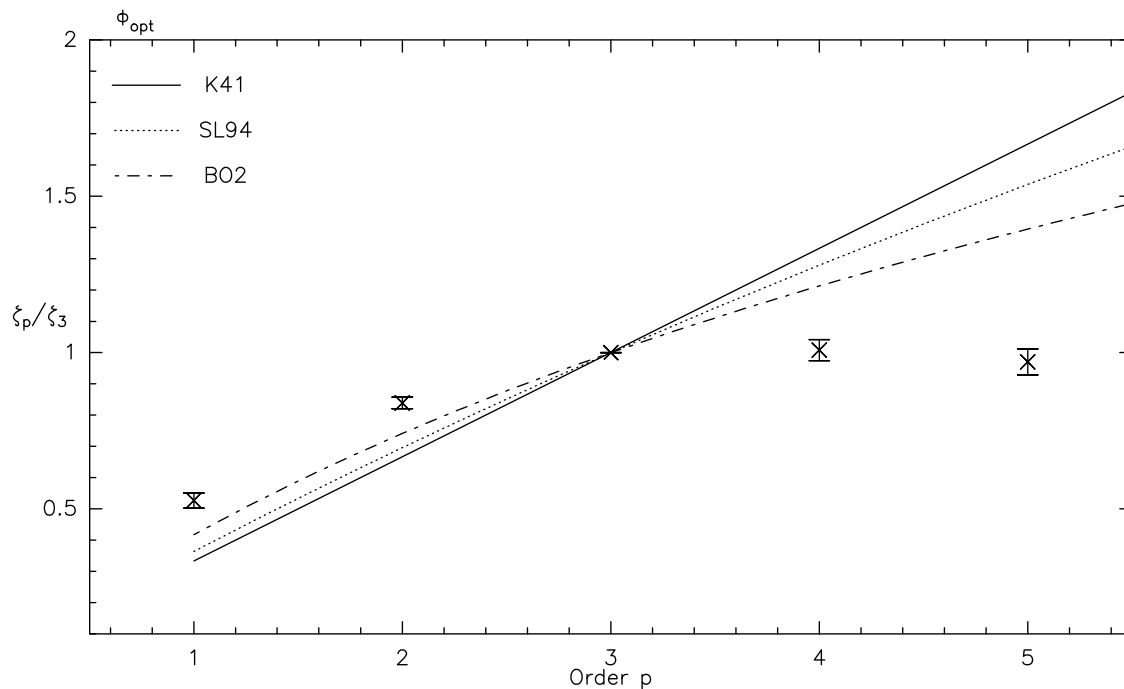


FIGURE 6.19 – Exposants des fonctions de structures calculés sur le Champ A en fonction de l’ordre de la fonction de structure. Les barres d’erreurs sont les incertitudes obtenues lors de l’ajustement sur les fonctions de structures.

des exposants en dessous des valeurs expérimentales et théoriques, avec une valeur négative pour le premier ordre. L’ajustement des $S_p(l)$ du champ A traité par SWO présente des résultats très en dehors des valeurs attendues, avec des incertitudes très élevées au-delà des limites des figures, en cohérence avec les résultats obtenus jusqu’à présent. Je ne présente donc que les exposants des fonctions de structures calculées à partir des données de la PCA pour le champ A, dans la Fig. 6.19. Les barres d’erreurs indiquent les incertitudes sur les ajustements. Trois modèles sont présentés : K41 en traits pointillés, She & Lévêque (1994)(SL94) en points pointillés et Boldyrev et al. (2002)(B02) en alternance de points et de tirets. Nous remarquons ici qu’aucun modèle ne permet d’expliquer le modèle de dissipation turbulente obtenu dans ce champ. Il semblerait que nous sondions une région où la turbulence n’est pas dominée ni par les mouvements solénoïdaux (SL94), ni par les mouvements compressifs (B02). Des recherches approfondies doivent être menées auprès des théoriciens de la turbulence pour pouvoir expliquer ce comportement qui semble donc très supersonique.

4 Conclusions du chapitre

Le complexe du Chamaeleon est un milieu propice à l’étude de l’évolution des nuages moléculaires. Dans notre environnement proche, chaque nuage possède des propriétés différentes des autres, que ce soit leur densité de colonne, le taux de formation d’étoiles, leur morphologie en poussières ou en gaz. Dans ce complexe, le nuage de faible densité DC1 se détache des autres, car il montre plusieurs marqueurs de turbulences : possiblement une

seule étoile, détection de CH^+ , niveaux énergétiques H_2 non explicables sans turbulence ou chocs, et de présence de PAH. En supplément de ces marqueurs, plusieurs études semblent indiquer qu'il aurait subi des explosions de SN par le passé, injectant de l'énergie dans l'échelle turbulente.

Les observations du $^{12}\text{CO}(1-0)$ que j'ai présenté semblent aller dans ce sens pour le champ A, à minima. Le champ D contenant la seule étoile de DCl ne présente aucune structure filamenteuse particulière, ni de cisaillements en vitesse importants. Cependant, les distributions des CVI contenant des ailes à petites échelles qui réduisent avec l'augmentation des échelles, laissant penser que ce champ contient tout de même un processus intermittent. Mais, les fonctions de structures ne présentent pas une évolution en accord avec les modèles théoriques de la turbulence, produisant des exposants inexplicables. Le champ A possède de forts cisaillements, avec des structures filamenteuses dans les extrêmes en vitesse des spectres, structures qui sont globalement alignées sur le champ magnétique, mais une dissipation de la turbulence qui n'est décrite par aucun modèle de notre connaissance, probablement très supersonique.

Il reste cependant beaucoup d'incertitudes concernant l'état de la turbulence dans DCl. Il serait surprenant que le champ D ne présente aucun marqueur direct de la turbulence pendant que le champ A si, même si une étoile y est proche. Une possibilité serait que la seconde composante visible dans le champ A à faible vitesse pourrait être un autre nuage entre lui et nous, en effondrement sur DCl, mais lié à lui dans l'espace des vitesses. Dans ce cas, sonder le processus de dissipation intermittente de la turbulence par nos méthodes ne serait pas approprié, et expliquerait que nous n'ayons pas des résultats évidents suivant des modèles pré-établis.

Afin d'étudier plus en détail la dissipation de la turbulence de ce nuage, l'observation à une meilleure résolution angulaire du champ A est une priorité pour ce nuage. L'analyse du filament A2 et de ses contours nous semble appropriée, car celui-ci présente la largeur et la densité de colonne la plus faible. Une étude multi-longueur d'onde centrée sur le champ A sera aussi pertinente afin de sonder différents niveaux du nuage, avec par exemple le $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ comme nous l'avons utilisé pour la nébuleuse de la Pipe (voir Chapitre 5). En vue des différences majeures de la dynamique du gaz à des distances si faibles, il est aussi intéressant d'étudier l'environnement de ces deux champs.

Chapitre 7

Conclusions et Perspectives

Le cœur de recherche de ce travail de thèse est l'analyse des structures de dissipation intermittente de la turbulence. Pour une telle analyse, plusieurs approches sont possibles : une première statistique, exploitant les propriétés intrinsèques de la dissipation de la turbulence, et une seconde structurelle s'appuyant sur des observations de milieux turbulents.

Statistique du champ de vitesse

La turbulence est un processus physique complexe, qui se sonde par une analyse statistique du fluide considéré. Pour cela, il est nécessaire de mesurer les incréments de vitesses du fluide, véhicules de l'énergie cinétique transférée par la turbulence des grandes aux petites échelles (Richardson, 1922, Kolmogorov, 1941). Les études par expériences contrôlées ont rapidement posé le cadre de travail des méthodes d'analyse de ces phénomènes. Dans un premier temps, les PDF des incréments des cisaillements en vitesse montrent des ailes non gaussiennes, d'autant plus marquées que les incréments sont faibles, c'est-à-dire que l'on sonde des petites échelles. Ces ailes sont le signe que nous mesurons des phénomènes rares et intenses, donc des procédés intermittents. Ceux-ci seront mis en avant par le calcul des fonctions de structures : plus un évènement est rare et intense et plus il sera nécessaire de calculer un ordre élevé de fonctions de structures pour le caractériser.

Or, Belin et al. (1995) ont démontré qu'un nombre exponentiellement croissant de mesures était nécessaire pour calculer des ordres de fonctions de structures de plus en plus élevés. Ce résultat est dérivable du comportement des intégrants des fonctions de structures, qui a besoin de plus en plus de mesures pour pouvoir converger. Pour pouvoir sonder les propriétés de l'intermittence de la dissipation, il faut donc avoir un grand nombre de mesures et pouvoir les traiter automatiquement.

De nos jours, nous savons que la turbulence joue un rôle primordial dans l'évolution des nuages moléculaires. Cependant, par la projection des informations en 3D sur le plan du ciel, nous ne pouvons pas la sonder de l'intérieur. Depuis Lis et al. (1996), une méthode d'analyse a vu le jour en utilisant les observations spectroscopiques qui peuvent donner une appréciation de la vitesse des molécules sondées. Pour ce faire, ciblant une raie moléculaire, nous pouvons calculer les CV, qui sont l'équivalent de nos mesures de la vitesse du fluide,

et les **CVI** qui en sont les incréments. Si cette méthode a permis d'extraire des ailes de **PDF** d'incrément, elle a aussi permis de caractériser des régions turbulentes (**Hily-Blant & Falgarone, 2009**).

Mais les observations du ciel contiennent du bruit, et c'est dans son traitement que mon travail de thèse intervient. En effet, le bruit impacte directement le calcul des **CV** : nous avons vu ainsi qu'un facteur 10 dans le **SNR** peut faire varier l'incertitude sur le **CV** du même ordre de grandeur. Or, les **CV** sont les fondations de l'analyse statistique, il est donc nécessaire de les calculer le plus précisément possible. Deux approches sont possibles : réduire le bruit ou supprimer les canaux en vitesse ne contenant que du bruit. Cette seconde méthode est celle développée par **Pety (1999)**, à partir de laquelle j'ai pu construire une nouvelle méthode que j'appelle **SWO**. L'approche par la diminution du bruit a été explorée en utilisant une méthode de traitement complètement indépendante de la précédente. Pour ce faire, nous avons orienté notre recherche sur la **PCA**, méthode mathématique très connue et déjà utilisée dans le domaine de l'astrophysique (**Heyer & Schloerb, 1996**). Toutefois, notre approche est différente : la **PCA** permet de trier la variance d'un jeu de donnée par ordre d'importance. Partant de l'observation que la variance la plus élevée est contenue dans les canaux du signal que l'on étudie, et que les canaux de bruits comptent pour la plus faible variance, nous utilisons la **PCA** pour trouver cette marche. Une fois identifiée, nous pouvons reconstruire les données en n'utilisant que la variance du signal.

Par une approche analytique sur des résultats de simulations, nous avons pu présenter une méthode fiable et efficace pour obtenir cette marche. Ne permettant pas de reproduire tous les signaux de manière parfaite (environ 15% des spectres reconstruits à partir d'un cube à **SNR**=12 présentent des résidus supérieurs à 2 fois la dispersion du bruit), elle conduit tout de même à la fin de l'analyse statistique à des distributions de **CVI** et des fonctions de structures identiques aux valeurs obtenues sur des cubes sans bruits. Pour cela, le cube bruité sur lequel la **PCA** travaille ne doit pas présenter un **SNR** plus faible que 8, voir 4 avec de plus amples incertitudes. De son côté, l'amélioration de la méthode de réduction du nombre de canaux de bruit demanderait un **SNR** au moins égal à 8.

Mon code a pu être vérifié sur des simulations auxquelles du bruit a été ajouté. D'abord des simulations construites à partir de **fBms**, nous l'avons ensuite essayé sur des simulations de **MHD** idéale. Avec moins de 1% de valeurs de **CV** différentes des valeurs cibles, le code semble à première vue capable de produire des exposants de fonctions de structures corrects. Cependant, de grandes variations des $S_p(l)$ à grand ordre nous font questionner sur leurs bonnes convergences, mettant ainsi le doigt sur un point fondamental de cette étude. Alors que la méthode **PCA** montre les mêmes évolutions que le cube sans bruit, la méthode **SWO** semble montrer des différences plus grandes. Ce résultat explique pourquoi **Hily-Blant et al. (2008)** ont pu aller jusqu'à l'ordre 6 pensant avoir atteint la convergence, alors que la méthode **PCA** ne montre pas de convergence au-delà de l'ordre 5 sur le même jeu de données. Bien que ces résultats semblent être un malheureux retour en arrière, ils sont en fait une illustration des incertitudes qui entourent ces calculs. La quête d'un ordre d'exposant des $S_p(l)$ est complexe et pavée de difficultés. Nos méthodes permettent,

par des calculs indépendants, d’apporter une estimation de l’incertitude de ces résultats. Ainsi, utilisés sur des données du Polaris Flare, nous avons pu voir que les incertitudes d’ajustement se superposent aux valeurs de la littérature (Hily-Blant et al., 2008). Ce résultat nous permet aussi de soutenir l’importance de réaliser des cartes d’observations plus grandes, d’autant plus que les restrictions sur le bruit des données sont moins fortes maintenant grâce à la PCA. Aussi, il faut noter que l’ordre maximum pouvant être atteint dépend des caractéristiques de la turbulence : si les ailes des PDF d’incrémentes sont moins importantes, alors l’ordre augmente (Dudok De Wit, 2004, DeMarco & Basu, 2017). Ce résultat nous orienterait donc vers des régions différentes pour pouvoir estimer des ordres plus grands.

La PCA nous a aussi permis de trier les spectres automatiquement. Ainsi, nous avons pu séparer les spectres de nos observations de la Pipe Nebula en 6 types. Bien qu’un tel trie n’apporte aucune amélioration significative dans l’analyse statistique du champ de vitesse, il est un outil intéressant dans le traitement et l’analyse plus générale des données, d’autant plus qu’il est rapide et efficace à mettre en place.

Le dernier atout de ce code qu’il faut mentionner, est qu’il est écrit en *Julia* : un langage de programmation jeune (Bezanson et al., 2017), pensé pour les codes statistiques et multi-cœurs. Référencé publiquement, le code que j’ai écrit et nommé *Unveil.jl*, permet à toute personne désireuse de réaliser des analyses statistiques du champ de vitesse d’un cube PPV de le faire rapidement sur un ordinateur portable. Les deux approches de traitement des cubes permettent en supplément d’avoir accès à des résultats indépendants, apportant une estimation de l’incertitude associée à ces calculs.

La Pipe Nebula

La Pipe Nebula est un nuage allongé aux propriétés diverses avec de la formation d’étoiles avancée à une extrémité, mais pas à l’autre. Dans une région sans formation d’étoile et au champ magnétique peu dispersé, deux structures à grande échelle semblent se confronter. Nous avons réalisé une carte en $^{12}\text{CO}(1-0)$ de cette région, complétée d’observations longues multi-fréquences de plusieurs cœurs denses.

Les cœurs que nous avons observé ne présentent pas de traceurs de gaz dense, et les extinctions visuelles induites de notre analyse multi-fréquences sont plus faibles pour 4 cœurs que celles estimées par les observations de la poussière dans la littérature. En vue de la superposition de deux structures de gaz à grande échelle, nous suggérons la possibilité que deux structures de poussière se superposent aussi à cet endroit, augmentant alors la quantité de poussière le long de la ligne de visée.

Dans notre carte, nous avons pu mettre en évidence deux structures principales. Celle de faible intensité contient beaucoup de filaments qui sont majoritairement alignés sur le champ magnétique, tandis que les structures d’intensités plus élevées ne présentent aucune orientation particulière. Cette région présentant une orientation de champ magnétique peu dispersée, contient un champ magnétique intense produisant une pression importante en regard de la pression thermique. Cette situation semble en accord avec les études de Soler

& Hennebelle (2017), transposé aux structures de gaz.

Nous avons aussi pu extraire des structures anisotropes avec l'aide de l'algorithme RHT. Ce faisant, 13 paires ont été caractérisées, présentant des cisaillements de vitesse très importants en comparaison d'autres nuages (>212 km/s/pc à 200mpc). Le calcul des CVI après traitement par les méthodes SWO et PCA montre une corrélation forte entre les structures à faible intensité et les incréments les plus extrêmes sur plusieurs lags. La dissipation de la turbulence de cette région présente une statistique qui suit le modèle de She & Lévêque (1994) jusqu'à $p = 5$.

Les nuages du Chamaeleon

Le Chamaeleon a une histoire complexe : 3 grandes structures d'une dizaine de parsec de long situées à plus de 190pc de nous, englobent sur le plan du ciel un nuage circulaire dont la distance est encore incertaine appelé DCI. Au vu de leurs différents états de formation d'étoiles, ces 4 structures n'auraient pas connu la même histoire, ou pas avec la même intensité. Ainsi, la position des 3 plus grandes structures aux limites de la Bulle Locale fait peser une incertitude quant à leur interaction possible avec des explosions de supernovae. À l'inverse, DCI étant supposé plus proche, l'incertitude est moins grande.

D'autres éléments semblent faire penser que DCI a pu subir des explosions de SN. Tout d'abord, les niveaux d'énergie des raies rotationnelles fondamentales du H_2 par Ingalls et al. (2011) montrent que des processus de choc ou de dissipation de la turbulence en sont probablement les responsables. Cette étude, celle de Boulanger et al. (1990) et celle de Laureijs et al. (1989) indiquant la présence de PAH par le rapport des intensités à 12 et $250\mu m$, sont à l'origine de nos observations de ce nuage.

Ainsi, du fait d'un environnement propice à de la dissipation de la turbulence, nous avons observé deux champs de ce nuage avec ACA-ALMA en $^{12}CO(1-0)$. Nous avons pu observer que ces deux champs présentent des différences très marquées : alors que l'un (nommé D) présente des spectres dits simples avec principalement une composante gaussienne, l'autre champ (nommé A) présente des composantes séparées. Dans ce dernier cas, les structures associées sont des filaments de faible intensité et d'un alignement très proche de celui du champ magnétique projeté sur le plan du ciel (Whittet et al. (1987) et données *Planck* fournies par F. Levrier). Ces observations font écho aux résultats de Falgarone (1990) montrant que les ailes des spectres sont associées à des processus turbulents.

Nous faisons donc la proposition que le champ D aurait déjà dissipé toute l'énergie mécanique acquise par une explosion de SN, tandis que le champ A serait encore en train de la dissiper. Toujours est-il que cette distinction, fondamentalement si différente entre deux champs d'un même nuage ayant vécu une histoire très proche et séparés de $\sim 11'$ seulement, est extrêmement intéressante du point de vue de l'analyse structurelle des processus de dissipation de la turbulence. Des observations à plus haute résolution de certaines régions du champ A ou à plus grand champ de vue pour cartographier le reste du nuage donneraient probablement les clefs pour comprendre plus précisément les caractéristiques de ce nuage.

Perspectives

Des cœurs supplémentaires de la Pipe seront observés dans le but de réaliser une nouvelle estimation de la CMF via des mesures multi-traceurs, et d’apporter plus de matières à nos hypothèses. Une observation à résolution angulaire plus fine avec [ALMA](#) par exemple dans les régions de [CVI](#) les plus extrêmes de la Pipe Nebula permettrait de s’approcher encore plus de l’échelle de dissipation. Nous avons aussi pu voir l’ampleur de l’efficacité de l’algorithme [RHT](#) en l’utilisant sur notre cube [PPV](#). Au regard de la multitude de filaments qui composent les cartes de [CVI](#) de la Pipe, il serait tout aussi intéressant de les extraire avec cet algorithme pour pouvoir les caractériser dans le détail.

Concernant DCI, de nombreuses questions restent encore en suspens. Clairement, de nouvelles observations sont nécessaires pour pouvoir approfondir ces questions. Tout d’abord, l’observation des régions autour des champs que nous avons observé permettrait d’apporter un éclairage sur l’histoire de la région. Ensuite, les filaments du champ A pourraient être observés à une résolution angulaire plus fine aussi, comme pour la Pipe Nebula.

L’efficacité d’*Unveil.jl* pourrait maintenant être comparé à d’autres algorithmes de réduction de bruit. Par exemple avec l’algorithme *ROHSA* développé par [Marchal et al. \(2019\)](#) qui performe une séparation des composantes Gaussiennes spectrales en tenant compte de la cohérence spatiale des données. De même, un algorithme de réduction de bruit a été développé par [Einig et al. \(2023\)](#) dans le cadre du traitement de larges cubes de données à [SNR](#) variable. Ce dernier point est d’ailleurs une piste de vérification future du fonctionnement du code *Unveil.jl*. Même si les observations sont réalisées de manière à respecter un [SNR](#) le plus constant possible à travers la carte, il est possible, voire inévitable dans le cas de grandes cartes, qu’il ne le soit pas. Il faut donc s’assurer qu’*Unveil.jl* soit toujours stable même en traitant des données de [SNR](#) variables. Nous avons pu effleurer cette situation avec les données de la Pipe Nebula, mais il est nécessaire de vérifier la stabilité du code sur des données simulées pour comparer au résultat idéal. Enfin, le calcul des [CVI](#) devra être complété d’une seconde méthode, n’introduisant pas de rotation de la carte.

Par l’amélioration significative du rapport signal sur bruit apportée par *Unveil.jl*, ce travail va pouvoir être étayé par son utilisation sur différents jeux de données déjà existants. Cependant, nous avons pu voir qu’une statistique plus grande était nécessaire afin de sonder avec une meilleure précision la dissipation des milieux. Ainsi, de nouvelles observations à grande échelle de nuages moléculaires seront requises. Ces travaux seront explorés notamment lors d’une nouvelle thèse, combinant l’analyse de nouvelles observations grâce à *Unveil.jl*, mais aussi une vérification continue de son bon fonctionnement à l’aide de nouvelles simulations numériques.

Annexes

Annexe A

Fonctionnement, choix de paramètres et résultats de la RHT

Cette annexe présente plusieurs éléments importants relatifs à l'algorithme [RHT](#) utilisé sur les observations de la Pipe Nebula (voir Chap. 5).

1 Origine et utilisation du Rolling Hough Transform

La méthode [RHT](#) prend son origine dans la *Hough Transform*, une méthode brevetée par [Hough \(1962\)](#) pour détecter des motifs linéaires (c'est-à-dire des traces) dans des photographies de chambre à bulles. Les particules étudiées dans ces chambres étant très petites, il devenait important de développer une méthode d'identification automatique. À l'époque, il est estimé qu'une seule photographie d'interaction particule/chambre à bulle prenait plusieurs heures à un observateur aguerri pour être analysée ; avec la multiplication du nombre de photographies produites dans ces années par la physique subatomique, on comprend rapidement l'intérêt d'un tel dispositif.

Cependant, cette méthode n'apporte pas d'information sur le réseau que forme les structures. Chaque structure est divisée en plusieurs segments, traités individuellement, sans possibilité de connaître sa position par rapport aux segments alentours. C'est ce point que la méthode RHT, présentée par [Clark et al. \(2014\)](#), cherche à combler. Elle a été codée afin de pouvoir détecter des structures en HI parallèles et allongées (appelées *fibers*) dans des cartes provenant du Galactic Arcibo L-Band Feed Array HI (GALFA-HI) et du Parkes Galactic All Sky (GASS), opérant dans le domaine radio. L'objectif de cette étude est de comprendre l'origine de ces structures très allongées en explorant la corrélation entre ces orientations et l'orientation du champ magnétique projeté sur le plan du ciel, tracée par la polarisation des étoiles. Ils ont pu, entre autres résultats, montrer l'existence d'un réel alignement entre le champ magnétique projeté et les fibers. Cet algorithme a été aussi utilisé dans des travaux plus récents ([Malinen et al., 2016](#), [Panopoulou et al., 2016](#), [Alina et al., 2019](#)), mais aussi sur des simulations ([Inoue & Inutsuka, 2016](#)).

D'autres algorithmes d'identification de structures existent. On peut par exemple citer la méthode Histogram of Relative Orientations (HRO) de [Soler et al. \(2013\)](#), qui utilise

le gradient d'intensité entre des pixels proches pour définir les bords de structures. Cette méthode a été utilisée par [Planck Collaboration et al. \(2016\)](#) pour comparer l'orientation des structures de poussières observées par le satellite Planck par rapport à l'orientation du champ magnétique. Ce principe est efficace pour des structures bien distinctes les unes des autres. Dans le cas de nos observations de la Pipe, on trouve beaucoup de structures qui se superposent ou font partie d'un milieu ambiant. Son utilisation n'est donc pas approprié à nos données.

Un autre algorithme appelé *FilFinder* permet cette identification, présenté par [Koch & Rosolowsky \(2015\)](#). Celui-ci travaille région après région dans une carte. Pour chaque région, un pixel considéré appartient à une structure si son intensité est supérieure à l'intensité médiane de la région. Pour les mêmes raisons qu'énoncées ci-dessus, ce principe n'est pas adapté à notre étude. Aussi, deux paramètres utilisés dans le pré-traitement des données sont utilisés, faisant l'hypothèse que la largeur des filaments est égale à la largeur universelle d'[Arzoumanian et al. \(2011\)](#). C'est un traitement que nous souhaitons éviter afin de ne pas introduire ce biais dans notre extraction.

2 Fonctionnement de la méthode

La première étape est un pré-traitement qui consiste à supprimer les structures diffuses à grande échelle afin de ne faire ressortir que les structures dorsales. Pour ce faire, l'image est d'abord lissée par un kernel *top-hat* $K_{i,j}$, de rayon D_k donné, que l'on utilise pour être soustraite à l'image initiale.

Le rayon du kernel doit toujours être pair, afin de produire un kernel dont la taille est impaire. Si le rayon $D_k = n$, alors le kernel sera de dimension $N = 2n + 1$.

$$K_{i,j} = \begin{cases} 1, & \text{si } (i^2 + j^2) \leq D_K \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Le résultat de la convolution d'une image par ce kernel est ensuite divisé par le poids du kernel $W = \sum_{i,j} K_{i,j}$ afin de retrouver des intensités cohérentes avec l'image originelle.

Ce qui est intéressant ici, c'est qu'un grand kernel ne va pas seulement permettre de conserver les bords des structures, mais aussi leurs structures internes, que l'on appellera structures dorsales. C'est la division par le poids dépendant de D_k qui permettra de les retrouver. Comme la convolution fait la somme des pixels dans un rayon égal à la taille du kernel, diviser ce résultat par le nombre de pixels nous donne en fait une valeur moyenne.

Chaque structure linéaire est décomposable en une multitude de structures linéaires, que l'on peut exprimer via leurs angles θ et via leurs tailles ρ :

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (\text{A.2})$$

Ainsi, chaque pixel de la carte dans l'espace (x,y) est transposable dans l'espace (ρ,θ) , en fonction de leurs orientations et longueurs. Le processus permettant d'associer chaque

pixel dans ce nouvel espace est la transformation de Hough.

L'un des intérêts de la méthode RHT est qu'elle permet de s'affranchir d'une hypothèse sur une taille des structures, en passant d'un espace (ρ, θ) à (θ) . Pour cela, elle découpe la carte en plusieurs régions circulaires centrées sur le pixel étudié (qui se retrouve alors à la position $\rho=0$). Le diamètre de la région circulaire est noté D_w , et on notera cet extrait E . À partir de la taille D_w , le code RHT produit un autre cube de dimension $C = (D_W, D_W, n)$ avec n le nombre d'angles θ considérés :

$$C_{x,y,\theta} = \begin{cases} 1, & \text{si } \theta = \arctan(\frac{y}{x}) \pmod{\pi} \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Ce cube fait office de masque pour des angles θ donnés. Ainsi, multiplier toutes les orientations du masque sur la région extraite E permettra de découper la région en plusieurs angles. Au pixel central est alors assigné une valeur égale à la somme des intensités le long de l'axe d'orientation donné par θ . On obtient alors un cube dans lequel chaque pixel contient l'intensité totale d'une structure linéaire d'un angle donné à laquelle il appartient sur une longueur D_w . Notant le disque transformé T on a :

$$T_{x=0,y=0,\theta} = \sum_{i=1}^{D_W} \sum_{j=1}^{D_W} E_{i,j} C_{i,j,\theta} \quad (\text{A.4})$$

Partout ailleurs, les valeurs du disque seront nulles.

Cette transformation de Hough est aussi réalisée sur un kernel top-hat noté K et de taille D_w . Ce faisant, on obtient \aleph , le nombre total d'éléments non-nuls à un angle θ donné :

$$\aleph_{x=0,y=0,\theta} = \sum_{i=1}^{D_W} \sum_{j=1}^{D_W} K_{i,j} C_{i,j,\theta} \quad (\text{A.5})$$

Divisant le résultat de la transformation de Hough par cette valeur, on obtient une moyenne : on divise la somme des intensités à un angle donné, par le nombre d'éléments sommés. Après cette division pour chaque pixel central de toutes les régions, on lui soustrait, pour chaque angle, la fraction de seuil Z . Il sera ensuite conservé si la valeur finale est supérieure à 0. Notant F le résultat, l'opération s'écrit :

$$F_{x=0,y=0,\theta} = \begin{cases} \frac{T_{x=0,y=0,\theta}}{\aleph_{x=0,y=0,\theta}} - Z, & \text{si } \frac{T_{x=0,y=0,\theta}}{\aleph_{x=0,y=0,\theta}} - Z \geq 0 \\ 0, & \text{0 sinon} \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Ce processus est ensuite réalisé sur toute la carte ; comme on extrait des disques à travers la carte, le nom de cette méthode est alors une "Rolling Hough Transform". Concrètement, le choix de D_w et du seuil vont être cruciaux, car finalement, seuls les pixels alignés sur le pixel central et ayant une intensité supérieure à ce seuil sont extraits, conservant leur position dans l'espace (x,y) ainsi que l'angle θ . Le résultat est ensuite projeté dans l'espace (x,y) afin d'obtenir les positions des structures. Une carte des filaments

peut alors être produite en intégrant suivant la dimension θ .

Les données renvoyées par [RHT](#) sont dites en unités *d'intensité RHT*. Chaque pixel contient une valeur proportionnelle au nombre de pixels alentour qui forment un filament avec lui à un angle donné. Dans la suite du texte, j'utiliserai plutôt le terme de *degré de filamentation*, car c'est bien ce dont rend compte l'intensité RHT : le degré d'appartenance pour chaque pixel aux filaments alentour.

3 Choix des paramètres adaptés à nos observations

L'étape de pré-traitement, qui consiste à soustraire une image convoluée de l'image brute, a un impact très fort sur les données. Je montre son impact sur 4 canaux en vitesse de notre carte dans la [Fig. A.1](#). Avant ce traitement, j'ai moyenné le cube sur 0.2km/s, soit 4 fois la résolution en vitesse. Cette étape permet d'augmenter le [SNR](#) de chaque structure.

Dans cette figure, je montre 4 intervalles en vitesse importants $[v_i, v_f = v_i + 0.2\text{km/s}]$, avec v_i notée en haut à gauche de chaque sous-figure, soit 1.8, 2.8, 3.8, et 5.8km/s. On gardera cette notation pour la suite de cette étude. Chaque intervalle est séparé des autres par des traits pleins noirs. La première ligne de chacun de ces cadres est le résultat de la convolution par un kernel top-hat de rayon D_k indiqué en dessous (cf [Eq. A.1](#)) sur l'intervalle considéré. La seconde ligne est la soustraction de l'image brute par le résultat de la convolution, la première colonne représentant l'image brute. Les échelles de couleur sont identiques pour les figures de la première ligne et identiques pour les trois dernières de la seconde ligne. L'unité est en intensité RHT, qui n'a pas de sens physique. La convolution par le kernel réalise un effet de flou qui va lisser les structures dorsales de nos images. Dans le résultat de la convolution (ligne 1 de chaque quartier de la [Fig. A.1](#)), plus le kernel est large plus on conserve les grandes structures. À l'inverse, les résultats de convolution à $D_k = 2$ pixels contiennent toujours des structures fines. Ainsi, lors de la soustraction de la carte d'origine par ces cartes convoluées (seconde ligne de chaque intervalle en vitesse), on va supprimer ces structures. L'objectif est donc de réduire les délimitations des structures dans le résultat de la convolution. À 1.8 km/s, la [Fig. A.1](#) montre un canal en vitesse avec une émission très faible, proche du bruit et très petites spatialement, située à $(\Delta RA, \Delta DEC) \sim (-15, 20)'$. On voit que le kernel trop petit ne va pas permettre de conserver ces structures dans l'image finale, alors que le kernel à 14pix le permet. En effet, moyennant à petite échelle, le kernel de petit rayon va conserver ces petites structures, et alors les supprimer de l'image lors de la soustraction. Cependant, il y a une contre-partie ; plus le kernel est grand et plus les bords vont impacter l'image. On a ainsi une perte non négligeable à mesure que l'on augmente la taille du kernel. Dans l'exemple que je montre ici, une taille de 6 pixels semble être une contre-partie adéquate.

Notre carte possède des structures qui sont très arrondies. Afin de reproduire au mieux ces arrondis, il est nécessaire de choisir un D_w le plus petit possible (cf [Eq. A.4](#)). En effet, plus il sera petit, et plus elles seront décomposées en petites structures linéaires, reproduisant petit à petit les arrondis. On voit ce résultat dans la [Fig. A.2](#). Le découpage

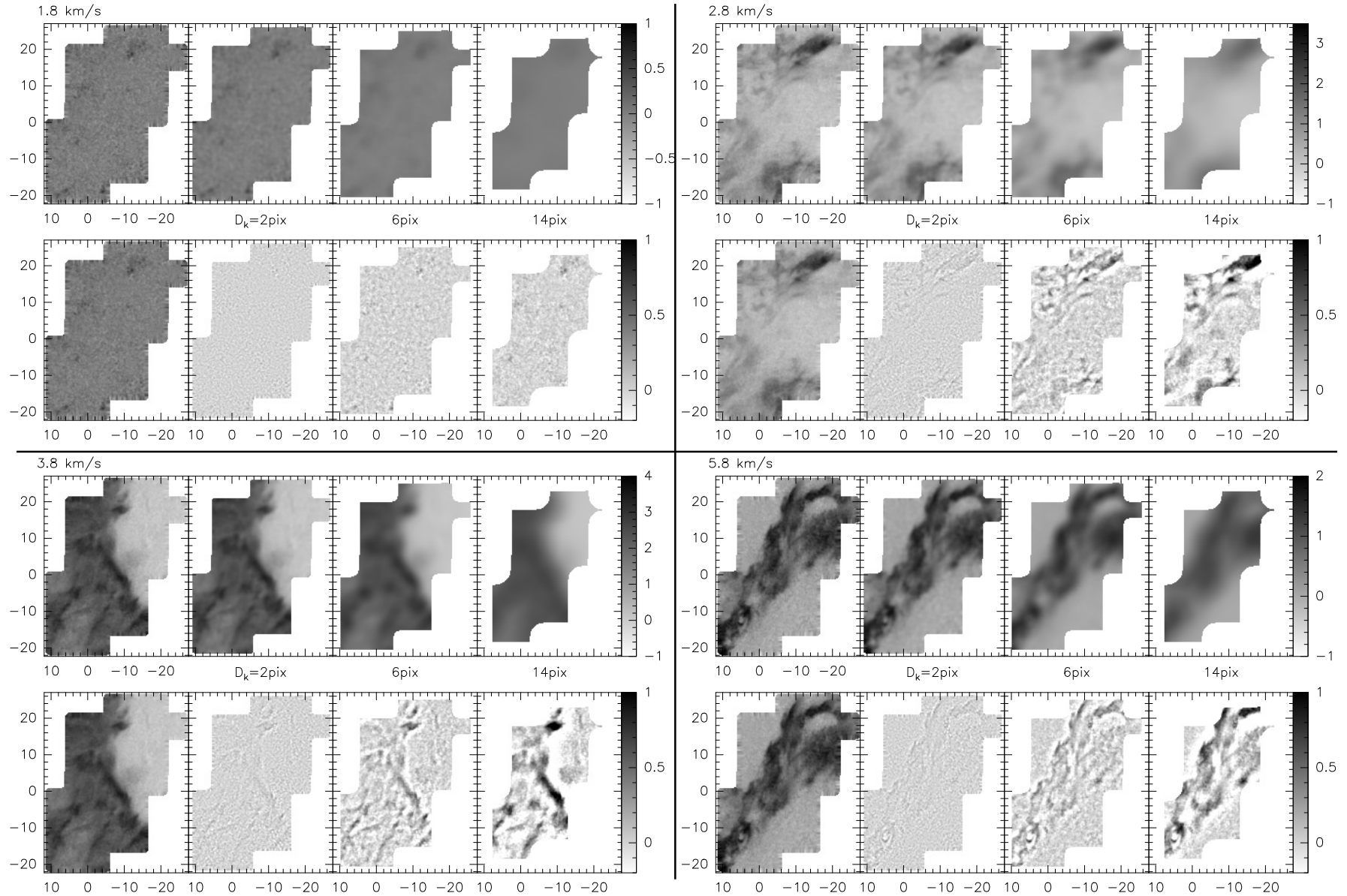


FIGURE A.1 – Impact de la taille du kernel choisi pour la convolution lors du pré-traitement effectué par RHT. La figure est divisée en 4 parties, chacune associée à un canal en vitesse du cube lissé à 0.2 km/s. Chaque partie montre en première ligne le résultat de la convolution par un kernel de taille D_k sur le canal en vitesse de la première colonne. La seconde ligne montre le résultat de la soustraction du canal en vitesse par le résultat de la convolution.

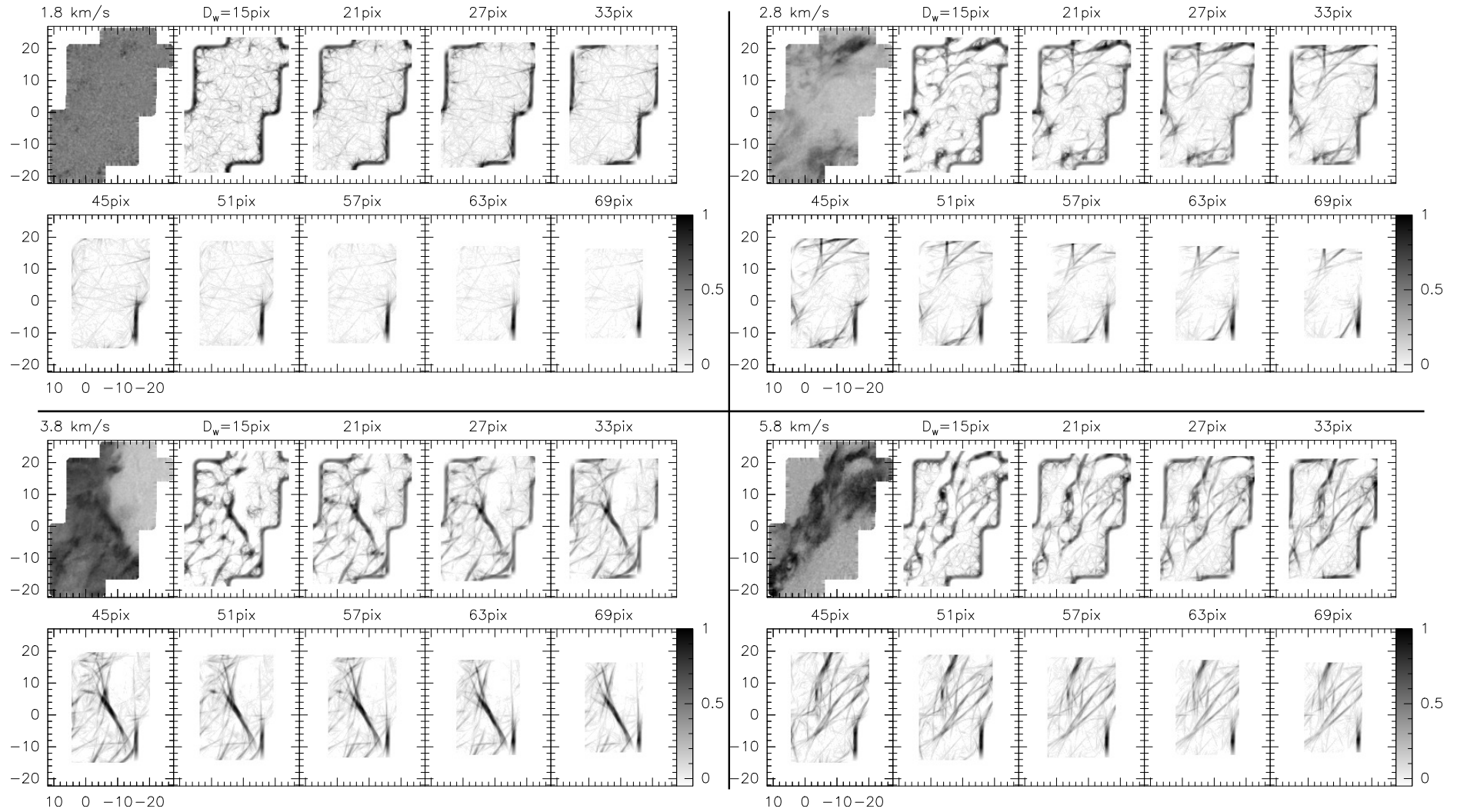


FIGURE A.2 – Impact du rayon du disque D_w extrait par RHT lors de la procédure de détection des structures. La figure est divisée en 4 parties, chacune associée à un canal en vitesse du cube lissé à 0.2 km/s. Chaque partie montre différents résultats de la procédure RHT effectuée à des valeurs de rayon de disque différentes (indiqué au-dessus de chaque image). Ici, le rayon du kernel D_k est fixé à 6 pixels.

en 4 intervalles de vitesse est le même que pour la figure précédente. Chaque sous-figure est le résultat de la **RHT** avec une valeur de D_w différente donnée au-dessus, la première étant la carte brute. Ces **RHT** sont réalisées avec un D_k de 6 pixels. Le fait d’avoir un petit D_w permet de mieux conserver les structures arrondies, comme on peut le voir à 2.8km/s. Dans cet intervalle, on voit deux structures particulièrement arrondies : en $(\Delta RA, \Delta DEC) \sim (-10, 18)$ et à $(-2, -14)$. Ces deux structures perdent leurs formes arrondies dès le passage à $D_w \geq 21$ pix. C’est aussi une évolution très marquée dans le traitement du canal à $v_i = 5.8$ km/s. Dans cet intervalle en vitesse, de nombreuses structures montrent des arrondis marqués ; c’est une région très importante dans notre traitement. Très rapidement en augmentant D_w , les structures présentent des formes linéaires.

Le seuil Z , décrit Eq. A.6, permet notamment de nettoyer la carte des structures apparentées à du bruit. La Fig. A.3 montre, pour les mêmes vitesses que précédemment, l’impact de ce paramètre. Les structures de bruits sont très visibles dans le canal à 1.8 km/s, canal en vitesse presque entièrement bruité. Plus le paramètre est élevé, et moins les structures à faible intensité seront conservées. Le seuil à 0.5% est évidemment trop faible, car il conserve toutes les structures de bruit. D’après le résultat du canal à 1.8km/s, un seuil à 0.7% est encore trop faible mais dans les autres canaux, un seuil à 0.7% permet de conserver la plupart des structures tout en enlevant énormément de structures de bruits.

Finalement, voici les valeurs de paramètre sur lesquelles j’ai convergé, qui peuvent être évidemment discutées. Avec **RHT**, nous ne souhaitons extraire que des structures qui sont visibles à l’œil dans la carte d’origine. Il est possible que certaines structures nous échappent après l’utilisation de la **RHT**, mais si tel est le cas, ne pouvant les discerner à l’œil dans les cartes, nous considérons que leur importance dans le cube d’origine n’est pas cruciale.

Pendant le pré-traitement, un rayon $D_k=8$ pixels (soit 0.96mpc avec un intervalle entre 2 pixels de 0.12mpc) est raisonnable. Concernant la fenêtre, un rayon à 9 pixels (soit 1.08mpc) permet d’apprécier au mieux les structures arrondies de notre carte. Puis, un seuil à 0.7% est nécessaire pour suffisamment enlever les structures obtenues dans le bruit. Finalement, j’ai aussi ajouté un second seuil qui supprime tout pixel ayant une intensité inférieure à 0.1 (intensité **RHT**). Cela permet d’enlever les artefacts sans pour autant nuire aux structures des filaments. Utilisant **RHT** sur chaque carte par canaux du cube d’origine, on obtient la carte de droite de la Fig. A.4. Dans cette Figure, on peut remarquer que les structures filamenteuses de la carte **RHT** ont une intensité très significative en comparaison des structures bruitées aux alentours. En réalité, il n’est donc pas nécessaire d’augmenter davantage la valeur du seuil Z puisqu’il est ici facile de distinguer les vraies structures des fausses.

Ces paramètres sont suffisants pour l’analyse visuelle des structures. Cependant, pour extraire l’orientation de ces structures, le paramètre D_w a été changé de 9 à 15pixels. Comme mentionné dans la Section 4.3 du Chapitre 5, cette modification fait perdre plus de bords de la carte. Elle permet d’éviter que des largeurs de filaments soient considérées comme de petites structures, ayant pour effet d’augmenter artificiellement le nombre de structures de certaines orientations.

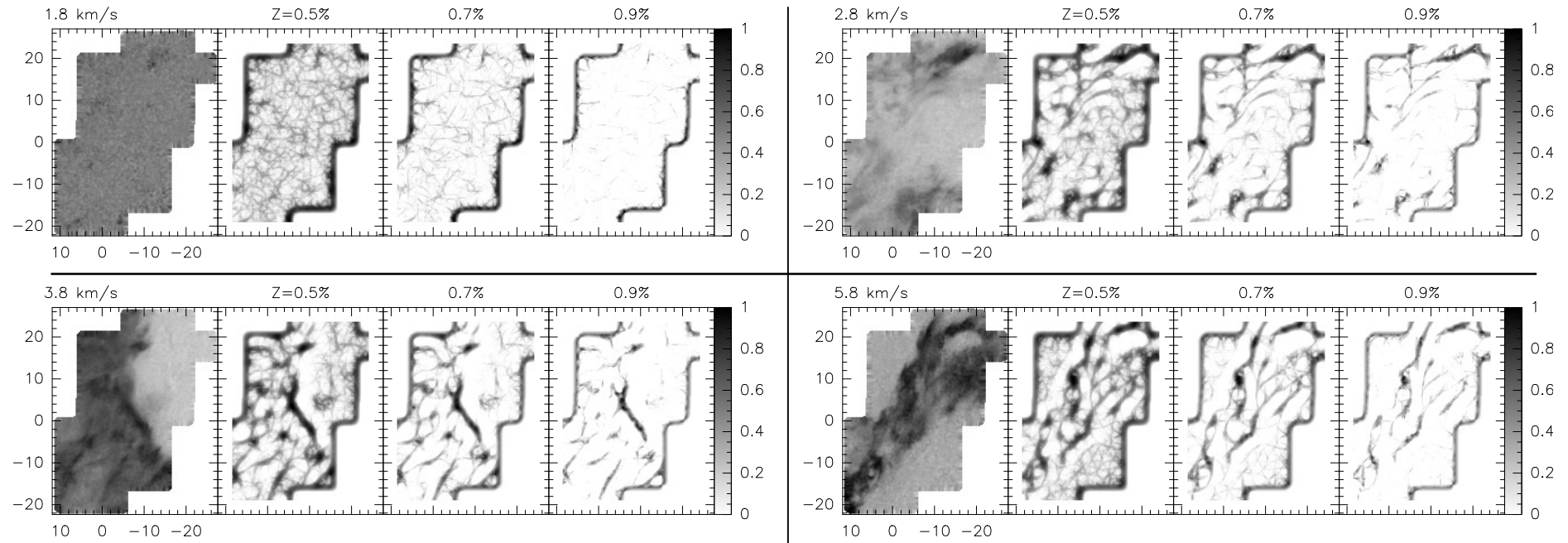


FIGURE A.3 – Impact du seuil Z sur les résultats de RHT. La figure est divisée en 4 parties, chacune associée à un canal en vitesse du cube lissé à 0.2 km/s . Chaque partie montre différents résultats de la procédure RHT effectués à plusieurs valeurs de seuil (indiqué en haut de chaque figure). Ici, le rayon du kernel D_k est choisi égal à 6 pixels et le D_w à 15 pixels.

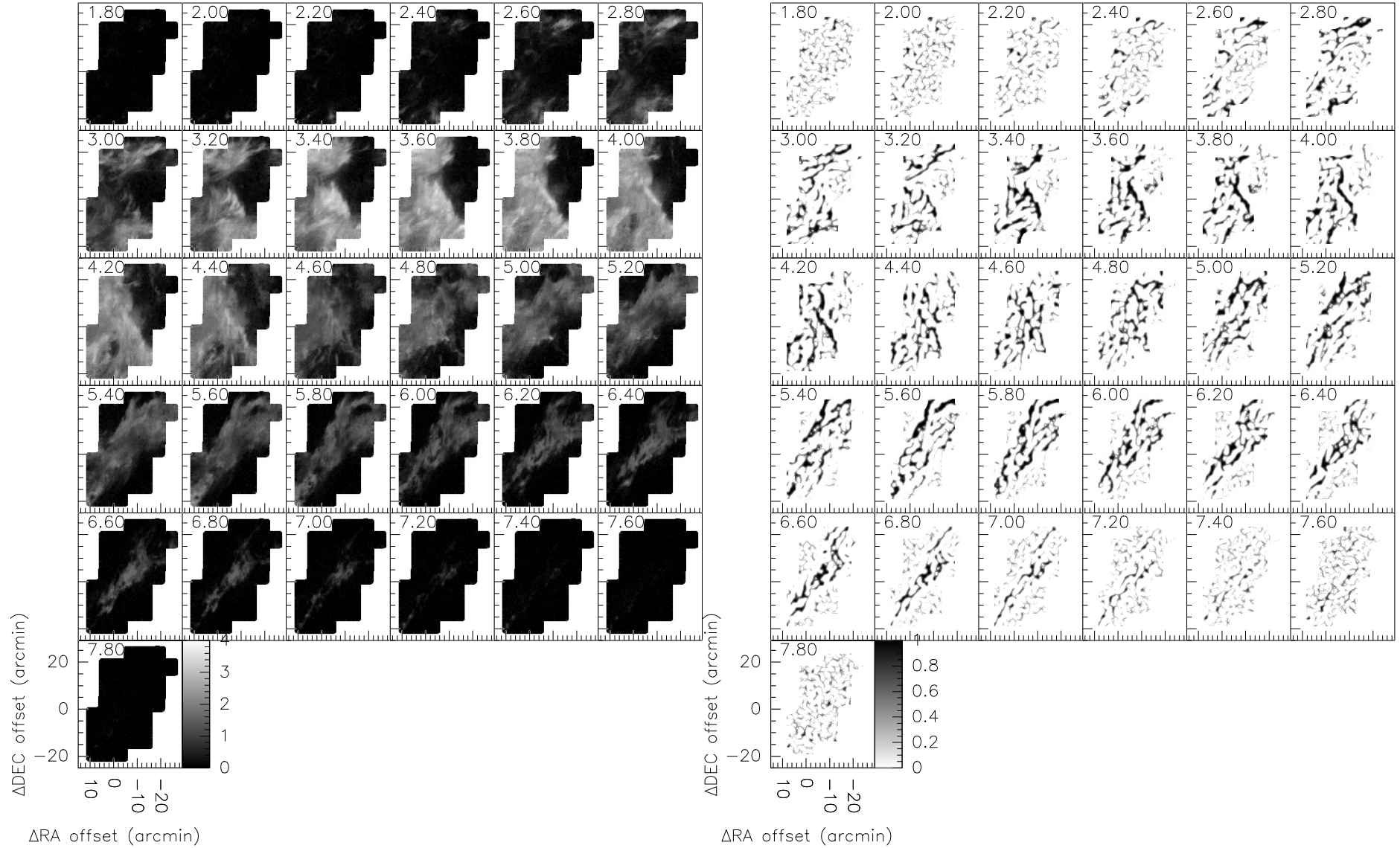


FIGURE A.4 – *Gauche* : Carte par canaux du cube lissé à 0.2 km/s. *Droite* : Résultat de la procédure RHT sur le cube lissé pour $D_k=8$ pixels, $D_w=9$ pixels et $Z=0.7\%$.

4 Vérifier la largeur des filaments extraits par la RHT

Pour notre étude, nous voulons pouvoir extraire les structures que l'on observe dans les cartes sans perdre d'information. Avec la Fig. A.1, on a pu voir que certains choix du paramètre D_k ne permettent pas de reproduire correctement la longueur ou la taille des structures. Il est donc nécessaire pour nous de tester différentes configurations de la RHT sur des données simulées pour lesquelles nous connaissons parfaitement la largeur des filaments afin de tester la fiabilité de cette méthode.

J'ai donc construit une image contenant 10 filaments. Ils sont construits par des Gaussiennes d'amplitude 1, et de dispersion variable, allant de 2 pixels à 20 pixels par pas de 2. Un bruit suivant une loi gaussienne de dispersion 0.05 est aussi ajouté. Puis, je réalise plusieurs RHT sur cette image, choisissant un D_w et un seuil Z constants (25 et 0.8), et faisant varier D_k : de 2 à 20, par pas de 4. La raison de cette exploration de paramètres est que nous aimerions pouvoir distinguer des filaments étroits et des filaments larges dans le cube. De plus, la valeur de D_k doit à minima être égale à 4 et on a vu par l'expérience qu'une valeur supérieure à 12 est trop grande. Dans la Fig. A.5, je trace dans chaque panneau le résultat pour un des filaments par des points noirs. En rouge, vert et bleu sont les résultats RHT pour des valeurs de $D_k = 2, 10$ et 20 . Cette figure est modifiée afin de pouvoir être analysée, car en réalité, les résultats sont en intensité RHT. Ces intensités sont très faibles lorsque D_k est petit et augmente avec lui. Ainsi, il est difficile de comparer la largeur du filament extrait avec le filament originel si D_k est trop faible. Pour permettre une comparaison plus simple, j'ai donc divisé les intensités RHT par la valeur maximale d'intensité RHT obtenue pour un filament. Cela ne pose aucun problème aux bords, puisque la RHT remplit de 0 les pixels autour de la structure qu'elle extrait (cf. Eq. A.6). Multiplier le résultat RHT par un facteur ne fera donc pas varier artificiellement la largeur du filament extrait.

On remarque dans cette figure qu'à chaque point noir hors du bruit sont associées des points colorés supérieurs à zéro. Les points noirs représentant les filaments simulés et les points colorés les filaments extraits par RHT, on voit que tous les filaments sont retrouvés à n'importe quel D_k . Qu'ils soient 10 fois plus petits ou 10 fois plus grands que la largeur du filament, celui-ci est retrouvé. Cependant, les filaments retrouvés ont une allure plus piquée que les filaments d'origine, avec une dispersion à mi-hauteur qui semble moins grande. Cela est probablement dû à l'effet de flou qui va aiguïser les bords des structures. Cependant, cela se fait sans perte d'informations aux bords. En effet, la largeur à la base des filaments est bien égale à la largeur du filament ; lorsqu'un point du filament est au niveau du bruit, RHT renvoie une valeur nulle. Il faut cependant se souvenir qu'un fin filament aura une intensité RHT faible. À l'inverse, un filament large et d'intensité presque constante (proche d'un top-hat) sera extrait tel qu'une Gaussienne, centrée sur la position centrale du filament d'origine.

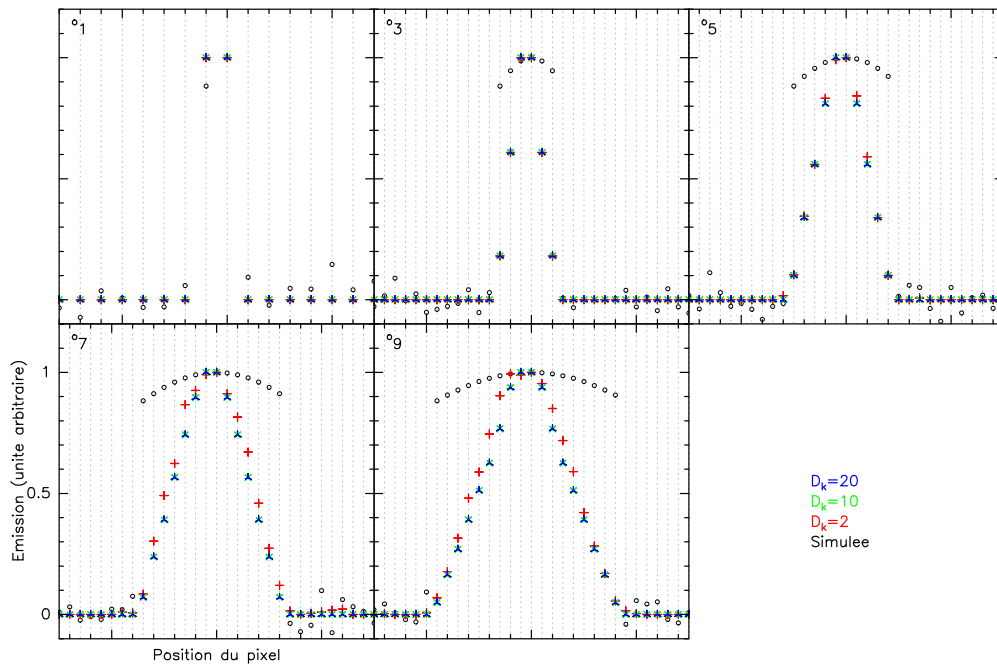


FIGURE A.5 – Filaments simulés en noir superposés au résultat de RHT. Les filaments sont tous construits par une Gaussienne de dispersion variable : égale à 2 pixels pour le premier filament, elle augmente ensuite par pas de 2 pixels jusqu'à atteindre 20 pixels. Différentes valeurs de D_k (taille du kernel de convolution) sont testées : 2 pixels en rouge, 10 en vert et 20 en bleu. L'émission est ici sans unité et les axes horizontaux donnent la position du filament. Seuls les deux premières figures du haut ont une échelle horizontale plus fine que les autres figures, la largeur de ces filaments étant trop faible pour être montrée sinon.

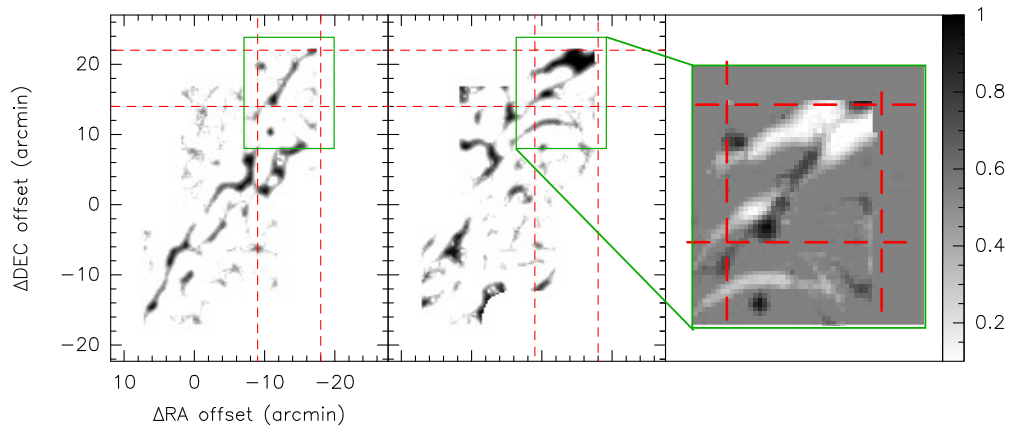


FIGURE A.6 – Paire de structures A extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

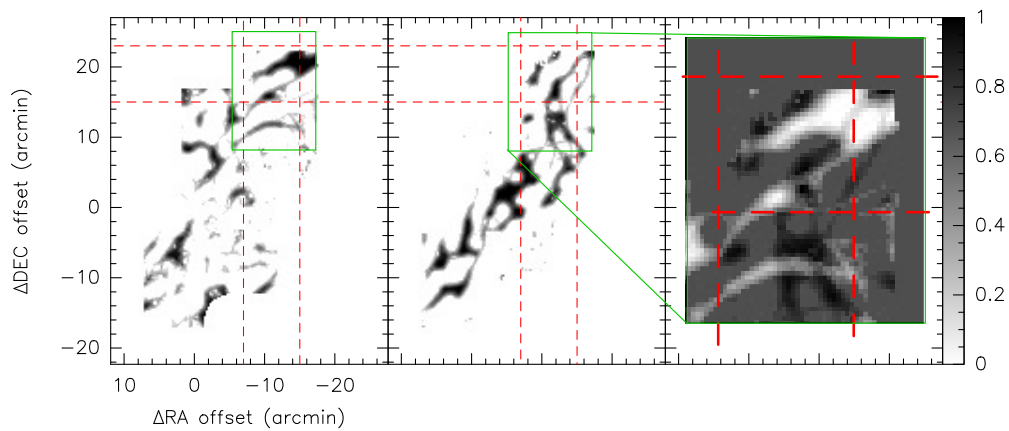


FIGURE A.7 – Paire de structures B extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

5 Paires de filaments extraites

Ici sont affichées toutes les paires de structures extraites.

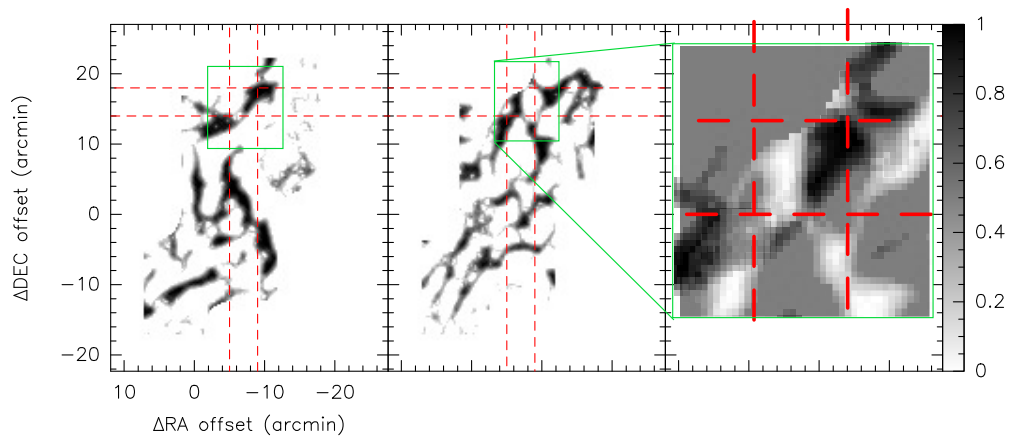


FIGURE A.8 – Paire de structures C extraites des observations de la Pipe Nebula à l’aide d’un traitement RHT.

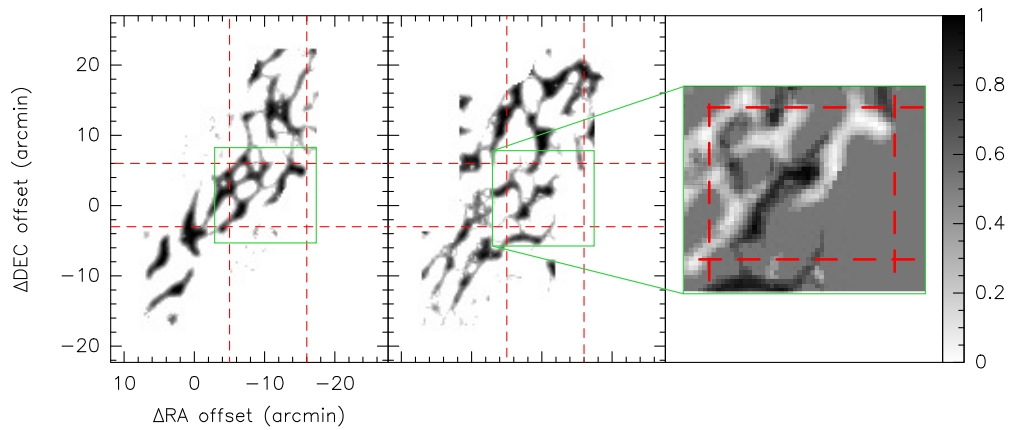


FIGURE A.9 – Paire de structures D extraites des observations de la Pipe Nebula à l’aide d’un traitement RHT.

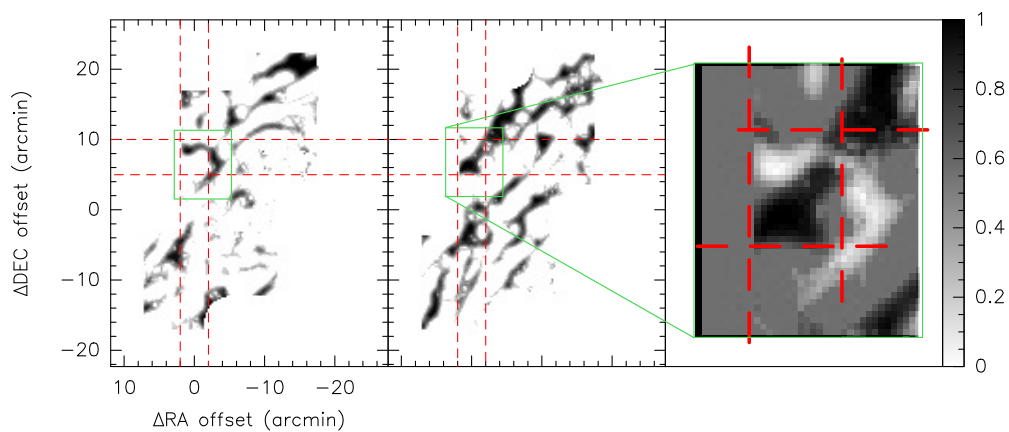


FIGURE A.10 – Paire de structures E extraites des observations de la Pipe Nebula à l’aide d’un traitement RHT.

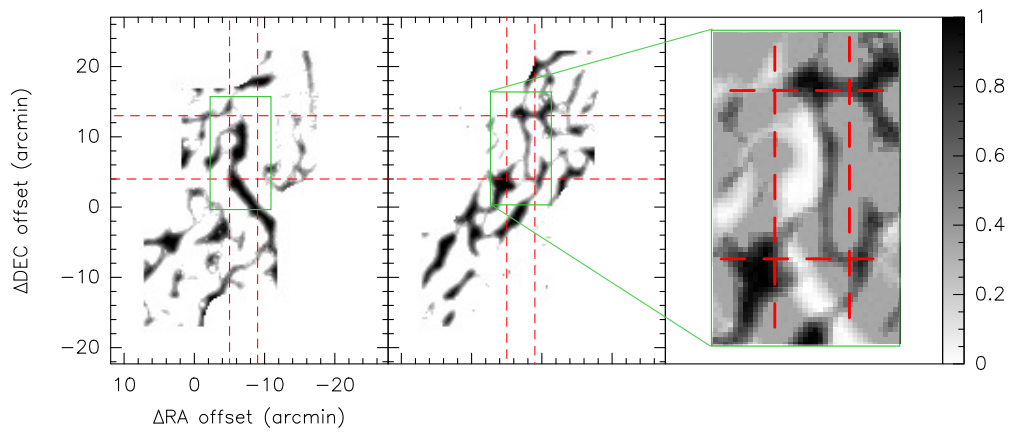


FIGURE A.11 – Paire de structures F extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

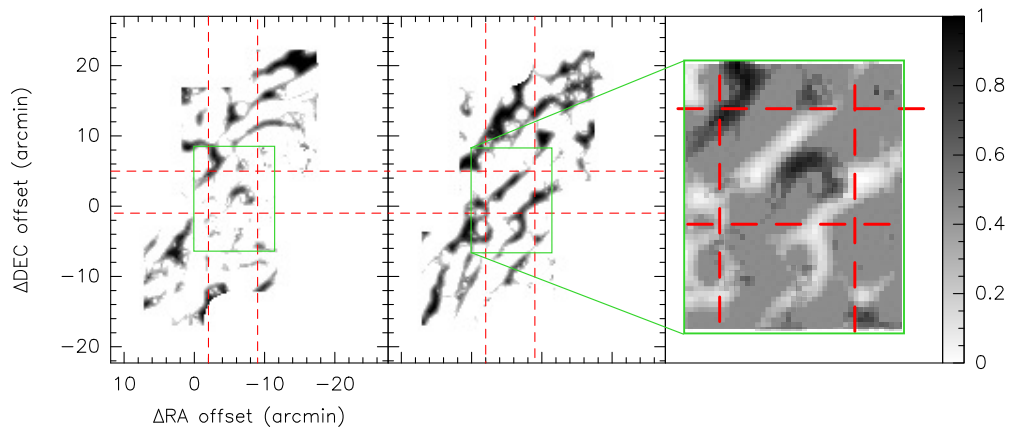


FIGURE A.12 – Paire de structures G extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

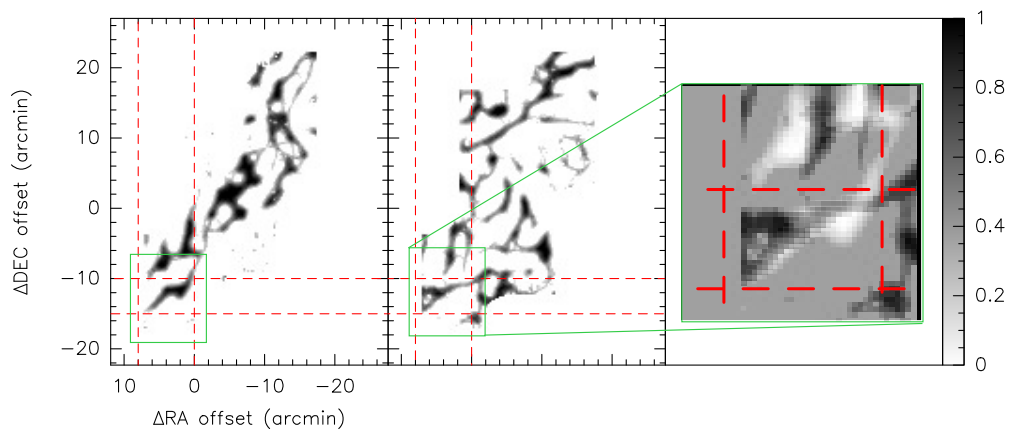


FIGURE A.13 – Paire de structures H extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

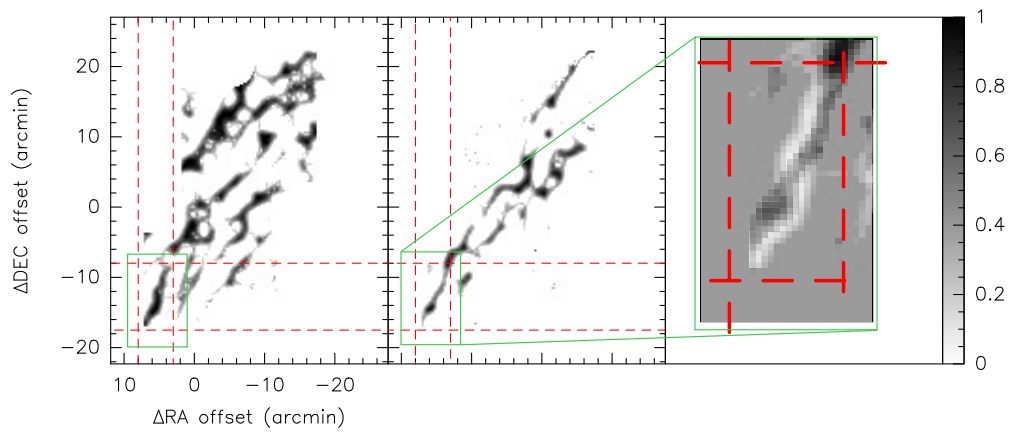


FIGURE A.14 – Paire de structures I extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

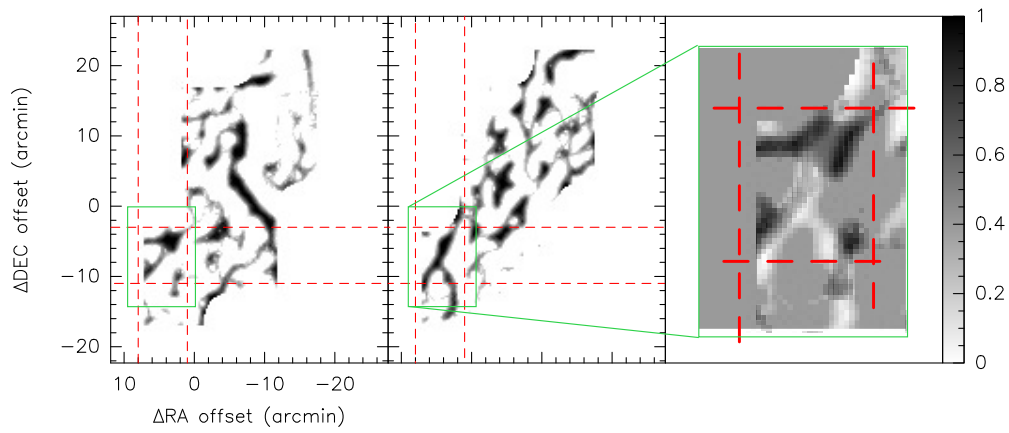


FIGURE A.15 – Paire de structures J extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

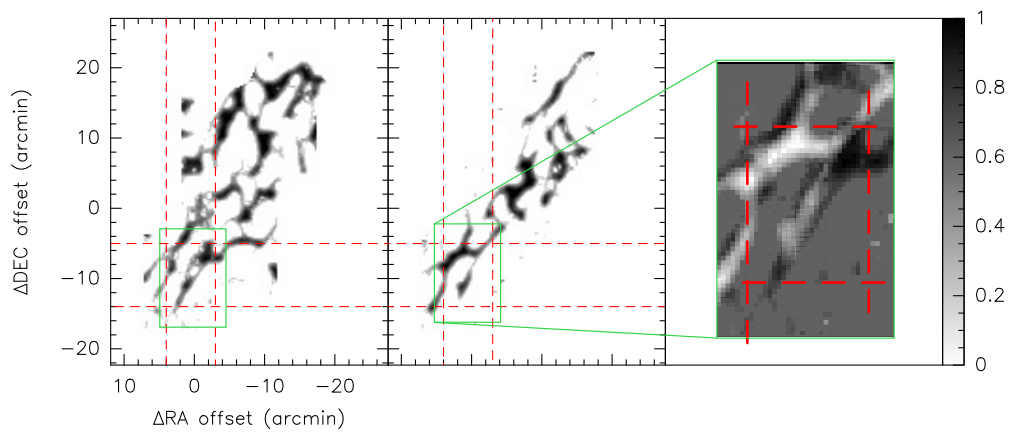


FIGURE A.16 – Paire de structures K extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

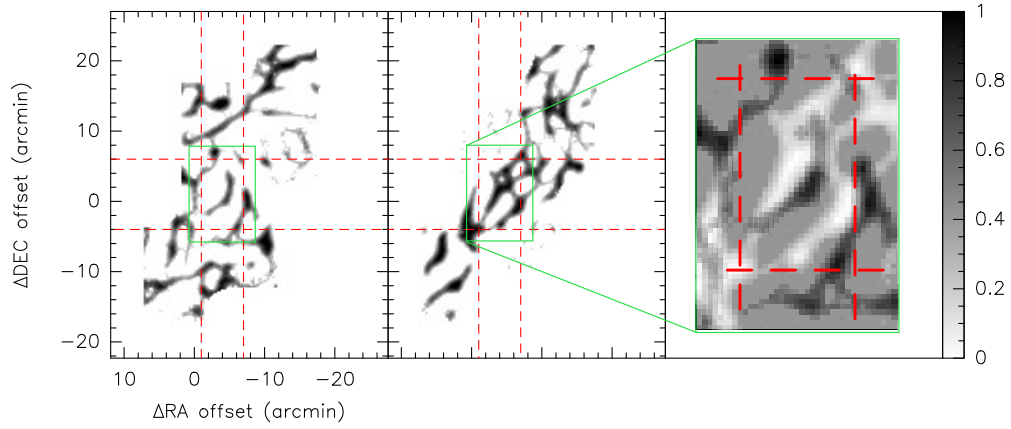


FIGURE A.17 – Paire de structures M_1 extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

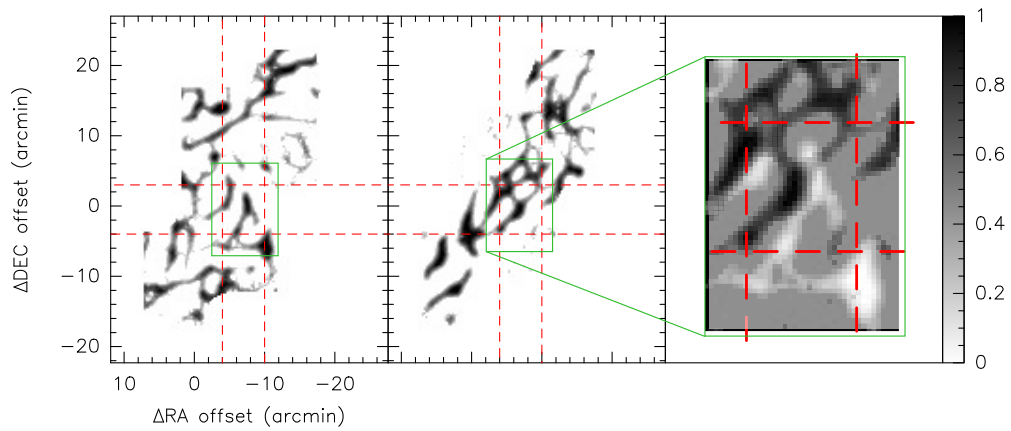


FIGURE A.18 – Paire de structures M_2 extraites des observations de la Pipe Nebula à l'aide d'un traitement RHT.

Annexe B

Estimation des paramètres de champ magnétique de la Pipe Nebula

Les paramètres associés au champ magnétique estimés dans cette Annexe sont calculés à partir de nos observations et de celles de la littérature sur la Pipe Nebula. L'objectif est d'estimer en premier lieu le champ magnétique, afin de pouvoir ensuite décliner les nombres de Machs et le beta-plasma, afin de caractériser ce nuage.

Dans le papier présenté dans le Chapitre 5, Section 2, une estimation des nombres de Machs et du beta-plasma est aussi réalisée, avec cependant l'intensité du champ magnétique prise dans la littérature et non d'après nos observations. Les résultats finaux s'en trouvent en partie changé, mais les conclusions sont les mêmes.

1 Intensité du champ magnétique

Le champ magnétique étant un paramètre primordial dans l'évolution des nuages moléculaires, nous avons estimé son intensité dans la Pipe Nebula. Pour cela, on part généralement de la formule de [Davis-Chandrasekhar-Fermi \(DCF\)](#) ([Davis, 1951](#), [Chandrasekhar & Fermi, 1953](#)) qui prend en compte la dispersion des vitesses non-thermiques σ_v , la densité volumique ρ et la dispersion de polarisation σ_ϕ :

$$B_0 = f \sqrt{4\pi\rho} \frac{\sigma_v}{\sigma_\phi} \quad (\text{B.1})$$

Depuis la conception de cette équation, plusieurs théories et simulations numériques l'ont modifié, proposant des ajustements spécifiques aux caractéristiques du milieu étudié. Ainsi, cette équation fait l'hypothèse que la dispersion des angles de polarisation σ_ϕ est induite par les fluctuations [MHD](#) incompressibles. Développée dans le cas d'un milieu compressible par [Skalidis & Tassis \(2021\)](#), cette équation devient :

$$B_0 = \sqrt{2\pi\rho} \frac{\sigma_v}{\sqrt{\sigma_\phi}} \quad (\text{B.2})$$

Le milieu interstellaire étant compressible, nous suivons cette dernière équation.

1.1 Détermination de la dispersion de polarisation

Plusieurs mesures de la polarisation de la poussière ont été réalisées à travers la Pipe Nebula. Dans l'étude de [Franco et al. \(2010\)](#), la polarisation des grains a été mesurée en extinction à travers 46 champs de $12 \times 12'$ répartis sur toute la Pipe. Plusieurs mesures sont réalisées dans chacun de ces champs, sur un nombre d'étoiles variant de 50 à 486, avec une moyenne de 211 étoiles par champ. La région que nous avons observé en ^{12}CO recouvre entièrement le champ numéro 30 de cette étude, nous utilisons donc leurs données. Le haut de la Fig. B.1 est une carte Herschel-Spire à $500 \mu\text{m}$ sur laquelle j'ai tracé les angles de polarisation mesurés dans cette étude en noir. En violet est indiquée la dispersion autour de ces angles. Le rectangle vert est la région agrandie dans le panneau du bas, dans lequel on peut voir toutes les valeurs d'angles de polarisations ainsi que les histogrammes de chaque champ de cette région. Les encadrés en pointillés rouges délimitent la région de notre carte ^{12}CO .

On peut remarquer que l'angle de polarisation moyen est à peu près constant le long de la Pipe, centré autour de 160° . Cet angle est principalement orienté perpendiculairement à l'axe du filament principal de la Pipe. La dispersion des angles de polarisation varie plus fortement, avec une très grande dispersion dans B59 ($\sim 40^\circ$), et au contraire une dispersion faible dans la région HD (e.g. Bowl) ($\leq 10^\circ$), comme j'ai pu le mentionner dans la Section 1.

Afin de tenir compte de la dispersion des mesures dans les régions proches de notre champ (c'est-à-dire à l'échelle du parsec), nous avons pris les mesures de 4 champs : les 30, 31, 32 et 36 (le 30 étant celui entièrement recouvert par notre carte). Considérons une distance de 163pc à la Pipe, ce dernier est séparé de $\sim 1\text{pc}$ sur le plan du ciel des trois autres. La dispersion totale σ_ϕ est ensuite obtenue par addition quadratique de deux termes qui sont chacun calculé dans ces 4 champs : $\langle \sigma_\phi \rangle$ qui est la moyenne des dispersions des angles de polarisation, et σ_μ la dispersion de la moyenne des angles de polarisation d'un champ :

$$\begin{aligned} \sigma_\phi^2 &= \langle \sigma_\phi \rangle^2 + \sigma_\mu^2 \\ &= 4.0^2 + 3.2^2 \end{aligned} \tag{B.3}$$

Le résultat donne une dispersion de l'angle de polarisation $\sigma_\phi = 5.1^\circ$, que nous allons arrondir à 5° .

Afin d'améliorer la précision des valeurs moyennes d'angle de polarisation pour un champ donné, [Franco et al. \(2010\)](#) ont sélectionné les mesures à $2\sigma_{\text{std}}$ de l'angle moyen. Chaque mesure d'angle de polarisation possède une incertitude. Considérant toutes les mesures d'incertitudes d'un champ, on peut donc développer une incertitude moyenne ainsi qu'une dispersion des incertitudes d'un champ. La colonne 13 de la Table 3 de [Franco et al. \(2010\)](#) présente la dispersion des angles de polarisation, corrigée de l'incertitude moyenne. Nous avons alors accès aux incertitudes moyennes, et obtenons : 0.8° , 2.2° , 2.4° , et 0.9° pour les champs 30, 31, 32 et 36 respectivement.

L'incertitude sur la dispersion de l'angle de polarisation dans cette région est donc estimée par addition quadratique de deux termes : la dispersion des moyennes des incertitudes

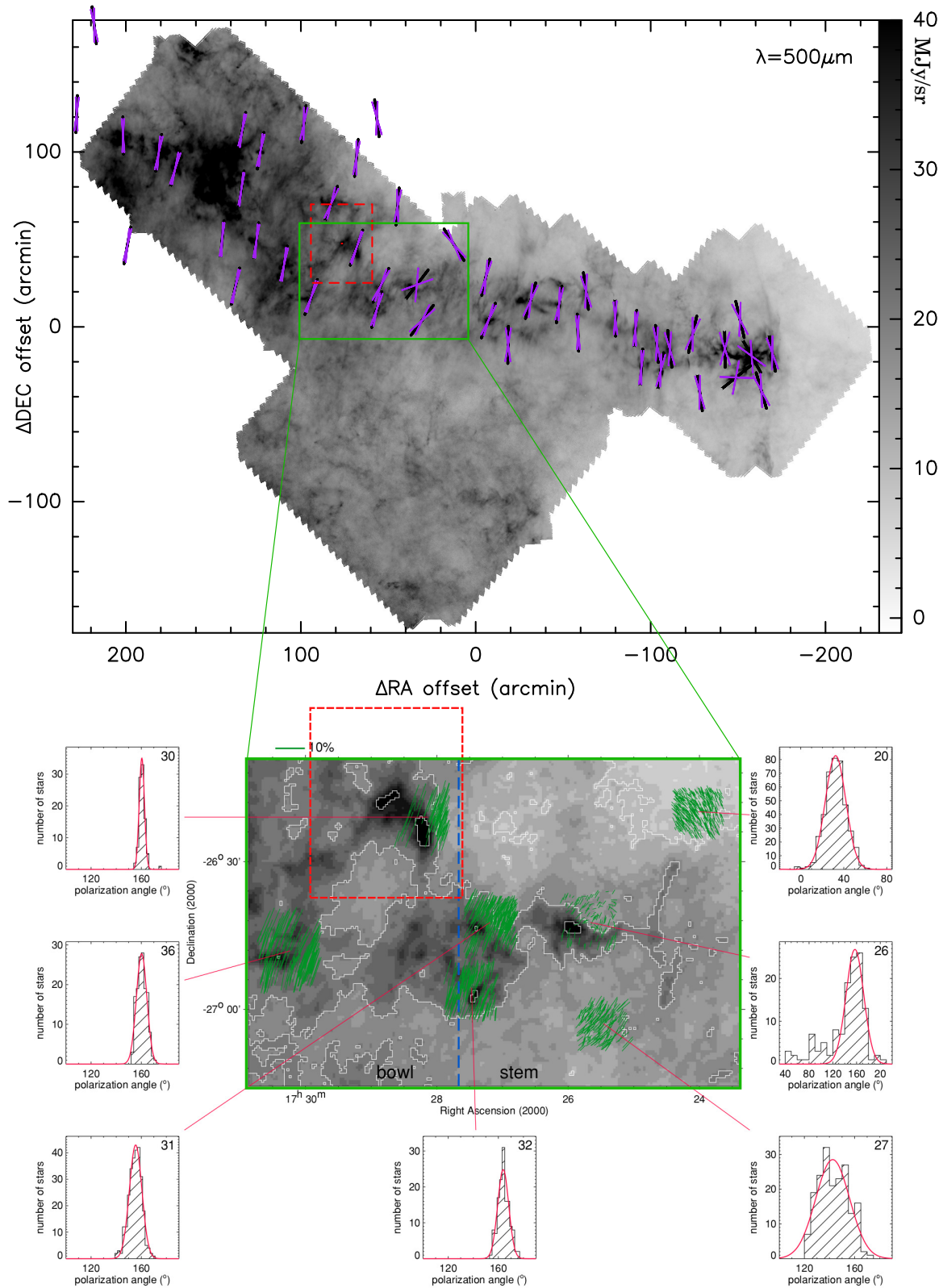


FIGURE B.1 – *Haut* : Angles moyens de polarisation mesurés par Franco et al. (2010) (violet) et leurs dispersions (noir) sur une carte Herschel-SPIRE de la Pipe Nebula à $500\mu\text{m}$. Le rectangle pointillé rouge indique les bords de notre carte ^{12}CO . *Bas* : Aggrandissement de la région encadrée en vert au dessus, dans la frontière entre les régions HD et BD (respectivement Bowl et Stem). Les angles de polarisation de 7 des 46 champs sont tracés, ainsi que leurs distributions.

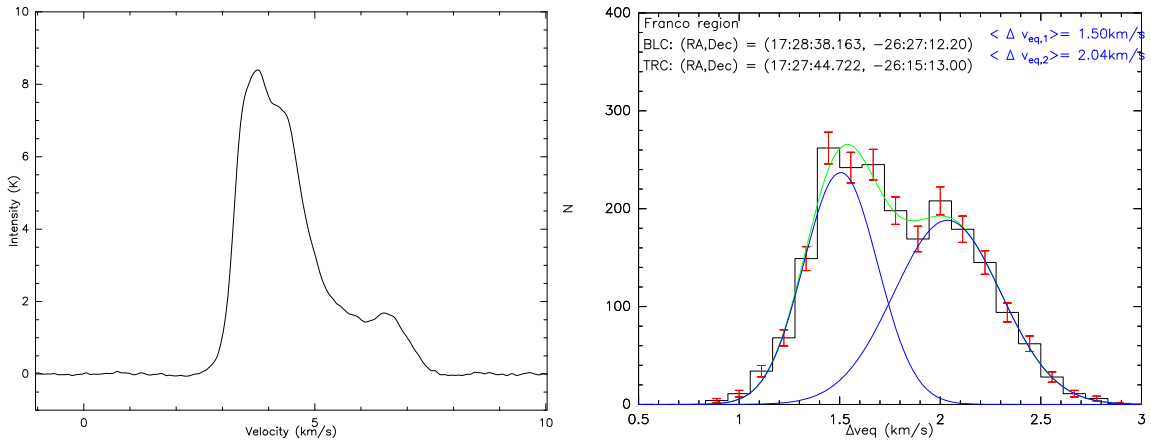


FIGURE B.2 – *Gauche* : Spectre moyen en intensité $^{12}\text{CO}(1-0)$, calculé à la position du champ 30 de Franco et al. (2010) de notre carte. *Droite* : Largeurs équivalentes (cf Eq. B.6) de la même région dans notre carte.

$\sigma_{\mu_{\sigma_\phi}}$, et la moyenne des moyennes des incertitudes $\mu_{\langle\sigma_\phi\rangle}$:

$$\begin{aligned}\sigma_{\sigma_\phi}^2 &= \mu_{\langle\sigma_\phi\rangle}^2 + \sigma_{\mu_{\sigma_\phi}}^2 \\ &= 1.6^2 + 0.7^2\end{aligned}\tag{B.4}$$

L'incertitude est donc égale à 1.7° , arrondie à 2° .

1.2 Détermination de la dispersion de vitesse σ_v

En vue de la riche cinématique du champ que nous avons observé, déterminer une dispersion de vitesse n'est pas un processus trivial. Nous avons donc utilisé trois estimations différentes.

Nos observations couvrent une région plus étendue que le champ 30 de Franco et al. (2010) comme on a pu le voir dans la Fig. B.1. On l'estime en calculant le spectre moyen de cette région, présenté à gauche de la Fig. B.2. Cette région ne peut pas être décrite avec une seule gaussienne. Nous pouvons cependant estimer sa *Full Width at Tenth Maxima (FWTM)* associable à la largeur à la base du spectre, égale à 4 km s^{-1} . En utilisant la FWTM, la dispersion est donnée par :

$$\sigma_v = \frac{FWTM}{4.29}\tag{B.5}$$

On obtient alors ici une dispersion de 1.16 km s^{-1} .

On peut aussi calculer les largeurs équivalentes de chaque spectre de la même région. On utilise pour cela l'intensité aux maximums T_{peak} , l'intensité au canal i notée T_i , et la résolution en vitesse du spectre δv :

$$\Delta V_{\text{eq}} = \frac{\delta v}{T_{\text{peak}}} \sum_i^N T_i\tag{B.6}$$

On obtient la droite de la Fig. B.2. Deux gaussiennes sont ajustables sur cet histogramme : l'une centrée en 1.5km s^{-1} et l'autre en 2.0km s^{-1} , ce qui nous donne des dispersions de 0.6 et 0.8 km s^{-1} respectivement.

Enfin, nous avons fait une observation de 2min au centre du champ 36 de Franco et al. (2010) en $^{12}\text{CO}(1-0)$, à 1.7 pc de notre carte si on considère une distance à la Pipe de 163pc . Pour cette mesure, la FWTM est identique à celle de notre champ. Finalement, ces trois estimations montrent que la dispersion en vitesse est de l'ordre du km s^{-1} , nous prendrons donc 1km s^{-1} .

1.3 Détermination de la densité volumique ρ

On exprime la densité volumique moyenne du gaz de notre champ de la manière suivante :

$$\rho = \frac{2.8m_a W_{\text{CO}} X_{\text{CO}}}{L} \quad (\text{B.7})$$

Ici, dans le système cgs, W_{CO} est l'intégrale de l'intensité du spectre en K.km/s , X_{CO} est le facteur CO-to- H_2 , L est la profondeur du gaz en pc (qui va nous permettre de fixer l'échelle de calcul), et m_a l'unité de masse atomique en g. Dans notre cas, l'échelle à laquelle nous travaillons est de l'ordre de 2pc , prenant une distance à la Pipe de 163pc .

La valeur de ρ moyenne dans le champ peut alors se calculer :

$$\rho = 3 \times 10^{-21} \text{g cm}^{-3} \left(\frac{W_{\text{CO}}}{20} \right) \left(\frac{X_{\text{CO}}}{2.10^{20}} \right) \left(\frac{2}{L} \right) \left(\frac{\mu}{2.8} \right) \quad (\text{B.8})$$

La densité moyenne dans le champ est aussi calculée via :

$$n_{\text{H}_2} = 667 \text{cm}^{-3} \left(\frac{W_{\text{CO}}}{20 [\text{K.km/s}]} \right) \left(\frac{X_{\text{CO}}}{2.10^{20} [\text{cm}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{km}^{-1}.\text{s}]} \right) \left(\frac{2 [\text{pc}]}{L} \right) \quad (\text{B.9})$$

L'incertitude sur la densité volumique du gaz s'exprime en fonction de l'incertitude sur l'intégrale de l'intensité (W_{CO}).

$$\left(\frac{\sigma_\rho}{\rho} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{W_{\text{CO}}}}{W_{\text{CO}}} \right)^2 \quad (\text{B.10})$$

L'incertitude sur l'aire intégrée de l'intensité est fonction de l'incertitude sur l'intensité. On exprime l'intégrale de l'aire intégrée :

$$W_{\text{CO}} = \sum_{i=n_i}^{n_f} T_i \times (v_{i+1} - v_i) \quad (\text{B.11})$$

L'intégration se fait sur le signal du spectre considéré. Dans notre exemple ici, la somme est réalisée sur 86 canaux, soit 4 km/s . L'écart entre deux canaux de vitesse est la résolution en vitesse $\delta v = 0.05\text{ km s}^{-1}$. Aussi, l'incertitude sur l'émission $\sigma_{W_{\text{CO}}}$ est constante pour tout le spectre, égale au rms obtenue lors des observations, soit $0.5\text{K}(T_{\text{A}}^*) = 0.6\text{K}(T_{\text{mb}})$.

L'incertitude s'écrit alors :

$$\sigma_{W_{CO}} = \delta v \sigma_T \sqrt{n_f - n_i} \quad (\text{B.12})$$

On trouve $W_{CO} = 19.52 \text{ K}(T_{\text{mb}}) \text{ km/s}$, soit environ 20 K.km/s .

L'incertitude sur la densité peut alors être estimée :

$$\sigma_{n_{H_2}} = 83 \text{ cm}^{-3} \left(\frac{n_{H_2}}{667 [\text{cm}^{-3}]} \right) \left(\frac{\sigma_{W_{CO}}}{0.6 [\text{K.km/s}]} \right) \left(\frac{20 [\text{K.km/s}]}{W_{CO}} \right) \quad (\text{B.13})$$

1.4 Estimation de l'intensité du champ magnétique B_0

Tous les paramètres nécessaires à l'estimation de l'intensité du champ magnétique sont maintenant connus :

$$B_0 = 46 \text{ } \mu\text{G} \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{-21} [\text{g cm}^{-3}]} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma_v}{1 [\text{km/s}]} \right) \left(\frac{5^\circ}{\sigma_\phi} \right)^{1/2} \quad (\text{B.14})$$

Le calcul d'incertitude suit l'équation suivante :

$$\sigma_{B_0} = 10 \text{ } \mu\text{G} \left(\frac{B_0}{46 \text{ } \mu\text{G}} \right) \sqrt{\left(\frac{0.5\sigma_\rho/\rho}{6 \times 10^{-2}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\sigma_v}/\sigma_v}{4 \times 10^{-2}} \right)^2 + \left(\frac{0.5\sigma_{\sigma_\phi}/\sigma_\phi}{2 \times 10^{-1}} \right)^2} \quad (\text{B.15})$$

2 Le nombre de Mach

2.1 Nombre de Mach sonique

Le nombre de Mach sonique s'exprime de la manière suivante à partir de la dispersion en vitesse σ_v :

$$\mathfrak{M}_s = \frac{\sigma_v}{c_s} \quad (\text{B.16})$$

Cette dispersion en vitesse est de l'ordre de 1 km/s dans nos observations de la Pipe, comme on l'a montré plus haut. Quant à c_s on l'exprime de la manière suivante :

$$c_s^2 = \gamma \frac{P_{\text{therm}}}{\rho} \quad (\text{B.17})$$

Dans cette équation, P_{therm} est la pression thermique. On peut la relier à la densité totale de particule libre, que l'on note n_{part} via : $P_{\text{therm}} = n_{\text{part}} k_b T$. Essentiellement composé de H, H_2 et He, on écrit la densité totale de particule libre :

$$n_{\text{part}} = n(\text{H}) + n(\text{H}_2) + n(\text{He}) \quad (\text{B.18})$$

On considère une température $T = 15\text{K}$, on suppose un gaz isotherme ($\gamma = 1$), on

exprime l'unité de masse atomique m_a , on obtient donc :

$$\begin{aligned}
 c_s &= \gamma^{1/2} \left(\frac{P_{\text{therm}}}{\rho} \right)^{1/2} \\
 &= \gamma^{1/2} \left(\frac{n_{\text{part}} k_b T}{2.33 m_a n_{\text{part}}} \right)^{1/2} \\
 &= 0.23 \text{ km/s} \left(\frac{2.33}{\mu_{\text{part}}} \right)^{1/2} \left(\frac{T}{15[\text{K}]} \right)^{1/2}
 \end{aligned} \tag{B.19}$$

On obtient alors le nombre de Mach suivant :

$$\mathfrak{M}_S = 4 \left(\frac{\sigma_v}{1[\text{km/s}]} \right) \left(\frac{0.23 [\text{km/s}]}{c_s} \right) \tag{B.20}$$

L'incertitude sur le nombre de Mach est dépendante de l'incertitude sur la dispersion en vitesse σ_v , et de c_s . L'incertitude sur c_s est fonction de l'incertitude sur T de la manière suivante :

$$\left(\frac{\sigma_{c_s}}{c_s} \right)^2 = \left(0.5 \frac{\sigma_T}{T} \right)^2 \tag{B.21}$$

L'incertitude sur le nombre de Mach est donc :

$$\left(\frac{\sigma_{\mathfrak{M}_S}}{\mathfrak{M}_S} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{\sigma_v}}{\sigma_v} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{c_s}}{c_s} \right)^2 \tag{B.22}$$

$$\sigma_{\mathfrak{M}_S} = 0.7 \left(\frac{\mathfrak{M}_S}{4} \right) \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\sigma_v}/\sigma_v}{4 \times 10^{-2}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{c_s}/c_s}{17 \times 10^{-2}} \right)^2} \tag{B.23}$$

2.2 Nombre de Mach Alfvénic

On peut aussi estimer le nombre de Mach Alfvénic par le rapport de la dispersion de vitesse et de la vitesse d'Alfvén v_A . On l'exprime de la manière suivante :

$$\mathfrak{M}_A = \frac{\sigma_v}{v_A} = \frac{\sqrt{4\pi\rho}\sigma_v}{B_{\text{pos}}} \tag{B.24}$$

En suivant l'équation de [DCF](#), on peut l'écrire $\mathfrak{M}_A = \sigma_\phi/f$. Suivant l'étude de [Skalidis & Tassis \(2021\)](#), on peut la ré-écrire $\mathfrak{M}_A = \sqrt{2\sigma_\phi}$. Nous obtenons 0.17 et 0.42 respectivement ; nous prendrons la moyenne des deux.

3 Le beta-plasma β

Le beta-plasma est le rapport de la pression thermique par la pression magnétique. Il s'écrit donc :

$$\beta = \frac{P_{\text{therm}}}{P_{\text{mag}}} = \frac{n_{\text{part}} k_b T}{B_0^2 / (8\pi)} = \frac{c_s^2 \rho}{B_0^2 / (8\pi)} \quad (\text{B.25})$$

C'est un paramètre utilisé en simulations numériques qui permet d'obtenir la répartition des pressions thermiques et magnétiques. Sans dimension, ce paramètre permet de comparer nos observations à des simulations.

À partir de l'équation de Skalidis, on peut simplifier β :

$$\beta = 4 \left(\frac{c_s}{\sigma_v} \right)^2 \sigma_\phi = 4 \frac{\sigma_\phi}{M^2} \quad (\text{B.26})$$

Donc on obtient :

$$\beta = 2 \times 10^{-2} \left(\frac{c_s}{0.23 \text{ [km/s]}} \right)^2 \left(\frac{\sigma_\phi}{5^\circ} \right) \left(\frac{1 \text{ [km/s]}}{\sigma_v} \right)^2 \quad (\text{B.27})$$

Les incertitudes proviennent de T , de la dispersion de polarisation, et de la dispersion en vitesse. On suppose avoir une température du gaz à 15K, avec une incertitude de 5K. L'incertitude sur la dispersion en vitesse est égale à 0.05 km/s (soit la résolution en vitesse), et l'incertitude sur l'angle de polarisation est de 2° . On obtient donc l'incertitude suivante :

$$\sigma_\beta = 1 \times 10^{-2} \frac{\beta}{2 \times 10^{-2}} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\sigma_\phi} / \sigma_\phi}{0.45} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_T / T}{0.33} \right)^2 + \left(\frac{2\sigma_{\sigma_v} / \sigma_v}{0.1} \right)^2} \quad (\text{B.28})$$

L'incertitude sur la température du gaz est la plus importante dans le calcul de l'incertitude du beta plasma.

4 Discussions

Le Tableau B.1 fait le résumé des paramètres et des résultats obtenus dans cette annexe. Les premières estimations de l'intensité du champ magnétique avaient été obtenues par Alves et al. (2008) avec la formule de DCF à travers la Pipe : 17, 30 et 65 μG pour les régions de B59, de BD (Stem) et de HD (Bowl) respectivement. Notre estimation à la frontière des régions HD et BD de $B_0 = 46 \pm 10 \mu\text{G}$ est donc cohérente avec les précédentes estimations. Il est intéressant de noter cependant que nos estimations se basent sur la dispersion en vitesse mesurée à partir du ^{12}CO . Dans leur cas, elles étaient estimées à partir du C^{18}O . Trois points sont à mentionner ici : nous avons montré dans la Sec.2 du Chapitre 5 que plusieurs cœurs présentaient plusieurs composantes en C^{18}O . Il n'est pas indiqué dans leur étude quelle composante a été choisie pour décliner la dispersion en vitesse. Aussi, le C^{18}O trace les parties les plus internes du nuage, tandis que le ^{12}CO nous permet d'avoir une information sur les vitesses de toutes les couches du nuage le long de la ligne de visée. L'ensemble du nuage baignant dans un champ magnétique et de vitesse globale, il nous paraît plus intéressant de choisir une dispersion qui couvre son

ensemble plutôt que son cœur.

TABLE B.1 – Résumé des résultats de B_0 , \mathfrak{M}_A , \mathfrak{M}_S et β , et les paramètres utilisés pour les calculer. L’aire intégrée W_{co} est donnée en $\text{K}(T_{\text{mb}}).\text{km/s}$.

Région	σ_v km s^{-1}	W_{co} K.km s^{-1}	L pc	$\langle n_{\text{H}_2} \rangle$ cm^{-3}	σ_ϕ °	T K	c_s km s^{-1}	B_0 μG	\mathfrak{M}_A	\mathfrak{M}_S	β
Valeurs	1	20	2	667	5	15	0.23	46	0.29	4	0.019
Incertitudes	0.05	3	–	83	2	5	0.04	10	0.12	1	0.009

Le nombre de Mach Alfvénic est inférieur à 1, que l’on utilise la méthode de [DCF](#) ou celle de [Skalidis & Tassis \(2021\)](#), et le nombre de Mach sonique est supérieur à 1. Cette région semble donc être dominée par des mouvements cinématiques plutôt que thermiques, donc dans un régime supersonique et sous-Alfvénic. Complétant cette image, le paramètre β est quant à lui très inférieur à 1, indiquant une région sous domination magnétique plutôt que thermique.

La plus grande incertitude sur l’intensité du champ magnétique est celle de la mesure de l’angle de polarisation. Cette remarque est d’autant plus vraie que nous n’avons pris que les incertitudes liées aux mesures. L’utilisation des équations de [DCF](#) et de [Skalidis & Tassis \(2021\)](#) réside sur le principe qu’il existe une proportionnalité entre la dispersion des angles de polarisation et l’intensité du champ magnétique. Or, il existe une incertitude dans ce processus : les angles de polarisation ne seraient pas toujours un proxy de l’orientation du champ magnétique. Dans l’hypothèse communément admise où ils le sont, les grains de poussière sont de forme ellipsoïde, leurs plus petits axes étant alignés sur la direction du champ magnétique, notamment à cause des torsions produites par les rayonnements d’étoiles ([Draine & Weingartner, 1996, 1997](#)). Un rayonnement non-polarisé arrivant de l’arrière-plan est alors polarisé par la poussière : c’est la polarisation par extinction. La polarisation peut être aussi mesurée via l’émission thermique des grains de poussière, polarisée via la rotation des grains autour de leur petit axe.

Si cette hypothèse est répandue, c’est qu’elle permet d’avoir accès à plusieurs estimateurs physiques du champ magnétique. Cependant, elle est incertaine, notamment par notre méconnaissance (partielle) quant à la forme et à la composition des grains du [MIS](#). Par tous les processus physico-chimiques ayant lieu, il est maintenant attendu que les grains aient une forme irrégulière. Les interactions gaz/poussière, notamment par la chimie du H_2 à la surface des grains impliquant des processus d’absorptions et d’émissions de photo-électrons, sont des processus qui peuvent ablater les couches externes des grains. Ces effets peuvent aussi former des désalignements avec le champ magnétique ([Spitzer & McGlynn, 1979](#)) puisqu’ils vont impliquer de nouvelles torsions. La dérive du gaz a aussi un impact sur l’alignement des grains, dont l’impact varie en fonction de leurs formes. Analysant l’effet de la dérive du gaz statistiquement par simulations Monte-Carlo sur des grains de dimensions fractales, [Reissl et al. \(2023\)](#) ont pu montrer que les grains allongés vont se stabiliser plus rapidement que les grains arrondis : les arrondis auront besoin de

vitesse de gaz supersoniques, tandis que des vitesses subsoniques seraient suffisantes pour les grains allongés.

En fin de compte, s'il se trouve que les grains de poussière ne sont pas alignés perpendiculairement au champ magnétique, alors les mesures d'angles de polarisation et leurs dispersions sont entièrement fausses. Cependant, rappelons qu'en astrophysique observationnelle, nous n'avons accès qu'à des mesures en 2 dimensions projetées sur le plan du ciel. Nous n'avons pas les outils pour pouvoir estimer le champ magnétique en 3 dimensions et ne pouvons donc que travailler avec ces informations parcellaires.

Bibliographie

- Agúndez, M., Goicoechea, J. R., Cernicharo, J., Faure, A., & Roueff, E. **2010**, *ApJ* 713, 662
- Alcala, J. M., Covino, E., Franchini, M., et al. **1993**, *Astron. Astrophys.* 272, 225
- Alcalá, J. M., Spezzi, L., Chapman, N., et al. **2008**, *Astrophys. J.* 676, 427
- Alina, D., Ristorcelli, I., Montier, L., et al. **2019**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 485, 2825
- Alves, F. O., Franco, G. A. P., & Girart, J. M. **2008**, *A&A* 486, L13
- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. **2007**, *A&A* 462, L17
- Alves de Oliveira, C., Schneider, N., Merín, B., et al. **2014**, *A&A* 568, A98
- André, Ph., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. **2010**, *A&A* 518, L102
- Anorve-Zeferino, G. A. **2023**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 522, 6276
- Anselmet, F., Antonia, R. A., & Danaila, L. **2001**, *Planet. Space Sci.* 15
- Anselmet, F., Gagne, Y., & Hopfinger, E. **1984**, *J. Fluid Mech.*
- Arneodo, A., Baudet, C., Belin, F., et al. **1996**, *Europhys. Lett.* 34, 411
- Arzoumanian, D., André, Ph., Didelon, P., et al. **2011**, *A&A* 529, L6
- Axon, D. J. & Ellis, R. S. **1976**, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 177, 499
- Bajaja, E., Colomb, F. R., & Morris, R. **1980**, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 41, 67
- Barnard, E. E. **1919**, *Astrophys. J.* 49, 1
- Barnard, E. E., Frost, E. B., & Calvert, M. R. **1927** A Photographic Atlas of Selected Regions of the Milky Way (Cambridge University Press)
- Baronti, S., Casini, A., Lotti, F., & Porcinai, S. **1997** in Image Analysis and Processing, ed. G. Goos, J. Hartmanis, J. van Leeuwen, & A. Del Bimbo, Vol. 1310 (Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg)14–21
- Belin, F., Tabeling, P., & Willaime, H. **1995**, *Phys. D*
- Belloche, A., Parise, B., Schuller, F., et al. **2011**, *A&A* 535, A2
- Belloche, A., Schuller, F., Parise, B., et al. **2011**, *A&A* 527, A145
- Benzi, R., Ciliberto, S., Tripicciono, R., et al. **1993**, *Phys. Rev. E* 48, R29
- Berghöfer, T. W. & Breitschwerdt, D. **2002**, *A&A* 390, 299
- Bertoldi, F. & McKee, C. F. **1992**, *ApJ* 395, 140
- Bezanson, J., Edelman, A., Karpinski, S., & Shah, V. B. **2017**, *SIAM Rev.* 59, 65
- Blagrove, K., Martin, P. G., Joncas, G., et al. **2017**, *ApJ* 834, 126
- Boldyrev, S., Nordlund, A., & Padoan, P. **2002**, *ApJ* 573, 678
- Borchert, E. M. A., Walch, S., Seifried, D., et al. **2021**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 510, 753

- Boulanger, F., Bronfman, L., Dame, T. M., & Thaddeus, P. **1998**, *Astron. Astrophys.* 18
- Boulanger, F., Falgarone, E., Puget, J. L., & Helou, G. **1990**, *ApJ* 364, 136
- Breitschwerdt, D., Feige, J., Schulreich, M. M., et al. **2016**, *Nature* 532, 73
- Breitschwerdt, D., Freyberg, M. J., & Egger, R. **2000**, *Astron. Astrophys.* 18
- Brunt, C. & Heyer, M. H. **2000**, *arXiv*
- Brunt, C. M. **2010**, *A&A* 513, A67
- Brunt, C. M. & Heyer, M. H. **2002**, *ApJ* 566, 289
- Buaria, D., Pumir, A., Bodenschatz, E., & Yeung, P. K. **2019**, *New J. Phys.* 21, 043004
- Burkhart, B., Appel, S. M., Bialy, S., et al. **2020**, *ApJ* 905, 14
- Burkhart, B., Stanimirović, S., Lazarian, A., & Kowal, G. **2010**, *ApJ* 708, 1204
- Chabrier, G. **2003**, *Astrophys. J.* 586, 4
- Chandrasekhar, S. **1949**, *ApJ* 110, 329
- Chandrasekhar, S. & Fermi, E. **1953**, *ApJ* 118, 113
- Chevance, M., Kruijssen, J. M. D., Vázquez-Semadeni, E., et al. **2020**, *Space Sci Rev* 216, 50
- Cho, J. & Lazarian, A. **2003**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 345, 325
- Clark, B. G. **1980**, *Astron. Astrophys.* 89, 377
- Clark, S. E., Peek, J. E. G., & Putman, M. E. **2014**, *ApJ* 789, 82
- Coles, S. **2001** An Introduction to Statistical Modeling of Extreme Values, Springer Series in Statistics (London ; New York : Springer)
- Colín, P., Vázquez-Semadeni, E., & Gómez, G. C. **2013**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 435, 1701
- Combes, F. **1991**, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 29, 195
- Commerçon, B., Hennebelle, P., & Henning, T. **2011**, *ApJ* 742, L9
- Condon, J. J. & Ransom, S. M. **2016** Essential Radio Astronomy (Princeton University Press)
- Covey, K. R., Lada, C. J., Román-Zúñiga, C., et al. **2010**, *ApJ* 722, 971
- Cox, N. L. J., Arzoumanian, D., André, Ph., et al. **2016**, *A&A* 590, A110
- Crane, P., Lambert, D. L., & Sheffer, Y. **1995**, *ApJS* 99, 107
- Davidson, P. **2004** in Turbulence : An Introduction for Scientists and Engineers (Oxford University Press)
- Davis, L. **1951**, *Phys. Rev.* 890–891
- de Geus, E. **1992**, *Astron. Astrophys.*
- DeMarco, A. W. & Basu, S. **2017**, *Phys. Rev. E* 95, 052114
- Demyk, K., Meny, C., Lu, X.-H., et al. **2017**, *A&A* 600, A123
- Desert, F. X., Boulanger, F., & Puget, J. L. **1990**, *Astron. Astrophys.* 237, 215
- Dickman, R. L. **1978**, *ApJS* 37, 407
- Dickson-Vandervelde, D. A., Wilson, E. C., & Kastner, J. H. **2021**, *AJ* 161, 87

- Douady, S., Couder, Y., & Brachet, M. E. **1991**, *Phys. Rev. Lett.* 67, 983
- Draine, B. T. **2011** *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, Princeton Series in Astrophysics (Princeton, N.J : Princeton University Press)
- Draine, B. T. & Weingartner, J. C. **1996**, *Astron. J.* 470, 551
- Draine, B. T. & Weingartner, J. C. **1997**, *Astrophys. J.* 480, 633
- Dray, S. & Josse, J. **2015**, *Plant Ecol* 216, 657
- Dudok De Wit, T. **2004**, *Phys. Rev. E* 70, 055302
- Dunham, M. M., Offner, S. S. R., Pineda, J. E., et al. **2016**, *ApJ* 823, 160
- Dzib, S. A., Loinard, L., Ortiz-León, G. N., Rodríguez, L. F., & Galli, P. A. B. **2018**, *ApJ* 867, 151
- Einig, L., Pety, J., Roueff, A., et al. **2023** Deep Learning Denoising by Dimension Reduction : Application to the ORION-B Line Cubes
- Elmegreen, B. G. & Scalo, J. **2004**, *Annu. Rev. Astron Astrophys* 42, 211
- Falceta-Gonçalves, D., Kowal, G., Falgarone, E., & Chian, A. C.-L. **2014**, *Nonlin. Processes Geophys.* 21, 587
- Falgarone, E. **1990**, *ESA Ground-Based Space-Borne Sub-Mm Astron.*
- Falgarone, E., Godard, B., Cernicharo, J., et al. **2010**, *A&A* 521, L15
- Falgarone, E., Panis, J.-F., Heithausen, A., et al. **1998**, *A&A* 365, 275
- Falgarone, E., Pety, J., & Hily-Blant, P. **2009**, *A&A* 507, 355
- Falgarone, E. & Phillips, T. G. **1990**, *ApJ* 359, 344
- Federrath, C. **2015**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 450, 4035
- Federrath, C., Klessen, R. S., Iapichino, L., & Beattie, J. R. **2021**, *Nat. Astron.* 5, 365
- Federrath, C., Klessen, R. S., Iapichino, L., & Hammer, N. J. **2016**, *Astro-Ph Physicsphysics*
- Federrath, C., Roman-Duval, J., Klessen, R. S., Schmidt, W., & Mac Low, M.-M. **2010**, *A&A* 512, A81
- Feigelson, E. D., Lawson, W. A., & Garmire, G. P. **2003**, *Astron. J.* 17
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. **1969**, *ApJ* 155, L149
- Finkbeiner, D. P. **2003**, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 146
- Fleck, Jr., R. C. **1980**, *ApJ* 242, 1019
- Forbrich, J., Lada, C. J., Muench, A. A., Alves, J., & Lombardi, M. **2009**, *ApJ* 704, 292
- Forbrich, J., Öberg, K., Lada, C. J., et al. **2014**, *A&A* 568, A27
- Francis, L. & Van Der Marel, N. **2020**, *ApJ* 892, 111
- Franco, G. A. P., Alves, F. O., & Girart, J. M. **2010**, *ApJ* 723, 146
- Frau, P., Girart, J. M., Alves, F. O., et al. **2015**, *A&A* 574, L6
- Frau, P., Girart, J. M., & Beltrán, M. T. **2012**, *Astron. Astrophys.* 537, L9

- Frau, P., Girart, J. M., Beltrán, M. T., et al. **2010**, *ApJ* 723, 1665
- Frau, P., Girart, J. M., Beltrán, M. T., et al. **2012**, *ApJ* 759, 3
- Frisch, U. **1995** *Turbulence : The Legacy of A.N. Kolmogorov* (Cambridge University Press)
- Frisch, U., Sulem, P.-L., & Nelkin, M. **1978**, *J. Fluid Mech.* 87, 719
- Fuchs, B., Breitschwerdt, D., De Avillez, M. A., Dettbarn, C., & Flynn, C. **2006**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 373, 993
- Gagné, J., Mamajek, E. E., Malo, L., et al. **2018**, *ApJ* 856, 23
- Gagne, Y. **1987**, *Univ. Joseph Fourier Grenoble 1971-2015* 1 vol. (205 p.)
- Gagne, Y., Hopfinger, E. J., & Frisch, U. **1990** in *New Trends in Nonlinear Dynamics and Pattern-Forming Phenomena : The Geometry of Nonequilibrium*, ed. P. Coulet & P. Huerre (New York, NY : Springer US)315–319
- Gaia Collaboration **2020**, *VizieR Online Data Cat.* I/350
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Valenari, A., et al. **2016**, *A&A* 595, A2
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Valenari, A., et al. **2018**, *A&A* 616, A1
- Girichidis, P., Konstandin, L., Whitworth, A. P., & Klessen, R. S. **2014**, *ApJ* 781, 91
- Girichidis, P., Offner, S. S. R., Kritsuk, A. G., et al. **2020**, *Astro-Ph*
- Godard, B., Falgarone, E., Gerin, M., Hily-Blant, P., & De Luca, M. **2010**, *A&A* 520, A20
- Godard, B., Falgarone, E., Gerin, M., et al. **2012**, *A&A* 540, A87
- Goldsmith, P. F. & Arquilla, R. **1985** in *Protostars Planets II*, ed. D. C. Black & M. S. Matthews 137–149
- Golev, V. & Kaltcheva, N. **2014**, *Mem Soc. Astron. Ital.* 85, 593
- Goodman, A. A., Bastien, P., Menard, F., & Myers, P. C. **1990**, *ApJ* 359, 363
- Gratier, P., Bron, E., Gerin, M., et al. **2017**, *A&A* 599, A100
- Gredel, R. **1997**, *Astron. Astrophys.*
- Gritschneider, M. & Lin, D. N. C. **2012**, *ApJ* 754, L13
- Guillet, V., Pineau Des Forêts, G., & Jones, A. P. **2011**, *A&A* 527, A123
- Haikala, L. K., Harju, J., Mattila, K., & Toriseva, M. **2005**, *A&A* 431, 149
- Hall, J. S. & Mikesell, A. H. **1949**, *Astron. J.*
- Hasenberger, B., Lombardi, M., Alves, J., et al. **2018**, *A&A* 620, A24
- Hayashi, K., Mizuno, T., Fukui, Y., et al. **2019**, *ApJ* 884, 130
- Hennebelle, P. **2013**, *A&A* 556, A153
- Hennebelle, P., Banerjee, R., Vázquez-Semadeni, E., Klessen, R. S., & Audit, E. **2008**, *A&A* 486, L43
- Hennebelle, P. & Falgarone, E. **2012**, *Astron Astrophys Rev* 20, 55

- Heyer, M. & Schloerb, F. P. **1996**, *Astro-phys. J.*
- Hiltner, W. **1949**, *Nature*
- Hily-Blant, P. & Falgarone, E. **2007**, *A&A* 469, 173
- Hily-Blant, P. & Falgarone, E. **2009**, *A&A* 500, L29
- Hily-Blant, P., Falgarone, E., & Pety, J. **2008**, *A&A* 481, 367
- Hirashita, H. & Yan, H. **2009**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 394, 1061
- Högbom, J. A. **1974**, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 15, 417
- Hosokawa, I. & Yamamoto, K. **1990**, *J. Phys. Soc. Jpn.* 59, 401
- Hough, P. **1962** Method and Means for Recognizing Complex Patterns
- Hoyle, F. & Ellis, G. **1962**, *Astrophys. J.*
- Huélamo, N., de Gregorio-Monsalvo, I., Macias, E., et al. **2015**, *A&A* 575, L5
- Ingalls, J. G., Bania, T. M., Boulanger, F., et al. **2011**, *ApJ* 743, 174
- Inoue, T. & Inutsuka, S.-i. **2016**, *ApJ* 833, 10
- Ishihara, T., Gotoh, T., & Kaneda, Y. **2009**, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 41, 165
- Jeffers, J. **1967**, *J. R. Stat. Soc.*
- Jijina, J. **1999**, PhD thesis, University of Michigan
- Jiménez, J., Wray, A. A., Saffman, P. G., & Rogallo, R. S. **1993**, *J. Fluid Mech.* 255, 65
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. **1996**, *Astrophys. J.* 469, 740
- Joshi, P. R., Walch, S., Seifried, D., et al. **2019**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 484, 1735
- Jow, D. L., Hill, R., Scott, D., et al. **2018**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 474, 1018
- Kaneda, Y., Ishihara, T., Yokokawa, M., Itakura, K., & Uno, A. **2003**, *Phys. Fluids* 15, L21
- Kim, C.-G., Kim, W.-T., & Ostriker, E. C. **2006**, *ApJ* 649, L13
- Kim, W.-T., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. **2003**, *ApJ* 599, 1157
- Klessen, R. S., FABIANHEITSCH, & MORDECAI-MARKMACLOW **2000**
- Knee, L. B. G. & Prusti, T. **1996** 312, 455
- Koch, E. W. & Rosolowsky, E. W. **2015**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 452, 3435
- Koch, E. W., Rosolowsky, E. W., Boyden, R. D., et al. **2019**, *AJ* 158, 1
- Kolmogorov, A. N. **1941**, *C. R. Acad. Sci. URSS* 30, 301
- Kolmogorov, A. N. **1962**, *J. Fluid Mech.* 13, 82
- Kramer, C., Penalver, J., & Greve, A. **2013**, *IRAM* 14
- Kraus, John. D. **1988** Antennas, tata mcgraw-hill edn. (McGraw-Hill College)
- Kritsuk, A. G., Norman, M. L., Padoan, P., & Wagner, R. **2007**, *ApJ* 665, 416
- Kroupa, P. **2001**, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 322, 231

- Krumholz, M. R. **2011**, *ArXiv11015172 Astro-Ph* 9–57
- Krumholz, M. R. & Federrath, C. **2019** The Role of Magnetic Fields in Setting the Star Formation Rate and the Initial Mass Function
- Kubiak, K., Mužić, K., Sousa, I., et al. **2021**, *Astron. Astrophys.*
- Lada, C. J., Lewis, J. A., Lombardi, M., & Alves, J. **2017**, *A&A* 606, A100
- Lada, C. J., Muench, A. A., Rathborne, J., Alves, J. F., & Lombardi, M. **2008**, *ApJ* 672, 410
- Lallement, R., Galeazzi, M., & Koutroumpa, D. **2015**, *Mem Soc. Astron. Ital.*
- Lallement, R., Welsh, B. Y., Vergely, J. L., Crifo, F., & Sfeir, D. **2003**, *A&A* 411, 447
- Larson, R. B. **1981**, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 194, 809
- Laureijs, R., Chlewicki, G., Clark, F., & Wesselius, P. **1989**, *Astron. Astrophys.*
- Leike, R. H., Glatzle, M., & Enßlin, T. A. **2020**, *A&A* 639, A138
- Lequeux, J. **2005** The Interstellar Medium
- Lis, D., Pety, J., Phillips, T., & Flagarone, E. **1996**, *Astrophys. J.*
- Lombardi, M. & Alves, J. **2001**, *A&A* 377, 1023
- Lombardi, M., Alves, J., & Lada, C. J. **2006**, *A&A* 454, 781
- Lombardi, M., Lada, C. J., & Alves, J. **2008**, *A&A* 489, 143
- Luhman, K. L. **2008**, *Astron. Soc. Pac.*
- Magalhães, V. S., Hily-Blant, P., Faure, A., Hernandez-Vera, M., & Lique, F. **2018**, *A&A* 615, A52
- Maíz-Apellániz, J. **2001**, *Astrophys. J.* 560, L83
- Maíz-Apellániz, J. **2001**, *Astrophys. J.* 121, 2737
- Malinen, J., Montier, L., Montillaud, J., et al. **2016**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 460, 1934
- Mangum, J. G., Emerson, D. T., & Greisen, E. W. **2007**, *A&A* 474, 679
- Marchal, A., Miville-Deschênes, M.-A., Orioux, F., et al. **2019**, *A&A* 626, A101
- Marsh, K. A., Kirk, J. M., André, Ph., et al. **2016**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 459, 342
- Mathewson, D. S. & Ford, V. L. **1970** 74, 139
- Maurer, J., Tabeling, P., & Zocchi, G. **1994**, *EPL Europhys. Lett.* 26, 31
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. **2007**, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 45, 565
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. **1977**, *Astrophys. J.* 218, 148
- Meisner, A. M., Lang, D., Schlafly, E. F., & Schlegel, D. J. **2019**, *PASP* 131, 124504
- Meneveau, C. & Sreenivasan, K. R. **1991**, *J. Fluid Mech.* 224, 429
- Miller, G. E. & Scalo, J. M. **1979**, *ApJS* 41, 513
- Miville-Deschênes, M.-A., Lagache, G., Boulanger, F., & Puget, J.-L. **2007**, *A&A* 469, 595

- Miville-Deschenes, M.-A., Levrier, F., & Falgarone, E. **2003**, *ApJ* 593, 831
- Miville-Deschênes, M.-A., Martin, P. G., Abergel, A., et al. **2010**, *A&A* 518, L104
- Mizuno, A., Yamaguchi, R., Tachihara, K., et al. **2001**, *Publ Astron Soc Jpn* 53, 1071
- Moisy, F. & Jiménez, J. **2004**, *J. Fluid Mech.* 513, 111
- Monin, A. & Yaglom, A. **1975** Statistical Fluid Mechanics , Mechanics of Turbulence., mit press, cambridge, ma. edn., Vol. Vol. I (Journal of Modern Physics)
- Motte, F., Bontemps, S., Csengeri, T., et al. **2022**, *A&A* 662, A8
- Motte, F., Bontemps, S., & Louvet, F. **2018**, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 56, 41
- Muench, A. A., Lada, C. J., Rathborne, J. M., Alves, J. F., & Lombardi, M. **2007**, *ApJ* 671, 1820
- Muench, A. A., Lada, E. A., Lada, C. J., & Alves, J. **2002**, *ApJ* 573, 366
- Murphy, S. J., Lawson, W. A., & Bessell, M. S. **2013**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 435, 1325
- Murray, N. & Rahman, M. **2010**, *ApJ* 709, 424
- Myers, A. T., McKee, C. F., & Li, P. S. **2015**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 453, 2748
- Nazarathy, Y. & Klok, H. **2021** Statistics with Julia : Fundamentals for Data Science, Machine Learning and Artificial Intelligence, Springer Series in the Data Sciences (Cham : Springer International Publishing)
- Nehmé, C., Gry, C., Boulanger, F., et al. **2008**, *A&A* 483, 471
- Neufeld, D. A., Wolfire, M. G., & Schilke, P. **2005**, *ApJ* 628, 260
- Nyman, L. Å. **2008** in Handbook of Star Forming Regions, Volume II, ed. B. Reipurth, Vol. 5 , 222
- Obukhov, A. M. **1962**, *J. Geophys. Res.* 67, 3011
- Olofsson, J., Szűcs, L., Henning, Th., et al. **2013**, *A&A* 560, A100
- Onishi, T., Kawamura, A., Abe, R., et al. **1999**, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*
- Padman, R. **1977**, *Publ. Astron Soc Aust.* 3, 111
- Padoan, P., Pan, L., Haugbølle, T., & Nordlund, Å. **2016**, *ApJ* 822, 11
- Palmeirim, P., André, Ph., Kirk, J., et al. **2013**, *A&A* 550, A38
- Panopoulou, G. V., Psaradaki, I., & Tassis, K. **2016**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 462, 1517
- Parisi, G. & Frisch **1985**, *Int. Sch. Physic Enrico Fermi*
- Pattle, K., Fissel, L., Tahani, M., Liu, T., & Ntormousi, E. **2022**, *Protostars Planets VII Conf. Proc.*
- Pearson, K. **1901**, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 2, 559
- Peretto, N., André, Ph., Könyves, V., et al. **2012**, *A&A* 541, A63
- Pety, J. **1999**, PhD thesis

- Pety, J. & Falgarone, E. **2003**, *Astron. Astrophys.* 412, 417
- Pety, J., Guzmán, V. V., Orkisz, J. H., et al. **2017**, *A&A* 599, A98
- Pety, J., Rodriguez-Fernandez, N., Guillo-teau, S., Lucas, R., & Bouyoucef **2007**, *IRAM*
- Planck and Fermi Collaborations, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. **2015**, *A&A* 582, A31
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., et al. **2014**, *A&A* 571, A11
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., et al. **2014**, *A&A* 566, A55
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., et al. **2011**, *A&A* 536, A25
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Agha-nim, N., et al. **2016**, *A&A* 586, A138
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Agha-nim, N., et al. **2011**, *A&A* 536, A23
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. **2020**, *A&A* 641, A12
- Pouteau, Y., Motte, F., Nony, T., et al. **2022**, *A&A* 664, A26
- Pouteau, Y., Motte, F., Nony, T., et al. **2023**, *A&A* 674, A76
- Prato, L., Rice, E. L., & Dame, T. M. **2008** in Handbook of Star Forming Regions, Volume I, ed. B. Reipurth, Vol. 4 (Astro-nomical Society of the Pacific)18
- Rathborne, J. M., Lada, C. J., Muench, A. A., et al. **2009**, *ApJ* 699, 742
- Rathborne, J. M., Lada, C. J., Muench, A. A., Alves, J. F., & Lombardi, M. **2008**, *ASTROPHYS J SUPPL S* 174, 396
- Reach, W. T., Wall, W. F., & Odegard, N. **1998**, *ApJ* 507, 507
- Reissl, S., Meehan, P., & Klessen, R. S. **2023** The Mechanical Alignment of Dust (MAD) I : On the Spin-up Process of Fractal Grains by a Gas-Dust Drift
- Reynolds, O. **1883**, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* 17, 935
- Reynolds, R. J., Sterling, N. C., Haffner, L. M., & Tufte, S. L. **2001**, *Astrophys. J.* 548
- Ribas, Á., Merín, B., Bouy, H., et al. **2013**, *Astron. Astrophys.* 11
- Richard, T., Lesaffre, P., Falgarone, E., & Lehmann, A. **2022**, *A&A* 664, A193
- Richardson, L. F. **1922**, *Camb. Univ. Press*
- Román-Zúñiga, C. G., Alves, J. F., Lada, C. J., & Lombardi, M. **2010**, *ApJ* 725, 2232
- Román-Zúñiga, C. G., Lada, C. J., & Alves, J. F. **2009**, *ApJ* 704, 183
- Roy, A., André, Ph., Palmeirim, P., et al. **2014**, *A&A* 562, A138
- Sacco, G. G., Kastner, J. H., Forveille, T., et al. **2014**, *A&A* 561, A42
- Sano, H. & Fukui, Y. **2021**, *Astrophysics and Space Science* 366, 58
- Schneider, N., André, Ph., Könyves, V., et al. **2013**, *ApJ* 766, L17

- Seifried, D., Walch, S., Girichidis, P., et al. **2017**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 472, 4797
- Seifried, D., Walch, S., Weis, M., et al. **2020**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 497, 4196
- Sellwood, J. A. & Balbus, S. A. **1999**, *Astrophys. J.* 511, 660
- Sfeir, D. M., Lallement, R., Crifo, F., & Welsh, B. Y. **1999**, *Astron. Astrophys.* 13
- She, Z.-S. & Lévêque, E. **1994**, *Phys. Rev. Lett.* 72, 336
- Siggia, E. D. **1981**, *J. Fluid Mech.* 107, 375
- Skalidis, R. & Tassis, K. **2021**, *A&A* 647, A186
- Snow, T. P. & McCall, B. J. **2006**, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 44, 367
- Soler, J. D. **2019**, *A&A* 629, A96
- Soler, J. D. & Hennebelle, P. **2017**, *A&A* 607, A2
- Soler, J. D., Hennebelle, P., Martin, P. G., et al. **2013**, *ApJ* 774, 128
- Sousbie, T. **2011**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 414, 350
- Spezzi, L., Alcalá, J. M., Covino, E., et al. **2008**, *ApJ* 680, 1295
- Spezzi, L., Cox, N. L. J., Prusti, T., et al. **2013**, *A&A* 555, A71
- Spitzer, Jr., L. **1956**, *ApJ* 124, 20
- Spitzer, Jr., L. & McGlynn, T. A. **1979**, *ApJ* 231, 417
- Steer, D., Dewdney, P., & Ito, M. **1984**, *Astron. Astrophys.*
- Straižys, V., Černis, K., & Bartašiūtė, S. **2003**, *A&A* 405, 585
- Stutzki, J., Heithausen, A., & Bensch, F. **1998** in *CO : Twenty-Five Years of Millimeter-Wave Spectroscopy*, ed. W. B. Latter, S. J. E. Radford, P. R. Jewell, J. G. Mangum, & J. Bally (Dordrecht : Springer Netherlands)50–53
- Taylor, G. I. **1938**, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A* 164, 476
- Tennekes, H. & Wyngaard, J. C. **1972**, *J. Fluid Mech.* 55, 93
- Thompson, R. D. **1998**, *Routledge*
- Tielens, A. G. G. M. **2008**, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 46, 289
- Ungerechts, H., Brunswig, W., Kramer, C., et al. **2000** in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 217, Imaging Radio Submillimeter Wavel.*, ed. J. G. Mangum & S. J. E. Radford 190
- Van Dyke, M. **1982** *An Album of Fluid Motion, An Album of Fluid Motion No. ptie. 2* (Parabolic Press)
- Villenave, M., Ménard, F., Dent, W. R. F., et al. **2021**, *A&A* 653, A46
- Vincent, A. & Meneguzzi, M. **1991**, *J Fluid Mech*
- Voirin, J., Manara, C. F., & Prusti, T. **2018**, *A&A* 610, A64
- Von Weizsäcker, C. F. **1951**, *ApJ* 114, 165
- Weselak, T., Galazutdinov, G. A., Musaev, F. A., & Krełowski, J. **2008**, *A&A* 484, 381
- Whittet, D., Kirrane, T., Kilkenny, D., et al. **1987**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*

- Whittet, D. C. B., Gerakines, P. A., Carkner, A. L., et al. **1994**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 268, 1
- Williams, J. P., De Geus, E. J., & Blitz, L. **1994**, *Astrophys. J.*
- Wilson, T. L. **2013** in Planets, Stars and Stellar Systems, ed. T. D. Oswalt & H. E. Bond (Dordrecht : Springer Netherlands)283–323
- Winston, E., Cox, N. L. J., Prusti, T., et al. **2012**, *A&A* 545, A145
- Wold, S., Esbensen, K., & Geladi, P. **1987**, *Chemom. Intell. Lab. Syst.* 2, 37
- Wölfer, L., Facchini, S., Van Der Marel, N., et al. **2023**, *A&A* 670, A154
- Wood, K., Hill, A. S., Joung, M. R., et al. **2010**, *ApJ* 721, 1397
- Xie, Y., Ho, L. C., Li, A., & Shangquan, J. **2018**, *ApJ* 867, 91
- Zhou, J.-X., Li, G.-X., & Chen, B.-Q. **2022**, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 513, 638
- Zocchi, G., Tabeling, P., Maurer, J., & Willaime, H. **1994**, *Phys. Rev. E* 50, 3693
- Zucker, C., Goodman, A., Alves, J., et al. **2021**, *ApJ* 919, 35
- Zucker, C., Speagle, J. S., Schlafly, E. F., et al. **2020**, *A&A* 633, A51

