

Université de Montréal

Étude sous-millimétrique de l'interaction entre le magnétisme et la turbulence dans les milieux interstellaires

par
Simon Coudé

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

Août, 2017

© Simon Coudé, 2017.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Étude sous-millimétrique de l'interaction entre le magnétisme et la turbulence dans les milieux interstellaires

présentée par:

Simon Coudé

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

René Doyon,	président-rapporteur
Pierre Bastien,	directeur de recherche
Martin Houde,	membre du jury
Philippe André,	examineur externe
René Doyon,	représentant du doyen de la FES

Thèse acceptée le:

RÉSUMÉ

L'astronomie sous-millimétrique est une fenêtre unique pour l'étude des propriétés physiques d'une grande variété d'environnements interstellaires, des pouponnières d'étoiles de notre Galaxie aux jets relativistes issus de noyaux galactiques actifs. Grâce en particulier aux observations polarimétriques, il est même possible d'étudier les effets de l'interaction entre le magnétisme et la turbulence sur la dynamique de ces milieux. Cette thèse présente les résultats d'une étude sous-millimétrique dont l'objectif est de caractériser les propriétés physiques et la dynamique d'une sélection de régions de formation d'étoiles et de jets extragalactiques à partir d'observations continues, spectroscopiques et polarimétriques obtenues au télescope James-Clerk-Maxwell (JCMT).

Nous avons d'abord quantifié l'effet de la contamination moléculaire sur les observations du nuage moléculaire géant d'Orion A obtenues à $450\ \mu\text{m}$ et $850\ \mu\text{m}$ avec la caméra SCUBA-2. À l'aide de mesures spectroscopiques effectuées avec le spectromètre HARP de la raie moléculaire $^{12}\text{CO}\ J=3-2$, nous avons identifié un échantillon de 33 sources dont le flux à $850\ \mu\text{m}$ est fortement contaminé par des flots moléculaires environnants. Nous avons finalement montré que cette contamination mène à une sous-estimation de l'indice spectral d'émissivité β obtenu à partir du ratio des flux mesurés à $450\ \mu\text{m}$ et $850\ \mu\text{m}$.

Dans le cadre du programme BISTRO au JCMT, nous avons utilisé le polarimètre POL-2 afin de caractériser le champ magnétique dans la région de formation d'étoiles Barnard 1 du complexe moléculaire de Persée. Nous avons d'abord déterminé l'orientation sur le plan du ciel du champ magnétique à partir de la carte de polarisation linéaire obtenue à $850\ \mu\text{m}$. Nous avons aussi calculé une valeur de 1.05 ± 0.92 pour le rapport entre les composantes turbulentes et ordonnées de l'énergie magnétique. Grâce aux observations de la raie moléculaire $\text{C}^{18}\text{O}\ J=1-0$ obtenues au FCRAO, nous avons enfin appliqué la technique de Davis-Chandrasekhar-Fermi afin d'évaluer l'amplitude du champ magnétique à $\approx 20\ \mu\text{G}$.

Avec l'équipe de mise en marche de POL-2, nous avons détecté avec succès la polarisation à $850\ \mu\text{m}$ dans le coeur protostellaire CB 68. Nous avons ainsi déterminé l'orientation dans le plan du ciel du champ magnétique à l'intérieur de cet objet, que nous avons ensuite comparé avec les données SCUPOL dans la littérature. Additionnellement, nous avons mesuré une diminution de la fraction de polarisation en fonction de l'intensité totale, ce qui pourrait être expliqué par des

effets de dépolarisation le long de la ligne de visée.

Finalement, nous avons mené la première campagne avec POL-2 afin d'étudier la variabilité temporelle de la polarisation linéaire à $850 \mu\text{m}$ vers quatre noyaux galactiques actifs : 3C 84, 3C 273, 3C 279 et 3C 454.3. Nous avons mesuré une variation significative de la fraction et de l'angle de polarisation pour 3C 84, 3C 273 et 3C 279 sur une période de 9 mois. Cette variabilité supporte la présence de cellules turbulentes magnétisées à l'intérieur de chocs permanents le long des jets relativistes issus de l'accrétion de matière sur les trous noirs supermassifs au centre de ces galaxies.

Mots clés: Polarimétrie, nuages moléculaires, protoétoiles, flots moléculaires, contamination moléculaire, Orion A, Barnard 1, CB 68, noyaux galactiques actifs, quasars.

ABSTRACT

Submillimetre astronomy is a unique window for the study of the physical properties of a large variety of interstellar environments, from the stellar nurseries of our Galaxy to the relativistic jets from active galactic nuclei. With polarimetric observations in particular, it is even possible to study the effects of the interaction between magnetism and turbulence on the dynamics of these environments. This thesis presents the results from a submillimetre study which goal was to characterise the physical and dynamical properties of a selection of star-forming regions and extragalactic jets using continuum, spectroscopic and polarimetric observations from the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT).

We have first quantified the effect of molecular contamination on SCUBA-2 observations at $450\ \mu\text{m}$ and $850\ \mu\text{m}$ of the Orion A giant molecular cloud. With spectroscopic measurements using the HARP spectrometer of the ^{12}CO J=3-2 molecular line, we have identified a sample of 33 sources for which the $850\ \mu\text{m}$ flux is highly contaminated by nearby molecular outflows. Finally, we have shown that this contamination leads to an underestimation of the emissivity spectral index β derived from the $450\ \mu\text{m}$ to $850\ \mu\text{m}$ flux ratio.

As part of the BISTRO survey at the JCMT, we have used the POL-2 polarimeter in order to characterise the magnetic field in the Barnard 1 star-forming region in the Perseus molecular cloud complex. We have inferred the plane-of-sky orientation of the magnetic field from the linear polarisation map obtained at $850\ \mu\text{m}$. We have also calculated a value of 1.05 ± 0.92 for the turbulent-to-ordered magnetic energy ratio. With FCRAO observations of the C^{18}O J=1-0 molecular line, we have also applied the Davis-Chandrasekhar-Fermi method in order to evaluate the amplitude of the magnetic field to be $\approx 20\ \mu\text{G}$.

With the POL-2 commissioning team, we have successfully detected the $850\ \mu\text{m}$ polarisation in the CB 68 protostellar core. We have then inferred the plane-of-sky orientation of the magnetic field within this cloud that we have then compared to previously published SCUPOL observations. Additionally, we have measured a diminution in the fraction of polarisation as a function of total intensity, which could be explained by depolarisation effects along the line-of-sight.

Finally, we have lead the first POL-2 campaign to study the temporal variability of the $850\ \mu\text{m}$ linear polarisation towards four active galactic nuclei: 3C 84, 3C 273, 3C 279 and

3C 454.3. We report significant variability in the fraction and angle of polarisation for 3C 84, 3C 273 and 3C 279 over a period of 9 months. This variability supports the presence of magnetised turbulent cells within standing shocks along the relativistic jets originating from the accretion of matter on the central supermassive black holes of these galaxies.

Keywords: Polarimetry, molecular clouds, protostars, molecular outflows, molecular contamination, Orion A, Barnard 1, CB 68, active galactic nuclei, quasars.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX	xiii
LISTE DES FIGURES	xv
LISTE DES SIGLES	xvii
NOTATION	xix
DÉDICACE	xxi
REMERCIEMENTS	xxiii
AVANT-PROPOS	xxvii
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
1.1 Une perspective cosmologique	1
1.2 Notre Galaxie, la Voie Lactée	4
1.2.1 Les régions de formation d'étoiles	7
1.2.2 La ceinture de Gould	11
CHAPITRE 2 : LA MATIÈRE INTERSTELLAIRE	13
2.1 Le gaz atomique neutre	13
2.2 Le gaz atomique ionisé	15
2.3 Le gaz moléculaire	18
2.4 La poussière interstellaire	21
2.4.1 Rougissement et extinction	22
2.4.2 Émission thermique et propriétés physiques	25

2.4.3	Alignement et polarisation	29
CHAPITRE 3 : LA DYNAMIQUE DES MILIEUX INTERSTELLAIRES		35
3.1	Effondrement gravitationnel	35
3.1.1	Le critère de Jeans	36
3.1.2	Le temps de chute libre	38
3.2	Turbulence et magnétisme	40
3.2.1	La stabilité magnétique des nuages moléculaires	41
3.2.2	La polarisation des milieux de formation d'étoiles	43
3.3	Champs magnétiques et flots moléculaires	44
3.3.1	Variabilité des noyaux galactiques actifs	47
CHAPITRE 4 : L'INSTRUMENTATION		51
4.1	Les principes de l'astronomie sous-millimétrique	51
4.2	Le télescope James-Clerk-Maxwell	53
4.3	Le « Submillimeter Array »	59
4.4	Le « Five College Radio Astronomical Observatory »	59
CHAPITRE 5 : LA CONTAMINATION MOLÉCULAIRE DANS ORION A		61
5.1	Introduction	63
5.2	Method	64
5.3	Observations	68
5.4	Results	70
5.5	Discussion	81
5.6	Conclusion	86
CHAPITRE 6 : L'INTERACTION ENTRE LE MAGNÉTISME ET LA TURBU- LENCE DANS BARNARD 1		91
6.1	Introduction	93
6.2	Observations	95
6.3	Methods	98
6.3.1	Polarisation properties	98
6.3.2	The Davis-Chandrasekhar-Fermi method	98

6.4	Results	101
6.5	Discussion	108
6.6	Conclusion	111
CHAPITRE 7 : LA STRUCTURE DU CHAMP MAGNÉTIQUE DANS CB 68 . .		115
7.1	Observations et résultats	115
7.2	Discussion	118
7.3	Conclusion	120
CHAPITRE 8 : LA VARIABILITÉ DE LA POLARISATION DANS LES NOYAUX GALACTIQUES ACTIFS		123
8.1	Introduction	125
8.2	Observations	128
8.2.1	JCMT	128
8.2.2	SMA	130
8.3	Methods	132
8.4	Results	135
8.5	Discussion	139
8.6	Conclusion	144
CHAPITRE 9 : CONCLUSION		147
9.1	Résultats principaux	147
9.2	Futurs travaux	149
BIBLIOGRAPHIE		153

LISTE DES TABLEAUX

5.I	Properties of contaminated sources	74
5.II	Properties of clumps in OMC-4	75
6.I	Magnetic and turbulent properties in Perseus B1	108
8.I	Properties of the studied AGN and jets	127
8.II	POL-2 measurements for 3C 84	132
8.III	POL-2 measurements for 3C 273	132
8.IV	POL-2 measurements for 3C 279	133
8.V	POL-2 measurements for 3C 454.3	133
8.VI	SMA measurements for 3C 273	134
8.VII	Variability indices of the studied AGN	134
8.VIII	Modulation indices of the studied AGN	137

LISTE DES FIGURES

1.1	Le rayonnement cosmologique infrarouge	3
1.2	La Voie Lactée, notre Galaxie	5
1.3	La structure de la Galaxie	6
1.4	La nébuleuse d'Orion	9
2.1	Raies moléculaires dans Orion KL	19
2.2	Courbe d'extinction galactique standard	23
2.3	Modèle d'extinction de la poussière interstellaire	24
2.4	Modèle d'émission de la poussière interstellaire	26
2.5	Température, densité, émissivité et distributions spectrales d'énergie . . .	29
2.6	Effet du bruit de mesure sur la distribution spectrale d'énergie	30
2.7	Alignement de grains par moment de force radiatif	32
2.8	Spectre de polarisation des nuages moléculaires	33
3.1	Structure d'un coeur protostellaire	45
3.2	Champs magnétiques et flots moléculaires	46
3.3	Polarisation d'un champ magnétique tordu	47
3.4	Structure d'un jet de noyau galactique actif	48
3.5	Turbulence magnétisée dans un jet de blazar	49
4.1	Fenêtres atmosphériques	52
4.2	Bandes d'observations de SCUBA-2	56
4.3	Distributions spectrales d'énergie	57
4.4	Configuration de POL-2	58
5.1	Effect of temperature on the emissivity spectral index β	67
5.2	SCUBA-2 observations of the Orion A molecular cloud complex	71
5.3	Map of contamination levels in Orion A	72
5.4	^{12}CO J=3-2 line contamination as a function of the 850 μm flux	76
5.5	^{12}CO J=3-2 line contamination as a function of the 850 to 450 μm flux ratio	77
5.6	Effect of contamination correction on the 850 to 450 μm flux ratio	80

6.1	The Barnard 1 star-forming region as seen by POL-2	102
6.2	Comparison between POL-2 and SCUPOL for Perseus B1	103
6.3	Histograms of polarisation angles for Perseus B1	104
6.4	Depolarisation towards Perseus B1	105
6.5	Dispersion of polarisation angles for Perseus B1	107
7.1	Carte de polarisation de CB 68	116
7.2	Morphologie du champ magnétique dans CB 68	117
7.3	Dispersion des angles de polarisation dans CB 68	118
7.4	Dépolarisation dans CB 68	119
7.5	Dynamique de CB 68	122
8.1	Comparison between peak and aperture photometry	131
8.2	Polarisation variability of AGN at 850 μm	136
8.3	Combined POL-2 and SMA measurements of variability towards 3C 273	138

LISTE DES SIGLES

AGN	Noyau galactique actif
BISTRO	« B-fields In STar-forming Region Observations »
DCF	Davis-Chandrasekhar-Fermi
GBS	« Gould Belt Survey »
JCMT	Télescope James-Clerk-Maxwell
MRN	Mathis-Rumpl-Nordsieck
PAH	Hydrocarbure aromatique polycyclique
SED	Distribution spectrale d'énergie
SMA	Submillimeter Array
RAT	Alignement par moment de force radiatif

NOTATION

arcsec	Seconde d'arc, ou $1^\circ/3600$
arcmin	Minute d'arc, ou $1^\circ/60$
beam	Largeur de faisceau
e.g.	Du latin « exempli gratia », signifiant « par exemple » (p. ex.)
i.e.	Du latin « id est », signifiant « c'est-à-dire » (c.-à-d.)
erg	$1 \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-2}$
g	Gramme
kg	Kilogramme
J	Joule
Jy	Janksy, ou $10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$
Hz	Hertz
MHz	Megahertz
GHz	Gigahertz
K	Kelvin
k_B	Constante de Boltzmann
m	Mètre
cm	Centimètre
mm	Millimètre
μm	Micromètre
nm	Nanomètre
M_\odot	Masse solaire
pc	Parsec
kpc	Kiloparsec
s	Seconde
sr	Stéradian
V	Volt
eV	Électronvolt
W	Watt
pW	Picowatt

*À mes parents,
pour m'avoir encouragé à rêver aux étoiles.*

REMERCIEMENTS

La réalisation de cette thèse n'aurait pas été possible sans le support de ma famille, de mes amis, de mes mentors, et de mes collègues. Cette section vise donc à souligner, au meilleur de ma mémoire, la contribution des gens qui m'ont côtoyé au cours de ces longues années de labeur.

Il me faut tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Pierre Bastien, pour m'avoir offert cette opportunité extraordinaire d'étudier l'astrophysique à ses côtés. C'est grâce à son support inconditionnel tout au long de mes études graduées que les projets de recherche présentés dans ce travail ont pu être menés à bien. Le chemin de la recherche scientifique est souvent parsemé d'embûches, mais nous avons su les surmonter ensemble aux cours des années. Je crois que nous avons formé une équipe formidable, encore merci pour tout !

Merci à Benjamin D'Anjou, Alex Bouchard, Ariane Fischer, Gabrielle Lévesque et Olivier Paré-Labrosse pour toutes les joies, et parfois les peines, partagées aux cours des dernières années. Un grand merci aussi à Élise Siegrist pour avoir su égayer avec une originalité bien à elle les derniers mois de ma rédaction de thèse.

Un merci tout particulier à Patrice Beaudoin, Julien Vandeportal et Rob Wade pour leur oreille attentive et leur support inconditionnel tout au long de mes études graduées. Je vous serai éternellement reconnaissant d'avoir toujours été présents pour moi.

Merci aux amis avec qui j'ai toujours pu partager mes espoirs, célébrer mes succès, oublier mes peines, mais surtout profiter de la vie : Roxane Barnabé, Anne Boucher, Jonathan Belle-tête, Jean-François Désilets, Jonathan Gagné, François-René Lachapelle, Olivier Latendresse, Nicolas Lawson, Nicolas Michaud, Corinne Simard, et Amélie Simon.

Merci à tous ceux dont l'amitié a été une source d'inspiration : Kim B. Deland, Jean-Félix Bélanger, Danièle Bien-Aimé, Adam Bolduc, Sarah Bouchaïb, Guillaume Bourdon, Connor Buchanan, Claire Carroué, Laurence Dandurand, Alexandre Desilets-Benoit, Caroline Dubé, Maxime Fortin-Archambault, Valérie Fournier-Dubeau, Sacha Langlois, Samuel Langlois, Dany Lapointe, Martin Leduc, Francis McGuire, Simon Mercier, Étienne Normandeau, Kamilia Nous-saïr, Alexandre Paradis, Gabriel Provencher-Langlois, Mychel Pineault, Jérémy Rémillard, Sophie Saulnier, et Raoul Villeroy de Galhau.

Merci aux braves aventuriers avec qui j'ai pourfendu de nombreux dragons imaginaires : Xavier Coupal, Jonathan Kasko, Mitchell Keller, Nicolas Noix, Émile Pheuïl, Evan Sherlock-

Hubbard, et Gauthier Viau.

Merci à tous les compagnons de souffrance qui m'ont côtoyé au long de mes études graduées : Gabriel Antonius, Simon Archambault, Frédérique Baron, Delphine Bouilly, Taylor Bell, Christian Carles, Stéphanie Codsí, Antoine Daveau-Bernier, Alexandre David-Uraz, Jean-François Cossette, Cynthia Genest-Beaulieu, Marianne Girard, Sean Griffin, Ève Heurtebise, Laura-Isabelle Dion-Bertrand, Laurent Karim Béland, Myriam Latulippe, Alexandre Lermerle, Lison Malo, Mélissa Munoz, Marie-Eve Naud, Marie-Pier Neault, Henry Ngo, Deniz Ölçek, Anna Ordog, Émilie Parent, Julien Prigent, Françoise Provencher, Tahina Ramiaramanantsoa, Nicolas Rey-Le Lorier, Jasmin Robert, Laurie Rousseau-Nepton, Gwendolyn Springford, Jonathan St-Antoine, Félix Thouin, Benoît Tremblay, et bien d'autres. Un merci spécial à Marie-Lou Gendron-Marsolais qui m'a tout appris sur la plus extraordinaire des galaxies, NGC 1275.

Merci à René Doyon pour ses conseils, ses encouragements, et son support inestimable tout au long de mes études doctorales. C'est un immense honneur pour moi que de l'avoir comme président du jury d'évaluation de ma thèse.

Merci aussi aux professeurs et enseignants qui ont influencé mon parcours universitaire : Pierre Bergeron, Paul Charbonneau, Laurent Drissen, Patrick Dufour, Gilles Fontaine, Yves Grosdidier, Julie Hlavacek-Larrondo, Gilles Joncas, David Lafrenière, Christian Lupien, Anthony Moffat, Ken Ragan, Sjoerd Roorda, Nicole St-Louis, Louis Taillefer, et tous les autres.

Merci aussi à Loïc Albert, Étienne Artigau, Olivier Hernandez, Lauren Weiss et tous les membres de l'Institut de Recherche sur les Exoplanètes pour leur enthousiasme contagieux.

Merci à Luc Turbide, sans qui le groupe d'astrophysique de l'Université de Montréal serait plongé dans un chaos perpétuel.

J'aimerais remercier mes collaborateurs scientifiques à travers le monde qui, grâce à leurs conseils, critiques et suggestions, m'ont poussé à me dépasser : B.-G. Andersson, David Berry, Mike Chen, Jessica Dempsey, James Di Francesco, Emily Drabek-Maunder, Per Friberg, Ray Furuya, Sarah Graves, Jane Greaves, Tetsuo Hasegawa, Jennifer Hatchell, Helen Kirk, Kevin Lacaille, Sang-Sung Lee, Brenda Matthews, Harriet Parsons, Kate Pattle, Andy Pon, Ramprasad Rao, Mark Rawlings, Ian Robson, et Derek Ward-Thompson. Un merci tout particulier à Doug Johnstone pour sa confiance, son support, et sa contribution significative à tous les projets de recherche sur lesquels j'ai travaillé.

Merci aux membres de l'équipe de mise en marche de POL-2, à l'équipe du Gould Belt

Legacy Survey, et à l'équipe de BISTRO. Merci aussi à l'équipe technique du JCMT, et particulièrement à Jim Hoges et William Montgomerie pour toutes les nuits passées en leur compagnie au sommet du Mauna Kea.

De même, merci à l'équipe extraordinaire de l'Observatoire du Mont-Mégantic pour toutes les expériences astronomiques inoubliables. En particulier, merci à Julien Huot, Robert Lamontagne, Bernard Malenfant, Fidèle Robichaud, et Ghislain Turcotte.

Merci au directeur du département de physique à l'Université de Montréal, Richard Leonelli, pour son support pendant mon parcours doctoral. Merci aussi à la direction du département de physique pour les miracles bureaucratiques qu'ils accomplissent quotidiennement, en particulier Peggy Lareau, Thierry Nakache, Marie-Lou Rondeau et Sophie Tremblay.

Merci à Martin Houde d'avoir pris le temps de m'enseigner les points principaux de la méthode de dispersion angulaire, d'avoir effectué l'analyse initiale des propriétés magnétiques et turbulentes dans Barnard 1, et aussi d'avoir accepté d'être membre du jury. Ce travail n'aurait pas eu la même portée sans sa contribution.

Je suis aussi reconnaissant à Philippe André d'avoir accepté d'être l'examineur externe pour l'évaluation de ma thèse.

Finalement, je voudrais remercier mes parents, Roger Coudé et Élisabeth Talbot, de toujours m'avoir encouragé à poursuivre mes rêves. Je ne serais pas où je suis aujourd'hui sans votre support indéfectible. Merci à mes soeurs Geneviève, Maude et Véronique, d'être les meilleures soeurs du monde ! Merci aussi à leurs copains Alexandre, Simon-Pierre et Jean-François. Merci à mes oncles et mes tantes : Louis et Joanne, Claude et Marlène, Danielle et René, Monique et Normand, et Sylvain. Merci à mes cousins et cousines : Anne, Joelle, Julie, Maude, Richard, Sarah, et Valérie. Un merci tout particulier à Lucie pour son support et ses encouragements pendant toutes ces années. Je vous aime tous du fond du coeur.

AVANT-PROPOS

Les principes physiques fondamentaux menant à la formation des étoiles sont relativement intuitifs à comprendre. Si un nuage de gaz interstellaire isolé dans l'espace atteint une certaine masse critique, alors sa propre gravité finit par l'emporter sur sa pression interne et il s'effondrera jusqu'à former une étoile. En réalité, il n'existe malheureusement pas de cas aussi simple à interpréter. La formation des étoiles dépend fortement des propriétés physiques et de la dynamique des environnements dans lesquels ce processus se déroule. De plus, les opaques nuages de poussière des pouponnières d'étoiles rendent notoirement difficile l'observation des jeunes objets stellaires qui y sont profondément enfouis. Le développement d'une théorie englobante et prédictive sur la formation des étoiles et de leurs planètes est donc complexifiée à la fois par des défis théoriques et observationnels [113]. C'est d'ailleurs pourquoi ce domaine de l'astrophysique fait encore face aujourd'hui à de nombreuses problématiques irrésolues.

La plus flagrante de ces problématiques concerne notre propre Galaxie, la Voie Lactée. Avec un taux de formation d'étoile d'environ une masse solaire par année, la Voie Lactée est curieusement tranquille lorsque comparée à d'autres galaxies de tailles similaires [179, 189]. Pour certaines de ces galaxies plus actives, le taux de formation d'étoiles peut être plusieurs ordres de grandeur plus grand que celui de la Voie Lactée. S'il ne s'agit pas d'un biais observationnel, alors il devient nécessaire de modifier les modèles actuels de formation stellaire afin d'expliquer l'inefficacité apparente de notre galaxie à former de nouvelles étoiles.

Les mécanismes principaux explorés de nos jours pour améliorer cette modélisation théorique sont la turbulence, le magnétisme et la rétroaction stellaire [158]. Le magnétisme en particulier jouerait un rôle important tout au long du processus de formation des systèmes stellaires, de la fragmentation des nuages moléculaires aux processus de diffusion dans les disques protoplanétaires. De plus, l'interaction entre la turbulence du milieu interstellaire et les champs magnétiques à grande échelle dans les régions de formation d'étoiles ralentirait l'effondrement gravitationnel des coeurs pré-stellaires, diminuant ainsi le taux global de formation stellaire.

L'objectif premier de ce projet de doctorat est d'établir des contraintes observationnelles strictes sur l'efficacité relative des champs magnétiques, par rapport à la turbulence, à ralentir l'effondrement gravitationnel de coeurs préstellaires et protostellaires. À l'aide d'observations polarimétriques, spectroscopiques et continues aux longueurs d'onde sous-millimétriques, nous

explorerons dans ce travail les caractéristiques physiques et la dynamique de la matière inter-stellaire froide au coeur d'une sélection de régions de formation d'étoiles.

L'interaction entre le magnétisme et la turbulence dans les milieux interstellaires peut aussi avoir un impact important sur les sources non-thermales de polarisation. C'est particulièrement le cas pour l'émission synchrotron émise par les électrons relativistes à l'intérieur des jets issus de noyaux galactiques actifs. En effet, la présence de cellules turbulentes à l'intérieur de ces jets désordonne la structure de leur champ magnétique. La polarisation de l'émission sous-millimétrique de ces objets se retrouve donc à fluctuer sur de courtes échelles de temps. Cette thèse présentera des exemples observationnels de ce genre d'interactions entre le magnétisme et la turbulence dans le milieu interstellaire des noyaux galactiques actifs.

La première partie de cette thèse présente le contexte théorique nécessaire à la compréhension de la problématique de recherche.

- Le chapitre 1 place d'abord ce projet de recherche dans une perspective cosmologique plus globale, pour ensuite introduire les milieux typiques de formation d'étoiles dans la Galaxie.
- Le chapitre 2 explore les caractéristiques pertinentes du milieu interstellaire froid dans le cadre de l'étude de la formation des étoiles.
- Le chapitre 3 présente brièvement quelques notions théoriques fondamentales liées à l'effet de l'interaction entre le magnétisme et la turbulence sur la dynamique du milieu interstellaire, et spécifiquement sur l'effondrement gravitationnel des coeurs préstellaires et protostellaires. Un parallèle sera aussi effectué avec la dynamique des jets relativistes provenant de noyaux galactiques actifs.
- Le chapitre 4 s'intéresse finalement à l'instrumentation utilisée dans le cadre de cette recherche.

La seconde partie présente les résultats de trois projets de recherche distincts.

- Le chapitre 5 concerne l'effet de la contamination moléculaire sur la caractérisation des propriétés physiques de la poussière interstellaire à partir d'observations sous-millimétriques. Ce chapitre contient les résultats publiés d'une étude sur l'effet de la contamination par la

raie J=3-2 du ^{12}CO dans les observations à $850\ \mu\text{m}$ du nuage moléculaire géant d'Orion [34, Coudé et al. 2016].

- Le chapitre 6 s'intéresse particulièrement à l'interaction entre le magnétisme et la turbulence à l'intérieur de Barnard 1, une région évoluée du nuage moléculaire de Persée. Barnard 1 est l'hôte de plusieurs coeurs préstellaires et protostellaires en formation. Ce travail représente la première contribution canadienne à une collaboration internationale dont l'objectif est l'étude des champs magnétiques dans les pouponnières stellaires de la ceinture de Gould (BISTRO) [Coudé et al., en prép.].
- Le chapitre 7 présente une étude préliminaire de la morphologie du champ magnétique à l'intérieur du globule de Bok CB 68, un coeur protostellaire isolé. Ce travail a été effectué dans le cadre de la mise en marche du polarimètre POL-2 au télescope James-Clerk-Maxwell [Coudé et al., en prép.].
- Le chapitre 8 présente une étude sous-millimétrique de la variabilité temporelle dans la polarisation de quatre noyaux galactiques actifs : 3C 84, 3C 273, 3C 279 et 3C 454.3. Cette variabilité exemplifie l'effet de l'interaction entre le magnétisme et la turbulence sur les sources non-thermales de polarisation. Ce travail a été effectué dans le cadre de la mise en marche du polarimètre POL-2 au télescope James-Clerk-Maxwell [Coudé et al., en prép.].
- Le chapitre 9, la conclusion de cette thèse, résume les résultats scientifiques principaux des chapitres précédents. Quelques pistes futures de recherche et leur potentiel y sont aussi discutées.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

*« Si vous désirez faire une tarte aux pommes à partir de rien,
vous devez d'abord inventer l'Univers. »*

Carl Sagan, Cosmos, 1980

1.1 Une perspective cosmologique

Les premières étoiles se seraient formées environ 560 millions d'années après la naissance de l'Univers, au début d'une époque que l'on nomme l'âge de réionisation. En fait, ce serait le rayonnement issu de ces étoiles primordiales qui aurait été l'élément déclencheur de cette période cruciale pendant laquelle les premières galaxies se sont formées. C'est du moins ce qui ressort d'une étude récente réalisée par l'une des équipes de la collaboration *Planck* [169]. Grâce à des observations polarimétriques du rayonnement de fond cosmologique, ce groupe international de chercheurs a défini de nouvelles contraintes observationnelles supportant les modèles où l'allumage de la première génération d'étoiles serait bel et bien à l'origine de l'âge de réionisation. Il s'agit là d'une illustration éloquente de l'importance que la formation des étoiles a eu sur la dynamique de l'Univers, et ce même à une époque aussi reculée. Encore aujourd'hui, le cycle de naissance et de mort des étoiles joue un rôle clé dans l'évolution des galaxies.

Il est tout de même important de noter que les étoiles primordiales, dites de Population III, n'avaient probablement que peu de caractéristiques en commun avec les étoiles qui se forment aujourd'hui dans la Galaxie. À cette époque, seuls existaient les éléments créés lors de la nucléosynthèse primordiale quelques instants après le Big Bang (jusqu'à $\approx 10^2$ secondes). À l'exception d'une fraction négligeable de lithium et de béryllium, l'Univers était composé alors d'hydrogène (76 %) et d'hélium (24 %) [24, p. 1179]. De plus, après que les ions et les électrons libres se soient « recombines », l'Univers a longtemps ($\approx 10^8$ ans) existé dans un état où la matière était complètement neutre et transparente, un « âge sombre » en quelque sorte. Pour ces raisons, il est fort probable que les premières étoiles aient été significativement plus massives (de 20 à 130 fois la masse du Soleil) que les étoiles s'étant formées plus tard (celles de Population I

et II) [210]. Si c'est bien le cas, alors ces étoiles de Population III auraient aussi été éphémères comparativement aux étoiles d'aujourd'hui. Mais malgré leur courte durée de vie, elles seraient tout de même responsables du premier enrichissement en métaux de l'Univers. En effet, comme pour les étoiles massives dans notre Galaxie, les conditions physiques en leur cœur auraient été propices à la création d'éléments lourds (au moins jusqu'au fer) par des processus de fusion nucléaire. Une partie de ces métaux auraient ensuite été éjectés dans le milieu interstellaire lors de l'explosion inéluctable de ces étoiles en supernova [24, p. 314, 531]. Dans une moindre mesure, le cycle de vie des étoiles de Population I et II joue un rôle similaire pour l'enrichissement en métaux de la Galaxie.

Bien qu'il existe des preuves observationnelles de leur existence (voir figure 1.1), il est nécessaire de souligner qu'aucune étoile de Population III n'a été découverte à ce jour. Le scénario décrit précédemment est donc encore purement théorique, et notre compréhension des processus physiques ayant eu lieu à cette époque dépend de l'une des hypothèses fondamentales de l'astrophysique : le principe cosmologique. Ce principe pose qu'à un moment donné, et à des échelles assez grandes, l'univers est isotrope et homogène [24, p. 1145]. En d'autres mots, les caractéristiques intrinsèques de l'Univers sont les mêmes peu importe l'endroit d'où on les étudie. Le principe cosmologique est aussi souvent couplé avec l'un des fondements de la physique, soit l'universalité des lois de la nature. Par définition, une loi de la physique (e.g. la gravité) doit être applicable de la même manière partout dans l'Univers. De plus, il n'est pas complètement déraisonnable de supposer que les forces fondamentales ne changent pas dans le temps (ou du moins, pas significativement [146]), ce qui nous permet de les appliquer intégralement pour étudier l'évolution de l'Univers du Big Bang jusqu'à maintenant.

Au meilleur des connaissances actuelles, l'Univers visible est aujourd'hui composé principalement d'hydrogène (75 %) et d'hélium (23 %). Tous les autres éléments du tableau périodique, la plupart créés au cœur des étoiles, ne représentent au plus que 2 % de l'abondance universelle des éléments chimiques [225]. Ces valeurs ne tiennent toutefois en compte que des formes baryoniques de la matière, c'est-à-dire celles composées principalement de particules élémentaires à base de quarks comme les protons et les neutrons. En effet, la plus grande partie (85 %) [168] de la masse de l'Univers serait sous la forme d'une matière non-baryonique n'interagissant pas (ou que très faiblement) avec les champs électromagnétiques, la rendant effectivement invisible pour nos instruments. Bien que la nature exacte de cette matière sombre soit encore un mys-

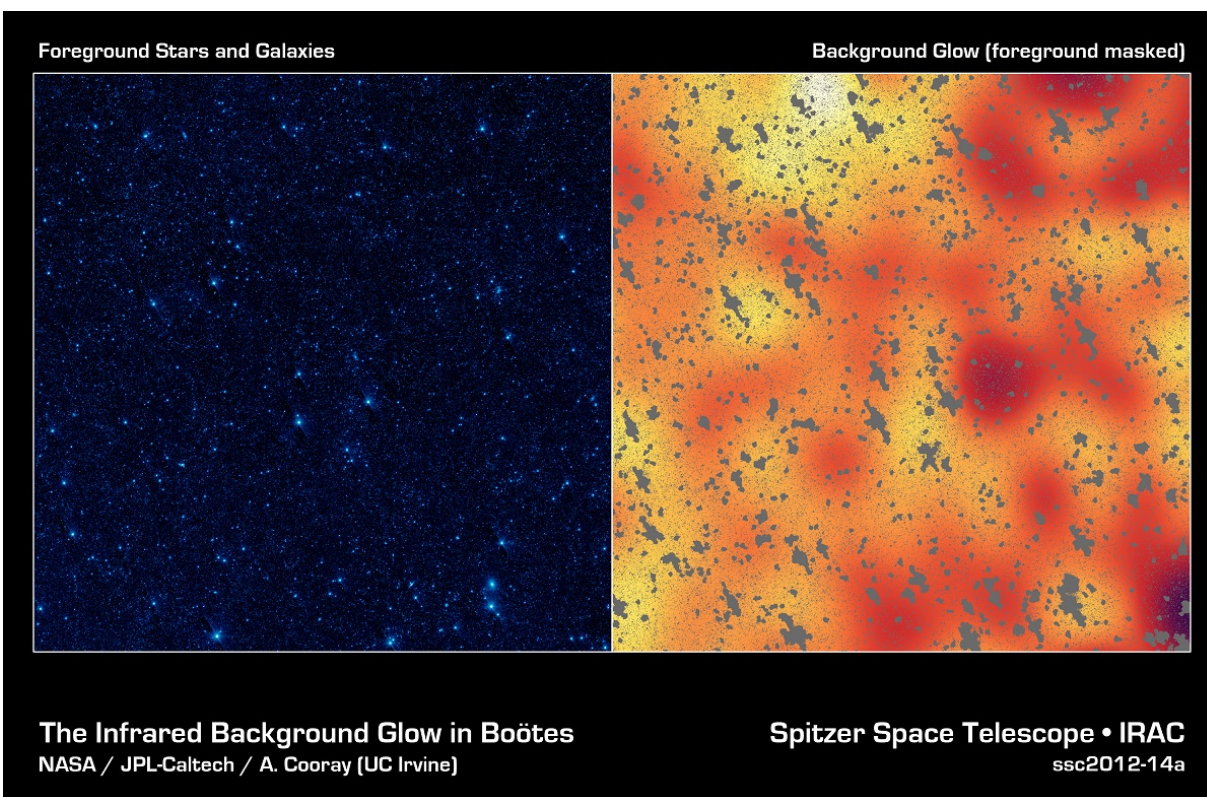


Figure 1.1 : Le rayonnement cosmologique infrarouge tel que vu par le télescope spatial *Spitzer*. *Gauche* : Le résultat d'une exposition de 10 heures avec la caméra IRAC dans la constellation du Bouvier. *Droite* : L'image résiduelle obtenue après la soustraction des sources astronomiques connues dans le même champ de vue. Ce rayonnement diffus dans l'infrarouge est probablement issu des premières étoiles, il y a près de 13 milliards d'années [107]. Cette image est gracieusement offerte à la disposition du public par NASA/JPL-Caltech/UC Irvine.

rière pour la physique contemporaine, son effet sur la dynamique de l'Univers a été amplement documenté. Par exemple, l'observation de lentilles gravitationnelles autour d'amas de galaxies tels que Abell 1689 supporte l'existence d'une large fraction de matière sombre dans le milieu intergalactique [205]. À une échelle galactique, l'effet de la matière sombre est surtout visible sur la cinématique des étoiles. C'est d'ailleurs en étudiant les courbes de rotation de galaxies spirales que Vera Rubin a montré en 1980 que leur contenu stellaire à lui seul était insuffisant pour expliquer leur effet gravitationnel [182].

Les éléments plus lourds que l'hélium ne représenteraient donc que 0.3 % de toute la matière dans l'Univers. Et pourtant, leur impact sur la physique des galaxies ne doit pas être négligé. Une partie importante de ces métaux existe dans les milieux interstellaires galactiques sous la forme de gaz atomique, ionisé ou moléculaire, ainsi qu'à l'intérieur des grains de poussière

interstellaire (voir Chapitre 2). Malgré l'omniprésence de l'hydrogène et de l'hélium dans le milieu interstellaire, l'existence de différentes espèces atomiques et moléculaires est tout de même essentielle pour expliquer de nombreux processus astrophysiques (e.g. le chauffage et le refroidissement du milieu interstellaire [121, p. 215, 222]). De plus, les grains de poussière jouent un rôle incontournable à la fois pour la chimie des galaxies et l'absorption du rayonnement stellaire, et ce même s'ils ne représentent en général que 1 % de la masse du milieu interstellaire [121, p. 167]. La présence de poussière interstellaire peut donc favoriser les conditions propices à la formation des étoiles, ce qui est un sujet d'intérêt dans le cadre de cette thèse.

Finalement, un simple coup d'oeil à notre propre système solaire devrait pouvoir convaincre quiconque de l'importance des métaux en astrophysique. En effet, les planètes rocheuses sont dépourvues d'hydrogène et d'hélium [145] comparativement à une planète géante comme Jupiter, qui contient elle-même une proportion élevée de métaux par rapport au Soleil [24, p. 778]. Le cas de la Terre est particulièrement intéressant puisque notre planète est (jusqu'à preuve du contraire) le seul endroit dans le système solaire où la vie peut exister. Comme la clé commune à pratiquement toutes les formes de vie connues (i.e. l'acide désoxyribonucléique, ou ADN) est composée principalement de carbone, d'oxygène, d'azote et d'hydrogène, on constate que les ingrédients essentiels à la vie viennent directement des éléments lourds contenus dans la poussière d'étoiles. Et si l'on voit l'existence de vie intelligente comme une forme d'aboutissement à l'évolution de l'Univers, alors ce qui semblait être une fraction insignifiante du milieu interstellaire devient sa composante la plus importante. Ne sommes-nous pas après tout « une façon pour l'Univers de se connaître lui-même »¹ ?

1.2 Notre Galaxie, la Voie Lactée

La Voie Lactée est le nom donné à la magnifique bande lumineuse d'apparence laiteuse traversant le ciel nocturne. Bien qu'elle ait toujours accompagné l'humanité depuis le firmament, nous savons seulement depuis les années 1920 grâce aux observations de Edwin Hubble qu'il s'agit en fait d'une galaxie parmi tant d'autres. Plus précisément, la Voie Lactée est la galaxie spirale dans laquelle évolue notre système solaire. Il s'agit de notre Galaxie. C'est en fait le profil de son disque galactique que l'on voit dans le ciel, soit la lueur diffuse de milliards d'étoiles cachée en partie par d'immenses filaments de poussière interstellaire. La figure 1.2 donne un

¹Carl Sagan, *Cosmos*, 1980

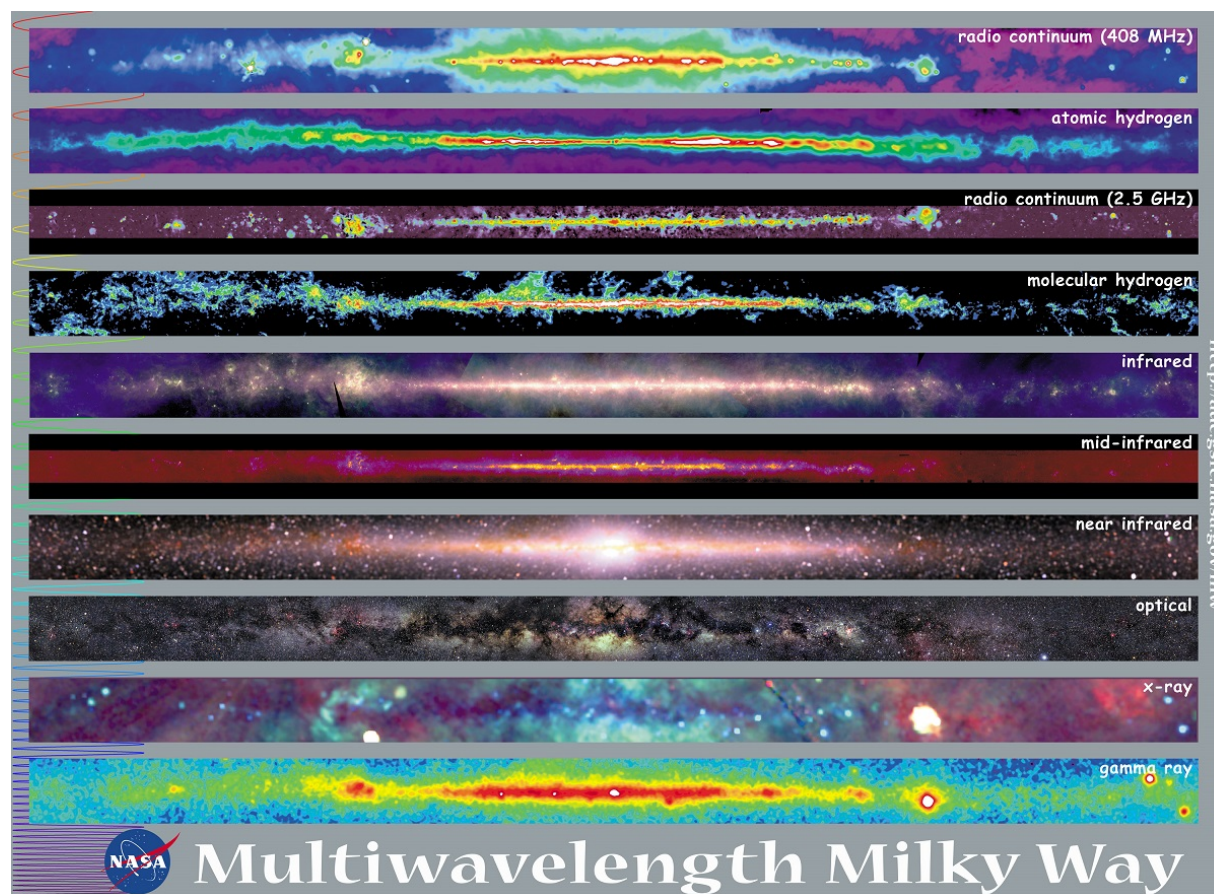


Figure 1.2 : La Voie Lactée, notre Galaxie, telle que vue à différentes longueurs d'onde. Cette figure couvre le spectre électromagnétique de la lumière des ondes radios (en haut) jusqu'aux rayons gamma (en bas). La matière interstellaire occupe une place prééminente dans chacun des panneaux. Cette figure est une compilation effectuée par le Goddard Space Flight Center de la NASA à des fins éducationnelles [149].

aperçu de l'apparence de la Voie Lactée selon la longueur d'onde étudiée. Dans tous les cas, la matière interstellaire y occupe une place prépondérante.

La position du système solaire dans le disque de la Galaxie complexifie significativement l'étude de sa structure interne. En effet, la plus grande partie de la Voie Lactée est obscurcie aux longueurs d'onde visibles par la présence de poussière interstellaire, et notre point de vue intérieur rend difficile l'évaluation des distances relatives. Il est tout de même possible de se débrouiller afin d'avoir une idée générale de ses caractéristiques principales. Plus précisément, les meilleurs estimations de la structure galactique nous viennent d'observations radio de la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique. Grâce à ces observations spectroscopiques, nous savons que la Voie Lactée est une galaxie spirale barrée avec au moins quatre bras principaux [106, 123,

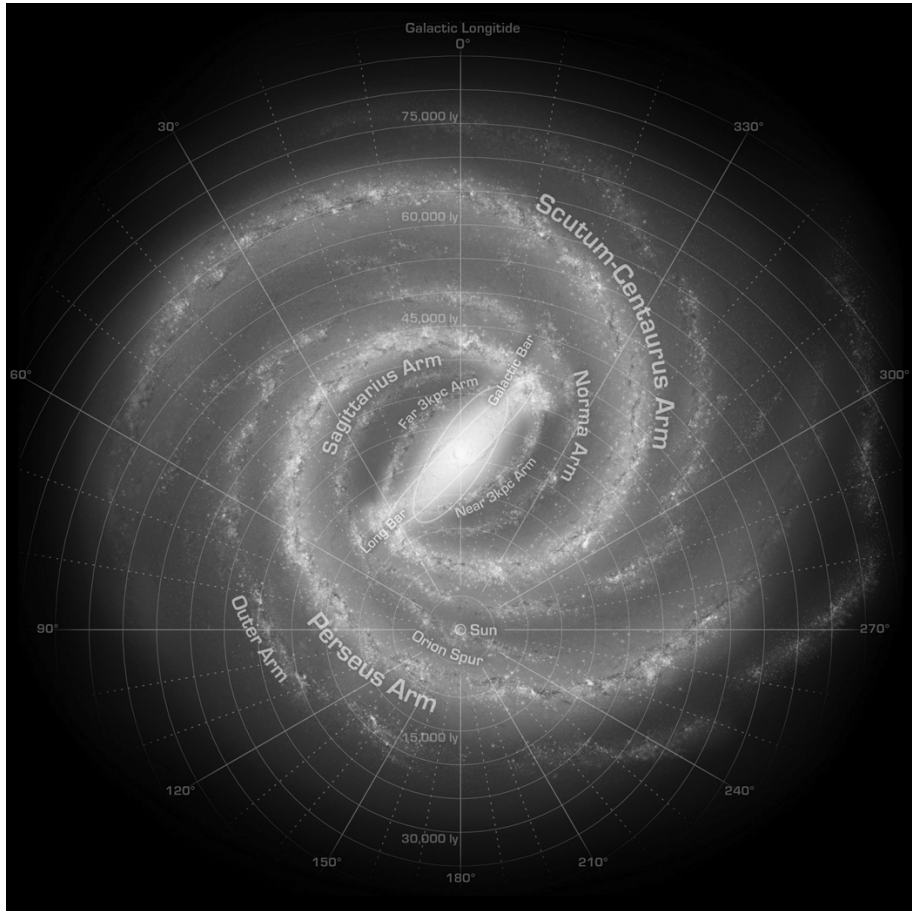


Figure 1.3 : Vue d'artiste de la structure de la Voie Lactée. Les bras principaux sont clairement identifiés, ainsi que quelques structures secondaires. La position du soleil est au centre du référentiel de latitude galactique. Les deux composantes principales de la barre centrale sont identifiées par des ellipses au centre de la Galaxie. Cette image est la figure 16 de Churchwell et al. 2009 [31].

124]. Une étude infrarouge à grande échelle effectuée avec le télescope spatial *Spitzer* de la distribution stellaire dans le disque galactique supporte aussi ce portrait de notre Galaxie (voir figure 1.3) [31].

La morphologie des galaxies spirales peut être divisée en trois composantes : le disque, le bulbe central et le halo diffus [121, p. 2, 9-10]. Le disque d'étoiles en rotation est la composante principale de ces galaxies ; c'est la partie dans laquelle on trouve les bras spiraux et la plus grande fraction de formation d'étoiles. Le bulbe est l'endroit au centre de la galaxie où la densité stellaire est généralement la plus importante, ce qui augmente la probabilité que les étoiles soient perturbées gravitationnellement dans leurs orbites. Elles se retrouvent donc à être dispersées

verticalement loin du plan du disque, ce qui donne au bulbe une apparence quasi-sphérique. De façon similaire, mais sur des échelles plus grandes, le halo est surtout composé de vieilles étoiles ayant été éjectées du disque par des interactions gravitationnelles avec leurs voisines. Le halo contiendrait aussi la majeure partie du contenu en matière sombre des galaxies spirales.

Contrairement à la plupart des galaxies elliptiques, souvent décrites comme « rouges et mortes » (de l'anglais « red and dead »), les galaxies spirales possèdent en leurs disques un large réservoir de gaz et de poussière pouvant servir à la formation d'étoiles. Bien que les galaxies elliptiques puissent aussi parfois contenir des quantités appréciables de gaz [24, p. 985], la dynamique des galaxies spirales facilite les épisodes de formation stellaire. En effet, les bras spiraux seraient des ondes de densité créées par des effets de marées entre les étoiles [24, p. 967]. En voyageant dans le disque, ces ondes de densité auraient un effet de compression sur le milieu interstellaire, déclenchant ainsi des épisodes de formation d'étoiles dans les régions plus denses. Cela expliquerait pourquoi les bras spiraux semblent si lumineux relativement au reste du disque ; ils contiennent tout simplement plus d'étoiles massives et brillantes dont la durée de vie est plus courte que la majorité des autres étoiles. Il faut toutefois souligner que la structure de certaines galaxies spirales peut être obtenue par des processus stochastiques de propagation de formation d'étoiles plutôt que par la présence d'ondes de densité [24, p. 983]. Dans ce scénario, les explosions de supernova compressent le milieu interstellaire, facilitant la formation d'étoiles qui elles aussi finiront en supernova. Cela crée une situation où la formation d'étoiles se propage dans le disque galactique en suivant le cycle de vie des étoiles les plus massives. Il est fort probable qu'une combinaison de ces deux mécanismes suffise à expliquer une grande partie des épisodes de formation stellaire à l'intérieur des galaxies spirales.

1.2.1 Les régions de formation d'étoiles

Il existe une grande variété de milieux « nébuleux » dans la Galaxie (e.g. nébuleuses planétaires, nuages à grande vitesse propre, rémanents de supernova). Toutefois, seulement certains environnements rassemblent les conditions propices à la formation d'étoiles. Les régions servant de pouponnières stellaires doivent d'abord contenir assez de gaz moléculaire (en particulier sous forme d'hydrogène moléculaire H_2) pour favoriser l'effondrement gravitationnel de coeurs pré-stellaires. La présence dans ces environnements d'une quantité importante de poussière froide est donc aussi essentielle ; la formation d'hydrogène moléculaire dans le milieu interstellaire se

ferait essentiellement à la surface de grains de poussière [140]. De plus, la poussière protège le gaz moléculaire des photons ultraviolets provenant des étoiles environnantes. En effet, le rayonnement stellaire ambiant dans la Galaxie est suffisamment énergétique pour photodissocier les molécules typiquement trouvées dans les régions de formation d'étoiles [121, p. 242]. Finalement, la dynamique du milieu interstellaire influence aussi le genre de régions dans lesquelles sont favorisés les processus d'effondrement gravitationnels menant à la naissance d'un système stellaire.

1.2.1.1 Les nuages moléculaires géants

Les nuages moléculaires géants sont d'immenses structures de gaz et de poussière pouvant s'étendre sur des centaines d'années-lumière², et dont la masse varie typiquement entre 10^5 et $10^6 M_{\odot}$ ³ [24, p. 407]. Comme leur nom l'indique, ces nuages contiennent d'importantes quantités de gaz moléculaire froid (entre 10 et 100 K). L'étude de ces structures galactiques a été propulsée par les progrès de la radioastronomie et la découverte de monoxyde de carbone (CO) dans le milieu interstellaire au début des années 1970 [165]. Il est alors rapidement devenu évident que les raies d'émission du CO pouvaient être utilisées comme traceurs de masse pour l'hydrogène moléculaire, plus difficile à observer directement [77]. Cette relation entre le CO et le H₂ a d'ailleurs permis aux premières études de grande envergure à 115 GHz du disque galactique de montrer que le gaz moléculaire était surtout concentré dans des régions avec de fortes densités de poussière interstellaire [12]. Grâce à ces études spectroscopiques dans le domaine radio, nous savons maintenant qu'il existe des milliers de nuages moléculaires géants parsemés au travers de la Voie Lactée, et particulièrement dans ses bras spiraux.

Quant à leur morphologie, l'équipe de la collaboration *Herschel* a montré l'universalité des structures filamentaires à l'intérieur des nuages moléculaires géants [5]. La fragmentation de ces filaments en coeurs préstellaires serait le mécanisme principal menant à la formation des étoiles, ce qui est confirmé à la fois par les simulations numériques et les observations astronomiques [158]. Dans ce scénario, les pouponnières stellaires sont enfouies dans les parties les plus denses des nuages moléculaires géants. C'est le cas du complexe moléculaire d'Orion, une région massive de formation d'étoiles à environ 1500 années-lumières de la Terre. La figure 1.4 illustre les différences entre le nuage moléculaire froid et sa contrepartie visible, la fameuse

²L'année-lumière est une unité de distance mesurant 9.461×10^{15} m.

³ M_{\odot} est le symbole représentant la masse du Soleil, soit 1.989×10^{30} kg.



Figure 1.4 : Image composite de la nébuleuse d'Orion aux longueurs d'onde visibles en turquoise (*Hubble*) et sous-millimétriques en rouge (SCUBA-2). La composante dense et froide du nuage moléculaire d'Orion, en grande partie invisible pour *Hubble*, est tracée par l'émission aux grandes longueurs d'onde de la poussière interstellaire. Cette figure a été créée par Carl Salji de Cambridge University pour diffusion publique par le consortium du Gould Belt Legacy Survey du JCMT [187].

nébuleuse d'Orion (Messier 42). La partie la plus dense et la plus active du nuage moléculaire est partiellement cachée derrière la région HII brillante créée par la présence des jeunes étoiles massives de l'amas du Trapèze. D'ailleurs, à cause de l'effet destructeur du rayonnement stellaire sur le gaz moléculaire, la durée de vie des nuages moléculaires géants comme celui d'Orion est généralement de l'ordre de quelques dizaines de millions d'années [77]. Les propriétés physiques de la matière interstellaire froide dans la nébuleuse d'Orion sont étudiées plus en détail au Chapitre 5.

1.2.1.2 Les régions HII

Les régions HII sont des nébuleuses en émission, c'est-à-dire une forme de nuage interstellaire émettant sa propre lumière. Ce rayonnement intrinsèque provient des raies d'émission du gaz ionisé qu'elles contiennent. Selon les espèces atomiques et leur degré d'ionisation, ces nébuleuses peuvent apparaître très colorées dans le domaine visible. Cela les rend particulièrement populaires auprès des astronomes amateurs et du grand public.

D'un point de vue scientifique, les régions HII sont généralement associées à la formation d'étoiles massives de type O et B. En plus de pouvoir photodissocier le contenu en gaz moléculaire du nuage dans lequel elles se sont formées, le rayonnement issu de ces types d'étoiles est suffisamment intense pour fortement ioniser le gaz atomique du milieu interstellaire. Puisque la densité gazeuse est encore élevée autour de ces jeunes étoiles massives, on se retrouve donc avec une région d'hydrogène ionisé dont les raies d'émission sont particulièrement brillantes (d'où le nom de région HII) [24, p. 431]. La nébuleuse d'Orion mentionnée précédemment est un cas typique de région HII issu de la formation d'étoiles (voir figure 1.4).

En général, les régions HII sont assez brillantes pour être visibles sur de grandes distances. Elles peuvent donc être utilisées pour identifier les pouponnières stellaires massives à l'intérieur des galaxies. Il est ainsi possible d'obtenir une estimation du taux de formation d'étoiles dans les autres galaxies à partir des raies d'émission du gaz ionisé présent dans ces régions [110, 181]. Des exemples connus de régions HII extragalactiques incluent la nébuleuse de la Tarentule dans le Grand Nuage de Magellan, et NGC 604 dans la galaxie du Triangle (Messier 33).

1.2.1.3 Les globules de Bok

La différence majeure entre un nuage moléculaire géant et un globule de Bok réside dans leurs échelles respectives. En effet, les globules de Bok sont une forme beaucoup plus compacte de nuages moléculaires. Leur masse totale peut varier entre 1 et 1000 M_{\odot} [24, p. 408]. Ils apparaissent relativement isolés des structures à grande échelle du milieu interstellaire, ce qui pourrait être expliqué si les composantes moins denses du nuage moléculaire géant dont ils faisaient partie autrefois avait été soufflé par le rayonnement d'étoiles massives. Cela expliquerait aussi pourquoi la plupart des globules de Bok montrent des signes de formation stellaire à différents stades. Par exemple, Barnard 68 est un coeur préstellaire en effondrement gravitationnel, alors que CB 68 est un coeur protostellaire évolué [214]. Le globule de Bok CB 68 est étudié au

Chapitre 7.

1.2.2 La ceinture de Gould

La ceinture de Gould, découverte en 1879 par l'astronome Benjamin Apthorp Gould [63], est un anneau d'étoiles de type O d'environ 2300 années-lumières de diamètre et centré approximativement 650 années-lumières du Soleil [218]. Comme la présence d'étoiles de ce type le suggère, il s'agit en fait d'un ensemble de régions actives de formation stellaire dans le voisinage solaire. La proximité de ces pouponnières d'étoiles en font des laboratoires uniques pour l'étude des processus menant à la naissance de systèmes stellaires. D'ailleurs, le nuage moléculaire d'Orion (Chapitre 5) et Barnard 1 dans le nuage de Persée (Chapitre 6) sont des objets la ceinture de Gould.

La position du Soleil dans cet anneau de formation d'étoiles est une coïncidence. À son âge vénérable de 5 milliards d'années, le Soleil a depuis longtemps quitté le berceau dans lequel il s'est formé. Notre système solaire ne fait donc que passer dans le voisinage du bras secondaire d'Orion (voir figure 1.3). Mais même si nous ne sommes ici qu'en touristes, il est tout de même intéressant de s'attarder à son origine.

La ceinture de Gould serait associée à l'anneau de Lindblad, une « super-bulle » de gaz chaud en expansion centrée sur un groupe d'étoiles vieilles d'environ 60 millions d'années (Cas-Tau). Les membres les plus massifs de cette association ont depuis longtemps atteint le stade de supernova, ce qui serait à l'origine de cette super-bulle [13, 144]. En effet, une séquence d'explosions de supernova serait suffisante pour souffler la matière interstellaire environnante dans cette configuration. Dans un tel scénario, une partie du gaz est éjectée hors du plan de la Galaxie, ce qui crée un effet de fontaine galactique [121, p. 412]. En refroidissant, ce gaz se re-condense sous la forme de nuages à haute latitude galactique. En retombant sur le disque, ces nuages de gaz déclencheraient des épisodes secondaires de formation d'étoiles. Les pouponnières stellaires de la ceinture de Gould seraient donc la conséquence directe d'un tel épisode secondaire. Bien que la formation de l'association Cas-Tau puisse être due au passage d'un bras spiral de la Galaxie, il est intéressant de noter que la configuration des régions de la ceinture de Gould serait au contraire expliquée par le mécanisme de propagation stellaire mentionné à la section 1.2.

CHAPITRE 2

LA MATIÈRE INTERSTELLAIRE

Le milieu interstellaire représente environ 5 % de la masse totale de matière baryonique dans la Galaxie, le reste étant contenu à l'intérieur des étoiles. Due à l'enrichissement de ce milieu par les épisodes de formation d'étoiles, l'abondance galactique des éléments chimiques est légèrement différente de leur abondance universelle estimée (voir Chapitre 1). Le milieu interstellaire est donc composé à 70 % d'hydrogène et à 28 % d'hélium [121, p. 4]. Le 2 % restant est divisé, en ordre décroissant d'abondance, entre le carbone, l'azote, l'oxygène, le magnésium, le silicium, le soufre et le fer (C, N, O, Mg, Si, S, Fe) [121, p. 70]. Ces éléments lourds sont essentiels dans la composition du gaz moléculaire et de la poussière interstellaire.

Tel que mentionné au Chapitre 1, les processus physiques menant à la formation des étoiles sont directement reliés aux propriétés du milieu interstellaire galactique. Afin de pouvoir les quantifier efficacement, il faut donc d'abord bien connaître le contenu des environnements de formation stellaire. Ce chapitre présente un survol des composantes principales de la matière interstellaire à l'intérieur des nuages moléculaires, avec une emphase particulière sur la physique de la poussière interstellaire. Les caractéristiques pertinentes des différentes formes de gaz interstellaire (atomique, ionisé et moléculaire) seront aussi brièvement couvertes dans ce chapitre.

2.1 Le gaz atomique neutre

Le gaz atomique neutre est la composante dominante de la matière interstellaire dans la Galaxie. À l'aide de la spectroscopie, les raies d'émission et d'absorption des différentes espèces atomiques aux longueurs d'onde infrarouges, visibles et ultraviolettes permettent non seulement de déterminer l'abondance relative des éléments dans le milieu galactique, mais aussi de caractériser les conditions physiques du gaz dans lequel on les retrouve. Ces raies atomiques sont communément issues de transitions électroniques entre différents niveaux d'énergie dans les atomes. Dans le cas de l'hydrogène neutre (HI), les transitions les plus communes prennent la forme des séries de Lyman et de Balmer. Selon la température du gaz, les atomes peuvent être excités à des états d'énergie plus élevés, auquel cas leurs électrons occuperont des orbi-

tales différentes de l'état fondamental. Grâce à la physique statistique, il est possible de décrire simplement la distribution relative des atomes d'une espèce atomique en fonction de leur état d'énergie avec l'équation de Boltzmann :

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{(E_i - E_j)/k_B T}, \quad (2.1)$$

où N_i est le nombre d'atomes dans un état donné, E_i est le niveau d'énergie de cet état, g_i est dégénérescence quantique du niveau, et T est la température du gaz. Les niveaux d'énergie accessibles et leur dégénérescence dépendent de la description quantique des atomes, alors que la température dépend des conditions dans le milieu.

La température des nuages de gaz dans le milieu interstellaire influence donc significativement le type de raies atomiques qu'il est possible d'y observer. Plus un gaz est chauffé, plus il aura d'atomes dans des états élevés d'énergie. En se désexcitant, ces atomes émettent des photons avec des longueurs d'onde déterminées par la différence d'énergie entre les niveaux initiaux et finaux ; c'est l'origine des raies atomiques en émission. En général, on retrouve surtout ces raies d'émission dans des milieux chauds comme les régions HII, les nébuleuses planétaires et les rémanents de supernova.

À l'inverse, un nuage interstellaire froid contient surtout des atomes dans (ou près de) leur état fondamental. Ce gaz froid aura alors tendance à absorber les photons ayant les longueurs d'onde associées aux énergies nécessaires pour exciter les atomes d'un état à un autre. Si l'on observe une étoile en arrière-plan d'un tel nuage de gaz interstellaire, alors on verra apparaître dans son spectre des raies d'absorption additionnelles associées aux éléments contenu dans le nuage.

Le milieu interstellaire étant en général trop peu dense pour que les collisions entre atomes y soient fréquentes, l'émission et l'absorption de photons par le gaz atomique peut donc contribuer significativement au refroidissement et au chauffage de la matière qu'il contient. D'autres mécanismes, tels que les raies de structure fine et les raies moléculaires, jouent aussi un rôle essentiel dans ces processus physiques [121, p. 52].

Dans le domaine radio, l'observation de la raie à 21 cm du gaz HI est l'une des méthodes les plus efficaces trouvées à ce jour pour caractériser la densité, la cinématique et la structure du milieu interstellaire dans la Galaxie. Bien que le détail mathématique sort du cadre de cette thèse, il est tout de même intéressant de s'attarder brièvement à l'origine de cette raie dite in-

terdite de par sa faible probabilité d'émission spontanée. La raie à 21 cm est issue d'une transition électronique entre deux sous-niveaux de la structure hyperfine du niveau fondamental de l'atome d'hydrogène. Contrairement à la structure fine qui dépend quant à elle de l'interaction spin-orbite d'un électron, la structure hyperfine vient du couplage spin-spin entre un électron et le proton auquel il est lié. En effet, une configuration où le spin de l'électron est parallèle à celui du proton se retrouve à être légèrement plus énergétique que la configuration inverse où le spin de l'électron y est antiparallèle. Si le spin parallèle d'un électron devient spontanément antiparallèle, alors un photon est émis avec une longueur d'onde de 21.106144 cm [121, p. 52].

Puisqu'il s'agit d'une raie interdite, la probabilité que les photons à 21 cm soient réabsorbés par le gaz HI est très faible. La raie à 21 cm du HI est donc souvent considérée comme optiquement mince, c'est-à-dire que le milieu interstellaire lui est presque complètement transparent. On peut donc supposer en pratique que tout le gaz HI dans une ligne de visée donnée contribue à l'intensité intégrée de la raie en émission. Grâce à cette caractéristique du gaz HI, il est donc possible d'estimer la masse de gaz neutre dans la galaxie, ou du moins une limite inférieure, simplement en mesurant l'intensité totale et la largeur à mi-hauteur de la raie à 21 cm dans différentes directions du disque galactique [121, p. 53].

Comme mentionné précédemment, la raie à 21 cm permet aussi d'étudier en détail la structure de la Galaxie. En effet, il est possible d'identifier dans un spectre radio les différentes composantes cinématiques de cette raie induites par le décalage Doppler dû au mouvement relatif par rapport au Soleil des nuages contenant du gaz HI. Puisque les dimensions et la distribution des vitesses dans la Galaxie sont relativement bien connues, on peut alors utiliser ce décalage pour mesurer la vitesse relative des structures interstellaires et ainsi en déduire leur position approximative dans le disque. Il s'agit d'ailleurs de l'une des premières méthodes ayant permis de confirmer l'existence de bras spiraux et d'une barre centrale dans la Galaxie (voir figure 1.3). Un autre résultat important de l'étude de la raie à 21 cm a été de montrer que la distribution du gaz atomique neutre dans la Galaxie est très inhomogène, et que le milieu interstellaire est dominé par des structures filamentaires et des coquilles issues de l'évolution stellaire [121, p. 56].

2.2 Le gaz atomique ionisé

Avant d'aborder les propriétés du gaz atomique ionisé, il y a une précision importante à apporter sur la distinction faite entre le gaz atomique neutre et ionisé. Techniquement, la radiation

stellaire et les rayons cosmiques font en sorte que les milieux interstellaires de la Galaxie sont toujours au moins partiellement ionisé [121, p. 51]. Le degré d'ionisation du gaz y est généralement si faible que l'on peut essentiellement le traiter comme s'il était entièrement neutre. Il existe toutefois des environnements pour lesquels les conditions physiques font que le degré d'ionisation du gaz atomique n'est pas négligeable. C'est le cas par exemple des régions HII associées à la présence d'étoiles de type O; leur rayonnement ultraviolet est si intense qu'il ionise une large fraction du gaz d'hydrogène les entourant. Dans certaines situations, le rayonnement incident peut même ne pas être assez énergétique pour ioniser l'hydrogène tout en l'étant suffisamment pour ioniser d'autres espèces atomiques présentes dans le gaz.

Le degré relatif d'ionisation associé à un état dans un gaz atomique d'un élément donné est décrit par l'équation de Saha :

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{2}{n_e} \frac{Z_{i+1}}{Z_i} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_i/k_B T}, \quad (2.2)$$

où N_i et N_{i+1} sont respectivement le nombre d'atomes dans les états d'ionisation initiaux et finaux, Z_i et Z_{i+1} sont leurs fonctions de partition, n_e est la densité d'électrons libres, m_e est la masse d'un électron, χ_i est la différence d'énergie entre les deux états d'ionisation, et T est la température du gaz.

La fonction de partition Z_i pour un atome dans un état d'ionisation donné est :

$$Z_i = \sum_{j=1}^{\infty} g_{j,i} e^{-(E_{j,i}-E_{1,i})/k_B T}, \quad (2.3)$$

où $E_{j,i}$ est le niveau d'énergie associé à un état d'excitation, g_j est la dégénérescence quantique de ce niveau, et T est la température du gaz.

L'atome d'hydrogène étant uniquement composé d'un proton et d'un électron, il ne peut donc être ionisé qu'une seule fois (HII). L'équation de partition du HII est alors simplement $Z_{II} = 1$ puisqu'il n'existe aucun électron pour occuper ses niveaux d'énergie. De plus, la majorité des atomes neutres d'hydrogène sont dans leur état fondamental même à l'intérieur des régions ionisées du milieu interstellaire. Cela signifie que la fonction de partition du HI peut être approximée par $Z_I = 2$, ce qui représente les deux états possibles d'un électron dans le niveau fondamental. Finalement, l'énergie nécessaire pour ioniser un atome d'hydrogène est $\chi_I = 13.6$ eV. L'équation 2.2 est donc significativement simplifiée dans le cas du gaz d'hydrogène, omniprésent dans

le milieu interstellaire. Si la densité et la température du gaz sont connues, alors il est possible d'obtenir analytiquement son degré d'ionisation et ainsi estimer la densité de particules chargées dans le milieu.

Dans le cas où un atome ionisé et un électron libre se recombinent, l'atome final peut se retrouver dans un niveau d'énergie plus élevé que le niveau fondamental. Comme expliqué à la section 2.1, les atomes ainsi recombinés se désexciteront en rayonnant des photons dont la longueur d'onde dépend des transitions électroniques permises. Additionnellement, les atomes neutres avec des nombres atomiques plus élevés, et donc plus d'électrons liés, peuvent être ionisés plusieurs fois en succession (e.g. OIII, CIV). Ces différentes espèces ioniques sont aussi à l'origine de raies d'émissions associées aux transitions entre différents états d'excitation. L'émission de raies provenant de diverses espèces atomiques neutre et ionisées à l'intérieur de régions HII est à l'origine de l'apparence colorée de la plupart des nébuleuses.

La présence de particules chargées dans les milieux ionisés est aussi responsable d'une forme additionnelle d'émission continue, aussi appelée émission libre-libre. Selon les propriétés du milieu dans lequel on retrouve des électrons libres, cette émission libre-libre peut prendre différentes formes dont voici les deux principales pour cette thèse :

- L'émission *bremsstrahlung* thermique, ou rayonnement de freinage thermique, provient de l'émission d'un photon par un électron décéléré par le champ électrique d'un ion à proximité [121, p. 102]. L'intensité de ce processus dépend directement de la densité d'électrons et d'ions libre dans le milieu, et donc de son degré d'ionisation, ainsi que de la température du gaz d'électron. Il s'agit d'un important processus d'émission des régions HII aux longueurs d'onde millimétriques.
- Le rayonnement synchrotron non-thermique provient quant à lui de l'émission de photons par des électrons libres accélérés par des champs magnétiques environnants. Le rayonnement synchrotron est reconnu pour être fortement polarisé linéairement ($\approx 70\%$) [121, p. 27]. Ce type d'émission est généralement dû à la présence d'électrons relativistes et/ou de forts champs magnétiques dans un milieu donné. Des exemples astrophysiques où sont observés ce rayonnement incluent les rémanents de supernova, le rayonnement continu en radio dû au champ magnétique de la Galaxie, et les jets relativistes des noyaux galactiques actifs.

Puisqu'elles sont particulièrement présentes aux longueurs d'onde millimétriques et radio, ces formes de rayonnement continu sont discutées brièvement dans les analyses présentées aux chapitres 5, 6 et 8.

2.3 Le gaz moléculaire

Bien que le gaz atomique sous toutes ses formes soit la composante la plus commune du milieu interstellaire, il existe tout de même dans la Galaxie de nombreux environnements propices à la formation de molécules. Comme mentionné à la sous-section 1.2.1.1, on retrouve surtout ce gaz moléculaire à l'intérieur de structures interstellaires froides appelées des nuages moléculaires. Dans certains cas, il peut même y exister sous la forme de molécules organiques complexes telles que les hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAHs). Le gaz moléculaire, et en particulier le monoxyde de carbone (CO), joue un rôle central dans le refroidissement de la matière interstellaire des nuages moléculaires denses [121, p. 235]. De plus, la présence d'hydrogène moléculaire (H_2) serait aussi cruciale afin d'alimenter les processus de formation d'étoiles.

Selon leur origine physique, les raies moléculaires sont présentes en absorption ou en émission dans l'ultraviolet, l'infrarouge proche et lointain, ainsi qu'aux longueurs d'onde millimétriques et radio. Toutefois, contrairement à la structure atomique des atomes, les molécules possèdent des degrés de liberté supplémentaires qui augmentent le nombre d'états possibles d'énergie dans lesquelles elles peuvent se trouver. De plus, les isotopologues d'une même molécule (e.g. ^{12}CO , ^{13}CO , $C^{18}O$) peuvent aussi contribuer des raies dont les transitions énergétiques sont très similaires entre elles. Les environnements interstellaires possédant une grande variété d'espèces moléculaires, comme la nébuleuse Kleinmann-Low dans Orion dont une partie du spectre sous-millimétrique est montrée à la figure 2.1, peuvent donc se retrouver avec un nombre étourdissant de raies à l'intérieur d'une mince tranche de longueurs d'onde. On surnomme ces régions des « forêts de raies moléculaires ».

Les mécanismes physiques responsables de l'existence des raies moléculaires sont les suivants :

- De façon comparable au gaz atomique neutre (voir section 2.1), certaines raies moléculaires sont issues des transitions électroniques entre les niveaux d'énergie des molécules. Ces raies électroniques sont en général retrouvées en absorption à de courtes longueurs

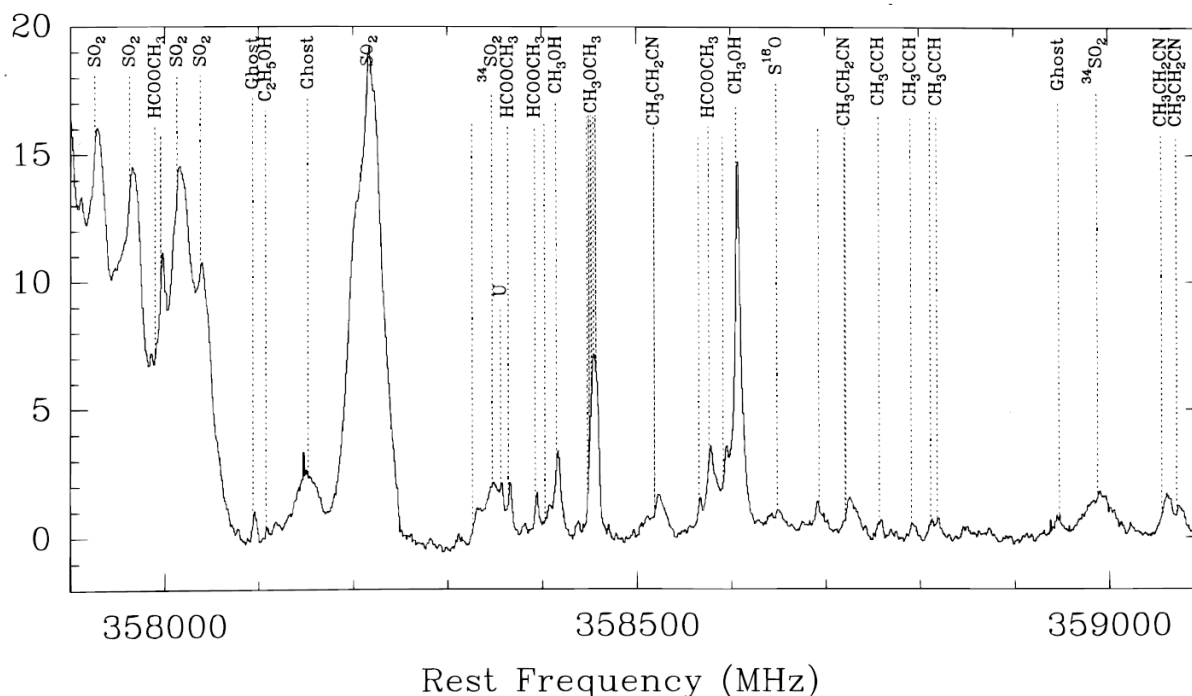


Figure 2.1 : Les raies moléculaires détectées entre 358 et 359 GHz dans le coeur chaud de la nébuleuse Kleinmann-Low à l'intérieur du nuage moléculaire géant d'Orion. La grande variété de combinaisons moléculaires possibles dans certains milieux interstellaires, ainsi que la structure complexe de leurs niveaux d'énergies, peut mener à l'existence de régions dont le spectre mesuré est si dense qu'on les surnomme des « forêts de raies moléculaires ». Cette image est tirée de la figure 2 de Schilke et al. 1997 [192].

d'onde [121, p. 74]. Par exemple, toutes les raies électroniques du H_2 se trouvent dans l'ultraviolet. Pour d'autres molécules simples, ces raies peuvent aussi se trouver dans l'ultraviolet proche (e.g. CH^+) ou l'infrarouge proche (e.g. C_2). Il existe aussi des cas plus rares où des raies électroniques de molécules plus complexes apparaissent dans le domaine visible, ce qui serait à l'origine de bandes d'absorption diffuses dans le spectre de certaines étoiles brillantes.

- Selon sa structure atomique, une molécule peut osciller selon divers modes de vibrations : élongation, flexion ou déformation. Les raies d'origine vibrationnelles proviennent donc de la transition entre deux états de vibration pour une molécule donnée. Pour les molécules diatomique telles que le H_2 ou le CO , seuls les vibrations d'élongation sont possibles. Dans ce cas spécifique, les niveaux d'énergie vibrationnels accessibles sont simplement ceux d'un oscillateur harmonique. Les raies vibrationnelles sont le plus souvent détectées

dans l'infrarouge à la fois en émission dans des environnements énergétiques tels que les régions de photodissociation, mais aussi en absorption devant des sources infrarouges brillantes [121, p. 76].

- La quantification du moment cinétique des molécules est quant à elle à l'origine des raies rotationnelles. Les transitions entre différents modes de rotation correspondent généralement à des raies en émission aux longueurs d'onde sous-millimétriques, millimétriques et centimétriques. Par exemple, la transition $J = 3 \rightarrow 2$ du ^{12}CO est associée à une raie en émission à $867 \mu\text{m}$. Bien que le spectre de rotation des molécules peut être compliqué significativement par leurs structures atomiques, les raies rotationnelles en émission restent l'un des outils les plus communément utilisés afin d'étudier les propriétés du gaz moléculaire dans différents environnements interstellaires de la Galaxie [121, p. 82].

L'une des composantes les plus importantes du gaz moléculaire dans la Galaxie est sans aucun doute la molécule de monoxyde de carbone (CO , ou plus précisément ^{12}CO). Tel que mentionné à la section 1.2.1.1, la découverte dans les années 1970 des raies rotationnelles de cette molécule a véritablement propulsé l'étude des milieux interstellaires froids [165]. En effet, le ^{12}CO et ses isotopologues (^{13}CO , C^{18}O) sont en général d'excellents traceurs de densité pour l'hydrogène moléculaire H_2 dans les environnements denses tels que les nuages moléculaires [77]. Cette relation est cruciale pour le calcul de la masse de H_2 dans la Galaxie puisque cette molécule ne possède pas de raies rotationnelles en émission aux longueurs d'onde millimétriques. Le H_2 possède bien des raies de rotation dans l'infrarouge, mais elles sont notablement difficiles à mesurer [121, p. 86].

Le ^{12}CO et ses isotopologues peuvent aussi servir à caractériser la cinématique de la matière interstellaire froide à l'intérieur des nuages moléculaires. Puisque le ^{13}CO et le C^{18}O sont moins optiquement épais que le ^{12}CO [121, p. 84], ces isotopologues peuvent être utilisés afin d'estimer l'énergie cinétique dans un nuage moléculaire en mesurant l'élargissement Doppler de leurs raies rotationnelles. Cette estimation est essentielle afin de calculer l'amplitude des champs magnétiques dans les régions de formation d'étoiles (voir section 3.2.2). De plus, le ^{12}CO peut servir à identifier la présence de flots protostellaires dans les régions de formation d'étoiles [e.g. 69, 201].

Dans certaines circonstances particulières, les raies moléculaires peuvent aussi contribuer une fraction non-négligeable du flux continu mesuré aux longueurs d'onde millimétriques. C'est

particulièrement le cas pour la raie moléculaire $J = 3 \rightarrow 2$ du ^{12}CO , qui est l'une des plus brillantes autour de $850 \mu\text{m}$. L'effet de la contamination de cette raie moléculaire sur les propriétés physiques du nuage moléculaire géant d'Orion est étudié en détails au chapitre 5. La combinaison de plusieurs raies moléculaires brillantes peut aussi être à l'origine d'une forme de contamination moléculaire du continu millimétrique, comme par exemple pour les forêts de raies moléculaires[67].

2.4 La poussière interstellaire

Bien que la poussière ne représente qu'une infime fraction ($\approx 1\%$) de la masse du milieu interstellaire, elle y est néanmoins omniprésente. On la retrouve sous diverses formes dans une variété surprenante d'environnements incluant : les atmosphères d'étoiles évoluées, les nébuleuses planétaires, les denses structures filamentaires des nuages moléculaires, les disques protoplanétaires ou de débris, et même dans une moindre mesure le milieu interplanétaire de notre système solaire. Dans le cadre de cette thèse, nous nous attarderons spécifiquement aux propriétés de la poussière interstellaire trouvée à l'intérieur des nuages moléculaires et des régions de formation d'étoiles.

Une façon simple de conceptualiser les grains de poussière interstellaire est de les imaginer comme étant des amalgames hétérogènes et irréguliers de molécules à l'état solide. En général, il s'agit d'un composé de graphites et de silicates qui peut parfois être enrobé d'un manteau de glaces moléculaires [125]. Ce sont des laboratoires idéaux pour les processus de chimie interstellaire [38], et en particulier pour la formation de molécules H_2 [4]. Cette correspondance entre le gaz moléculaire et la poussière permet d'ailleurs d'utiliser l'émission thermique de cette dernière afin d'évaluer la masse de gaz H_2 dans les régions les plus denses des nuages moléculaires, là où le gaz CO n'est plus un traceur aussi efficace pour le H_2 .

Si les conditions nécessaires sont réunies, les grains de poussière interstellaire peuvent croître jusqu'à des tailles de plusieurs microns à l'intérieur des nuages moléculaires. Dans le cas des disques protoplanétaires, les grains de poussière peuvent même atteindre des tailles de l'ordre du centimètre [150]. Ces larges grains, ou plutôt cailloux à ce stade (de l'anglais « pebbles »), servent alors de matériaux de construction pour la formation des planètes.

La poussière est l'une des composantes les plus opaques du milieu interstellaire ; elle absorbe une proportion importante de la lumière stellaire qui la traverse (voir section 2.4.1). Cet effet est

en grande partie responsable de l'apparence particulière de la Voie Lactée dans le ciel nocturne (voir section 1.2). De plus, le rayonnement stellaire absorbé chauffe les grains de poussière, qui réémettent alors cette énergie dans l'infrarouge lointain sous la forme d'émission thermique (voir section 2.4.2). Finalement, l'irrégularité et l'asymétrie des grains de poussière les poussent à s'aligner avec les champs magnétiques environnants. Ce comportement de la poussière explique d'ailleurs la polarisation observée du milieu interstellaire aux longueurs d'onde visibles, infrarouges et sous-millimétrique (voir section 2.4.3).

2.4.1 Rougissement et extinction

La diffusion et l'absorption de la lumière des étoiles par la poussière interstellaire est la principale cause d'un phénomène appelée « l'extinction interstellaire », aussi connu sous le nom de « rougissement ». L'impact principal de cette extinction est d'accroître la magnitude apparente des étoiles, ce qui est depuis longtemps est un problème fâcheux pour l'astronomie. Afin d'étudier les propriétés des étoiles, il est d'abord nécessaire de compenser pour l'extinction et le rougissement dus à la présence des poussières interstellaires.

La magnitude apparente m_λ d'une étoile pour une longueur d'onde donnée est décrite par l'équation suivante :

$$m_\lambda = M_\lambda + 5 \log_{10} d - 5 + A_\lambda, \quad (2.4)$$

où M_λ est la magnitude intrinsèque de l'étoile, d est sa distance en parsec et $A_\lambda (> 0)$ est la magnitude de l'extinction interstellaire, qui est elle-même directement reliée à l'épaisseur optique τ_λ du milieu par la relation $A_\lambda = 1.086 \tau_\lambda$ [24, p. 400]. La figure 2.2 présente l'extinction visuelle moyenne mesurée en fonction de la longueur d'onde dans la Galaxie.

Si l'on suppose que les particules de poussière sont sphériques, il est alors possible de modéliser l'extinction interstellaire à partir du modèle de Mie. Il s'agit d'une approximation utile afin de calculer l'efficacité d'extinction Q_e des grains de poussière interstellaire, que l'on définit alors à partir de la section efficace d'extinction σ_e :

$$\sigma_e(a_i, \lambda) = \pi a_i^2 Q_e(a_i, \lambda). \quad (2.5)$$

où a_i est le rayon d'un grain d'espèce i (par exemple un grain de silicate). Nous verrons toutefois à la section 2.4.3 que l'hypothèse de grains sphériques est insuffisante à elle seule pour expliquer

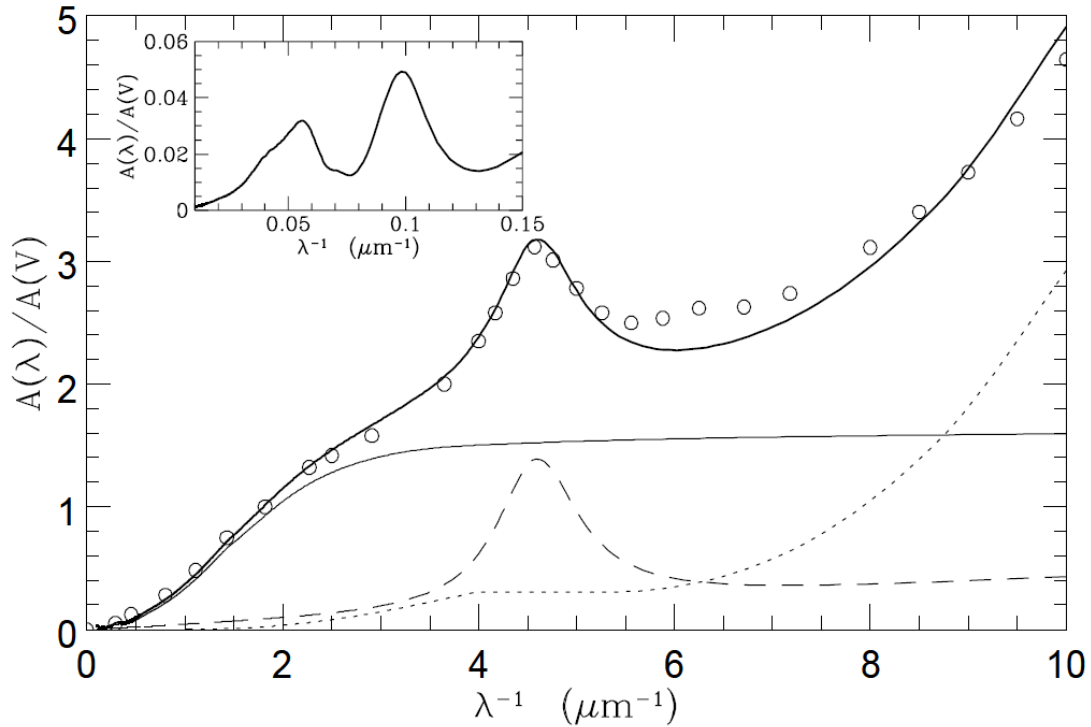


Figure 2.2 : Courbe d'extinction galactique standard A_λ normalisée par l'extinction visuelle A_V en fonction de la longueur d'onde λ . Les cercles vides représentent la moyenne de l'extinction interstellaire galactique mesurée à une longueur d'onde donnée [190]. La ligne épaisse traversant ces cercles représente un modèle combinant la contribution de trois types de grains de poussière. L'encart montre l'extension de ce modèle aux longueurs d'onde infrarouges. Cette image est la figure 10 de Li & Greenberg 1997 [125].

l'existence de la polarisation due aux poussières interstellaires. La section efficace d'extinction σ_e combine les sections efficaces d'absorption σ_a et de diffusion σ_s : $\sigma_e = \sigma_a + \sigma_s$. De même, l'efficacité d'extinction Q_e devient simplement l'addition des efficacités d'absorption Q_a et de diffusion Q_s : $Q_e = Q_a + Q_s$. L'albédo d'un grain de poussière est quant à elle une quantité définie par le rapport Q_s/Q_e entre les efficacités de diffusion et d'extinction.

Dans le cas où la longueur d'onde λ est grande par rapport à la taille du grain ($\lambda > a_i$), alors le terme en absorption de l'efficacité d'extinction domine et l'extinction sera inversement proportionnel à la longueur d'onde : $Q_e \propto a/\lambda$ [24, p. 401]. Dans le domaine visible, cela signifie que la composante bleue de la lumière stellaire traversant un nuage de poussière y sera préférentiellement absorbée. Cet effet est à l'origine du « rougissement » apparent des étoiles mentionné précédemment. Si la longueur d'onde est très grande par rapport à la taille du grain ($\lambda \gg a_i$),

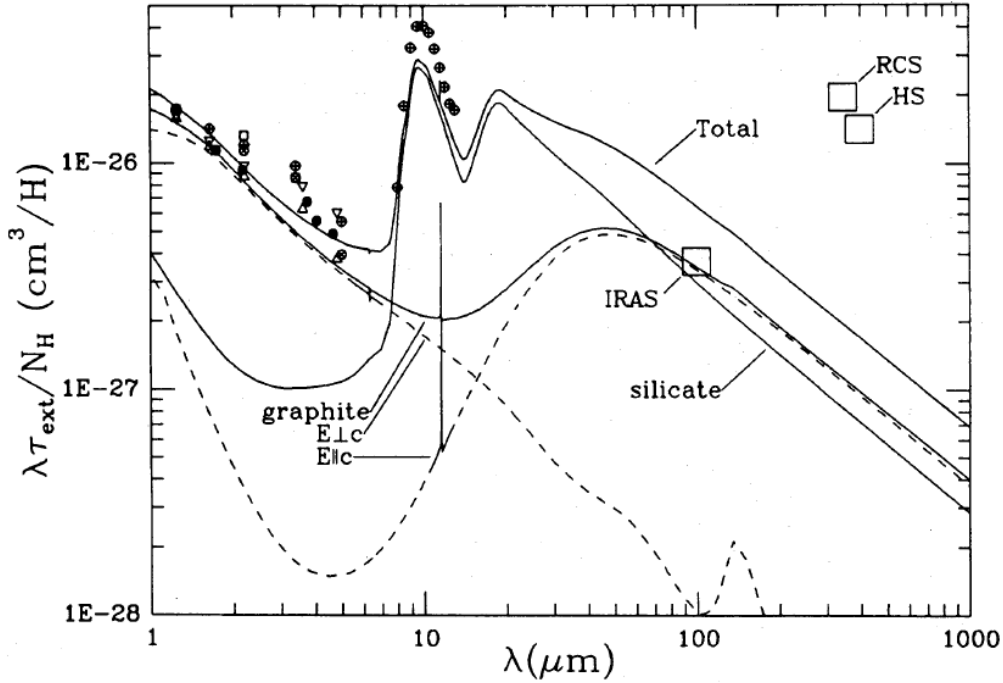


Figure 2.3 : Spectre d’extinction infrarouge de la poussière interstellaire froide selon le modèle de Draine & Lee. On trace ici la profondeur optique τ multipliée par la longueur d’onde λ et normalisée par la densité de colonne d’hydrogène N_H . Les lignes pleines représentent le meilleur modèle théorique ainsi que ses composantes (graphite et silicate). Les lignes pointillées sont les composantes orthogonales du graphite. Les points sont les mesures de l’extinction galactique moyenne à une longueur d’onde donnée, et les carrés sont des déterminations observationnelles dans le sous-millimétrique. Cette image est la figure 3 de Draine & Lee 1984 [49].

comme c’est le cas dans l’infrarouge lointain, alors l’efficacité d’extinction tend vers zéro et on tombe dans un régime dit « optiquement mince ».

On peut maintenant définir l’épaisseur optique τ_λ à une longueur d’onde λ pour un nuage de poussières interstellaires avec l’équation suivante :

$$\tau_\lambda = \sum_i \int_{a_{i,\min}}^{a_{i,\max}} Q_e(a_i, \lambda) \pi a_i^2 N_i(a_i) da_i, \quad (2.6)$$

où $N_i(a_i)$ est la densité de colonne des grains d’espèce i dont le rayon a_i se trouve entre $a_{i,\min}$ et $a_{i,\max}$. Tous les grains de poussière n’ont pas la même taille, ou la même composition, de sorte que leurs efficacités d’extinction Q_e ne sont pas identiques pour une longueur d’onde donnée. L’épaisseur optique dépendra donc de la distribution de tailles des grains dans le mélange de

poussières, dont l'un des modèles les plus utilisés est une loi de puissance établie par Mathis-Rumpl-Nordsieck (MRN) [136] [121, p. 176] :

$$dn_i = A_i n_H a_i^{-3.5} da_i, \quad a_{i,\min} < a_i < a_{i,\max}, \quad (2.7)$$

où dn_i est le nombre de grains d'espèce i dont l'abondance est reliée à la constante de normalisation A_i et à la densité de particules d'hydrogène n_H . Déterminer les limites inférieures et supérieures de la taille des grains dans un environnement est crucial afin de calculer son épaisseur optique τ_λ , et donc son extinction A_λ .

L'efficacité d'extinction Q_e dépend aussi de la composition des grains de poussière, et spécifiquement de leur indice de réfraction complexe [121, p. 174]. La modélisation de la courbe d'extinction galactique standard montrée à la figure 2.2 a donc permis d'identifier les composantes les plus communes de la poussière interstellaire de la Galaxie. D'ailleurs, l'un des modèles de composition les plus utilisés encore de nos jours est celui ayant été proposé en 1984 par Bruce T. Draine et Hyung Mok Lee [49]. En combinant une distribution de tailles MRN avec des grains composés de graphite et de silicates, ils ont effectivement pu reproduire la courbe d'extinction galactique standard. Le résultat de leur modélisation dans l'infrarouge est montré à la figure 2.3. Bien que ce modèle ait été amélioré depuis, comme par exemple en ajoutant l'effet des petits grains dans l'ultraviolet [221] ainsi que celui des manteaux réfractaires [125], il n'en demeure pas moins un fondement incontournable de l'étude des propriétés physiques de la poussière interstellaire.

2.4.2 Émission thermique et propriétés physiques

Le rayonnement stellaire absorbé par les grains de poussière interstellaire est en grande partie réémis sous forme d'émission thermique dans l'infrarouge lointain. S'ils sont suffisamment larges, alors on peut supposer que ces grains sont en équilibre thermique [121, p. 185]. Il s'agit généralement d'une approximation adéquate pour les environnements interstellaires denses, ce qui permet de simplifier significativement la modélisation de l'émission des poussières qu'ils contiennent. Cette sous-section présente un bref développement théorique utilisant les conventions et notations communes de l'astronomie sous-millimétrique. Par exemple, les définitions qui suivent se feront avec la fréquence ν plutôt que la longueur d'onde λ .

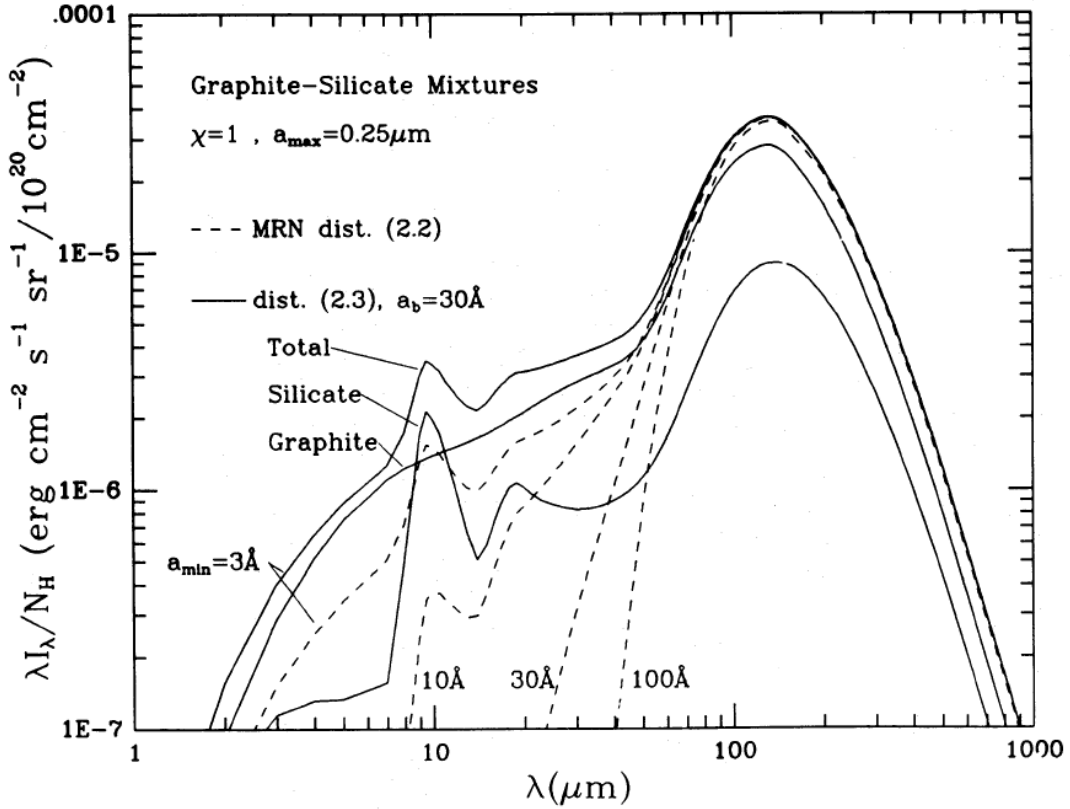


Figure 2.4 : Spectre d'émission de la poussière interstellaire selon le modèle de Draine & Anderson. On trace ici l'intensité émise I_λ multipliée par la longueur d'onde λ et normalisée par la densité de colonne d'hydrogène N_H . Dans ce modèle, les grains de poussière sont composés principalement de graphite et de silicates. Les lignes pleines présentent un modèle utilisant une distribution de tailles avec petits grains, alors que les lignes pointillées suivent la distribution MRN classique pour différentes tailles minimales. Cette image est la figure 3 de Draine & Anderson 1985 [47].

L'énergie E_{abs} absorbée par un grain de poussière sphérique est donnée par :

$$E_{\text{abs}} = \int_0^\infty 4\pi^2 a^2 Q_a(\nu) I_\nu d\nu, \quad (2.8)$$

où a est le rayon d'un grain de poussière, $Q_a(\nu)$ est l'efficacité d'absorption à une fréquence ν , et I_ν est l'intensité du rayonnement incident à cette fréquence. De façon similaire, l'énergie E_{em} émise par ce même grain de poussière sphérique est donnée par :

$$E_{\text{em}} = \int_0^\infty 4\pi^2 a^2 Q_e(\nu) B_\nu(T_d) d\nu, \quad (2.9)$$

où $Q_e(\nu)$ est l'efficacité d'émission à une fréquence ν , $B_\nu(T_d)$ est la fonction de Planck pour l'émission de corps noir, et T_d est la température du grain. En fait, Q_a et Q_e sont deux facettes de la même fonction ; on suppose que l'efficacité d'absorption d'un grain est toujours identique à son efficacité d'émission à une fréquence donnée [78].

Si les grains de poussière sont en équilibre thermique avec le champ de radiation stellaire dans le visible et l'ultraviolet, alors les quantités E_{abs} et E_{em} seront toujours égales. De plus, comme expliqué à la section précédente sur l'extinction interstellaire, l'efficacité d'absorption Q_a (et incidemment l'efficacité d'émission Q_e) dépend des propriétés intrinsèques des grains de poussière. Il est donc possible d'appliquer les modèles de composition de Draine & Lee afin de prédire l'émission thermique de la poussière interstellaire en supposant un rayonnement stellaire typique, ce qui a d'ailleurs été fait par Bruce T. Draine et Nels Anderson en 1985 [47]. Le résultat de leur modélisation pour un mélange de poussières de graphite et de silicates est montré à la figure 2.4, où l'on peut voir clairement aux longueurs d'onde sous-millimétriques que l'émission thermique de la poussière est très près du spectre d'émission d'un corps noir. Il s'agit donc d'un régime idéal afin de sonder les propriétés physiques des nuages de poussière interstellaire.

Puisque l'émission thermique de la poussière est optiquement mince aux longueurs d'onde sous-millimétriques, c'est-à-dire que son efficacité d'absorption y est très faible, elle est directement proportionnelle à l'épaisseur optique du nuage d'origine (et donc à sa densité colonne). On peut alors simplement définir la densité de flux S_ν émise à une fréquence ν par l'équation suivante [198] :

$$S_\nu = \Omega N_d \kappa_\nu(\beta) B_\nu(T_d), \quad (2.10)$$

où Ω est l'angle solide considéré, N_d est la densité colonne de poussière, $B_\nu(T_d)$ est la fonction de Planck d'émission de corps noir pour une température T_d , et κ_ν est l'émissivité du mélange de poussières. On peut définir l'émissivité, qui remplace ici l'efficacité d'émission Q_e , comme une loi de puissance de la forme [78] :

$$\kappa_\nu(\beta) = \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta, \quad (2.11)$$

où β est l'indice spectral d'émissivité, et κ_0 est l'émissivité à la fréquence de référence ν_0 . Comme pour l'épaisseur optique τ_λ (voir équation 2.6), l'émissivité κ_ν (et spécifiquement l'in-

dice spectral β) dépend de la composition et de la distribution de tailles des grains de poussière contribuant à l'émission de l'ensemble du nuage.

Il est utile de rappeler ici l'équation de Planck pour l'émission de corps noir :

$$B_\nu(T_d) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T_d}} - 1}, \quad (2.12)$$

où h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière, et k_B est la constante de Boltzmann. Dans le régime où $h\nu \ll k_B T_d$, on peut aussi approximer l'équation d'émission de corps noir à la loi de Rayleigh-Jeans :

$$B_\nu(T_d) \approx \frac{2\nu^2 k_B T_d}{c^2}. \quad (2.13)$$

Finalement, la position du maximum de la fonction de Planck dépend uniquement de la température et est obtenue par la loi du déplacement de Wien : $\nu_{\max} = 5.88 \times 10^{10} T_d$.

Selon l'équation 2.9, l'émission thermique d'un nuage interstellaire dépend principalement de trois caractéristiques physiques de la poussière qu'il contient : la température T_d , l'indice spectral d'émissivité β et la densité colonne N_d . Ces propriétés sont obtenues en modélisant la distribution spectrale d'énergie mesurée expérimentalement à partir d'observations astronomiques. De manière simplifiée, la température permet de déterminer l'équilibre thermique des grains par rapport aux conditions dans leur environnement, l'indice spectral d'émissivité est relié à leur distribution de tailles et à leur composition, et la densité colonne sert à évaluer la masse totale de poussière (et incidemment d'estimer la masse de gaz moléculaire) à l'intérieur du nuage étudié. L'effet de chacune de ces caractéristiques sur la distribution spectrale d'énergie due à l'émission thermique d'un nuage de poussières interstellaires est montré à la figure 2.5 [199]. Il est intéressant de noter dans cette figure qu'un changement dans l'indice spectral β peut amener un déplacement du maximum d'intensité de la courbe de corps noir modifié, entraînant ainsi une dégénérescence avec la température T_d . De plus, le panneau droit de la figure 2.5 montre que la combinaison de deux courbes d'émission peut mener à la création d'une distribution d'énergie spectrale émergente dont les propriétés diffèrent de chacune.

Finalement, la dégénérescence entre la température T_d et l'indice spectral d'émissivité β dans la détermination des propriétés physiques de la poussière interstellaire peut être exacerbée par les incertitudes de mesure ou par un échantillonnage incomplet de la distribution spectrale d'énergie, ainsi que par les caractéristiques intrinsèques de la source elle-même [198]. La figure

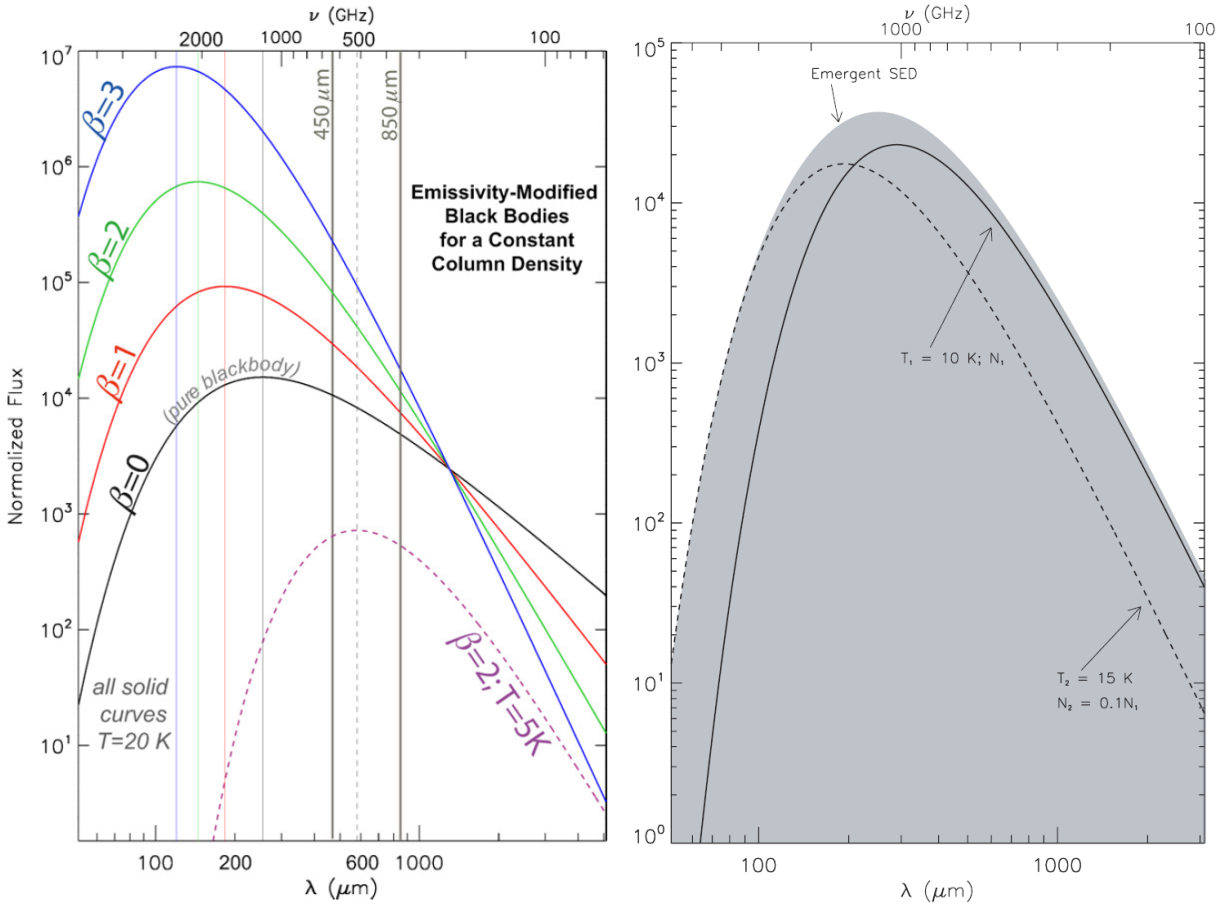


Figure 2.5 : *Gauche* : Effet de l'indice spectral d'émissivité β et de la température T sur la distribution spectrale d'énergie pour une densité colonne N donnée. *Droite* : Effet de la combinaison de deux distributions spectrales d'énergie pour des densités colonnes N_i et des températures T_i différentes pour une émissivité donnée. Cette image combine les figures 1 et 2 de Shetty et al. 2009b [199].

2.6 illustre bien cette problématique en traçant les intervalles de confiance pour la détermination du couple T_d et β de sources artificielles considérant différentes erreurs de mesures et méthodes d'échantillonnage.

2.4.3 Alignement et polarisation

La découverte en 1948 par John S. Hall et William A. Hiltner de la polarisation de la lumière visible des étoiles [68, 82] a rapidement été liée à la présence de grains de poussière asymétriques dans le milieu interstellaire [81]. Cette hypothèse a d'ailleurs été confirmée plus tard par la prédiction et la détection subséquente dans l'infrarouge lointain de la polarisation de l'émiss-

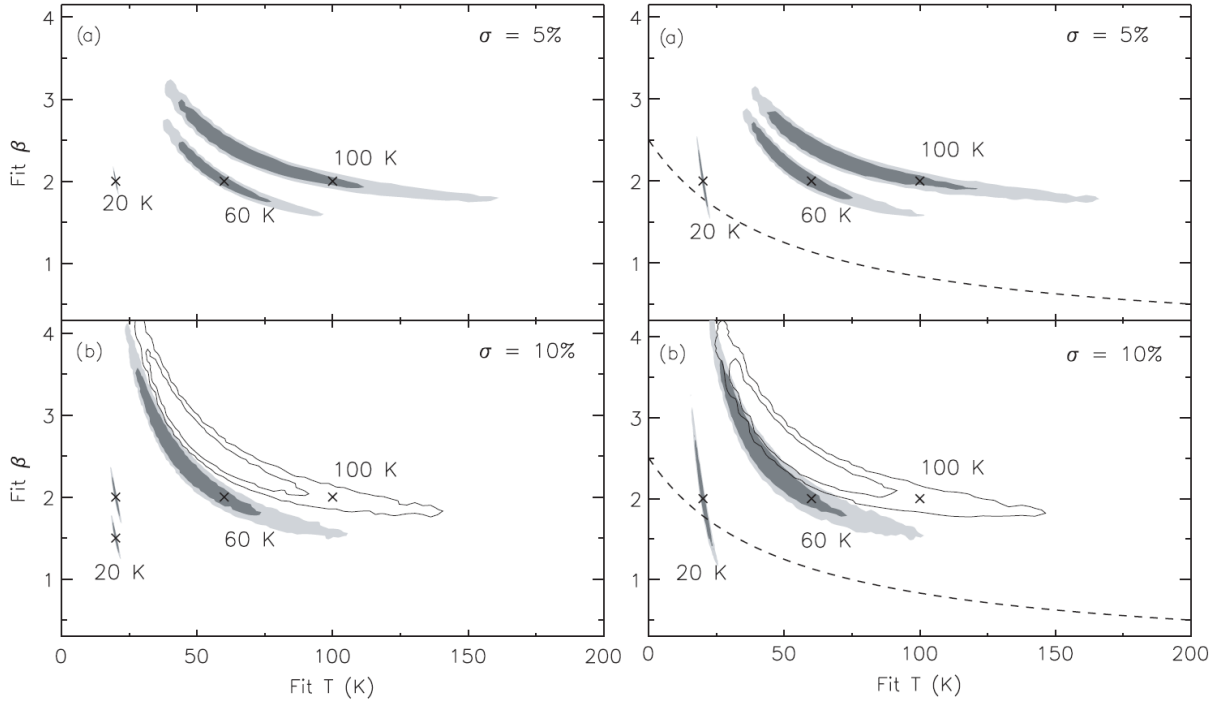


Figure 2.6 : Effet du bruit de mesure sur la détermination de la température T et de l'indice spectral d'émissivité β à partir d'une distribution spectrale d'énergie pour des sources dont les propriétés sont connues. Les contours représentent des intervalles de confiance de 50 % (gris pâle) et 75 % (gris foncé). Les incertitudes sont de 5 % (haut) ou de 10 % (bas). *Gauche* : Échantillonnage complet du spectre entre 100 et 600 μm . *Droite* : Échantillonnage du spectre seulement à 100, 200, 260, 360 et 580 μm . La ligne pointillée trace le modèle empirique de Dupac et al. 2003 [51]. Cette image combine les figures 1 et 2 de Shetty et al. 2009a [198].

sion thermique des poussières interstellaires [37, 202]. Cette polarisation de la lumière diffusée ou émise par la poussière nécessite toutefois que les grains soient préférentiellement alignés ensemble, ce qui peut être expliqué par la présence de champs magnétiques dans le milieu interstellaire [26]. Bien que leur origine soit encore difficile à établir avec certitude, nous savons que ces champs magnétiques sont une composante importante du milieu interstellaire de la Galaxie [e.g. 153, 171].

Plusieurs mécanismes, dont la plupart font appel à la présence de champs magnétiques, ont été suggérés afin d'expliquer l'alignement des grains de poussière dans le milieu interstellaire [3, 116]. Par exemple, l'une des premières hypothèses formulées a été celle supposant l'existence de grains fortement ferromagnétiques se comportant comme de petits aimants et s'alignant avec le champ magnétique ambiant ; c'est le principe de l'alignement ferromagnétique. L'amplitude

typique des champs magnétiques dans la Galaxie n'est toutefois pas suffisamment élevée pour que ce mécanisme puisse contribuer significativement à la polarisation de la poussière interstellaire. De nos jours, les principaux mécanismes d'alignement encore étudiés sont : l'alignement par relaxation paramagnétique, l'alignement mécanique et l'alignement par moment de force radiatif.

Le mécanisme d'alignement par relaxation paramagnétique, longtemps considéré comme le scénario le plus probable, a été proposé en 1949 par Leverett Davis & Jesse L. Greenstein [39]. L'idée ici est que des grains de poussière composés de matériaux paramagnétiques seront inévitablement magnétisés par le champ magnétique ambiant. Si le moment cinétique d'un de ces grains en rotation n'est pas parallèle à l'orientation du champ magnétique, alors sa magnétisation va varier en fonction du temps. Cela va mener à une réduction de la composante perpendiculaire de son moment cinétique relativement au champ magnétique. Cette dissipation paramagnétique aura donc pour conséquence d'aligner le moment cinétique du grain avec l'orientation du champ magnétique ambiant au détriment de son énergie cinétique. Ce processus ne peut toutefois pas reproduire à lui seul les fractions de polarisation mesurées dans le milieu interstellaire, sauf peut-être dans le cas de particules composées principalement d'hydrocarbures aromatique polycycliques (PAH) [116].

Un autre processus intéressant est celui d'alignement mécanique proposé en 1951 par Thomas Gold [59]. Selon ce modèle, des grains de poussière allongés en rotation et interagissant par collisions avec un flot continu de particules atomiques auront tendance à aligner leur moment cinétique perpendiculairement à la direction du flot. Ce type d'alignement est particulièrement efficace si le flot incident de particules est supersonique [116]. Il est intéressant de noter ici que les champs magnétiques ne sont pas directement impliqués dans ce mécanisme d'alignement, bien qu'ils puissent indirectement jouer un rôle dans la régulation du flot lui-même. Ce type d'alignement mécanique pourrait exister pour des grains de poussière trouvés à l'intérieur de flots ou de vents stellaires particulièrement intenses [3].

Finalement, le modèle actuellement considéré comme le plus prometteur pour expliquer l'alignement des grains de poussière dans les environnements interstellaire est le mécanisme d'alignement par moment de force radiatif (de l'anglais « Radiative Alignment Torque », ou « RAT »). Cette théorie d'alignement a d'abord été proposée en 1979 par Arkady Z. Dolginov et Igor G. Mitrofanov [44], puis ensuite revisitée dans les années 1990 et 2000 par Bruce T. Draine

\mathbf{F} is alignment torque (\perp to \mathbf{J})
 \mathbf{H} is spin-up torque (\parallel to \mathbf{J})

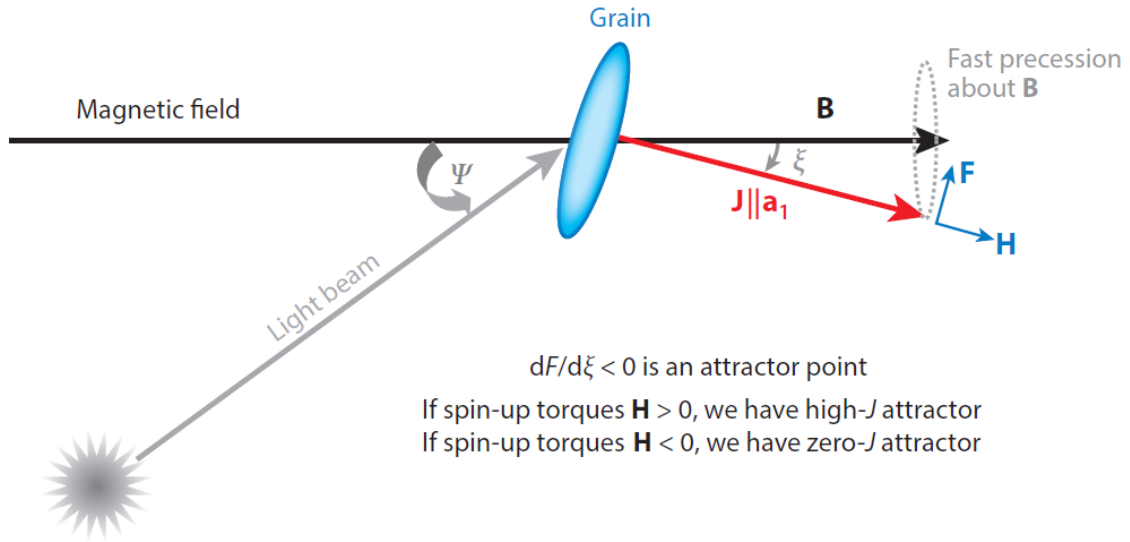


Figure 2.7 : Croquis de l'alignement de grains de poussière interstellaire avec le champ magnétique ambiant \mathbf{B} par le processus de moment de force radiatif. Le grain de moment cinétique \mathbf{J} subit un moment de force avec les composantes parallèle \mathbf{H} et perpendiculaire \mathbf{F} . Ce moment de force issu d'interactions non-linéaires avec le rayonnement stellaire incident amène le grain en rotation à aligner son grand axe perpendiculairement au champ magnétique. Cette image est la figure 5 de Andersson et al. 2015 [3].

et Joseph C. Weingartner [50, 222], ainsi que par Alex Lazarian et Thiem Hoang [117]. En résumé, un grain de poussière avec une hélicité non-nulle ne diffusera pas avec la même efficacité les composantes de polarisation circulaire droite et gauche de la lumière incidente. Cela a pour conséquence qu'un grain de poussière plongé dans un champ radiatif non-polarisé aura tendance à acquérir un moment cinétique supplémentaire [116]. Pour un grain paramagnétique en rotation et précessant autour d'un champ magnétique ambiant, ce champ radiatif externe génère efficacement un moment de force qui alignera le moment cinétique total avec l'orientation du champ magnétique à l'intérieur d'une période de Larmor [3]. La figure 2.7 illustre à l'aide d'un croquis simplifié les composantes principales de la théorie d'alignement par moment de force radiatif.

Cette théorie d'alignement prédit avec succès plusieurs caractéristiques observées de la polarisation de la lumière par les poussières interstellaires [3]. Par exemple, la taille des grains de poussière considérés influence l'efficacité d'alignement de cette méthode ; plus un grain est large, mieux il est aligné avec le champ magnétique. Spécifiquement, l'alignement par RAT de-

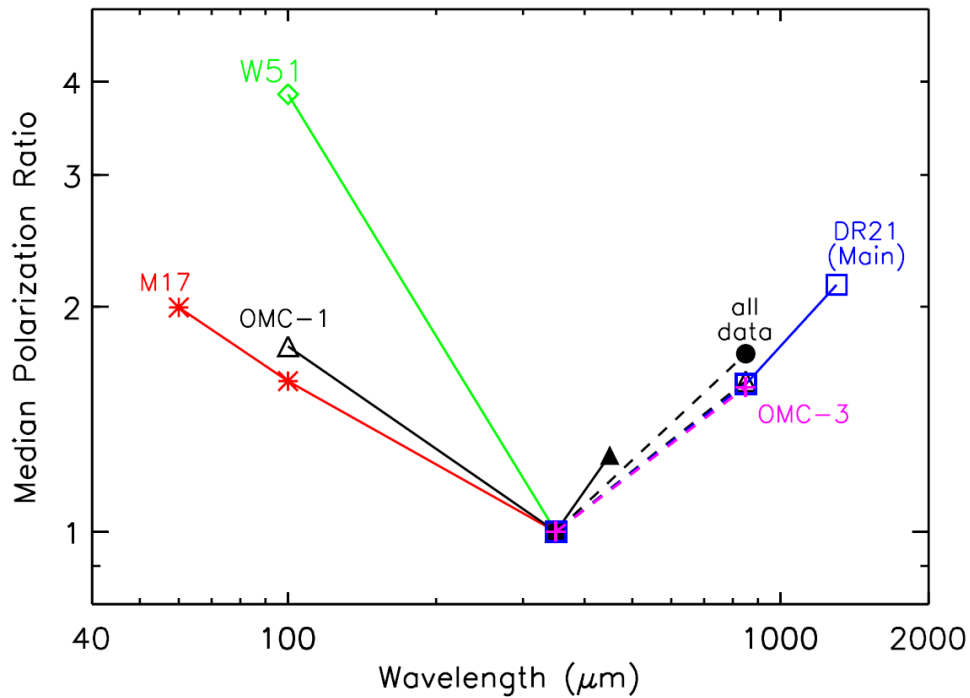


Figure 2.8 : Spectre de polarisation d’une sélection de nuages moléculaires. Chaque point représente la médiane de la fraction de polarisation mesurée dans un nuage moléculaire à une longueur d’onde donnée. La fraction de polarisation atteint un minimum à $350 \mu\text{m}$ pour tous les nuages considérés. Cette image est la figure 5 de Vaillancourt & Matthews 2012 [212].

mande la présence d’un rayonnement dont la longueur d’onde est plus petite que le diamètre des grains ($\lambda < 2a_i$). Ainsi, les plus petits grains ($a_i < 0.045 \mu\text{m}$) sont particulièrement difficiles à aligner à l’aide de moments de force radiatifs. La composition des grains poussière entre aussi en jeu puisqu’ils doivent être au moins légèrement paramagnétiques afin de pouvoir s’aligner avec le champ magnétique ambiant. On ne s’attend donc pas à ce que des grains de carbone avec une très faible susceptibilité magnétique soient efficacement alignés par des moments de force radiatifs. Cette absence d’alignement des grains de carbone semble effectivement être supportée observationnellement à l’intérieur de la plupart des environnements interstellaires, bien qu’il ne soit pas impossible dans certaines circonstances que ces grains puissent plutôt être alignés mécaniquement.

Nous savons par ailleurs que la fraction de polarisation, qui est liée à l’efficacité d’alignement d’un ensemble de grains de poussière, dépend de la longueur d’onde observée. La figure 2.8 présente le spectre de polarisation dans le domaine sous-millimétrique pour un ensemble de

nuages moléculaires, tel que compilé par John E. Vaillancourt et Brenda C. Matthews [212]. Le spectre de polarisation atteint un minimum à $350 \mu\text{m}$ dans tous les nuages pour ensuite augmenter avec la longueur d'onde. Cela peut être expliqué par la théorie des moments de force radiatifs si les grains de silicates, plutôt que de graphite, sont les contributeurs principaux de la distribution spectrale d'énergie à ces longueurs d'onde [48]. De plus, l'augmentation de la fraction de polarisation dans l'infrarouge lointain ($\lambda < 350 \mu\text{m}$) supporte l'idée que les grains chauffés par un champ radiatif stellaire, par exemple une jeune étoile enfouie dans un nuage de poussière, sont mieux alignés que leur contreparties plus froides [3].

L'alignement des grains de poussière avec les champs magnétiques du milieu interstellaire nous ouvre une fenêtre unique pour l'étude des propriétés de ces derniers. En effet, même si leurs effets ont été modélisés théoriquement par le passé [e.g. 158], la mesure de l'amplitude de ces champs magnétiques demeure encore aujourd'hui un défi de taille. La polarimétrie est donc un outil précieux pour l'étude de l'Univers magnétique non seulement pour la poussière des régions de formation d'étoiles, mais aussi pour des phénomènes à hautes énergies (émission synchrotron). En particulier, l'interaction entre la turbulence et le magnétisme, et son effet sur la polarisation de l'émission thermique des poussières, nous permet grâce à la méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi d'évaluer l'énergie magnétique dans un milieu interstellaire donné (par exemple les régions de formation d'étoiles). De façon similaire, la turbulence dans les jets relativistes de noyaux galactiques actifs nous renseigne sur les propriétés magnétiques de ces objets astronomiques. Ces sujets sont étudiés plus en détails au chapitre 3.

CHAPITRE 3

LA DYNAMIQUE DES MILIEUX INTERSTELLAIRES

Bien qu'il soit manifeste que la gravité domine la dynamique de l'Univers à pratiquement toutes les échelles astronomiques, elle n'est pas suffisante à elle seule afin d'expliquer tous les processus physiques qui sont observés dans les milieux interstellaires. Pour ce faire, il est souvent nécessaire d'inclure des paramètres additionnels (p. ex. rotation, champs radiatifs) dans nos modèles théoriques. C'est particulièrement le cas pour la formation des systèmes stellaires, où on s'attend à ce que le magnétisme, la turbulence et la rétroaction stellaires jouent aussi un rôle prépondérant [158]. De même, l'interaction entre les champs magnétiques et les disques d'accrétion en rotation autour de trous noirs supermassifs est essentielle pour expliquer l'existence des jets provenant des noyaux galactiques actifs [133].

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à quelques notions théoriques pertinentes afin de mieux comprendre les rôles de la gravité, du magnétisme et de la turbulence dans la dynamique des environnements interstellaires. Plus spécifiquement, nous verrons des exemples applicables dans les régions de formation d'étoiles et, dans une moindre mesure, des jets extragalactiques. L'objectif ici est de contextualiser certains concepts discutés dans les chapitres suivants.

3.1 Effondrement gravitationnel

Comme mentionné au chapitre 1, les étoiles naissent de nuages de gaz interstellaires assez denses pour que leur gravité l'emporte sur leur pression interne et les autres forces qui tendent à les dissiper, amorçant ainsi le processus d'effondrement gravitationnel. Essentiellement, cela signifie qu'un nuage de gaz s'effondrera sur lui-même jusqu'à ce que son cœur soit assez chaud et massif pour devenir une étoile. Bien que le détail de ce processus d'effondrement gravitationnel ne soit évidemment pas aussi simple, il reste néanmoins que la gravité est effectivement le moteur principal de la formation des étoiles. Toutefois, les propriétés physiques du nuage lui-même ainsi que les conditions dans son environnement, telle que la présence de champs magnétiques, peuvent tout de même ralentir, ou même parfois empêcher, cet effondrement gravitationnel.

De manière générale, les étoiles se forment à l'intérieur des structures filamentaires nichées dans les nuages moléculaires géants de la Galaxie [6]. Ces filaments sont un sous-produit du

caractère intrinsèquement turbulent des milieux interstellaires, et ils apparaissent naturellement dans les simulations hydrodynamiques des régions de formation d'étoiles [16]. Si les conditions y sont propices, ces structures filamentaires se fragmenteront en formant des coeurs denses susceptibles de s'effondrer gravitationnellement, c'est-à-dire des coeurs préstellaires. La distribution de masse des coeurs préstellaires créés par la fragmentation des filaments serait à l'origine de la fonction de masse initiale stellaire [25, 74, 158]. La fonction de masse initiale (ou IMF) est la fonction décrivant la distribution de masses pour un groupe d'étoiles nouvellement formées, ce qui est relié directement à l'abondance relative des étoiles de la Galaxie selon leur type spectral.

3.1.1 Le critère de Jeans

Le critère de Jeans permet de déterminer la masse critique (aussi appelée la masse de Jeans) pour laquelle un nuage de gaz isolé, isotherme et sphérique est en équilibre hydrostatique, c'est-à-dire que les forces de pression et de gravité sont égales en tout point à l'intérieur. Si cette masse critique est excédée pour un rayon donné, alors la pression interne du nuage devient insuffisante afin d'empêcher son effondrement gravitationnel. Incidemment, le critère de Jeans est central à l'étude de la formation des étoiles. Nous verrons ici une dérivation simple de la masse de Jeans afin d'illustrer les principes physiques en jeu.

Si le nuage de gaz considéré est gravitationnellement lié et en équilibre, alors on peut poser qu'il respecte le théorème du viriel et ainsi exprimer son bilan énergétique sous la forme :

$$2K + U = 0, \quad (3.1)$$

où K est l'énergie cinétique du nuage et U son énergie potentielle gravitationnelle totale. Dans le cas d'un nuage sphérique de densité constante, le potentiel gravitationnel s'écrit [24, p. 412] :

$$U \simeq -\frac{3}{5} \frac{GM_J^2}{R_J}, \quad (3.2)$$

où M_J est la masse totale du nuage de rayon R_J . De plus, dans le cas d'un nuage de gaz isotherme, l'énergie cinétique est donnée par :

$$K = \frac{3}{2} \frac{M_J}{\mu m_H} k_B T, \quad (3.3)$$

où μ est la masse moléculaire moyenne du gaz, m_H est la masse d'un atome d'hydrogène et T la température du gaz.

En combinant les équations 3.1, 3.2 et 3.3, on obtient la relation suivante entre la masse et le rayon du nuage :

$$M_J = \frac{5k_B T}{G\mu m_H} R_J. \quad (3.4)$$

Or, puisque la densité ρ est constante et que le nuage est sphérique, on a simplement que :

$$R_J = \left(\frac{3M_J}{4\pi\rho} \right)^{1/3}. \quad (3.5)$$

De sorte que l'on peut substituer R_J dans l'équation 3.4 afin d'obtenir la masse du nuage en équilibre, et donc la masse de Jeans :

$$M_J \simeq \left(\frac{5k_B T}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2}. \quad (3.6)$$

De même, le rayon de Jeans est donné par :

$$R_J \simeq \left(\frac{15k_B T}{G\mu m_H} \frac{1}{4\pi\rho} \right)^{1/2}. \quad (3.7)$$

Le critère de Jeans peut donc être simplement exprimé par la relation suivante : $M > M_J$; si la masse totale M d'un nuage, ou d'une partie de ce nuage, est plus grande que sa masse de Jeans associée, alors il s'effondrera gravitationnellement. Ce critère peut être modifié afin d'inclure des paramètres additionnels tels que la rotation et le magnétisme, ajoutant ainsi des termes supplémentaires à l'énergie totale du nuage. La présence de turbulence peut quant à elle créer localement des régions instables gravitationnellement, et donc pouvant potentiellement s'effondrer, à l'intérieur d'un nuage dont la masse totale est en-deçà de la masse de Jeans [121, p. 372]. Malgré tout, le principe demeure essentiellement le même et la masse de Jeans reste un outil pratique afin d'évaluer la stabilité gravitationnelle d'un nuage de gaz interstellaire.

Il est tout de même plus réaliste de considérer que le nuage étudié est soumis à une pression externe P_{ext} s'il fait partie d'un complexe moléculaire plus large. Dans ce cas, en supposant encore ici un nuage isotherme sphérique de densité constante, on parle plutôt de la masse de

Bonnor-Ebert qui peut être écrite sous la forme [24, p. 414] :

$$M_{\text{BE}} = \frac{C_{\text{BE}}}{P_{\text{ext}}^{1/2} G^{3/2}} \left(\frac{k_B T}{\mu m_{\text{H}}} \right)^2. \quad (3.8)$$

où C_{BE} est une constante sans dimension de l'ordre de l'unité. Comme pour le critère de Jeans, le nuage s'effondrera sous l'effet de la gravité si sa masse totale dépasse la masse de Bonnor-Ebert. Déterminer observationnellement la masse des coeurs préstellaires à l'intérieur des régions de formation d'étoiles (p. ex. grâce à la modélisation de la poussière interstellaire discutée au chapitre 2.4) est donc une étape cruciale afin de déterminer si ces objets sont en voie de s'effondrer pour former de nouvelles étoiles.

3.1.2 Le temps de chute libre

La détermination théorique et observationnelle du taux de formation stellaire dans les pouponnières d'étoiles de la Galaxie est sans conteste l'un des enjeux les plus importants à relever afin de mieux comprendre l'évolution des galaxies. En effet, la dynamique des galaxies est liée de près à l'évolution des étoiles qu'elles contiennent ; c'est la rétroaction stellaire due à la naissance et à la mort des étoiles [1, 113]. Dans notre Galaxie, le taux de formation d'étoiles a été évalué à $\approx 1 M_{\odot}$ par année à partir d'observations du télescope *Spitzer*, ce qui en fait une galaxie relativement tranquille par rapport à celles dont les taux de formation peuvent être plusieurs ordres de grandeurs plus grands (p. ex. les galaxies à flambées d'étoiles, ou « starburst ») [179]. Il existe toutefois de nombreux facteurs observationnels (p. ex. les biais de sélection) et théoriques (p. ex. la fonction de masse initiale) pouvant complexifier significativement la détermination précise du taux de formation stellaire [75, 113, 158]. Parmi ces facteurs se trouve la détermination des échelles de temps caractéristiques de l'effondrement gravitationnel des coeurs préstellaires, qui peuvent aussi dépendre des propriétés des environnements interstellaires.

Néanmoins, il est possible d'établir une limite inférieure naturelle au temps qu'un coeur préstellaire prend pour s'effondrer gravitationnellement en calculant son temps de chute libre (ou « free-fall » en anglais). Le temps de chute libre est défini comme le temps nécessaire pour que toutes les couches d'un nuage de gaz sphérique se retrouvent en son centre [121, p. 389][24, p. 415]. On doit d'abord supposer que ce nuage est initialement de densité constante ρ_0 , mais sans pression interne, rotation ou champs magnétiques. Puisque la seule force dans ce cas est

la gravité, l'équation du mouvement pour une couche de gaz à un rayon r du centre est donnée par :

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{4\pi G\rho_0 a^3}{3r^2}, \quad (3.9)$$

où a est le rayon initial de la couche considérée. La masse contenue à l'intérieur du volume délimité par la coquille de rayon r restera invariante tout au long de l'effondrement. L'équation 3.9 peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\frac{dr}{dt} \frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{4\pi G\rho_0 a^3}{3r^2} \frac{dr}{dt}, \quad (3.10)$$

que l'on peut aisément intégrer par rapport au temps afin d'obtenir :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{4\pi G\rho_0 a^3}{3} \left(\frac{1}{r} + C_1 \right), \quad (3.11)$$

où C_1 est la constante d'intégration. Or, puisque la vitesse de la couche est nulle et le rayon égal à a au temps initial, le facteur C_1 est simplement $C_1 = -a^{-1}$. L'équation 3.11 peut ainsi être exprimée comme :

$$\frac{1}{a} \frac{dr}{dt} = - \left[\frac{8\pi G\rho_0}{3} \left(\frac{a}{r} - 1 \right) \right]^{1/2}. \quad (3.12)$$

Avec les substitutions suivantes :

$$\theta = \frac{r}{a} \quad \text{et} \quad \chi = \left(\frac{8\pi G\rho_0}{3} \right)^{1/2},$$

on obtient une nouvelle forme de l'équation 3.12 :

$$\frac{d\theta}{dt} = -\chi \left(\frac{1}{\theta} - 1 \right)^{1/2}. \quad (3.13)$$

Grâce à une substitution additionnelle (spécifiquement $\theta = \cos^2 \xi$), on obtient une équation plus facilement intégrable :

$$\cos^2 \xi \frac{d\xi}{dt} = \frac{\chi}{2}. \quad (3.14)$$

Après intégration par rapport au temps, on trouve :

$$\frac{\xi}{2} + \frac{1}{4} \sin 2\xi = \frac{\chi}{2} t + C_2, \quad (3.15)$$

où C_2 est la constante d'intégration, qui est nécessairement nulle puisque $r = a$ au temps initial, et donc que $\xi = 0$. On obtient finalement l'équation de mouvement pour l'effondrement du nuage :

$$\xi + \frac{1}{2} \sin 2\xi = \chi t. \quad (3.16)$$

Le temps de chute libre t_{ff} d'un nuage en effondrement gravitationnel est atteint lorsque le rayon r est nul, c'est-à-dire que toute sa masse se retrouve au centre de la sphère considérée initialement. Dans ce cas, on a $\xi = \pi/2$ et donc l'équation 3.16 devient :

$$t_{ff} = \frac{\pi}{2\chi}. \quad (3.17)$$

En utilisant les substitutions définies précédemment, on trouve enfin l'expression finale pour le temps de chute libre d'un nuage de gaz interstellaire :

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_0} \right)^{1/2}. \quad (3.18)$$

Comme pour la masse de Jeans, plusieurs facteurs influencent le temps de chute libre d'un coeur préstellaire en effondrement gravitationnel. Puisqu'on a négligé la pression interne du nuage, qui sert de support contre l'effondrement, il est évident que le temps de chute réel doit être plus long que le temps de chute libre. Ce ralentissement de l'effondrement est amplifié si l'on inclue la rotation ou des champs magnétiques, ou encore si l'on injecte de la turbulence dans le milieu. En réalité, le temps de chute typique dans un nuage moléculaire galactique serait au moins 100 fois plus long que le temps de chute libre [113]. Il s'agit tout de même d'une quantité pratique à déterminer observationnellement à partir d'estimation de densité à l'intérieur des régions de formation d'étoiles.

3.2 Turbulence et magnétisme

Comme mentionné précédemment, la turbulence et le magnétisme peuvent avoir une influence importante sur la dynamique des milieux interstellaires. C'est le cas par exemple pour les processus de formation d'étoiles, comme la masse critique et le temps d'effondrement gravitationnel, mais aussi pour les mécanismes énergétiques à l'origine des jets issus de l'accrétion de matière sur les trous noirs supermassifs. Dans cette section, nous verrons d'abord le rôle des

champs magnétiques sur la stabilité des nuages moléculaires. Ensuite, nous survolerons les effets de l'interaction entre le magnétisme et la turbulence sur l'émission polarisée provenant de ces deux types distincts d'environnements interstellaires.

3.2.1 La stabilité magnétique des nuages moléculaires

Bien que la turbulence soit essentielle à la fragmentation des filaments dans les régions de formation d'étoiles, les modèles théoriques actuels suggèrent que la présence de champs magnétiques est tout de même nécessaire afin de réduire le taux de formation stellaire [158]. De façon similaire à la pression thermique dans la dérivation de la masse de Jeans, le support magnétique dans un nuage de gaz interstellaire peut être suffisant pour l'empêcher de s'effondrer gravitationnellement.

À l'échelle des nuages moléculaires géants, le milieu interstellaire est généralement considéré comme étant dans un régime magnétohydrodynamique idéal. Cela a pour conséquence que les lignes de champs magnétiques à l'intérieur d'un nuage interstellaire y sont "gelées" dans le gaz, ou alternativement que le flux magnétique est constant dans le nuage. Si l'on reprend l'exemple du nuage de gaz sphérique décrit à la section 3.1.1 et que l'on y ajoute la présence d'un champ magnétique, son énergie potentielle magnétique U_B s'exprimera comme [112] :

$$U_B \simeq \frac{\Phi_B^2}{6\pi^2 R}, \quad (3.19)$$

où R est le rayon du nuage et Φ_B^2 est le flux magnétique. Ce flux prend la forme $\Phi_B^2 = \pi B R^2$, où B est l'amplitude du champ magnétique. Comme précédemment (voir équation 3.2), l'énergie potentielle gravitationnelle s'écrit :

$$U_G \simeq -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}, \quad (3.20)$$

où M est la masse totale du nuage. En combinant les équations 3.19 et 3.20, on obtient l'énergie potentielle totale du nuage :

$$U_G + U_B = \frac{\Phi_B^2}{6\pi^2 R} - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \equiv \frac{3}{5} \frac{G}{R} (M_\Phi^2 - M^2), \quad (3.21)$$

à partir de laquelle l'on définit enfin la masse critique magnétique M_Φ par l'expression :

$$M_\Phi \equiv \sqrt{\frac{5}{3}} \left(\frac{\Phi_B}{3\pi G^{1/2}} \right). \quad (3.22)$$

Si les pressions interne et externe sur le gaz sont négligeables par rapport à la gravité et au magnétisme, alors la masse critique magnétique peut effectivement remplacer la masse de Jeans afin de déterminer si un nuage moléculaire est susceptible de s'effondrer gravitationnellement.

Il existe deux scénarios principaux pour décrire l'effet des champs magnétiques sur la stabilité des nuages moléculaires :

- Le premier scénario est celui dit **sous-critique** où la masse totale du nuage considéré est plus petite que sa masse critique magnétique. Dans un nuage sous-critique, le support magnétique est donc suffisant à lui seul afin de contrer l'effondrement gravitationnel du nuage, et ce même en présence d'une pression externe [112]. Avant la venue des modèles gravito-turbulents de fragmentation des nuages moléculaires, ce scénario a longtemps été considéré comme la cause principale du faible taux de formation stellaire dans la galaxie. Les champs magnétiques interstellaires sont toutefois généralement trop faibles pour être l'unique support contre l'effondrement gravitationnel des coeurs à l'intérieur des nuages moléculaires [158]. Néanmoins, un support magnétique important pourrait tout de même expliquer la stabilité apparente de certains coeurs préstellaires (plus précisément, les « starless cores » ou coeurs sans étoile).
- À l'opposé, le scénario dit **super-critique** est celui où la masse totale du nuage moléculaire est plus grande que sa masse critique magnétique. Évidemment, les régions de formation d'étoiles doivent être super-critiques. Certaines mesures empiriques du champ magnétique dans les nuages moléculaires suggèrent toutefois que les nuages super-critiques le sont généralement relativement faiblement [112]. Il est donc probable que leur énergie potentielle magnétique soit suffisante afin de ralentir de manière non-négligeable le temps d'effondrement (voir section 3.1.2) des coeurs préstellaires qu'ils contiennent.

Ceci dit, il est important d'amener une précision à l'hypothèse d'un régime magnétohydrodynamique idéal utilisée pour dériver la masse magnétique critique. Si le flux magnétique était véritablement conservé tout au long de l'effondrement gravitationnel, nous nous retrouverions avec des champs magnétiques stellaires complètement irréalistes. Par exemple, la conservation

du flux magnétique mènerait à un champ de l'ordre de 10^8 G pour le Soleil, alors qu'il y est en moyenne de l'ordre de 1 G à sa surface [112]. Il doit donc y avoir à un moment durant l'effondrement gravitationnel un découplage entre le champ magnétique ambiant et le gaz faiblement ionisé du coeur préstellaire, probablement causé par le processus de diffusion ambipolaire entre les particules neutres et chargées du gaz. Additionnellement, il peut y avoir des reconnections entre les lignes de champ magnétique lorsque la résistivité ohmique devient importante [112]. Il est donc possible que la morphologie du champ magnétique dans un coeur préstellaire change significativement durant le processus d'effondrement gravitationnel.

3.2.2 La polarisation des milieux de formation d'étoiles

Le lien entre la polarisation de l'émission thermique des poussières interstellaires et l'orientation des champs magnétiques galactiques a déjà été présenté au chapitre 2.4.3. Il est donc possible à partir de l'émission polarisée de ces poussières aux longueurs d'onde sous-millimétriques de déterminer l'orientation des lignes de champ magnétique dans les nuages moléculaires.

Si le champ magnétique dans un nuage donné était parfaitement ordonné et uniforme, alors l'orientation de la polarisation issue de la poussière interstellaire qu'il contient y serait aussi partout uniforme. Dans ce scénario, l'ajout de cellules turbulentes dans le milieu aurait comme effet de désordonner localement l'orientation des lignes de ce champ à grande échelle, ajoutant ainsi une composante aléatoire à l'orientation de la polarisation qui y est mesurée. C'est le principe derrière la méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF) [26, 39]. Cette méthode permet d'évaluer indirectement l'amplitude des champs magnétiques du milieu interstellaire à partir de son interaction avec la turbulence, ce qui est particulièrement utile pour l'étude du magnétisme dans les régions de formation d'étoiles. Selon la méthode DCF, l'expression pour l'amplitude B_{pos} du champ magnétique dans le plan du ciel est donnée par [35] :

$$B_{\text{pos}} \simeq A \sqrt{4\pi\rho} \frac{\delta V}{\delta\Phi}, \quad (3.23)$$

où ρ est la densité massique et δV la dispersion de vitesse le long de la ligne de visée du gaz dans le nuage, $\delta\Phi$ est la dispersion des angles de polarisation par rapport à une valeur moyenne, et A est un facteur théorique de l'ordre de l'unité. Le facteur A est nécessaire afin de prendre en compte la contribution des cellules turbulentes le long de la ligne de visée sur la polarisation

mesurée.

Comme discuté au chapitre 2.4, la densité ρ du milieu peut être déduite à partir des distributions spectrales d'énergie de la poussière interstellaire. La dispersion des vitesses δV peut quant à elle être estimée à partir de l'élargissement Doppler de raies moléculaires. La combinaison d'observations continues, spectroscopiques et polarimétriques aux longueurs d'onde sous-millimétriques permet donc de tracer un portrait global des propriétés physiques et de la dynamique des régions de formation d'étoiles.

Toutefois, la technique DCF permet seulement de récupérer la valeur du champ magnétique dans le plan du ciel puisque la polarisation astronomique est une quantité projetée sur la sphère céleste. Afin d'obtenir la valeur totale de l'amplitude d'un champ magnétique dans le milieu interstellaire, il est aussi nécessaire de mesurer sa composante le long de la ligne de visée. Cela peut être effectué à l'aide d'observations spectroscopiques grâce par exemple à la mesure de l'élargissement Zeeman de raies moléculaires ou du rapport d'amincissement de raies ioniques [90, 92].

Une manière plus robuste d'appliquer la technique DCF est de modéliser la fonction de dispersion angulaire plutôt que d'utiliser simplement la mesure de dispersion moyenne des angles de polarisation [79, 94]. En mesurant la différence angulaire pour chaque paire de vecteurs dans une carte de polarisation en fonction de la distance qui les sépare, il est effectivement possible de calculer le ratio d'énergie des composantes turbulentes et ordonnée du champ magnétique dans un nuage moléculaire. Contrairement à la méthode DCF classique (voir équation 3.23), cette méthode est sensible aux changements de morphologie dans l'orientation du champ magnétique à grande échelle. Le détail du calcul pour cette méthode est présenté au chapitre 6.

3.3 Champs magnétiques et flots moléculaires

Dans le cas qui nous intéresse ici, le processus d'effondrement gravitationnel d'un coeur préstellaire mène d'abord à la formation d'un premier coeur hydrostatique en son centre, qui lui-même sert ensuite de réservoir pour l'accrétion de matière sur l'éventuelle protoétoile (ou second coeur). On obtient alors un coeur protostellaire dont la structure est schématisée à la figure 3.1. Les coeurs protostellaires sont la source de flots moléculaires et de jets pouvant injecter de la turbulence dans les environnements interstellaires qui les entourent. C'est d'ailleurs l'un des effets de la rétroaction stellaire dans les régions de formation d'étoiles. De plus, comme discuté

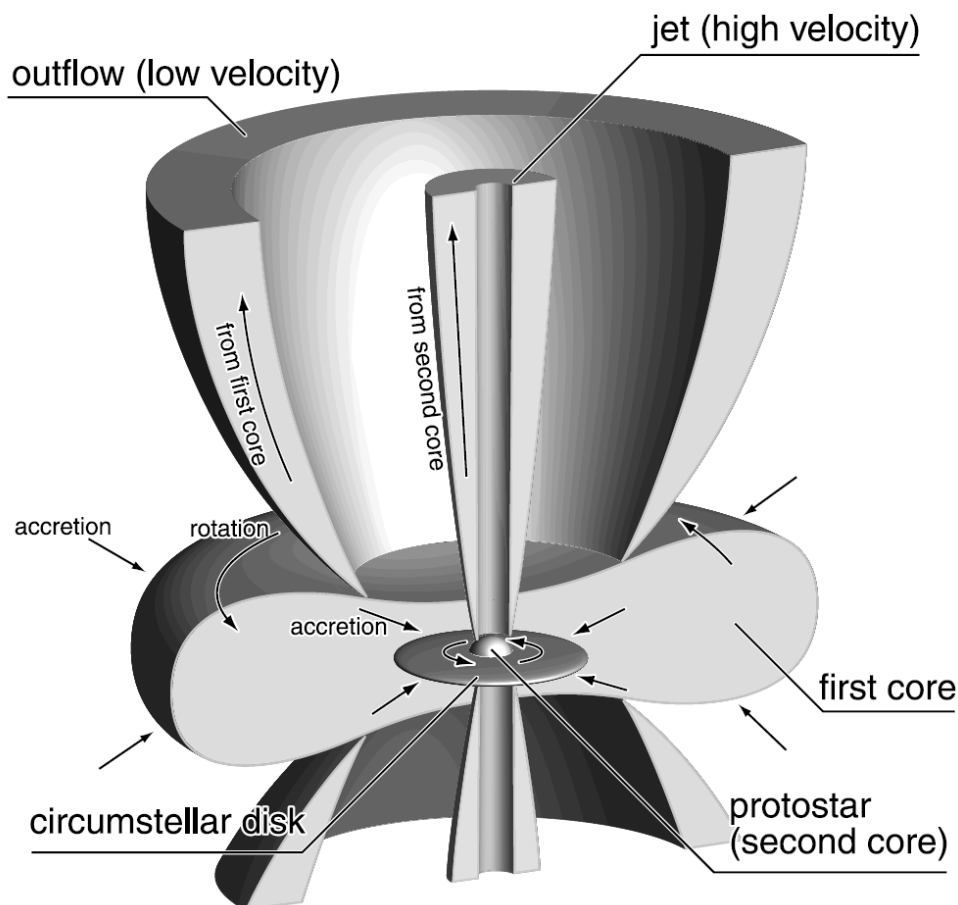


Figure 3.1 : Schéma de la structure d'un cœur protostellaire. Le couplage entre le champ magnétique et l'accrétion de matière dans le centre du cœur protostellaire est responsable de l'éjection d'un flot moléculaire. Cette image est la figure 15 de Machida, Inutsuka & Matsumoto 2008 [128].

au chapitre 5, ces flots moléculaires peuvent être une source de contamination importante dans la détermination des propriétés physiques des sources sous-millimétriques.

Les flots moléculaires sont causés par la rotation du cœur protostellaire, l'accrétion de matière en son centre (sur le premier cœur hydrostatique ou sur le disque protostellaire), et la présence de champs magnétiques. En fait, les champs magnétiques sont une composante essentielle du mécanisme d'éjection des flots moléculaires [17, 128]. La figure 3.2 présente le résultat de simulations numériques qui illustrent bien la corrélation entre le flot moléculaire et l'orientation des lignes de champ magnétique dans le cœur protostellaire. Afin de modéliser correctement ces flots, il faut d'abord caractériser l'évolution de la morphologie du champ ma-

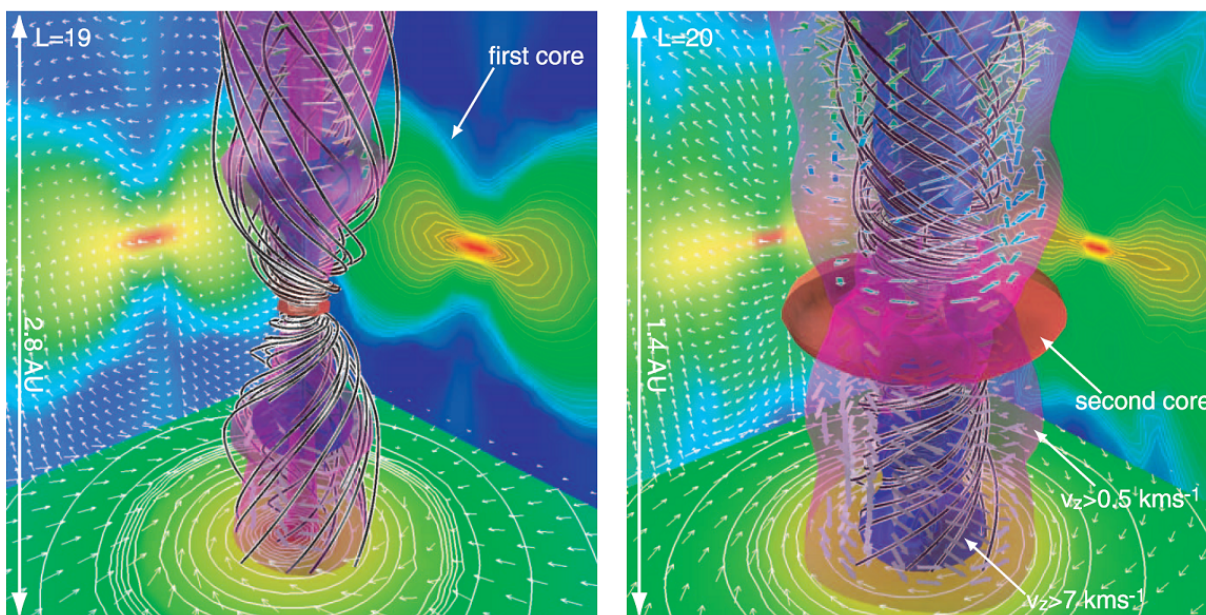


Figure 3.2 : Simulation de l'éjection d'un flot moléculaire par un coeur protostellaire. Les lignes de champ magnétique suivent la structure du flot. Le panneau droit est un zoom sur le centre du panneau gauche. Dans les deux cas, les flèches dénotent les vecteurs de vitesse du flot de matière. La valeur de L dénote le sous-niveau de la grille de simulation. Cette image est la figure 9 de Machida, Inutsuka & Matsumoto 2008 [128].

gnétique lors de l'effondrement gravitationnel d'un coeur préstellaire. Par exemple, le champ magnétique peut se réarranger dans une configuration modifiée de sablier s'il est initialement désaligné avec le moment cinétique du coeur préstellaire [108]. Le champ magnétique détecté dans le coeur du nuage moléculaire d'Orion est un exemple de morphologie en sablier à plus grande échelle. Cette configuration du champ magnétique dans Orion a été découverte en 1997 par David Alexander Schleuning [194], et a été re-confirmée récemment à l'aide du polarimètre POL-2 au télescope James-Clerk-Maxwell [162, 219].

Avec une résolution suffisante, il est possible de déterminer à partir d'observations polarimétriques la morphologie d'un champ magnétique à l'intérieur d'un coeur protostellaire. La figure 3.3 présente d'ailleurs une simulation de la carte de polarisation sous-millimétrique attendue pour une morphologie complexe de champ magnétique dans un coeur protostellaire. La configuration des champs magnétiques dans les coeurs protostellaires est particulièrement pertinentes pour les chapitres 6 et 7.

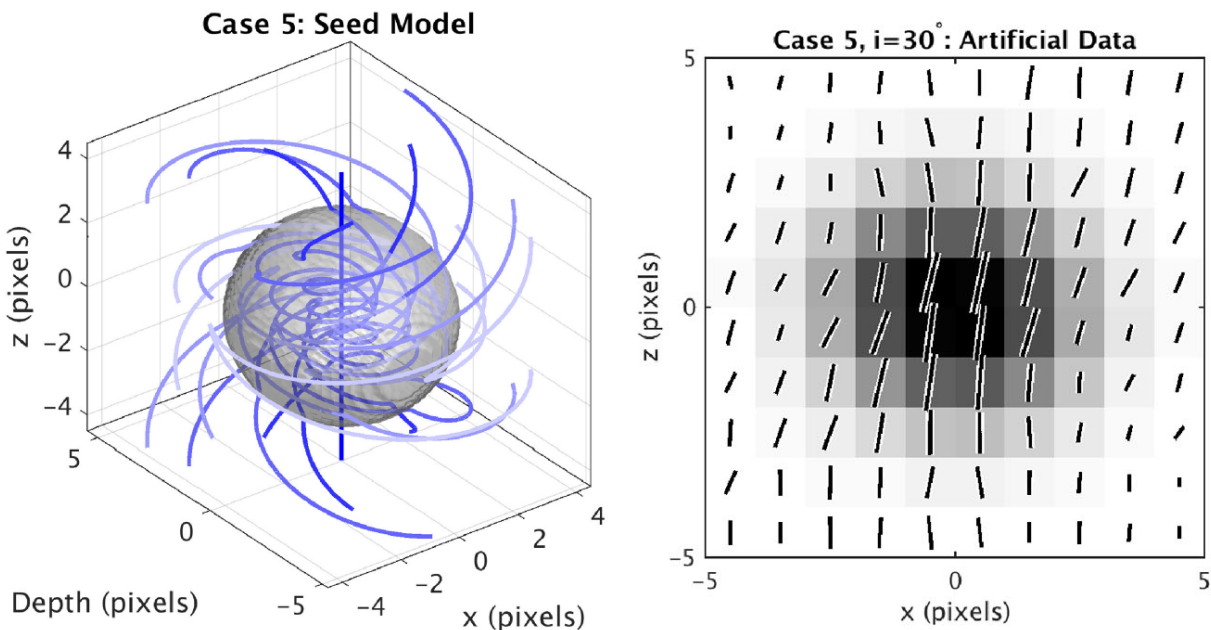


Figure 3.3 : Simulation d'un champ magnétique tordu dans un coeur préstellaire. *Gauche* : Représentation en 3D de la morphologie du champ magnétique considéré dans le coeur. *Droite* : Exemple de carte de polarisation artificielle produite par cette configuration de champ magnétique. Cette image est tirée de la figure A4 de Franzmann & Fiege 2017 [56].

3.3.1 Variabilité des noyaux galactiques actifs

À une échelle extragalactique, l'accrétion de matière sur les trous noirs supermassifs trouvés au centre des noyaux galactiques actifs est à l'origine de jets hautement énergétique pouvant s'étendre sur des distances de plusieurs dizaines de milliers d'années-lumières (par comparaison, le rayon de notre Galaxie est d'environ 65 000 années-lumières). Ces jets sont composés de particules ionisées collimatées par de puissants champs magnétiques, et dont la structure générale en fonction de la distance par rapport au trou noir central est illustrée à la figure 3.4 [133]. Comme pour les flots protostellaires, la présence d'un champ magnétique est essentielle au mécanisme d'éjection de jets extragalactiques [206]. L'accélération d'électrons relativistes le long des lignes de champ magnétiques dans ces jets est à l'origine du rayonnement synchrotron rendant ces objets particulièrement lumineux dans le domaine radio. Certains blazars, des galaxies actives dont le jet est orienté très près de la ligne de visée, sont même visibles sur des distances de plusieurs milliards d'années-lumière (ou alternativement, des décalages vers le rouge $z > 1$).

Le rayonnement synchrotron provenant des jets de noyaux galactiques actifs est fortement

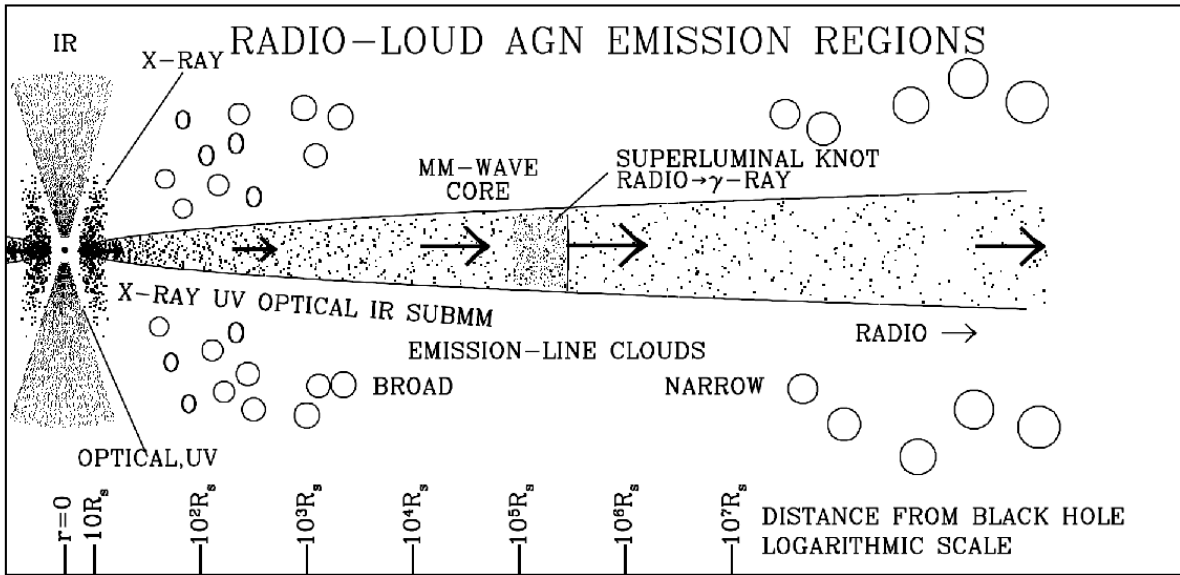


Figure 3.4 : Schéma illustrant la structure d'un jet issu de l'accrétion de matière sur le trou noir supermassif d'un noyau galactique actif. La position de chaque composante du jet, selon la longueur d'onde de leur pic d'émission, est donnée en fonction du rayon de Schwarzschild du trou noir central. L'émission mesurée aux longueurs d'onde sous-millimétriques provient d'une région à l'intérieur de 10 000 rayons de Schwarzschild. Cette image est la figure 1 de Marscher 2006 [133].

polarisé linéairement, ce qui permet l'étude de leur champ magnétique à l'aide d'observations polarimétriques [133]. De plus, ces objets peuvent exhiber une variabilité importante de leur polarisation aux longueurs d'onde sous-millimétriques. Cette variabilité peut être expliquée par la présence de cellules turbulentes à l'intérieur de chocs près de la région d'émission du jet. Un exemple de modèle turbulent pour les blazars est illustré à la figure 3.5. [134]. Comme pour les régions de formation d'étoiles discutées à la section 3.2.2, ces cellules turbulentes magnétisées ont pour effet de désorganiser localement le champ magnétique à grande échelle. Ce sujet est exploré plus en détail au chapitre 8.

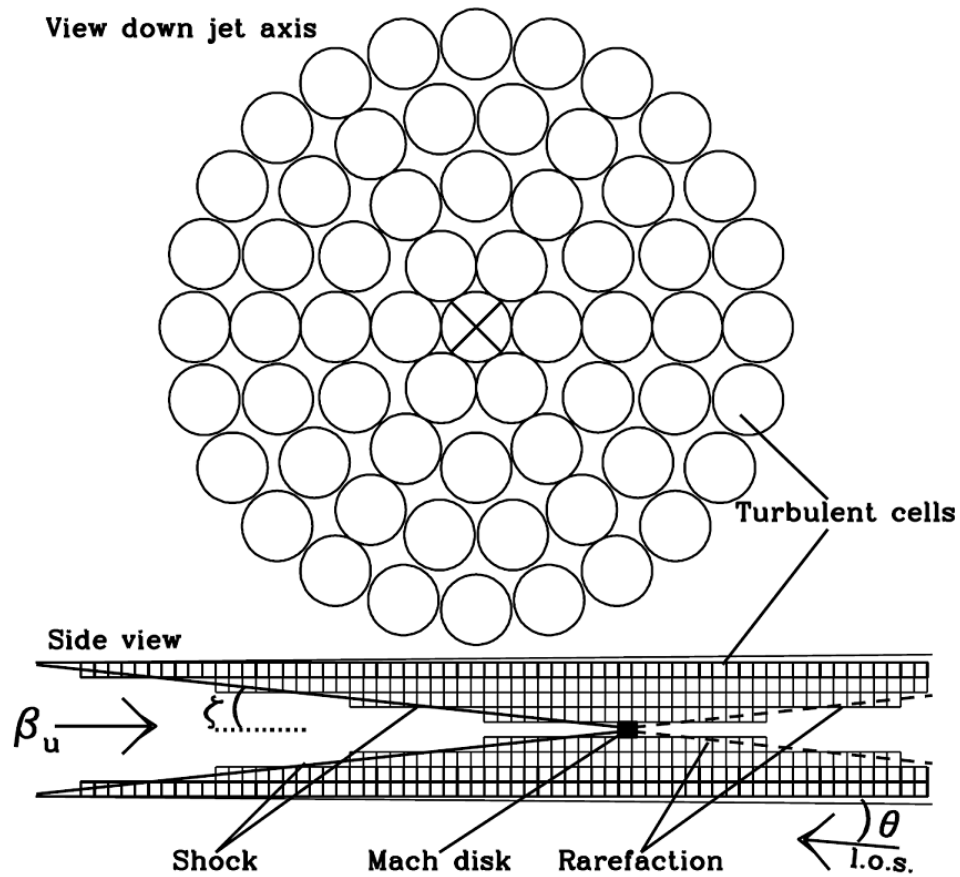


Figure 3.5 : Schéma illustrant la présence de cellules turbulentes magnétisées à l'interface d'un choc dans un jet issu d'un blazar, une galaxie active dont l'orientation du jet est près de la ligne de visée. *Haut* : Vue des cellules turbulentes le long de l'axe du jet. *Bas* : Vue de côté des cellules turbulentes le long du jet. Cette image est la figure 1 de Marscher 2014 [134].

CHAPITRE 4

L'INSTRUMENTATION

4.1 Les principes de l'astronomie sous-millimétrique

L'astronomie sous-millimétrique couvre une gamme de longueurs d'onde située entre $100\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mm}$. Les étoiles y étant à toutes fins pratiques invisibles, ce registre du spectre électromagnétique de la lumière est idéal pour l'étude de la matière interstellaire froide. Comme discuté au chapitre 2, il s'agit en effet d'un régime dominé à l'échelle galactique par l'émission thermique des poussières interstellaires ainsi que par les raies de transition moléculaires. L'astronomie sous-millimétrique est donc particulièrement utile afin de sonder les propriétés physiques des nuages moléculaires géants où se déroule la formation de nouvelles étoiles. À une échelle extragalactique, ce domaine de longueurs d'onde ouvre une fenêtre unique pour l'étude de la dynamique des jets relativistes issus des noyaux galactiques actifs.

Malheureusement, l'astronomie sous-millimétrique présente aussi de nombreux défis techniques difficiles à surmonter. Encore aujourd'hui, la conception de détecteurs sous-millimétriques reste exceptionnellement complexe comparativement à la radioastronomie ou à l'astronomie optique. Il a d'ailleurs fallu attendre la seconde moitié des années 1990 avant que les premières caméras sous-millimétriques à pixels multiples soient développées [89].

De plus, la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère terrestre est elle-même pratiquement opaque à ces longueurs d'onde. L'observation astronomique dans cette fenêtre du spectre électromagnétique ne peut donc se faire qu'à des altitudes de plusieurs kilomètres et dans des régions avec un faible niveau d'humidité. Il existe peu d'endroits à la surface de la Terre répondant à ces deux critères simultanément ; c'est d'ailleurs pourquoi les premières observations sous-millimétriques ont été effectuées à l'aide de ballons stratosphériques. Toutefois, même à ces rares endroits privilégiés, le taux d'humidité atmosphérique peut avoir une influence significative sur la qualité des données astronomiques obtenues. La figure 4.1 présente le spectre de transmission atmosphérique mesuré depuis le sommet du Mauna Kea à Hawaï [45] ; l'opacité du ciel se dégrade rapidement plus la pression de vapeur d'eau présente dans l'air est élevée.

Bien que les ballons à haute atmosphère soient encore utilisés avec succès de nos jours (p. ex. le « Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope » (BLAST) [161]), il existe

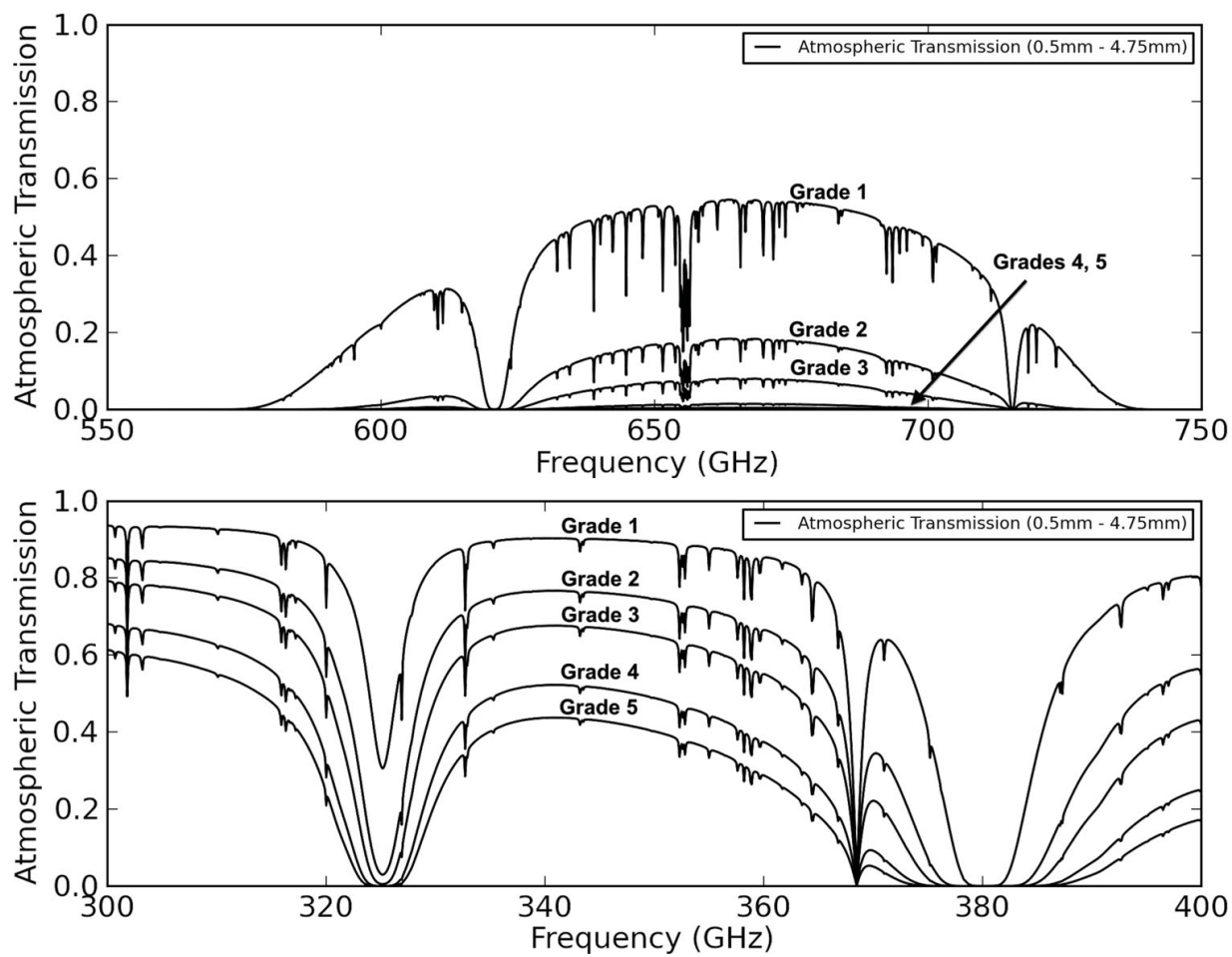


Figure 4.1 : La transmission atmosphérique à $450 \mu\text{m}$ (haut) et à $850 \mu\text{m}$ (bas) pour différentes valeurs de pression de vapeur au sommet du Mauna Kea à Hawaï (É.-U.). Cette image est tirée des figures 1 et 2 de Drabek et al. 2012 [45].

maintenant une panoplie de télescopes permettant l'observation de l'Univers sous-millimétrique. Parmi eux, l'un des projets les plus originaux est le « Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy » (SOFIA), qui est en fait un Boeing 747 modifié par la NASA afin de transporter un télescope de 2.7 m à une altitude de 13.7 km [226]. Alternativement, les télescopes spatiaux *Planck* [114] et *Herschel* [33] ont pu cumuler lors de leurs missions respectives une quantité extraordinaire de données sous-millimétriques atteignant une sensibilité incomparable grâce à l'absence de l'atmosphère terrestre.

Finalement, les observatoires au sol sont quant à eux divisés en deux catégories : les observatoires à antenne unique, ou « single-dish », tels que le télescope James-Clerk-Maxwell et le télescope du Pôle Sud (SPT) [22], et les interféromètres comme le « Submillimeter Array » (SMA) [87] et le « Atacama Large Millimeter Array » (ALMA). Les observatoires interférométriques sont particulièrement efficaces afin d'obtenir des images à très haute résolution (jusqu'à ≈ 0.05 arcsec dans le cas de ALMA) de sources astronomiques compactes. Les mêmes principes physiques derrière l'interférométrie les rend toutefois largement aveugles aux structures diffuses à grande échelle, comme les nuages moléculaires par exemple. À l'opposé, les télescopes à antenne unique peuvent cartographier rapidement ce type de structures, bien qu'à une résolution moindre (≈ 10 arcsec). Des exemples supplémentaires d'observatoires à antenne unique incluent, entre autres, le télescope de 30 mètres de l'Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM), le « Atacama Pathfinder EXperiment » (APEX), et le « Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy » (SOFIA).

Ce chapitre présente une courte description de l'instrumentation utilisée dans la réalisation des projets décrits aux chapitre 5, 6, 7 et 8.

4.2 Le télescope James-Clerk-Maxwell

Situé à une altitude de 4092 m au sommet du volcan endormi Mauna Kea à Hawaï (É.-U.), le télescope James-Clerk-Maxwell (JCMT) est l'un des plus grands observatoires dédié à l'astronomie sous-millimétrique. Il s'agit d'un télescope de type Cassegrain dont la soucoupe réfléchive de 15 m est installée sur une monture azimutale. Après un bref délai dans la livraison du télescope, étonnamment dû à une tentative de piraterie en hautes mers déjouée par la garde côtière américaine [80], le JCMT a commencé officiellement ses opérations en 1987. La construction du télescope a été financée par le « Science Research Council » du Royaume-Uni, et son opé-

ration a été financé par le Canada (1987-2015), les Pays-Bas (1987-2013) et le Royaume-Uni (1987-2015). Le télescope a ensuite été cédé en 2015 au « East Asian Observatory », une organisation multinationale financée par la Chine, la Corée du Sud, le Japon, Taïwan et un consortium d'universités britanniques et canadiennes. Grâce à la mise en opération dans les dernières années de sa nouvelle suite instrumentale, le JCMT est présentement à la pointe de la recherche en astronomie sous-millimétrique.

L'instrument principal du JCMT est la caméra sous-millimétrique continue SCUBA-2, ou le « Submillimetre Common-User Bolometer Array 2 ». Il s'agit d'une caméra composée de 8 détecteurs cryogéniques totalisant environ 10 000 pixels et capable d'observer simultanément dans les fenêtres atmosphériques à $450 \mu\text{m}$ et à $850 \mu\text{m}$ [89]. Ces détecteurs sont constitués de senseurs supraconducteurs à transition (« Transition Edge Sensors » ou TES) couplés avec un système de SQUIDs (« Superconducting QUantum Interference Devices ») afin d'amplifier le signal mesuré. Ces signaux sont ensuite enregistrés sous la forme de séries temporelles de données brutes pouvant être traitées numériquement.

La réduction des données pour SCUBA-2 se fait avec la procédure *makemap* incluse dans le « Sub-Millimetre User Reduction Facility » (SMURF) de l'environnement de développement STARLINK [29]. La difficulté principale lors de la réduction des séries temporelles est de différencier la contribution atmosphérique du véritable signal astronomique. Pour ce faire, il est nécessaire de balayer rapidement le ciel avec le faisceau du télescope et d'appliquer un filtre passe-haut afin de se débarrasser des fréquences spatiales associées aux variations atmosphériques. Malheureusement, cela signifie aussi que les sources astronomiques d'échelles comparables à ces variations sont considérées comme du bruit et rejetées. Dépendamment de la stratégie d'observation, SCUBA-2 est donc généralement sensible à des échelles spatiales de l'ordre de 5 à 10 arcminute. Ce problème est commun à tous les observatoires sous-millimétriques au sol. À l'opposé, les télescopes spatiaux sont beaucoup plus sensibles aux grandes échelles spatiales puisqu'ils ne doivent pas corriger pour la présence de l'atmosphère.

La calibration de SCUBA-2 et les caractéristiques du faisceau du JCMT à $450 \mu\text{m}$ et à $850 \mu\text{m}$ ont été déterminées empiriquement à partir d'observations de la planète Uranus [40]. Le faisceau du télescope à chaque longueur d'onde peut être approximé par l'addition de deux composantes Gaussiennes à deux dimensions. Ainsi, les largeurs à mi-hauteur (« full width at half maximum » ou FWHM) des composantes primaire et secondaire du faisceau à $850 \mu\text{m}$ sont

respectivement de 13.0 arcsec et 48 arcsec et celui à 450 μm sont respectivement de 7.9 arcsec et 25 arcsec. La largeur effective du faisceau de SCUBA-2 à chaque longueur d'onde est particulièrement importante pour les analyses effectuées aux chapitres 5 et 6.

La transmission effective de SCUBA-2 dans les bandes d'observations à 450 μm et à 850 μm sont données à la figure 4.2 en fonction de la pression de vapeur d'eau dans l'air [45]. Comme pour la figure 4.1, il est évident que la transmission effective à 450 μm diminue beaucoup plus rapidement que celle à 850 μm pour une même augmentation de la pression de vapeur d'eau. La figure 4.2 donne aussi les fréquences au repos des transitions rotationnelles J=3-2 et J=6-5 de la molécule ^{12}CO . Puisque la raie moléculaire J=3-2 du ^{12}CO est située au centre de la bande à 850 μm , cette raie est particulièrement à risque de contaminer les observations du continu à cette longueur d'onde ; c'est le sujet exploré au chapitre 5.

La capacité de SCUBA-2 d'observer deux longueurs d'onde simultanément est un atout de taille pour le JCMT. Toutefois, les observations de SCUBA-2 à elles seules ne sont pas suffisantes afin de modéliser tous les paramètres des distributions spectrales d'énergie discutées à la section 2.4. Afin de pouvoir caractériser pleinement les propriétés physiques de la poussière interstellaire, il est nécessaire de combiner les données de SCUBA-2 avec celles obtenues par d'autres observatoires. En particulier, les observations SCUBA-2 à 850 μm complètent naturellement celles prises par le télescope spatial *Herschel* à 160 μm , 250 μm , 350 μm et 500 μm afin de mieux contraindre l'indice spectral d'émissivité [185]. Cette complémentarité entre le JCMT et *Herschel* est illustrée à la figure 4.3.

Le JCMT est aussi équipé d'un polarimètre sous-millimétrique de seconde génération, POL-2, ayant complété sa phase de mise en marche en 2016. Ce polarimètre est constitué d'une lame demi-onde en rotation et d'un polariseur linéaire fixe installés sur le parcours optique de SCUBA-2 [14, 57]. Cette configuration est illustrée à la figure 4.4. Le principe de fonctionnement de POL-2 est le même que celui de son prédécesseur SCUPOL, le polarimètre développé à la fin des années 1990 pour la caméra SCUBA [66]. La rotation de la lame demi-onde module le signal incident sur le détecteur en fonction du temps, ce qui permet de déterminer lors de la réduction de données les paramètres de Stokes (reliés directement à la fraction et à l'angle de polarisation) de la polarisation mesurée. La différence majeure entre SCUPOL et POL-2, mis à part la sensibilité des détecteurs, est que la lame demi-onde de POL-2 est continuellement en rotation à une fréquence de 2 Hz [57] alors que celle de SCUPOL devait être tournée de 22.5

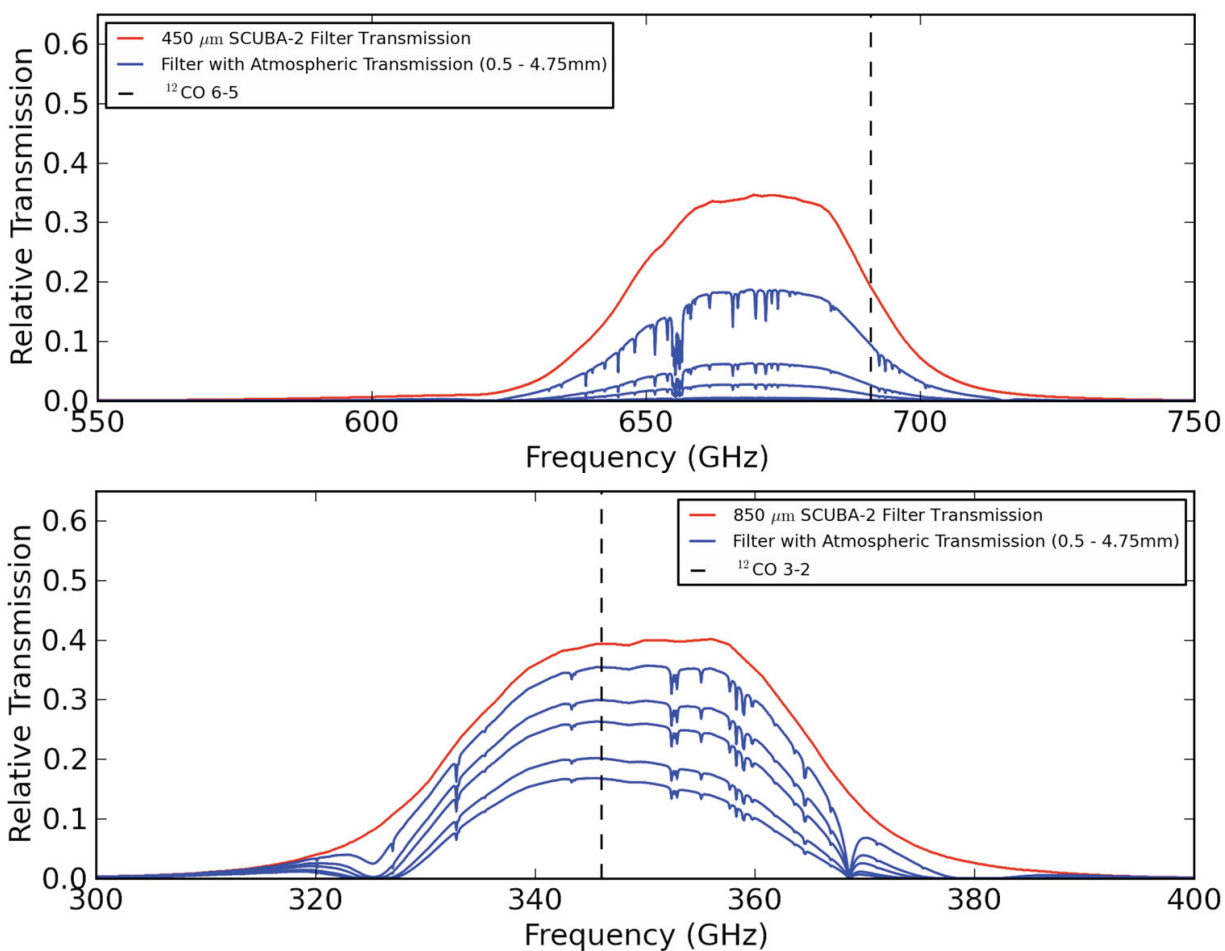


Figure 4.2 : Les bandes d'observation effectives de SCUBA-2. Ces courbes sont obtenues de la convolution des transmissions instrumentale et atmosphérique pour différentes valeurs de pression de vapeur. De haut en bas, ces pressions de vapeur d'eau sont : 0.5 mm, 1.5 mm, 2.25 mm, 3.75 mm, et 4.75 mm. *Haut* : Transmission à 450 μm . *Bas* : Transmission à 850 μm . Cette image est tirée des figures 1 et 2 de Drabek et al. 2012 [45].

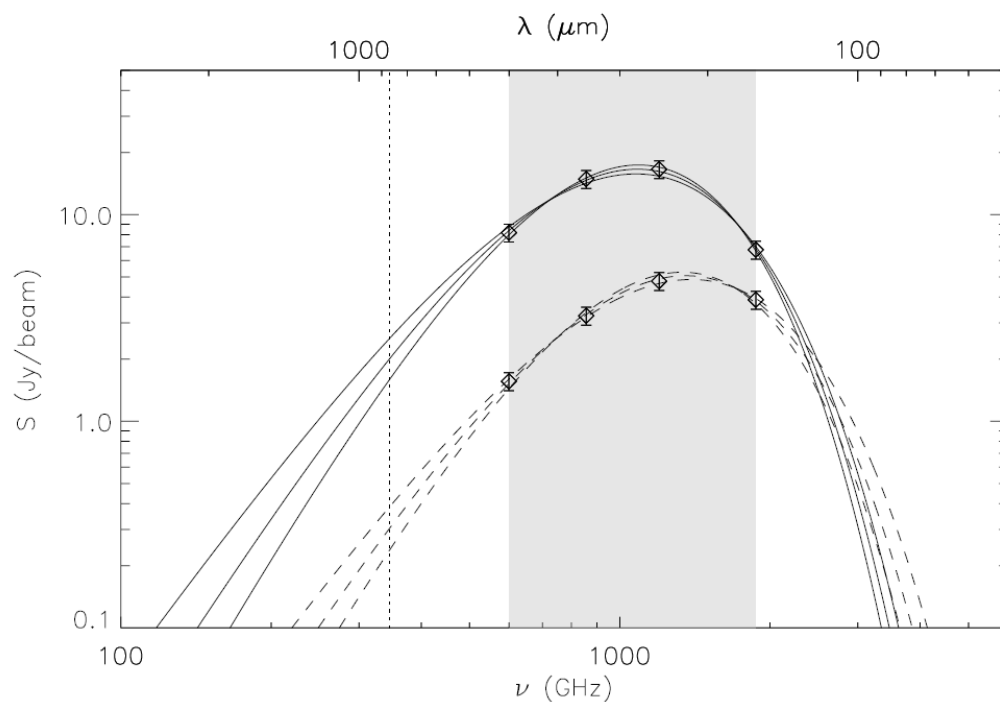


Figure 4.3 : Distributions spectrales d'énergie simulées pour des observations continues du télescope spatial *Herschel*. Les incertitudes de mesure d'*Herschel* ont une influence significative sur la détermination de l'indice spectral d'émissivité, ce qui peut être mitigé par l'ajout d'observations SCUBA-2 à 850 μm (ligne verticale pointillée). Cette image est la figure 5 de Sadavoy et al. 2013 [185].

degrés après chaque observation individuelle en mode *stare*. Cette modulation rapide du signal polarisé permet à POL-2 d'être beaucoup plus stable que SCUPOL sur de longues périodes de temps relativement aux variations atmosphériques.

La procédure de réduction de données pour POL-2 (*pol2map*) est adaptée directement de celle pour SCUBA-2 (*makemap*). La modulation du signal polarisé est modélisée à partir des séries temporelles de données brutes produites par SCUBA-2 afin de créer les cartes pour chaque paramètre de Stokes. Toutefois, la vitesse de balayage du télescope sur le ciel lors d'observations POL-2 est limitée à 8 arcsec par seconde afin d'assurer deux rotations complètes de la lame demi-onde pour chaque position des cartes résultantes. Cela signifie que les échelles spatiales récupérées par la réduction des données POL-2 sont plus petites que celles obtenues avec SCUBA-2 seul. Additionnellement, la procédure *pol2map* corrige aussi pour les effets dues à l'émission polarisée d'origine instrumentale [57, Bastien et al. en prép.].

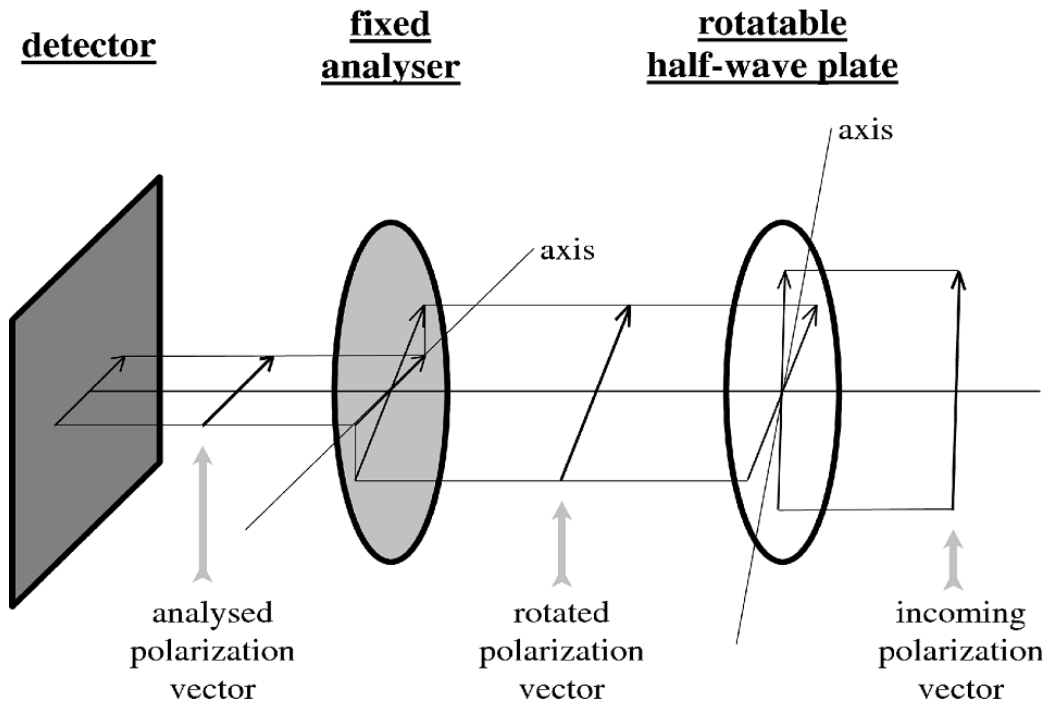


Figure 4.4 : Schéma de la configuration de POL-2. La radiation incidente arrive à la droite de l'image pour d'abord traverser une lame demi-onde en rotation continue et puis un polariseur linéaire fixe avant d'atteindre le détecteur, qui est SCUBA-2 dans ce cas-ci. La principe fondamental de fonctionnement de POL-2 est similaire à celui de son prédécesseur SCUPOL, et d'ailleurs cette image est la figure 2 de Greaves et al. 2003 [66].

Finalement, le système d'imagerie spectrale du JCMT est une combinaison du « Heterodyne Array Receiver Program » (HARP) et du « Auto-Correlation Spectral Imaging System » (ACSIS) [21]. HARP est un ensemble de 16 récepteurs hétérodynes sensibles aux longueurs d'onde entre $799 \mu\text{m}$ et $922 \mu\text{m}$ qui, lorsqu'il est utilisé en combinaison avec le système d'imagerie ACSIS, peut produire rapidement des cubes de données à haute résolution spectrale de sources astronomiques étendues. Les cubes spectraux obtenus avec HARP sont particulièrement utiles afin d'étudier la dynamique des flots moléculaires issus de la formation d'étoiles (voir chapitre 3.3).

4.3 Le « Submillimeter Array »

Le « Submillimeter Array » (SMA) est aussi un observatoire situé à une altitude de 4080 m au sommet du Mauna Kea. Il est géré conjointement par le « Smithsonian Astrophysical Observatory » aux États-Unis et le « Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics » à Taïwan. Contrairement au JCMT, le SMA est un observatoire interférométrique composé de 8 antennes de 6 m chacune opérant dans une gamme de longueurs d'onde comprise entre $333 \mu\text{m}$ et 1.7 mm [87]. La résolution maximale de l'observatoire est de 0.1 arcsec à $353 \mu\text{m}$ et 0.5 arcsec à 1.3 mm. Le SMA peut détecter simultanément deux composantes orthogonales de la lumière polarisée incidente, ainsi que sa polarisation circulaire à l'aide de lames quart-d'onde. Puisqu'il s'agit d'un interféromètre, le SMA est surtout efficace pour l'observation de sources astronomiques compactes comme les quasars présentés au chapitre 8.

4.4 Le « Five College Radio Astronomical Observatory »

Le « Five College Radio Astronomical Observatory » (FCRAO) était jusqu'en 2011 un observatoire millimétrique muni d'une antenne de 14 m et situé à une altitude de 306 m sur une péninsule du réservoir Quabbin dans le Massachusetts (É.-U.). L'un des instruments développés pour le FCRAO, et maintenant installé sur le « Large Millimeter Telescope » au Mexique, est le spectromètre hétérodyne SEQUOIA (pour « SEcond QUabbin Optical Imaging Array ») capable d'observer les raies moléculaires entre 2.6 mm et 3.5 mm [98]. SEQUOIA a été utilisé afin de cartographier la raie moléculaire $\text{C}^{18}\text{O J=1-0}$ dans le complexe moléculaire de Persée [70].

CHAPITRE 5

LA CONTAMINATION MOLÉCULAIRE DANS ORION A

Ce chapitre présente une étude sur l'effet de la contamination moléculaire dans les observations obtenues avec SCUBA-2 du nuage moléculaire géant d'Orion. La référence complète pour l'article présenté ici est :

- **S. Coudé**, P. Bastien, H. Kirk, D. Johnstone, E. Drabek-Maunder, S. Graves, J. Hatchell, E. L. Chapin, A. G. Gibb, B. C. Matthews et l'équipe du JCMT Gould Belt Survey. The JCMT Gould Belt Survey : the effect of molecular contamination in SCUBA-2 observations of Orion A. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457 :2139, avril 2016. [34]

En tant que premier auteur, j'ai écrit l'entièreté de l'article avec le support direct de mon directeur de recherche. J'ai aussi implémenté les corrections suggérées par mes co-auteurs, ainsi que celles demandées par l'arbitre anonyme et l'éditeur. En plus d'être le principal auteur de l'article, j'ai eu entre autres à développer la méthode utilisée pour évaluer l'effet de la contamination moléculaire sur l'indice spectral d'émissivité, à écrire les scripts d'analyse des cartes à 450 μm et 850 μm de SCUBA-2 et la carte d'intensité intégrée de la raie $^{12}\text{CO J=3-2}$, à identifier les sources fortement contaminées dans le nuage moléculaire, à identifier lesquelles sont associées à des jeunes objets stellaires identifiées par *Spitzer*, et à vérifier la présence de flots moléculaires dans la ligne de visée vers ces sources.

Mes co-auteurs m'ont quant à eux suggéré des pistes de recherche intéressantes tout au long du projet, comme par exemple l'idée proposée par Helen Kirk d'inclure une comparaison avec les sources *Spitzer*. Additionnellement, l'acquisition et la réduction des données SCUBA-2 (Ed Chapin, Andy Gibb) et HARP (Sarah Graves) pour Orion A a été faite dans le cadre du large programme d'étude de la ceinture de Gould au JCMT. La conversion du cube spectroscopique de la raie $^{12}\text{CO J=3-2}$ en carte d'intensité filtrées en unités comparables à celle de SCUBA-2 a été effectuée par Emily Drabek-Maunder. Ce projet a été initié par Pierre Bastien, Doug Johnstone et Jennifer Hatchell, qui m'ont guidé depuis le début. Finalement, le travail de revue interne fait par Brenda Matthews a aidé à améliorer la qualité de l'article avant sa soumission.

The JCMT Gould Belt Survey : the effect of molecular contamination in SCUBA-2 observations of Orion A

Authors and affiliations

S. Coudé,¹ P. Bastien,¹ H. Kirk,² D. Johnstone,^{2,3,4} E. Drabek-Maunder,⁵ S. Graves,^{6,7,8} J. Hatchell,⁹ E. L. Chapin,⁴ A. G. Gibb,¹⁰ B. Matthews,^{2,4} and the JCMT Gould Belt Survey Team¹¹

¹Université de Montréal, Centre de Recherche en Astrophysique du Québec et département de physique, C.P. 6128, succ. centre-ville, Montréal, QC, H3C 3J7, Canada

²NRC Herzberg Astronomy and Astrophysics, 5071 West Saanich Rd, Victoria, BC, V9E 2E7, Canada

³Joint Astronomy Centre, 660 N. A'ohōkū Place, University Park, Hilo, Hawaii 96720, USA

⁴Department of Physics and Astronomy, University of Victoria, Victoria, BC, V8P 1A1, Canada

⁵Imperial College London, Blackett Laboratory, Prince Consort Rd, London SW7 2BB, UK

⁶Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, J J Thomson Avenue, Cambridge, CB3 0HE, UK

⁷Kavli Institute for Cosmology, Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge, CB3 0HA, UK

⁸East Asian Observatory, 660 N. A'ohōkū Place, University Park, Hilo, Hawaii 96720, USA

⁹Physics and Astronomy, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK

¹⁰Department of Physics and Astronomy, University of British Columbia, 6224 Agricultural Road, Vancouver, BC, V6T 1Z1

¹¹See JCMT Gould Belt Survey membership list in Appendix A

Abstract

Thermal emission from cold dust grains in giant molecular clouds can be used to probe the physical properties, such as density, temperature and emissivity in star-forming regions. We present the SCUBA-2 shared-risk observations at 450 μm and 850 μm of the Orion A molecular cloud complex taken at the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT). Previous studies showed that molecular emission lines can contribute significantly to the measured fluxes in those continuum bands. We use the HARP ^{12}CO J=3-2 integrated intensity map for Orion A in order to

evaluate the molecular line contamination and its effects on the SCUBA-2 maps. With the corrected fluxes, we have obtained a new spectral index α map for the thermal emission of dust in the well-known integral-shaped filament. Furthermore, we compare a sample of 33 sources, selected over the Orion A molecular cloud complex for their high ^{12}CO J=3-2 line contamination, to 27 previously identified clumps in OMC-4. This allows us to quantify the effect of line contamination on the ratio of $850\ \mu\text{m}$ to $450\ \mu\text{m}$ flux densities and how it modifies the deduced spectral index of emissivity β for the dust grains. We also show that at least one *Spitzer*-identified protostellar core in OMC-5 has a ^{12}CO J=3-2 contamination level of 16 %. Furthermore, we find the strongest contamination level (44 %) towards a young star with disk near OMC-2. This work is part of the JCMT Gould Belt Legacy Survey.

5.1 Introduction

Although interstellar dust grains represent only a small fraction ($\approx 1\%$) of the total mass in molecular clouds, they are important sites for the production of molecular hydrogen (H_2) and other complex molecules. These molecules play a role in the formation and the chemistry of pre-stellar cores (Lequeux 2005 [122]; Dobbs et al. 2014 [43]). Therefore, studying the physical properties of interstellar dust, such as temperature and emissivity, should inform us about the processes leading to the birth of stars and their stellar systems. Specifically, the emissivity represents the efficiency at which interstellar dust grains re-emit as thermal emission in the far infrared the starlight they absorbed. The emissivity spectral index β is a parameter related to the composition and size distribution of the dust mixture, which can often be characterized by a power law (Natta et al. 2007) [150]. With the current tools at our disposal to probe molecular clouds in the infrared, submillimetre and radio wavelengths, it is possible to achieve a more complete description of interstellar dust in regions of star formation.

The Gould Belt is a ring-like configuration of nearby O-type stars of ≈ 350 pc diameter centred about 200 pc from the Sun (Gould 1879) [63]. It is associated with a number of active star formation regions such as the Orion Nebula and NGC 1333. The JCMT Gould Belt Survey (Ward-Thompson et al. 2007) [218] is an international effort to expand the study of cold interstellar matter in these regions with the help of SCUBA-2, a continuum instrument sensitive to thermal emission from dust grains (Holland et al. 2013) [89], and HARP, an heterodyne instrument useful for studying molecular line emission (Buckle et al. 2009) [21].

The Orion A molecular cloud is a well known star formation region located at a distance between 400 and 500 pc from our solar system (Schlafly et al. 2014) [193]. Along with Orion B, it is one of two giant molecular clouds in the Orion superbubble (Bally 2008) [13]. It contains the famous Orion Nebula (Messier 42) and a collection of smaller molecular complexes. Even though Orion objects have been observed extensively for decades, many questions remain unanswered. For example, it is still unclear which mechanism, turbulence or magnetism, is the most effective at regulating star formation in parts of the cloud (Poidevin et al. 2010) [175].

In this work, we present the SCUBA-2 shared risk observations of Orion A taken in February 2010 at the JCMT. The maps at 450 μm and 850 μm are used to evaluate the spectral index of emissivity in different regions of the Orion molecular cloud complex. We know from previous studies (Johnstone et al. 2003 [102]; Drabek et al. 2012 [45]; Sadavoy et al. 2013 [185]) that molecular contamination can be particularly important at these wavelengths and in this region. In order to evaluate its effects on the determination of the dust grain emissivity, we use HARP integrated intensity maps from Graves (2011) [64] of the contaminating ^{12}CO J=3-2 emission.

This paper is divided in four main sections. First, we describe a simple method to evaluate the spectral index of emissivity with SCUBA-2 observations. Then we present the observations, followed by the results. Finally, we discuss the importance of quantifying molecular contamination in the context of understanding star formation in Orion.

5.2 Method

As mentioned in the previous section, the emissivity κ_ν ($\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$) at a given frequency ν (Hz) represents the efficiency at which dust grains re-emit as thermal emission the energy they absorbed at higher frequencies. This parameter is directly related to the size distribution and physical properties of dust mixtures. Since thermal emission from cold dust grains dominates the continuum in the submillimetre regime, the emissivity can be approximated from SCUBA-2 observations, assuming an optically thin medium, by using a simple power-law (Hildebrand 1983) [78]. If κ_0 is the emissivity at a reference frequency ν_0 , the spectral index of emissivity β is defined by :

$$\kappa_\nu = \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta . \quad (5.1)$$

A more detailed look at interstellar dust emissivity models is presented by Ossenkopf & Henning (1994) [154], but our simplified approach still provides a useful estimation of the size distribution and composition of the dust grains (Shirley et al. 2005 [200]; Natta et al. 2007 [150]).

If dust grains are in thermal equilibrium with the radiation field, which is a reasonable assumption for large enough grains in molecular clouds (Draine 2003 [46]; Lequeux 2005 [122]), we can suppose that their emission follows a modified form of Planck's law B_ν ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$) for a blackbody at a temperature T_d (K). Modeling the 3D dust distribution in star-forming regions from only a handful of observations is, however, far from trivial (Steinacker et al. 2013) [203]. In order to simplify the analysis included in this paper, we assume that the properties of dust grains are identical along any given line of sight. This permits the use of the dust column density N_d (g cm^{-2}) to represent the distribution in the plane of the sky. We also introduce the fraction C_ν of contamination at a given frequency. This umbrella factor represents the total contribution to the measured intensity I_ν from sources other than the dust's thermal emission. From these assumptions, we can write the relationship between the total measured intensity I_ν and the dust thermal emission at a given frequency as :

$$I_\nu (1 - C_\nu) = N_d \kappa_\nu(\beta) B_\nu(T_d). \quad (5.2)$$

Although this equation is defined as a flux density in units of frequency (10^{23} Jansky sr^{-1}), the notation used from this point on will use wavelengths λ (μm) instead to relate with the language commonly used for far-infrared astronomy. This will simplify the discussion without modifying the units used to quantify SCUBA-2 observations. We can now define the spectral index α as the slope of continuum thermal emission between two measured flux densities :

$$\frac{I_{\lambda_1} (1 - C_{\lambda_1})}{I_{\lambda_2} (1 - C_{\lambda_2})} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^\alpha. \quad (5.3)$$

If we define $\Delta\alpha$ as the difference between spectral indices α after and before correction for molecular contamination, we obtain this simple relation from Equation 5.3 :

$$\Delta\alpha = \ln \left(\frac{1 - C_{\lambda_1}}{1 - C_{\lambda_2}} \right) \left[\ln \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) \right]^{-1}. \quad (5.4)$$

The spectral index α is the measurable quantity from which we evaluate the emissivity spec-

tral index β . If we combine Equations 5.2 and 5.3 at any given temperature T_d and assume the dust emissivity from Equation 5.1, we find that there exists a direct relationship between these spectral indices :

$$\beta = \alpha - \ln \left(\frac{B_{\lambda_1}(T_d)}{B_{\lambda_2}(T_d)} \right) \left[\ln \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) \right]^{-1}. \quad (5.5)$$

For this two-wavelength method, we know from Equation 5.5 that any effect contamination has on the measured spectral index α is going to propagate linearly to the deduced emissivity spectral index β . Furthermore, any difference calculated for one the spectral indices is going to be identical for the other ($\Delta\alpha = \Delta\beta$) for a given dust temperature T_d . This means that it is possible to evaluate the effect of molecular contamination on the emissivity spectral index β with no information about the column density N_d or the average temperature T_d if it is assumed fixed.

For this study, we use SCUBA-2 maps of Orion A at 850 μm and 450 μm . We define the measured flux densities per unit of telescope beam area as S_{850} and S_{450} (Jansky beam⁻¹) respectively. If those flux densities are properly calibrated, normalized and beam-matched (see Section 5.3), they can be directly substituted for I_{λ_1} and I_{λ_2} in Equation 5.3 without any loss of information.

In the Rayleigh-Jeans approximation ($h\nu \ll kT_d$), the flux density B_ν in Equations 5.2 and 5.5 can be written as $B_\nu(T_d) = 2(\nu/c)^2 kT_d$, where k is Boltzmann's constant (erg K⁻¹) and c is the speed of light (cm s⁻¹). This allows for a temperature-independent determination of the spectral index β through a simple ratio of flux densities. In this regime, Equation 5.5 is simplified as follows : $\beta = \alpha - 2$. It is, however, true only in regions with high dust temperatures ($T_d > 50$ K), which is not the case in most prestellar cores ($T_d \approx 10 - 15$ K, see Shirley et al. 2005 [200]). The influence of temperature on the emissivity spectral index β is shown in Figure 5.1. It includes the specific case of the Rayleigh-Jeans approximation, without including contamination, as well as the ones calculated from the more general Planck law for a given series of temperatures (10 K to 50 K). From Figure 5.1, it is clear that the main purpose of the Rayleigh-Jeans approximation is to establish a lower limit on the spectral index β by directly measuring the spectral index α introduced in Equation 5.3, without any prior assumption about temperature or density.

In order to evaluate the effect of molecular contamination on the spectral index of emissivity, we postulate that the fraction C_{850} from Equation 5.3 comes entirely from ¹²CO J=3-2 rotational

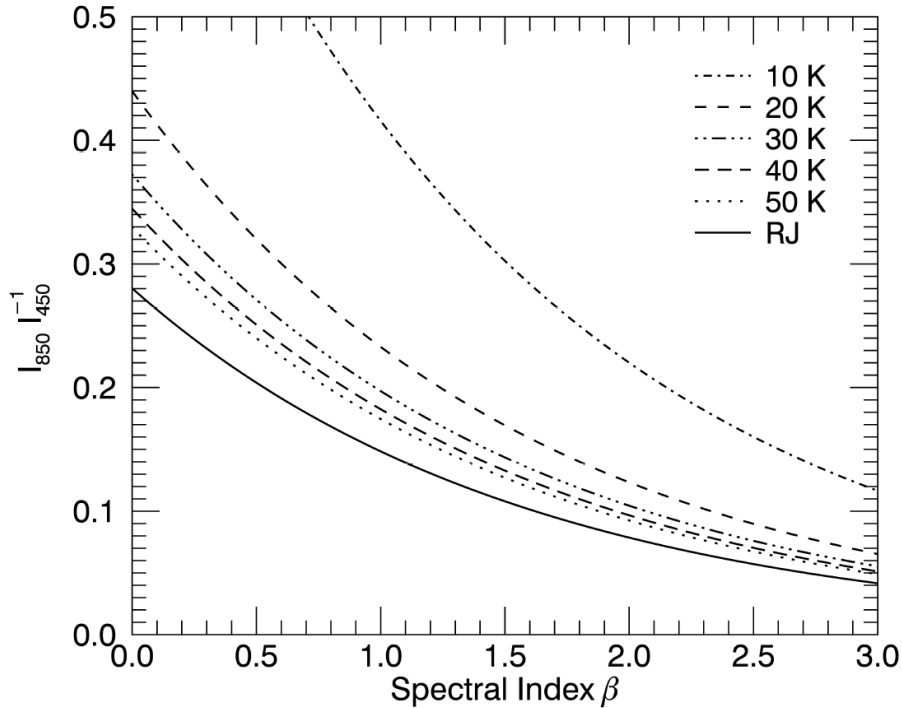


Figure 5.1 : Effect of temperature on the emissivity spectral index β . For a given temperature, the theoretical ratio of flux densities ($I_{850} I_{450}^{-1}$) is plotted as a function of the spectral index, as defined from Equation 5.2, for an ideal case where there is no molecular contamination ($C_\lambda = 0 \forall \lambda$). The solid line represents the temperature-independent case, obtained with the Rayleigh-Jeans approximation for dust thermal emission.

line emission. We use a molecular emission map converted from HARP spectroscopic data using the technique presented by Drabek et al. (2012) [45]. It is important to note that this conversion depends on the effective transmission of the telescope, and therefore varies with the atmospheric conditions during the observations. Although it is not expected to be the only contributing factor, this ^{12}CO J=3-2 molecular line is the most likely culprit of molecular contamination at $850 \mu\text{m}$ as it is the brightest and most common emission line over the entire region except in OMC-1's bright core. Away from hot cores, the ^{12}CO J=3-2 line can be 5 to 10 times brighter in the $850 \mu\text{m}$ band than all other molecular lines combined (see Johnstone et al. 2003 [102]).

Similarly, we would expect the main driver of molecular contamination at $450 \mu\text{m}$ to be the emission from the ^{12}CO J=6-5 rotational line. Drabek et al. (2012) [45] extrapolated from ^{12}CO J=3-2 observations that the molecular contamination C_{450} is, in most cases, unlikely to be significant when compared to the dust thermal emission at this wavelength. This can be verified in OMC-1 using the ^{12}CO J=6-5 integrated main-beam brightness temperature map from Peng

et al. (2012) [164]. With the conversion factors from Drabek et al. (2012) [45], it is possible to estimate the ^{12}CO J=6-5 contamination toward some key regions in our 450 μm observations : Orion KL, Orion South and the Orion bar. We estimate the contamination to be $< 1\%$, $< 1\%$ and $< 5\%$ of the total 450 μm flux density for these regions respectively. These estimates are likely to be upper limits since they do not take into account instrumental differences, such as sensitivity to large-scale emission, between CHAMP⁺ (Peng et al. 2012) [164], HARP and SCUBA-2. It is therefore reasonable, at least for OMC-1, to assume the ^{12}CO J=6-5 line contamination to be negligible for SCUBA-2 observations at 450 μm . Since other molecular lines in that observation band are generally much weaker than the ^{12}CO J=6-5 line, except for hot cores (Peng et al. 2012) [164], we limit this study only to the effects of contamination in the 850 μm band. The coefficient C_{850} can only decrease the 850 to 450 μm flux ratio, therefore the spectral index of emissivity will be underestimated if contamination from molecular emission is not taken into account. This may be particularly important in regions of strong molecular emission relative to the dust continuum, such as a low dust column density region containing molecular outflows (Buckle et al. 2012) [20].

5.3 Observations

The Submillimetre Common-User Bolometer Array (SCUBA-2) is a 10,000 pixel cryogenically cooled continuum camera capable of simultaneously observing in the 450 and 850 μm atmospheric windows (Holland et al. 2013) [89]. The Heterodyne Array Receiver Programme (HARP) is a 16-element detector providing high-sensitivity and high-resolution spectral line measurements between 325 and 375 GHz (799 and 922 μm). The Auto-Correlation Spectral Imaging System (ACSIS) is a digital interferometric spectrometer that can use HARP measurements to create large-scale velocity maps (Buckle et al. 2009) [21].

Shared-risk observations of the Orion A molecular cloud complex were taken on February 13 2010 at the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) with SCUBA-2. The measured 225 GHz atmospheric opacity during the observations varied between $\tau_{225} = 0.036 - 0.045$. The complementary spectroscopic observations of the ^{12}CO J=3-2 molecular line were obtained between February 9 and 16 in 2007 with HARP (Graves 2011) [20]. The opacity varied between $\tau_{225} = 0.079 - 0.094$. The three maps cover a field of approximately 60' by 60'. They include most of the Orion A molecular clouds along the integral-shaped filament, such as OMC-1 to

OMC-3, as well as OMC-4 and the northernmost part of OMC-5.

The ^{12}CO J=3-2 emission line map used in this study was reduced independently from the SCUBA-2 shared-risk observations (Graves 2011) [64]. The Orion A shared-risk observations were reduced using the STARLINK software map-making capabilities (Chapin et al. 2010 [27], 2015 [28]). The shared-risk programme for SCUBA-2 was completed with only one array (instead of the final four) of the detector in each continuum band, leading to less sensitive maps than what can be produced by the full detector (e.g. Salji et al. 2015 [187], Mairs et al. in preparation [129]). Because of differences in the way large-scale emission is handled between the shared-risk and the full-array reductions, the ^{12}CO J=3-2 contamination analysis presented in this study applies only to small-scale structures ($< 1'$). Contamination levels for individual sources may change when larger spatial scales are included.

As mentioned in Section 5.2, some calibration is needed before the SCUBA-2 and HARP maps can be used together. Because of the way the telescope's dish distributes the incident energy over the detectors, the effective beam shape for each SCUBA-2 bandpass is approximated by two Gaussian components. The full-width at half-maximum (FWHM) of these main and secondary beams are, respectively, $7.9''$ and $25''$ at $450\ \mu\text{m}$ with relative amplitudes of 0.94 and 0.06. At $850\ \mu\text{m}$, they are $13.0''$ and $48''$ with relative amplitudes of 0.98 and 0.02 (Di Francesco et al. 2008 [41]; Dempsey et al. 2013 [40]). The process of beam-matching consists of convolving each map with the other's effective beam. This is done to ensure that the $450\ \mu\text{m}$ and $850\ \mu\text{m}$ maps are comparable by degrading their quality in similar ways. The ^{12}CO J=3-2 emission map is treated slightly differently. The map is first filtered with a Gaussian (FWHM = $1.0'$) in order to subtract excess large-scale background (Drabek et al. 2012) [45]. This is made necessary by HARP's sensitivity to larger spatial scales than the $850\ \mu\text{m}$ shared-risk observations. This large-scale emission can represent a significant proportion of the ^{12}CO J=3-2 integrated intensity ($\approx 85\%$ in some parts of the cloud). It is then convolved with the $450\ \mu\text{m}$ primary and secondary beams to degrade it in a similar way to the $850\ \mu\text{m}$ map. This was done to treat CO data in a manner as close as possible to the $850\ \mu\text{m}$ data. Once the beam-matching process is complete, an automated linear interpolation transforms the $450\ \mu\text{m}$ and ^{12}CO J=3-2 maps to share the same pixel-scale ($4.0''$) and associated celestial coordinates as the $850\ \mu\text{m}$ map.

Before the three maps can be used with Equation 5.3, they first need to be properly normalized. Since we are working with peak photometry (Jy beam^{-1}) instead of aperture photometry (Jy

arcsec⁻²), this calibration must be included in the beam-matching process. We use the effective beam widths $\theta_{E450} = 9.8''$ and $\theta_{E850} = 14.6''$ from Dempsey et al. (2013) [40] to calculate the new effective mixed beam width $\theta_M = 17.6''$ created by convolving the 450 and 850 μm beams together. After applying the appropriate filtering, each map is multiplied by a correction factor calculated from these effective beams to compensate for the change in beam area. Once this normalization is complete, the three maps effectively share the same units and can be directly compared.

The noise levels were calculated after the beam matching process, for an effective 17.6'' beam width, by measuring the standard deviation of the background emission in each map. This was done by selecting a 276'' by 172'' low-emission region centred at (5 : 34 : 19.550, -5 : 42 : 41.91). To calculate the spectral index map, only pixels with a flux density above 1σ were used, which is 280 mJy beam⁻¹ at 450 μm and 20 mJy beam⁻¹ at 850 μm .

5.4 Results

The shared-risk observations for Orion A are shown in Figure 5.2 for the 850 μm and 450 μm bands. The measured ¹²CO J=3-2 integrated intensity for a value of 20 K km s⁻¹ is shown as the blue contour in the left panel of Figure 5.2. This figure also shows the emissivity spectral index α map from Equation 5.3 after the ¹²CO J=3-2 contamination was removed from the 850 μm map. An estimate of the regional variations in emissivity can be obtained from Equation 5.5 in the Rayleigh-Jeans approximation : $\beta_{RJ} = \alpha - 2$. As stated previously, this approximation generally leads to an incomplete representation of low temperature regions by underestimating the value of the spectral index β . However, it still shows some key features such as the low emissivity region in OMC-1 north-west of the Trapezium stars. This is a region with well-known contamination from molecular lines other than the ¹²CO J=3-2 line (Groesbeck 1995 [67]; Serabyn & Weisstein 1995 [197]; Wiseman & Ho 1998 [224]). The Orion bar also shows low spectral index regions similar to those measured in previous studies (Lis et al. 1998 [126]; Johnstone & Bally 1999 [100]).

The ¹²CO J=3-2 molecular line contamination is shown in Figure 5.3 overlaid on the 850 μm continuum map. The green contours trace three levels of the ¹²CO J=3-2 line emission as a percentage of the corresponding 850 μm flux density (10%, 20% and 30%). To study molecular contamination in more detail, we chose 33 sources around the integral-shaped filament selected

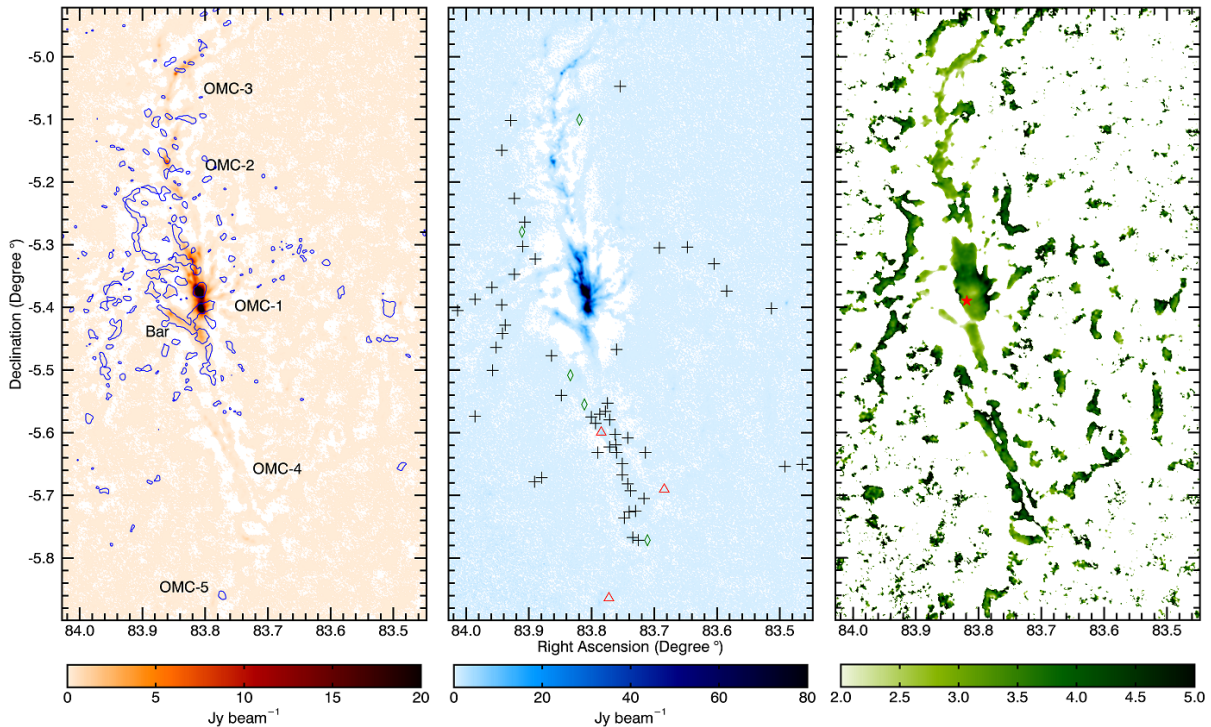


Figure 5.2 : The Orion A molecular cloud complex as seen by the SCUBA-2 shared-risk observations. *Left* : Continuum map at 850 μm in Jy per unit of 850 μm beam area. The blue contour traces the 20 K km s^{-1} emission from the ^{12}CO J=3-2 molecular line. The labels identify the approximate location of different regions in the integral-shaped filament. *Middle* : Continuum map at 450 μm in Jy per unit of 450 μm beam area. The 60 submillimetre sources selected for this study (see Tables 5.I and 5.II) are identified as follows : clumps are black plus symbols, protostars are red triangles and young stars with disks are green diamonds. *Right* : Map of the spectral index α as defined in Equation 5.3. Its relationship to the spectral index of emissivity β is given in Equation 5.5. In the Rayleigh-Jeans approximation, this relation is simplified to $\beta_{RJ} = \alpha - 2$. The red star identifies the position of θ Orionis C, the brightest member of the Trapezium cluster.

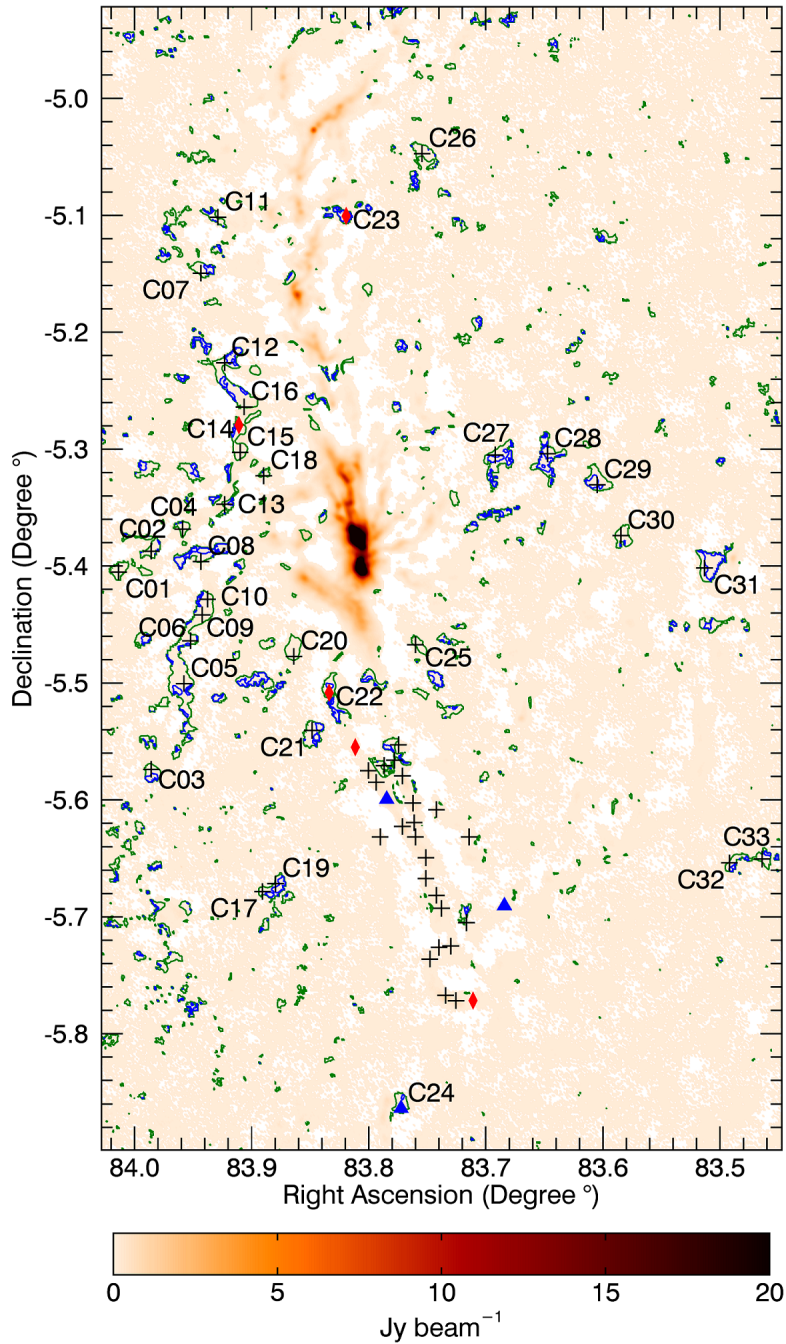


Figure 5.3 : Continuum map of the Orion A molecular cloud complex at 850 μm in Jy per unit of 850 μm beam area. The contours trace two levels of the ^{12}CO J=3-2 molecular line contamination as a percentage of the corresponding 850 μm flux density (10% in green and 30% in blue). The 60 submillimetre sources selected for this study (see Tables 5.I and 5.II) are identified as follows : clumps are black plus symbols, protostars are blue triangles and young stars with disks are red diamonds. For ease of reading, only the locations of high ^{12}CO contamination (i.e., Table 5.I) are labelled.

by eye for their higher level of ^{12}CO J=3-2 line emission. This represents most sources with a contamination $C_{850} \geq 0.1$ in Equation 5.3. Each area of high contamination is clearly labelled in Figure 5.3. The continuum properties of these sources were checked individually to verify their plausibility as clump candidates. We took care to select sources away from possibly problematic regions in the 450 and 850 μm maps. This is made necessary because the contrast between intensities in the SCUBA-2 maps can create bowling effects that artificially decrease the flux density around very bright regions (OMC-1, for example). We also use 27 clumps identified by Johnstone & Bally (2006) [101] in OMC-4. As these authors suspected, we confirm that these clumps have very low levels of ^{12}CO J=3-2 contamination and thus can be used as a control group.

The positions of all 60 sources are indicated in the 450 μm continuum map of Figure 5.2, as well as in Figure 5.3 (see caption). Their properties, shown in Tables 5.I and 5.II, are obtained by averaging the values in each small 12'' by 12'' map box centred on the peak position of the source. These boxes have roughly the same angular area as the effective 850 μm beam. Table 5.I lists the 33 sources selected for their higher levels of ^{12}CO J=3-2 molecular line contamination. Their IDs have been attributed in order of decreasing right ascension. Table 5.II lists the 27 reference clumps in OMC-4. The ID for each clump is the same as given by Johnstone & Bally (2006) [101].

The ^{12}CO J=3-2 contamination in each clump expressed as a percentage of their average 850 μm flux density is plotted versus their average 850 μm flux density per unit of effective 850 μm beam area ($\theta_{E850} = 14.6''$) in Figure 5.4; the same contamination percentage is given in Figure 5.5 as a function of the 850 to 450 μm flux ratio. Although we use the beam matched ($\theta_M = 17.6''$) values to calculate the contamination and the ratio of flux densities (and thus the spectral indices), it is more useful for future studies to describe the sources presented in this paper by their $\langle S_{850} \rangle$ flux density per unit of effective 850 μm beam area. The ^{12}CO J=3-2 contamination as a percentage of the 850 μm flux density remains essentially unchanged between the matched (θ_M) and effective (θ_{850}) beams.

This list of 60 sources in Orion A was compared to a catalogue of known young stellar objects identified by Megeath et al. (2012) [142] using the *Spitzer* Space Telescope. We confirm the presence of three protostars (blue triangles in Figure 5.3) in our sample, including one (C24), showing a ^{12}CO J=3-2 contamination of 16%, in the northernmost part of OMC-5. Furthermore,

Tableau 5.I : Measured properties of 33 sources selected for their ^{12}CO J=3-2 contamination

ID	RA ¹	Dec ¹	$\langle S_{850} \rangle^2$	σ_{850}^2	% ³	$\sigma_{\%}^3$	Ratio ⁴	σ_R^4	α^5	$\langle \sigma_{\alpha} \rangle^5$	$\Delta\alpha^6$	YSO ⁷
C01	05 36 03.24	-05 24 18.0	108	16	15	3	0.11	0.04	3.5	0.6	0.3	
C02	05 35 56.54	-05 23 14.0	101	16	15	3	0.10	0.04	3.7	0.6	0.2	
C03	05 35 56.55	-05 34 26.0	145	16	20	3	0.17	0.06	2.8	0.6	0.4	
C04	05 35 50.11	-05 22 06.0	147	15	14	2	0.09	0.02	3.7	0.4	0.2	
C05	05 35 49.85	-05 30 02.0	180	16	19	2	0.11	0.03	3.4	0.4	0.3	
C06	05 35 48.51	-05 27 50.0	160	18	17	3	0.09	0.02	3.9	0.4	0.3	
C07	05 35 46.35	-05 08 58.0	70	18	14	5	0.11	0.07	3.5	1.1	0.2	
C08	05 35 46.36	-05 23 46.0	176	18	11	2	0.09	0.02	3.8	0.4	0.2	
C09	05 35 46.10	-05 26 30.0	265	17	14	1	0.10	0.02	3.6	0.3	0.2	
C10	05 35 45.02	-05 25 42.0	280	17	13	1	0.12	0.02	3.3	0.3	0.2	
C11	05 35 42.87	-05 06 06.0	131	18	8	2	0.09	0.03	3.8	0.4	0.1	
C12	05 35 41.53	-05 13 34.0	96	16	19	4	0.08	0.03	4.0	0.6	0.3	
C13	05 35 41.54	-05 20 50.0	63	7	15	2	0.08	0.02	3.9	0.4	0.3	
C14	05 35 38.59	-05 16 46.1	85	14	15	3	0.07	0.02	4.2	0.5	0.2	YSD
C15	05 35 38.32	-05 18 10.1	161	15	19	2	0.11	0.03	3.5	0.4	0.3	
C16	05 35 37.52	-05 15 50.1	159	14	11	2	0.09	0.02	3.8	0.3	0.2	
C17	05 35 33.78	-05 40 42.0	83	17	20	5	0.11	0.06	3.5	0.9	0.4	
C18	05 35 33.50	-05 19 22.1	197	17	11	2	0.18	0.05	2.7	0.5	0.2	
C19	05 35 31.10	-05 40 18.1	80	21	14	5	0.05	0.03	4.6	0.7	0.2	
C20	05 35 27.35	-05 28 38.1	93	15	17	4	0.08	0.03	4.0	0.5	0.3	
C21	05 35 23.60	-05 32 26.1	109	16	18	3	0.08	0.03	4.0	0.5	0.3	
C22	05 35 20.11	-05 30 30.1	40	13	16	6	0.06	0.04	4.4	1.0	0.3	YSD
C23	05 35 16.63	-05 06 02.1	155	17	44	5	0.08	0.03	3.9	0.6	0.9	YSD
C24	05 35 05.37	-05 51 50.0	154	16	16	2	0.16	0.05	2.9	0.5	0.3	P
C25	05 35 02.43	-05 28 02.1	129	15	12	2	0.17	0.06	2.8	0.6	0.2	
C26	05 35 01.10	-05 02 50.1	37	13	16	7	0.07	0.04	4.3	1.1	0.3	
C27	05 34 46.10	-05 18 18.0	83	18	23	6	0.08	0.04	4.0	0.8	0.4	
C28	05 34 35.39	-05 18 14.0	99	18	17	4	0.08	0.03	3.9	0.6	0.3	
C29	05 34 25.21	-05 19 50.0	71	15	31	8	0.06	0.03	4.3	0.8	0.6	
C30	05 34 20.38	-05 22 25.9	145	16	23	3	0.12	0.04	3.3	0.5	0.4	
C31	05 34 03.24	-05 24 05.8	151	15	21	3	0.08	0.02	3.9	0.4	0.4	
C32	05 33 58.12	-05 39 13.8	123	18	12	3	0.11	0.04	3.4	0.6	0.2	
C33	05 33 51.42	-05 39 01.7	91	17	13	3	0.13	0.06	3.2	0.8	0.2	

¹ Right Ascension and Declination of the sources for epoch J2000.0² Average flux density and uncertainty (in mJy) per unit of effective 850 μm beam area (beam width of 14.6'')³ ^{12}CO J=3-2 molecular emission and uncertainty as a percentage of the 850 μm flux density⁴ Ratio of 850 to 450 μm flux densities corrected for ^{12}CO J=3-2 contamination and uncertainty⁵ Spectral index corrected for ^{12}CO J=3-2 contamination as shown in Equation 5.3 and average uncertainty⁶ Spectral index difference after correction for ^{12}CO J=3-2 line emission⁷ Young Stellar Object : Protostar (P) or Young Star with Disk (YSD)

Tableau 5.II : Measured properties of 27 clumps identified in OMC-4 by Johnstone & Bally (2006) [101]

ID	RA ¹	Dec ¹	$\langle S_{850} \rangle^2$	σ_{850}^2	% ³	$\sigma_{\%}^3$	Ratio ⁴	σ_R^4	α^5	$\langle \sigma_\alpha \rangle^5$	$\Delta\alpha^6$	YSO ⁷
01	05 34 44.21	-05 41 26.0	258	18	0	1	0.14	0.03	3.1	0.3	0.0	P
02	05 34 50.63	-05 46 18.0	105	14	2	2	0.07	0.02	4.1	0.4	0.0	YSD
03	05 34 51.44	-05 37 54.0	57	16	0	3	0.12	0.08	3.3	1.1	0.0	
04	05 34 51.98	-05 42 18.0	69	20	1	3	0.07	0.03	4.3	0.7	0.0	
05	05 34 54.12	-05 46 18.0	438	15	0	1	0.14	0.02	3.0	0.2	0.0	
06	05 34 55.19	-05 43 30.0	135	16	0	1	0.06	0.02	4.3	0.3	0.0	
07	05 34 56.26	-05 46 02.0	634	15	0	1	0.14	0.01	3.1	0.1	0.0	
08	05 34 57.07	-05 41 34.1	224	16	0	1	0.08	0.01	3.9	0.2	0.0	
09	05 34 57.60	-05 43 34.0	48	29	1	5	0.02	0.02	6.2	1.3	0.0	
10	05 34 58.14	-05 36 30.1	78	17	0	2	0.08	0.03	4.0	0.6	0.0	
11	05 34 58.14	-05 40 54.1	173	16	0	1	0.09	0.02	3.8	0.3	0.0	
12	05 34 59.48	-05 44 10.1	109	19	0	2	0.11	0.04	3.5	0.6	0.0	
13	05 35 00.29	-05 38 58.1	311	16	0	1	0.12	0.02	3.3	0.2	0.0	
14	05 35 00.29	-05 40 02.1	210	19	0	1	0.10	0.02	3.6	0.3	0.0	
16	05 35 02.70	-05 37 10.1	130	14	0	1	0.08	0.02	4.1	0.3	0.0	
17	05 35 02.43	-05 37 54.1	264	17	0	1	0.09	0.01	3.8	0.2	0.0	
18	05 35 02.97	-05 36 10.1	478	16	0	1	0.10	0.01	3.6	0.1	0.0	
19	05 35 05.11	-05 37 22.1	513	17	0	1	0.11	0.01	3.5	0.1	0.0	
20	05 35 05.11	-05 34 46.1	453	18	0	1	0.09	0.01	3.8	0.2	0.0	
21	05 35 05.91	-05 33 10.1	336	18	4	1	0.10	0.02	3.6	0.2	0.1	
22	05 35 06.72	-05 33 58.1	86	17	6	2	0.05	0.02	4.8	0.5	0.1	
24	05 35 08.33	-05 35 58.1	835	18	0	1	0.12	0.01	3.3	0.1	0.0	P
28	05 35 08.86	-05 34 14.1	65	22	8	4	0.04	0.02	5.3	0.8	0.1	
32	05 35 09.66	-05 37 54.1	176	17	0	1	0.21	0.07	2.5	0.5	0.0	
34	05 35 10.47	-05 35 06.1	466	17	0	1	0.11	0.01	3.5	0.2	0.0	
36	05 35 12.08	-05 34 30.1	560	18	1	1	0.11	0.01	3.5	0.1	0.0	
39	05 35 14.76	-05 33 18.1	144	19	0	1	0.16	0.06	2.9	0.6	0.0	YSD

¹ Right Ascension and Declination of the sources for epoch J2000.0² Average flux density and uncertainty (in mJy) per unit of effective 850 μm beam area (beam width of 14.6'')³ ^{12}CO J=3-2 molecular emission and uncertainty as a percentage of the 850 μm flux density⁴ Ratio of 850 to 450 μm flux densities corrected for ^{12}CO J=3-2 contamination and uncertainty⁵ Spectral index corrected for ^{12}CO J=3-2 contamination as shown in Equation 5.3 and average uncertainty⁶ Spectral index difference after correction for ^{12}CO J=3-2 line emission⁷ Young Stellar Object : Protostar (P) or Young Star with Disk (YSD)

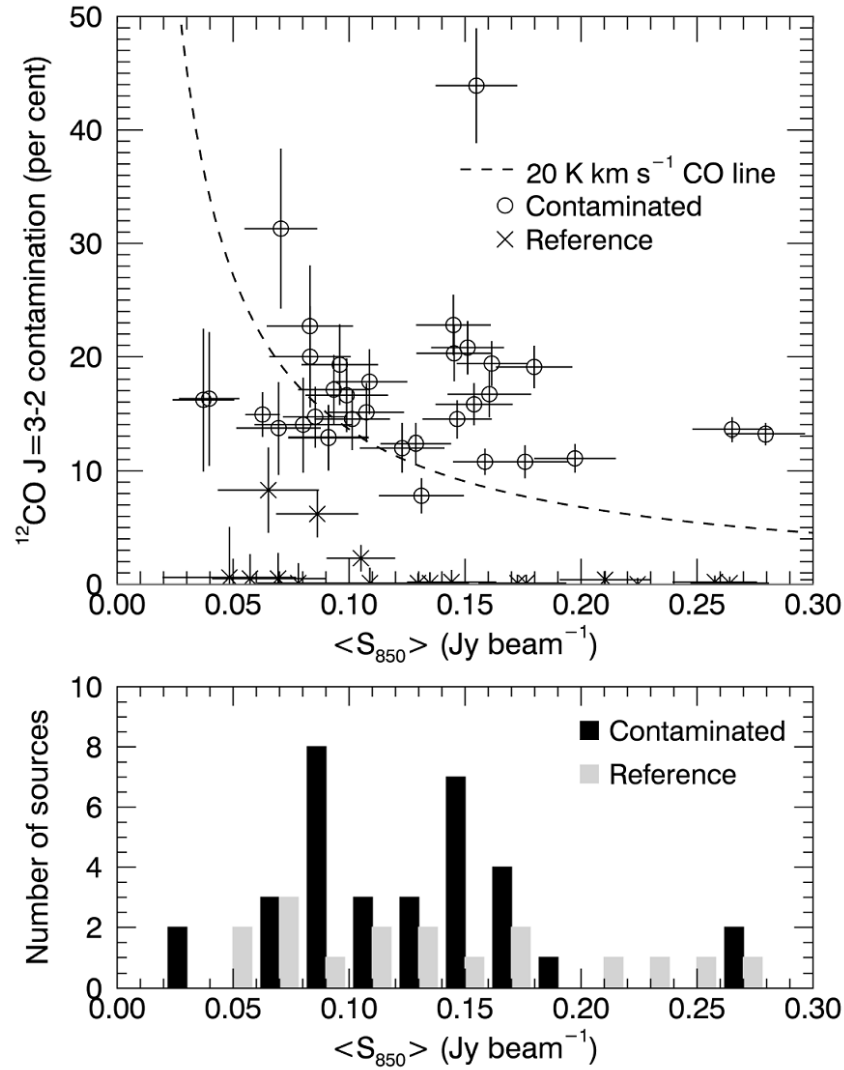


Figure 5.4 : *Top* : ^{12}CO J=3-2 molecular line emission as a percentage (%) of the corresponding average flux density $\langle S_{850} \rangle$ (Jy beam^{-1}) measured directly from the SCUBA-2 $850 \mu\text{m}$ shared-risk observation map. The dashed line sets the percentage of contamination for a ^{12}CO J=3-2 line emission at 20 K km s^{-1} . The empty circles are the 33 sources chosen in this study for their high level of molecular contamination. The crosses are reference sources identified by Johnstone & Bally (2006) [101] in OMC-4 with an average flux density lower than 0.3 Jy beam^{-1} . Since no reference source above 0.3 Jy beam^{-1} shows significant contamination, the horizontal axis is truncated at that value to facilitate the viewing of this figure. The uncertainties for all sources are identified with plain black lines. *Bottom* : Histogram showing the distribution of contaminated (black bars) and reference (gray bars) sources as a function of their average flux density $\langle S_{850} \rangle$ (Jy beam^{-1}). The categories have a width of $0.02 \text{ Jy beam}^{-1}$, with a range going from 0.00 to $0.30 \text{ Jy beam}^{-1}$.

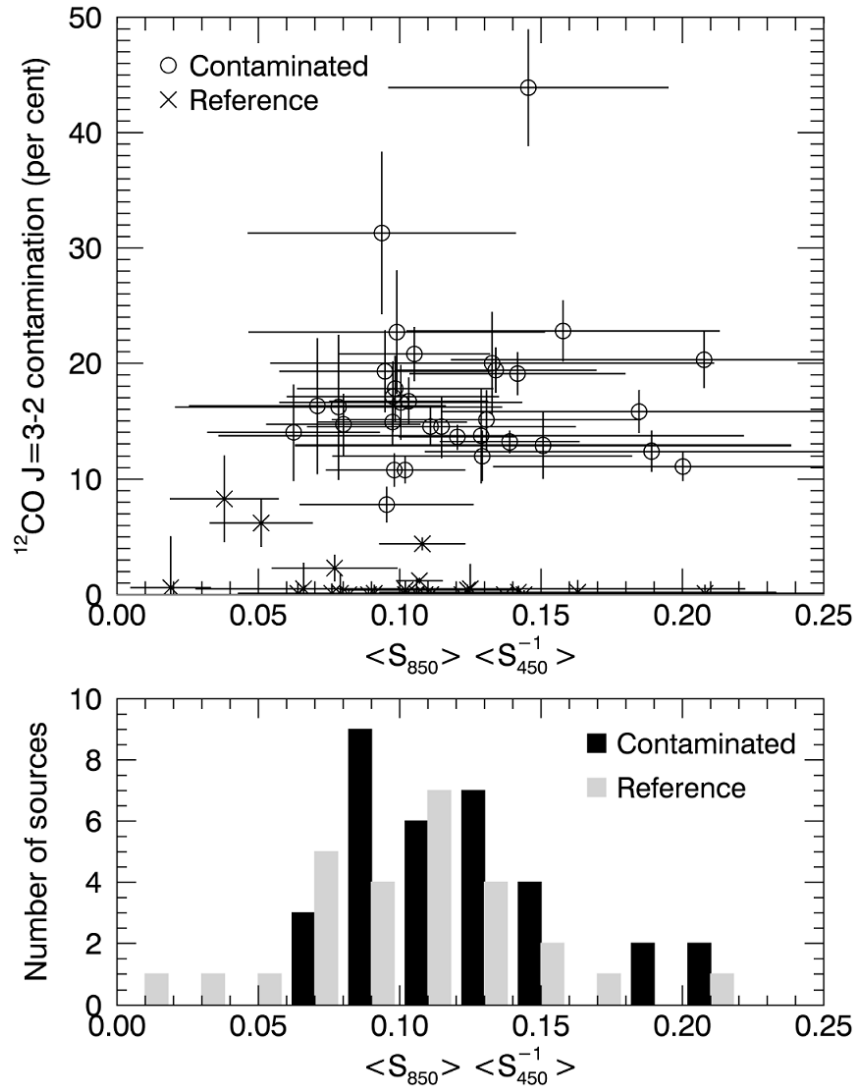


Figure 5.5 : *Top* : ^{12}CO J=3-2 molecular line emission as a percentage (%) of the corresponding average $850\ \mu\text{m}$ flux density $\langle S_{850} \rangle$, as a function of the measured (i.e., uncorrected for CO contamination) 850 to $450\ \mu\text{m}$ average flux ratio $\langle S_{850} \rangle \langle S_{450} \rangle^{-1}$. The symbols have the same meaning as in Figure 5.4. For each source, these two quantities are used in Equation 5.3 to deduce the spectral index α before and after contamination correction. The uncertainties for all sources are identified with plain black lines. *Bottom* : Histogram showing the distribution of contaminated (black bars) and reference (gray bars) sources as a function of their average flux ratio $\langle S_{850} \rangle \langle S_{450} \rangle^{-1}$. The histogram bins have a width of 0.02, with a range going from 0.00 to 0.26.

five young stars with disks lie within continuum sources along the integral-shaped filament, including three in regions with strong ^{12}CO J=3-2 line emission. The most highly contaminated source in this study (C23), with a level of 44%, is associated with a young star with a disk located between OMC-2 and OMC-3 (identified in Figure 5.3). It is unlikely that this object alone is responsible for such a strong ^{12}CO J=3-2 line emission. Some possible explanations include that this region is a shock knot, or that it is surrounded by outflows from past or ongoing star formation. The objects in our sample that have also been detected with the *Spitzer* Space Telescope are identified on Figure 5.3 (see caption) and listed in Tables 5.I and 5.II. Additional notes on astronomical objects found near these sources of interest are presented in Appendix B.

To check for signs of molecular outflows, the wing criterion from Hatchell, Fuller & Richer (2007) [69] ($T_{MB} > 1.5$ K at 3.0 km s $^{-1}$ from line centre) was applied to the spectrum of each source from Tables 5.I and 5.II. This criterion is reached for most sources in both the contaminated and reference samples; the spectra often exhibit wide ^{12}CO J=3-2 molecular lines. The wing criterion is not met in only a few cases: five sources in the contaminated sample (C12, C17, C19, C32, C33) and one in the reference sample (06). All the *Spitzer*-identified young stellar objects listed in Tables 5.I and 5.II also fit the wing criterion with wide ^{12}CO J=3-2 lines. It is therefore likely that molecular outflows play a major role in ^{12}CO J=3-2 line contamination at 850 μm .

Before we study the effect of molecular line contamination in more detail, we can deduce some general guidelines concerning ^{12}CO J=3-2 emission in the sources shown on Figure 5.4. First of all, all the identified sources with a contamination level above 10% seem to be concentrated below a threshold of 300 mJy beam $^{-1}$ in the 850 μm SCUBA-2 shared-risk map. Such a limit is to be expected because the optically thick ^{12}CO J=3-2 line emission saturates much faster than the mostly optically thin dust thermal emission. The ^{12}CO J=3-2 line emission is therefore more likely to become a problem toward regions of lower column density. This also explains why peaks in ^{12}CO J=3-2 line emission do not necessarily lead to high levels of contamination in SCUBA-2 maps. The OMC-1 central ^{12}CO J=3-2 emission peak is an example of this situation; it is completely dominated by the total 850 μm peak flux density: it produces a contamination $\leq 1\%$. This does not mean that the total molecular contamination in the central part of OMC-1 is negligible; it is a region known for its multitude of molecular species (Serabyn & Weisstein 1995 [197]; Wiseman & Ho 1998 [224]) which may contribute up to 60% of its

850 μm intensity (Groesbeck 1995) [67]. There is however no easy way to guess which sources will be contaminated by molecular emission without having the corresponding spectroscopic observations. Even among sources with the same classification, as we see in *Spitzer*-identified protostars and young stars with disks in our sample, there can be wide differences in the levels of ^{12}CO J=3-2 line emission. The sources that do show a strong molecular contamination must be corrected as their deduced physical properties depend on an accurate measurement of flux density.

The most direct effect of ^{12}CO J=3-2 molecular line emission is its contribution to the total 850 μm flux density measured by SCUBA-2, therefore inflating the resulting 850 to 450 μm flux ratio. Following Equation 5.3 and Figure 5.1, this systematically leads to an underestimation of the spectral indices α and β . The size of this deviation depends on the fraction of molecular line contamination in the measured 850 μm flux density, as shown in Equation 5.4. The percentage of ^{12}CO J=3-2 molecular line emission and the measured 850 to 450 μm flux ratios are shown in Figure 5.5 for a sample of 60 sources in Orion A. The largest spectral index difference ($\Delta\alpha = 0.9_{-0.1}^{+0.3}$) is associated with an object (C23) with a ^{12}CO J=3-2 line contamination percentage of 44%. Its average 850 to 450 μm flux ratio is reduced from 0.15 ± 0.04 to 0.08 ± 0.03 , thus increasing the deduced spectral index α from $3.0_{-0.4}^{+0.5}$ to $3.9_{-0.4}^{+0.6}$.

The effects of molecular contamination on emissivity can also be understood by looking at the histograms in Figure 5.6. By using the flux ratio as a proxy for the spectral index β , following the same relation as the one shown in Figure 5.1, we directly quantify the difference ^{12}CO J=3-2 line subtraction has on the emissivity of both the total source selection and the contaminated subgroup. The top panel of Figure 5.6 quantifies how correcting the 850 μm flux density influences the 850 to 450 μm flux ratio for the 33 most highly contaminated sources in our sample. By combining Equation 5.3 with the measurements shown in Figure 5.5, we calculate the spectral index α before and after contamination correction for all 60 sources. The results are presented in Tables 5.I and 5.II. The average uncorrected ratio of these sources leads to a spectral index $\langle\alpha\rangle = 3.3_{-0.4}^{+0.6}$. The corresponding average correction is $\langle\Delta\alpha\rangle = 0.3_{-0.2}^{+0.2}$. This results in an average corrected value $\langle\alpha\rangle = 3.6_{-0.4}^{+0.6}$ for the contaminated sources. In comparison, the spectral index for the OMC-4 control group gives a value $\langle\alpha_{\text{OMC4}}\rangle = 3.6_{-0.5}^{+0.8}$. The uncertainties are obtained from the standard deviations of the ratios. Although they are statistical uncertainties, we have just enough sources in each sample (33 and 27) for them to be significant. If these

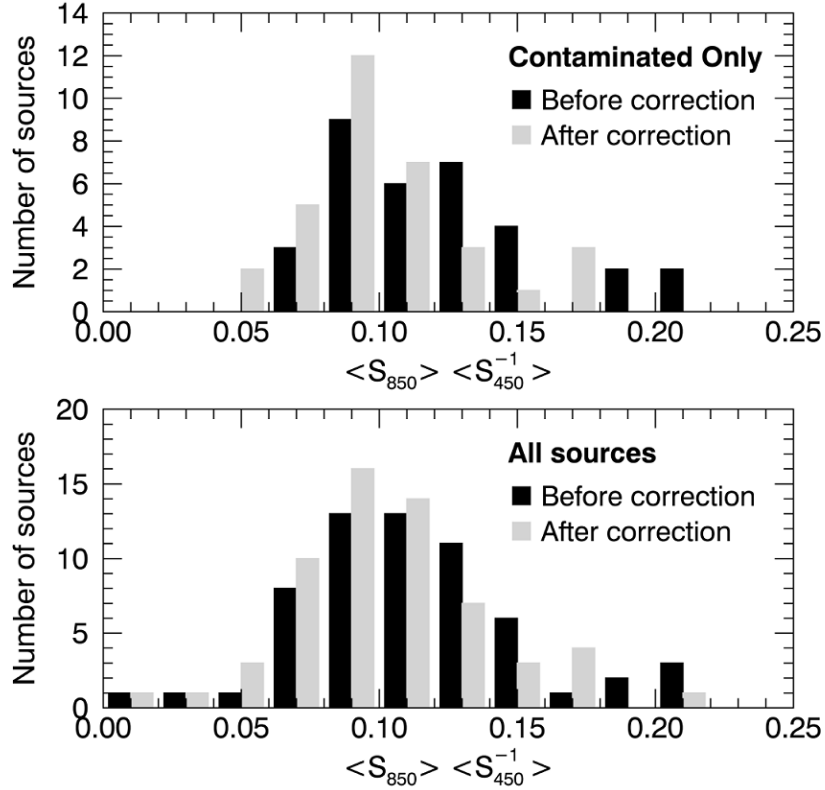


Figure 5.6 : Histograms showing the effect of contamination correction on the 850 to 450 μm average flux ratio $\langle S_{850} \rangle \langle S_{450}^{-1} \rangle$. The number of sources for each bin is given before (black bars) and after (gray bars) contamination correction is applied to the measured ratio. The histogram bins have a width of 0.02, with a range going from 0.00 to 0.26. *Top* : The histogram is limited to the 33 sources chosen in this study for their high level of molecular contamination. *Bottom* : The histogram including all 60 sources shown in Figure 5.5.

two samples are indeed comparable, as their similar standard deviations and their distribution of ratios in Figure 5.5 would suggest, then this indicates that the contamination correction brings the average spectral indices α to levels similar to those in the uncontaminated clumps of OMC-4. The similarity between the two samples could be explained by the selection of sources away from the ridge in OMC-1 (see Figure 5.2), known to be warmer and denser than the rest of the integral shaped filament.

A Kolmogorov-Smirnov test was applied to both the contaminated and the total subgroups from Figure 5.6 in order to verify the significance of the contamination correction on these distributions. The subgroup with the 33 contaminated sources has a 0.8% probability that the uncorrected and corrected distributions are statistically identical. Since it represents the group most affected by molecular contamination, this is a confirmation that contamination correction

has a significant effect on the measured flux ratios. For the complete selection, this test gives a 6.4% probability. Unsurprisingly, this only means that, as more uncontaminated sources are added to the sample tested, the less statistically significant the average contamination becomes.

5.5 Discussion

Quantifying the molecular line contamination in submillimetre observations, such as in SCUBA-2 850 μm maps, is a necessary step in the study of cold interstellar dust. Through the construction of accurate spectral energy distributions, it is possible to learn much about the physical properties of this important mass tracer in giant molecular clouds. As an example, models using observations carried out with the *Herschel* Space Observatory, hereafter *Herschel*, benefit strongly from the addition of SCUBA-2 850 μm measurements. While *Herschel* observations efficiently probe the peak blackbody emission of cold dust grains, SCUBA-2 wavelengths help constrain the Rayleigh-Jeans tail of the distribution. This leads to a better determination of density, temperature and spectral index β than *Herschel* results alone (Sadavoy et al. 2013) [185]. Furthermore, both the JCMT and *Herschel* have significant overlapping data in the Gould Belt.

A good example of what can be achieved with a multifaceted approach is the work of Lombardi et al. (2014) [127]. These authors combined observations from the *Planck* and *Herschel* space telescopes in order to build optical depth and temperature maps for the Orion molecular cloud complex. They also included in their fits the spectral index β map from Planck Collaboration XIX (2011) [174] at a resolution of $36'$. From this optical depth map, and with near-infrared extinction measurements from 2MASS, Lombardi et al. (2014) [127] obtained a column density map for the region. Finally, they found a temperature $T_d \approx 15$ K in dense regions along the spine of Orion A, which we will use as a reference for the examples used in this discussion.

Since dust thermal emission depends strongly on the emissivity of the grains, we focus specifically on how molecular contamination influences this property. This is why we use the spectral index β instead of α for the rest of this discussion. We have already given in Section 5.2 a relation between the spectral indices α and β_{RJ} obtained from Equation 5.5 in the Rayleigh-Jeans approximation : $\beta_{RJ} = \alpha - 2$. This allows us to use these indices interchangeably to calculate differences ($\Delta\alpha = \Delta\beta$), assuming the dust temperature T_d is fixed. The Rayleigh-Jeans approximation also provides us with a reliable lower limit for the more realistic emissivity spectral index β .

First, the results given in Section 5.4 need to be put into proper context. The dust in the diffuse interstellar medium is generally expected to have an emissivity spectral index near $\beta = 1.7$ (Weingartner & Draine 2001) [221]. This has been confirmed by the Planck Collaboration XI (2014) [170] paper, where they measured a mean value of $\beta = 1.62 \pm 0.10$ at high galactic latitudes. In molecular clouds and their dense filaments, the emissivity is however usually assumed constant at $\beta = 2.0$ (Arzoumanian et al. 2011 [9]; Palmeirim et al. 2013 [159]; Salji et al. 2015 [187]). The spectral index in collapsing cores can vary between $\beta = 1.7 - 2.0$, while in protostellar disks it drops quickly below $\beta \leq 1.7$ as the grain sizes increase (Natta et al. 2007) [150]. The emissivity can also change depending on the region studied. As an example, there is strong evidence of larger dust grains decreasing the emissivity in some prestellar cores of OMC-2 and OMC-3 (Schnee et al. 2014) [196]. The presence of ice mantles on dust grains can also, in theory, play a crucial role for the emissivity as they tend to increase the spectral index β (Ossenkopf & Henning 1994 [154]; Shirley et al. 2005 [200]).

From this perspective alone, the average Rayleigh-Jeans emissivity spectral index β_{RJ} obtained in Section 5.4 after correction for ^{12}CO J=3-2 contamination ($\langle \beta_{RJ} \rangle = 1.6_{-0.4}^{+0.6}$) could be interpreted as at the lower limit for cores and filaments. While our spectral index map in Figure 5.2 is very similar to the one presented by Johnstone & Bally (1999) [100], the mean corrected indices for the contaminated and control samples ($\beta_{RJ} \approx 1.6$) are in fact slightly higher than expected from using the temperature-independent Rayleigh-Jeans approximation. Even if this approximation is useful to establish lower limits, we showed in Figure 5.1 that it underestimates the spectral index toward cold regions. As an example, a prestellar core with a real emissivity spectral index $\beta = 2.0$ at a temperature $T_d = 15$ K would have, using Equation 5.5, an associated spectral index $\alpha = 3.0$ ($\beta_{RJ} = 1.0$). This illustrates the importance of knowing the temperature for finding a reliable value of the emissivity spectral index β .

A possible explanation for the statistical uncertainties in the average measured Rayleigh-Jeans emissivity spectral index $\langle \beta_{RJ} \rangle = 1.6_{-0.4}^{+0.6}$ is that we are comparing objects of different natures. Since the properties of most sources in our sample are unknown, they could very well cover a large intrinsic range of emissivity spectral indices β as well as dust temperatures T_d . This spread of measured spectral indices could also be explained in part by the uncertainties on the measured ratios, as they are shown in Figure 5.5. Since the ratio method presented in this work is sensitive to small flux variations, these uncertainties are mostly driven by the noise

level in the 450 μm flux density map. Furthermore, if the 450 μm map is more susceptible to large-scale fluctuations than its 850 μm counterpart, it could contribute to the artificial decrease in the measured ratios, thus increasing the average measured spectral indices for each sample. Although this leads to a large range of values for the Rayleigh-Jeans emissivity spectral index β_{RJ} , we know from Equations 5.4 and 5.5 that the correction $\Delta\beta$ for each source depends on the more accurate HARP measurements and on the smoother 850 μm map. We are confident that this measured effect of molecular contamination on the emissivity spectral index β is a reliable estimate, even if the spectral indices themselves are subject to large uncertainties and probably also intrinsic spread.

The variation in the average spectral index due to ^{12}CO J=3-2 line contamination correction $\langle\Delta\beta\rangle = 0.3^{+0.2}_{-0.2}$ illustrates the different scenarios possible in sources contaminated by molecular line emission. For some, it only acts as a correction leading to a slightly more accurate emissivity spectral index β . There are however cases where the difference is dramatic enough to change the physical description of the dust mixture in a submillimetre source. As an example, the most highly contaminated source in the sample (C23; 44%), associated with a *Spitzer*-identified young star with disk, gives a large correction $\Delta\beta = 0.9^{+0.3}_{-0.1}$ that brings it on par with the average Rayleigh-Jeans spectral index measured in OMC-4 ($\beta_{RJ} \approx 1.6$). This $\Delta\beta \approx 0.9$ could mean the difference between grain growth up to centimetre sizes typical of protostellar disks ($\beta < 1.0$), and the emissivity spectral index expected in collapsing cores ($\beta > 1.7$) (Natta et al. 2007) [150]. The other contaminated *Spitzer* objects (C14, C22, C24; 16 ± 1 %) all share a correction $\Delta\beta \approx 0.3$ comparable to the average difference $\langle\Delta\beta\rangle$ obtained from the entire contaminated sample. As discussed in the previous section, objects of these types (protostars and young stars with disks) are likely to be associated with molecular outflows, which would explain their ^{12}CO J=3-2 line contamination levels (Hatchell, Fuller & Richer 2007) [69].

The dust temperature T_d was assumed fixed up to this point for the analysis of the sources presented in this paper. If we instead suppose a fixed emissivity spectral index $\beta = 2.0$ (Hatchell et al. 2013 [72]; Rumble et al. 2015 [183]; Salji et al. 2015 [187]), it is possible to rewrite Equations 5.4 and 5.5 to evaluate numerically the effect of molecular line contamination on the temperature determination (T_d). For the previous example of a theoretical submillimetre source with an emissivity spectral index $\beta = 2.0$ and a temperature $T_d = 15$ K, a contamination level of ≈ 15 % ($\Delta\alpha = 0.3$) would then lead to a measured temperature $T = 12$ K. This temperature

determination is however sensitive to the slightest variation in the 850 to 450 μm flux ratio. It becomes unreliable as the temperature increases and the thermal emission approaches the Rayleigh-Jeans regime.

While the 850 to 450 μm flux ratio method is relevant to evaluate the effects of molecular contamination on the emissivity spectral index β , it is insufficient to properly derive the physical properties of cold interstellar dust grains. It requires some prior assumptions about the emissivity or the temperature, and it is insensitive to line-of-sight density variations (Shetty et al. 2009b) [199]. A more accurate determination of those properties requires a multi-wavelength approach (Schnee et al. 2010 [195]; Arab et al. 2012 [8]). Even then, molecular line contamination can remain a concern in spectral energy distributions built using SCUBA-2 850 μm observations. As an example, the dust temperature T_d in cold interstellar regions can be well constrained by fitting the peak thermal emission with *Herschel* observations alone. On the other hand, the determination of the emissivity spectral index β benefits from the addition of accurate SCUBA-2 850 μm measurements. In their study of the B1 clump in the Perseus molecular cloud, Sadavoy et al. (2013) [185] showed that combining observations from both *Herschel* and SCUBA-2 lead to a better fit than using the *Herschel* data alone for the spectral energy distribution.

The degeneracy between the spectral index β and the temperature T_d is a serious challenge when attempting to fit accurate spectral energy distributions. Shetty et al. (2009a) [198] have shown that noise from observations can induce an artificial anti-correlation between β and T_d when using a χ^2 fitting method. This is confirmed by Kelly et al. (2012) [109], who then introduced a hierarchical Bayesian fitting technique as an alternative to the χ^2 method. The hierarchical Bayesian technique recovers the parameters of an artificial distribution with more accuracy; it is less sensitive to statistical noise and calibration uncertainties. It has also been successfully tested on *Herschel* observations of CB244. Furthermore, Juvela et al. (2013) [105] compared several fitting methods and found they all exhibited some level of bias when estimating the relationship between β and T_d . In particular, the hierarchical Bayesian model presented in Kelly et al. (2012) [109], while more precise than the χ^2 method, is nonetheless biased toward a flat $\beta(T_d)$ relation in sources with a low signal-to-noise ratio.

It is important to point out other possible sources of contamination in the SCUBA-2 observations. Although generally much fainter than ^{12}CO lines, the contribution from other molecular

lines, such as those from ^{13}CO and C^{18}O (Goldsmith, Bergin & Lis 1997 [62]; Buckle et al. 2012 [20]; Peng et al. 2012 [164]), can add up to a significant portion of the total flux at both 450 and 850 μm toward hot cores. The Orion KL hot core in OMC-1 is famous for having a forest of molecular lines (Serabyn & Weisstein 1995 [197]; Wiseman & Ho 1998 [224]) contributing a significant fraction ($\approx 60\%$) of its total flux density at 850 μm (Groesbeck 1995) [67]. This is also true at 450 μm , where the corresponding molecular lines contribute up to $\approx 15\%$ of the total flux density toward Orion KL (Schilke et al. 2001) [191].

Another common source of contamination is the continuum free-free emission from electrons in the interstellar medium. While it generally represents only a small fraction ($\leq 1\%$) of the submillimetre emission at 850 μm in the galactic plane (Planck Collaboration Int. XXIII 2014) [173], it can become non-negligible toward regions with strong photo-ionization. As an example, free-free emission in extended HII optically thin regions typically follows a gentle, almost flat, power-law (Oster 1961 [155]; Mezger & Henderson 1967 [143]). It is therefore likely to be measurable even at submillimetre wavelengths. However, this is not necessarily true for partially-thick jets or stellar winds where the free-free spectrum can be steeper (Reynolds 1986) [177]. In those cases, the contamination will depend on the properties of the observed object. One such example is the MWC 297 Herbig B1.5 Star in the Serpens molecular cloud, which exhibits free-free contamination of 73% and 82% at 450 and 850 μm respectively (Rumble et al. 2015) [183].

Several regions in the Orion A molecular cloud show a strong free-free continuum. Dicker et al. (2009) [42] fitted the dust thermal emission and the free-free emission toward three locations in OMC-1. The highest free-free contamination they found at 850 μm ($\approx 10\%$) is toward the free-free emission peak near the Trapezium stars. For Orion KL and Orion South, the free-free emission has only a small contribution ($\leq 5\%$ of the total flux density at 850 μm). In each case, the free-free component at 450 μm is negligible ($< 1\%$) when compared to the dust thermal emission. Lis et al. (1998) [126] also estimated free-free contamination in OMC-1 observations at 1110 μm . This contamination reaches up to 75% in the HII region south-east of the Trapezium stars, and $\approx 10\%$ in the Orion bar. If we use these results as upper limits for the free-free contamination at 850 μm , it is possible to estimate its effect on the spectral index β that would be calculated from SCUBA-2 observations. If free-free emission is negligible at 450 μm , we know from Equation 5.4 that contamination levels of $\approx 75\%$ and $\approx 10\%$ at 850 μm would overesti-

mate the spectral index by $\Delta\beta \approx 2.2$ and $\Delta\beta \approx 0.2$ respectively. However, considering the strong free-free emission toward the HII region, it is possible given a flat power-law that this contribution is not negligible at $450 \mu\text{m}$ after all. If the $450 \mu\text{m}$ emission has some component of free-free emission, this would reduce the bias in the measurement of β , but would not eliminate it completely.

5.6 Conclusion

We have presented the SCUBA-2 shared-risk observations for the Orion A molecular cloud complex at 450 and $850 \mu\text{m}$. They were combined with HARP spectroscopic measurements in order to evaluate the effects of molecular contamination on the emissivity spectral index β . We studied a list of 33 sources along the integral-shaped filament chosen for their high $^{12}\text{CO J=3-2}$ line emission. At least four young stellar objects identified with the *Spitzer* Space Telescope [three young stars with disks (C14, C22, C23) and one protostar (C24)] show significant levels of contamination in their measured $850 \mu\text{m}$ flux densities. From the analysis of these contaminated sources, we have concluded that $^{12}\text{CO J=3-2}$ line contamination leads to an average underestimation $\langle\Delta\beta\rangle = 0.3_{-0.2}^{+0.2}$ in affected sources, with some individual sources displaying larger differences (up to $\Delta\beta = 0.9_{-0.1}^{+0.3}$). While there is no obvious continuum property to easily identify contaminated sources, these results illustrate the need to subtract $^{12}\text{CO J=3-2}$ line emission from SCUBA-2 $850 \mu\text{m}$ continuum maps where the corresponding HARP measurements are available. The properties shared by the contaminated sources seem to be their peak emission threshold ($S_{850} \leq 300 \text{ mJy beam}^{-1}$) and their more likely location toward regions of low dust column density. Emissivity is a crucial parameter for the description of dust grains in the interstellar medium, as it is related directly to size distributions in dust mixtures. Measuring it accurately is a necessary step in order to reach, with far-infrared and submillimetre observations, a more complete understanding of the physical processes leading to the formation of stars and their planetary systems.

Special thanks to John Bally, Patrice Beaudoin, Jonathan Gagné, Maryvonne Gérin and Sarah Sadavoy for enlightening discussions. We would like to thank the referee for their suggestions, which helped improve the discussion presented in this paper. This study has been achieved thanks to the support of the staff at the Joint Astronomy Centre and the members of the JCMT Gould Belt Survey team. This work would not have been possible without the support of the

National Sciences and Engineering Research Council of Canada. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

Appendix A : The JCMT Gould Belt Survey Team

The full members of the JCMT Gould Belt Survey consortium (July 2015) are :

P. Bastien, D.S. Berry, D. Bresnahan, H. Broekhoven-Fiene, J. Buckle, H. Butner, M. Chen, A. Chrysostomou, S. Coudé, M.J. Currie, C.J. Davis, J. Di Francesco, E. Drabek-Maunder, A. Duarte-Cabral, M. Fich, J. Fiege, P. Friberg, R. Friesen, G.A. Fuller, S. Graves, J. Greaves, J. Gregson, J. Hatchell, M.R. Hogerheijde, W. Holland, T. Jenness, D. Johnstone, G. Joncas, H. Kirk, J.M. Kirk, L.B.G. Knee, S. Mairs, K. Marsh, B.C. Matthews, G. Moriarty-Schieven, J.C. Mottram, C. Mowat, K. Pattle, J. Rawlings, J. Richer, D. Robertson, E. Rosolowsky, D. Rumble, S. Sadavoy, C. Salji, H. Thomas, N. Tothill, S. Viti, D. Ward-Thompson, G.J. White, J. Wouterloot, J. Yates, and M. Zhu.

Appendix B : Notes on individual sources

Several sources listed in Tables 5.I and 5.II have also been linked to *Spitzer*-identified young stellar objects from the Megeath et al. (2012) [142] catalogue. For completeness, this section lists known objects found in the SIMBAD database within $14.6''$ of these SCUBA-2 submillimetre sources (Wenger et al. 2000) [223]. These associated objects are listed in Roman numerals under each source presented in the following subsections.

B1 : Contaminated sample

Even though the sources in the contaminated sample (see Table 5.I) were identified based on their strong ^{12}CO J=3-2 line contamination, there are young stars within one $850\ \mu\text{m}$ effective beam-width ($14.6''$) of their central position. These are typical variable stars, some of them with significant reddening. There are also two Herbig-Haro emission jets in the surroundings of the contaminated sources.

B1.1 : Source C14

(i) V* V2560 Ori is an Orion-type variable star with a spectral type of M6 located $13.2''$ mostly south of C14 with $V = 19.2$ and $K = 11.7$;

(ii) 2MASS J05353920-0516355 is an irregular-type variable star located $14.08''$ north-east of C14 with $I = 17.4$ and $K = 11.4$.

B1.2 : Source C22

(i) MGM2012 1539 is an irregular-type variable star with a spectral type of M5.5 located $4.2''$ north-west of C22 with $V = 18.6$ and $K = 11.9$;

(ii) V* V1514 Ori is an Orion-type variable star with a spectral type M4.5e located $8.9''$ south-west of C22 with $V = 17.9$ and $K = 10.2$;

(iii) V* MY Ori (Parenago 1963) is an Orion-type variable star with a spectral type M5e located $9.8''$ south-east of C22 with $V = 16.2$ and $K = 10.2$;

(iv) HH 561 is an Herbig-Haro object located $10.3''$ south-east of C22.

B1.3 : Source C23

(i) TKK 544 is an infrared source located $2.7''$ north-west of C23 with $J = 13.3$ and $K = 11.1$, and it is somewhat nebulous on the 2MASS image;

(ii) 2MASS J05351649-0506003 (MGM2012 2363) is a pre-main sequence star also located $2.7''$ north-west of C23 with $J = 16.6$ and $K = 13.6$;

(iii) JBV2003 SK1-OMC3 is a submillimetre source identified with SCUBA by Johnstone et al. (2003) [102] and whose peak is located $5.6''$ east of C23;

(iv) HH 357 is an Herbig-Haro object located 11.2 south-west of C23.

B1.4 : Source C24

(i) 2MASS J05350553-0551540 is a young stellar object located $4.8''$ south-east of C24 with $H = 16.0$ and $K = 13.9$, and it has a nebulous "tail" on the 2MASS image.

B2 : Reference sample

The reference sample (see Table 5.II) consists of submillimetre clumps found in OMC-4 and listed in Johnstone & Bally (2006) [101]. They were selected as a control group for the contaminated sample because of their low ^{12}CO J=3-2 line contamination in the $850\ \mu\text{m}$ band.

B2.1 : Source 01

- (i) ISOY J053444.05-054125.7 is a young stellar object located $2.2''$ west of source 01 ;
- (ii) JCMTSF J053443.8-054126, a submillimetre source identified with SCUBA, is a young stellar object candidate listed in Di Francesco et al. (2008) [41] and whose peak is located $6.1''$ west of source 01.

B2.2 : Source 02

- (i) MGM2012 1216 is a pre-main sequence star located $13.0''$ north-east of source 02 ;
- (ii) JCMTSE J053449.8-054614 is a submillimetre source identified with SCUBA, listed in Di Francesco et al. (2008) [41] and whose peak is located $13.0''$ mostly west of source 02.

B2.3 : Source 24

- (i) MGM2012 1400 is a young stellar object located $3.1''$ of source 24 ;
- (ii) JCMTSF J053507.9-053556, a submillimetre source identified with SCUBA, is a young stellar object candidate listed in Di Francesco et al. (2008) [41] and whose peak is located $6.8''$ mostly west of source 24 ;
- (iii) 2MASS J05350800-0535537 is a star located $6.8''$ north-west of source 24 with $I = 21.7$ and $K = 15.2$.

B2.4 : Source 39

- (i) V* V2260 Ori is an Orion-type variable star with a spectral type K4-M0 located $4.8''$ west of source 39 with $V = 19.1$ and $K = 9.7$;
- (ii) NW2007 OrionAN-0535149-53307 is a young stellar object candidate listed in Nutter & Ward-Thompson (2007) [152] and located $11.3''$ west of source 39.

CHAPITRE 6

L'INTERACTION ENTRE LE MAGNÉTISME ET LA TURBULENCE DANS BARNARD 1

Ce chapitre présente une étude du champ magnétique dans la région de formation d'étoiles Barnard 1 à l'aide du polarimètre POL-2. Même si l'article présenté ici est en préparation, il est suffisamment avancé afin de pouvoir être bientôt soumis à une revue telle que « Monthly Notices of the Royal Astronomical Society » ou « The Astrophysical Journal ». Cette version de l'article sera distribuée sous peu auprès des autres co-auteurs afin d'inclure leurs suggestions dans le texte. De plus, il fait partie de la série d'articles de première génération pour le large programme BISTRO au JCMT.

En tant que premier auteur, j'ai rédigé la totalité de l'article avec le support de mon directeur de recherche. J'ai aussi été responsable de réduire les données obtenues avec POL-2 pour Barnard 1, d'analyser les cartes de polarisation résultantes et de les comparer avec celles produites par SCUPOL, d'appliquer la méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi pour Barnard 1, et de contextualiser les résultats obtenus dans le cadre de l'étude de la formation des étoiles.

Dans le cas des co-auteurs principaux de l'article, ils sont pour la plupart impliqués depuis le début du projet en tant que membres de l'équipe canadienne de BISTRO. En particulier, les suggestions de Mike Chen et Sarah Sadavoy ont permis d'identifier le meilleur traceur moléculaire pour l'application de la technique de Davis-Chandrasekhar-Fermi. D'ailleurs, c'est grâce à Jennifer Hatchell que le cube spectroscopique de la raie $C^{18}O$ $J=1-0$ obtenue au FCRAO pour le complexe moléculaire de Persée a pu être utilisé dans ce projet. De plus, les commentaires d'Andy Pon ont permis d'améliorer la comparaison entre les données SCUPOL et POL-2. Finalement, l'analyse de dispersion angulaire présentée dans l'article a été effectuée par Martin Houde; il s'agit d'une contribution qui s'est révélée essentielle à l'analyse de la polarisation dans Barnard 1. Ce projet a été initié par Pierre Bastien, qui est l'un des instigateurs principaux du programme BISTRO.

BISTRO : The Magnetic Field of the Barnard 1 Star-Forming Region

Authors and affiliations

S. Coudé,^{1,2} P. Bastien,^{1,2} M. Houde,³ S. Sadavoy,⁴ M. C.-Y. Chen,⁵ J. Hatchell,⁶ A. Pon,³ J. Fiege,⁷ J. Di Francesco,^{5,8} E. Franzmann,⁷ R. Friesen,⁹ D. Johnstone,^{5,8} K. Lacaille,^{10,11} S. Mairs,⁵ B. C. Matthews,^{5,8} G. H. Moriarty-Schieven,⁸ and the JCMT BISTRO Survey Team

¹Institut de Recherche sur les Exoplanètes (iREx) & ²Centre de Recherche en Astrophysique du Québec (CRAQ), Université de Montréal, Département de Physique, C.P. 6128 Succ. Centre-ville, Montréal, QC, H3C 3J7, Canada

³Department of Physics and Astronomy, The University of Western Ontario, 1151 Richmond Street, London, ON, N6A 3K7, Canada

⁴Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA, 02138, USA

⁵Department of Physics and Astronomy, University of Victoria, Victoria, BC, V8P 1A1, Canada

⁶Physics and Astronomy, University of Exeter, Stocker Road, Exeter, EX4 4QL, United Kingdom

⁷Department of Physics and Astronomy, The University of Manitoba, Winnipeg, MB, R3T2N2, Canada

⁸NRC Herzberg Astronomy and Astrophysics, 5071 West Saanich Rd, Victoria, BC, V9E 2E7, Canada

⁹Dunlap Institute for Astronomy & Astrophysics, University of Toronto, Toronto, ON, Canada, M5S 3H4

¹⁰ Department of Physics and Atmospheric Science, Dalhousie University, Halifax, NS, B3H 4R2, Canada

¹¹ Department of Physics and Astronomy, McMaster University, Hamilton, ON, L8S 4M1, Canada

Abstract

We present the BISTRO 850 μm linear polarisation map of the Barnard 1 clump in the Perseus molecular cloud complex. The B-fields In STar-forming Region Observations (BISTRO) survey of the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) utilises the capabilities of the SCUBA-

2 camera and its newly commissioned polarimeter POL-2 to characterise magnetic fields in nearby star-forming regions. We infer the plane-of-sky orientation of the large-scale magnetic field in Barnard 1 from the measured $850 \mu\text{m}$ polarisation of the dust thermal emission. From the dispersion of polarisation angles, we calculate a turbulence correlation length of 4.6 ± 1.6 arcsec, or approximately 1080 AU, and a turbulent-to-total magnetic energy ratio of 0.51 ± 0.22 inside the cloud. We combine these findings with FCRAO observations of the C^{18}O J=1-0 molecular line in order to estimate the strength of the plane-of-sky component of the magnetic field through the Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF) method. This method yields a value of $20 \mu\text{G}$, which is in accord with previous works. Finally, we measure over the entire cloud a steady decrease of the polarisation fraction as a function of increasing total intensity; this suggests a depolarisation effect towards higher density regions.

6.1 Introduction

Magnetic fields, which are ubiquitous within the Galaxy (e.g. Ordog et al. 2017 [153]; Planck Collaboration et al. 2015 [171]), can have a significant impact on the stability of the dense filamentary structures in which star formation occurs (e.g. André et al. 2014 [6]; André 2015 [5]). Specifically, the interplay between magnetism and turbulence in molecular clouds is expected to decrease the galactic star formation rate (e.g. Padoan et al. 2014) [158]. The study of interstellar magnetic fields is therefore crucial to our understanding of the physical processes leading to the formation of stars and their planets.

The polarisation of starlight by the interstellar medium has long been hypothesized to be caused by the alignment of irregular dust grains along the magnetic field lines of the Galaxy (Hiltner 1949) [81]. The detection in the far-infrared of polarisation nearly-orthogonal to that measured at near-infrared wavelengths towards the Orion Kleinmann-Low nebula provided further evidence that this polarisation was indeed caused by elongated dust grains (Cudlip et al. 1982) [37]. Magnetic fields were quickly recognized as the most likely source of dust alignment in interstellar environments, but modelling the grain alignment mechanisms themselves still remains a theoretical challenge (e.g. Andersson et al. 2015 [3], and references therein).

The Radiative Alignment Torque (RAT) theory of grain alignment is currently one of the most promising models to explain the polarisation of light by interstellar dust (Lazarian 2007) [116]. In summary, this model predicts that an irregular rotating dust grain with paramagnetic proper-

ties and affected by the radiation from surrounding stars will align with its long axis perpendicular to the ambient magnetic field (Dolginov & Mitrofanov 1976 [44]; Draine & Weingartner 1997 [50]; Weingartner & Draine 2003 [222]; Lazarian & Hoang 2007a [117]). Alternatively, these dust grains could also align mechanically (instead of radiatively) if they are found within a subsonic gaseous flow (Lazarian & Hoang 2007b [118]). The polarisation of the optically thin dust thermal emission at submillimetre wavelengths can therefore serve as a probe of magnetism deep within the dense molecular clouds in which star formation occurs. In the case of supersonic gaseous flows such as protostellar outflows, prolate dust grains are instead expected to align with their long axis parallel to the gas flow (Gold 1952 [59]; Lazarian 1997 [115]).

The B-fields In STar-forming Region Observations (BISTRO) survey aims, among other things, to study the role of magnetism for the formation of stars in the dense filamentary structures of giant molecular clouds (Ward-Thompson et al. 2017) [219]. This will be achieved by mapping the 850 μm linear polarisation towards at least 16 fields (for a total of 224 hours) in nearby star-forming regions with the newly commissioned polarimeter POL-2 at the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT). Thanks to the sensitivity of the Sub-millimetre Common-User Bolometer Array 2 (SCUBA-2) camera on which POL-2 is installed, the BISTRO survey will significantly expand on previously obtained polarisation measurements at submillimetre and millimetre wavelengths (e.g. Matthews et al. 2009 [138]; Vaillancourt & Matthews 2012 [212]; Hull et al. 2014 [96]). Furthermore, BISTRO observations will serve as a reference for future large-scale polarimetric studies of nearby stellar nurseries, such as the planned Probing the B-Field in star-forming Filaments Using NIKA2-Pol (B-Fun) survey at the IRAM 30-m telescope which will utilize the polarimetric capabilities of the NIKA-2 camera at millimetre wavelengths (Ritacco et al. 2017) [178].

Several of the star-forming regions observed by BISTRO are part of the Gould Belt, a ≈ 350 pc-wide ring of active star-forming regions loosely centred ≈ 200 pc from the Sun (Gould 1879) [63]. The Gould Belt was previously mapped with continuum and spectroscopic observations by the JCMT Gould Belt Legacy Survey (e.g. Ward-Thompson et al. 2007 [218]) and the *Herschel* Gould Belt Survey (e.g. André et al. 2010 [7]). The combination of continuum, spectroscopic and polarimetric observations at submillimetre wavelengths will provide a complete look at the physical and dynamical properties of the cold interstellar matter fuelling the formation of stars in the molecular clouds of the Gould Belt.

At a distance of only ≈ 235 pc (Hirota et al. 2008 [85], 2011 [86]), the Perseus molecular cloud complex is an ideal laboratory to closely study a wide range of star-forming environments, such as the highly active NGC 1333 region. The Barnard 1 clump (hereafter Perseus B1, or simply B1) in particular is known to host several prestellar and protostellar cores at different evolutionary stages (e.g. Hirano et al. 1997 [84], 1999 [83]; Matthews et al. 2006 [137]; Pezzuto et al. 2012 [166]; Carney et al. 2016 [23]). This cloud was the target of both the JCMT and *Herschel* Gould Belt surveys, thus providing a detailed characterisation of the dust properties within it (Sadavoy et al. 2013 [185]). Additionally, the high column density measured towards B1 may have favoured the growth of dust grains, even if B1 is likely in an earlier evolutionary stage than NGC 1333 (Chen et al. 2016) [30]. Finally, the $850 \mu\text{m}$ polarisation towards Perseus B1 was previously measured by Matthews & Wilson (2002) [139] with the SCUPOL polarimeter at the JCMT; it will be possible with the greater sensitivity of POL-2 to expand on their pioneering results.

This paper presents the BISTRO first-look at the B1 star-forming region in Perseus. We first describe the technical details of the observations in Section 6.2. We then explain in Section 6.3 the Davis-Chandrasekhar-Fermi method used to calculate the strength of the plane-of-sky magnetic field. The POL-2 $850 \mu\text{m}$ linear polarisation map of Perseus B1, from which we infer the plane-of-sky morphology of the magnetic field, is shown in Section 6.4 along with a comparison to previously published SCUPOL measurements, the results of the DCF method, and a characterisation of depolarisation in B1. We discuss the significance of these results in Section 6.5. Finally, we summarize our findings in Section 6.6.

6.2 Observations

The JCMT is a submillimetre observatory equipped with a 15 m dish and located at an altitude of 4,092 m on top of Mauna Kea in Hawaii, United States of America. Its main continuum instrument is the Sub-millimetre Common-User Bolometer Array 2 (SCUBA-2), a cryogenic 10,000 pixel camera capable of simultaneous observing in the $450 \mu\text{m}$ and the $850 \mu\text{m}$ atmospheric windows (Holland et al. 2013) [89]. The beam of the JCMT at $850 \mu\text{m}$ can be approximated by a two-dimensional Gaussian with a full-width at half-maximum (FWHM) of 14.6 arcsec (Dempsey et al. 2013) [40].

The JCMT is also equipped with the HARP/ACIS high-resolution heterodyne spectrometer

capable of observing molecular lines between 325 GHz and 375 GHz (or 922 μm to 799 μm). The Heterodyne Array Receiver Program (HARP) is a 4×4 detector array that can be used in combination with the Auto-Correlation Spectral Imaging System (ACSIS) in order to rapidly produce large-scale velocity maps of astronomical sources (Buckle et al. 2009) [21]. In this paper, we use the previously published ≈ 14 arcsec resolution integrated intensity map of the ^{12}CO J=3-2 molecular line towards Perseus B1 (Sadavoy et al. 2013) [185].

The POL-2 polarimeter consists of a rotating half-wave plate and a fixed polariser placed in the optical path of the SCUBA-2 camera (Bastien et al. 2011 [14]; Friberg et al. 2016 [57]; Bastien et al. in prep.). The POL-2 polarimeter is the follow-up instrument to the SCUBA polarimeter (SCUPOL), which had a similar basic design (Greaves et al. 2003) [66]. While SCUBA-2 always simultaneously observes at both 450 μm and 850 μm , only the 850 μm capabilities of POL-2 were commissioned at the time of writing. A typical POL-2 observation is obtained by scanning the sky at a speed of 8 arcsec s^{-1} in a daisy-like pattern over a field of ≈ 11 arcmin in diameter. Since the half-wave plate is rotated at a rate of 2 Hz, this scanning rate ensures at least two full rotations of the half-wave plate for every position in the map. For this paper, the Flux Calibration Factor (FCF) of POL-2 at 850 μm is assumed to be 725 Jy pW^{-1} beam^{-1} for the derived Stokes I , Q and U parameters.

Perseus B1 was observed with POL-2 between September 2016 and March 2017 as part of the BISTRO large program at the JCMT. These observations total 8 hours and 40 minutes of integration in Grade 2 weather (i.e. for a 225 GHz atmospheric opacity τ_{225} between 0.05 and 0.08). A 20-minute SCUBA-2 scan of B1 without POL-2 in the beam was also obtained on 8 September 2016 in order to serve as a reference for pointing corrections during data reduction. The raw SCUBA-2 and POL-2 data for BISTRO observations of Perseus B1, which will be made public in 2018, are hosted at the online archive of the Canadian Astronomy Data Centre (CADC).

The STARLINK procedure *pol2map*, which is adapted from the SCUBA-2 data reduction procedure *makemap* (Chapin et al. 2013) [29], is used to reduce POL-2 time-series observations into Stokes I , Q and U maps. We follow the convention set by the International Astronomical Union (IAU) for the Stokes parameters. The data reduction process is divided in three steps in order to optimize the signal-to-noise ratio in the resulting maps. (1) The procedure *pol2map* is run a first time without applying any mask as to obtain an initial Stokes I intensity map

directly from the POL-2 time-series observations. (2) This initial Stokes I map is then used as the reference for the automatic masking process of *pol2map*, which is run a second time on the time-series observation; this results in the final Stokes I map. (3) The masks obtained in the previous step are finally applied on the third run of *pol2map* in order to reduce the Stokes Q and U maps, which are automatically software corrected for instrumental polarisation using the final Stokes I map. The uncertainties in each pixel of the Stokes I , Q and U maps are taken directly from the variance maps provided by the *pol2map* procedure.

The correction for instrumental polarisation is a crucial step in the analysis of any POL-2 observation. If the instrumental polarisation is not properly taken into account, then it may lead to non-physical results. For this reason, the theoretical model for the instrumental polarisation of the telescope at $850\ \mu\text{m}$ was extensively tested by the POL-2 commissioning team with sky-dips and observations of Uranus and Mars (Friberg et al. 2016 [57]; Bastien et al. in prep.).

The default pixel size of the maps produced with SCUBA-2 is 4 arcsec. For the analysis presented in this paper, we have instead chosen a pixel size of 12 arcsec for the final Stokes I , Q and U maps in order to improve the resulting signal-to-noise ratio. The choice of pixel scale can influence the quality of the automatic masking process during data reduction, which can in turn have an impact on the noise level. As a consequence, POL-2 polarisation maps of differing pixel scales can show differences when compared with each other.

Additionally, it is important to note that SCUBA-2, POL-2 and HARP are not sensitive to the exact same spatial scales. This is due to a combination of the different scanning strategies for each instrument and their associated data reduction procedures (e.g. Chapin et al. 2013) [29]. This must be kept in mind when combining results from different instruments, such as correcting for molecular contamination using HARP or comparing source intensities between POL-2 and SCUBA-2.

Finally, this project also makes use of published SEQUOIA observations of the C^{18}O J=1-0 molecular line in the Perseus molecular cloud complex (Hatchell et al. 2005) [70]. The SEQUOIA spectrometer is a dual-polarisation 4×4 -pixel array that was installed on the 14 m telescope of The Five College Radio Astronomical Observatory (FCRAO) when these observations were made in January and December 2000. The resulting C^{18}O J=1-0 molecular line map has a spatial resolution of 46 arcsec and a velocity resolution of $0.1\ \text{km s}^{-1}$.

6.3 Methods

6.3.1 Polarisation properties

The polarisation half-vectors (hereafter called vectors for simplicity) are defined by the polarisation fraction P and the polarisation angle Φ measured eastward from the celestial North. These properties are derived directly from the Stokes I , Q and U parameters as prescribed by the IAU convention for astronomical polarisation. The de-biased polarisation fraction P (in per cent) can be written as :

$$P = \frac{100}{I} \sqrt{Q^2 + U^2 - \sigma_{I_P}^2} = \frac{100}{I} I_P, \quad (6.1)$$

where we define I_P as the de-biased polarised intensity with uncertainty σ_{I_P} . The uncertainty σ_{I_P} is given by :

$$\sigma_{I_P} = \left[\frac{(Q \sigma_Q)^2 + (U \sigma_U)^2}{Q^2 + U^2} \right]^{1/2}, \quad (6.2)$$

where σ_Q and σ_U are the uncertainties on the Stokes Q and U parameters respectively. Even when Q and U are zero, measurement noise always leads to a positive bias in the calculation of the polarisation fraction P due to the quadratic nature of the polarisation intensity $[Q^2 + U^2]^{1/2}$ (e.g. Wardle & Kronberg 1974 [220]; Vidal et al. 2016 [217]). The amplitude of this positive bias can be approximated from the uncertainty σ_{I_P} given in Equation 6.2, which can then be used in Equation 6.1 to de-bias the polarisation fraction P . Finally, the expression for the polarisation angle Φ is :

$$\Phi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right), \quad (6.3)$$

where Φ is defined between 0° and 180° for convenience.

6.3.2 The Davis-Chandrasekhar-Fermi method

The strength of magnetic fields in molecular clouds can be estimated through the Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF) method (Davis 1951 [39]; Chandrasekhar & Fermi 1953 [26]). This technique relies on the assumption that turbulent motion in the gas will locally inject randomness in the orientation of a large-scale magnetic field's lines. Since polarisation vectors are expected to trace the plane-of-sky component of the magnetic field, it is effectively possible to evaluate its amplitude by measuring the dispersion of polarisation angles relative to the large-

scale field orientation. However, this also requires the velocity dispersion and the density of the gas in the cloud to be known beforehand.

According to Crutcher et al. (2004) [35], the DCF equation for the plane-of-sky magnetic field strength B_{pos} can be written as :

$$B_{\text{pos}} = A\sqrt{4\pi\rho} \frac{\delta V}{\delta\Phi}, \quad (6.4)$$

where ρ is the density and δV is the velocity dispersion of the gas in the cloud, $\delta\Phi$ is the dispersion of polarisation angles, and A is a theoretical factor on the order of unity. The theoretical factor A (usually assumed to be ≈ 0.5) is necessary to include the three-dimensional nature of this interplay between turbulence and magnetism (e.g. Ostriker et al. 2001) [156]. There is however a caveat to Equation 6.4, namely that it cannot intrinsically account for changes in the large-scale field morphology. As a consequence, the technique from Crutcher et al. (2004) [35] was modified by Pattle et al. (2017) [162] to remove the effect of field morphology in the determination of the magnetic field strength in Orion A.

In this work, we apply instead the improved DCF method developed by Hildebrand et al. (2009) [79] and Houde et al. (2009) [94], which was also adapted for polarimetric data obtained by interferometers such as the SMA and CARMA (Houde et al. 2011 [93], 2016 [91]). This technique avoids the problem of a changing field morphology by using an angular dispersion function rather than the dispersion of polarisation angles around a mean value.

This angular dispersion function is calculated by taking the angular difference between every pair of polarisation vectors in a given map as a function of the distance between them. This allows the turbulent to large-scale magnetic energy ratio to be fitted without any prior assumptions on the turbulence in the cloud or the morphology of the field (Hildebrand et al. 2009 [79]). As before, this can be used to estimate the strength of the plane-of-sky magnetic field component if the density and velocity dispersion of the cloud are known. Additionally, this angular dispersion analysis can also be used to measure the effect of integrating turbulent cells along the line of sight within a telescope beam; this effectively replaces the theoretical factor A included in Equation 6.4 (Houde et al. 2009) [94].

First, we need to define the relevant quantities for the dispersion analysis presented in this paper. The difference in polarisation angle between two vectors as a function of distance l is defined as : $\Delta\Phi(l) \equiv \Phi(\mathbf{x}) - \Phi(\mathbf{x} + \mathbf{l})$, where $\Phi(\mathbf{x})$ is the angle Φ of the polarisation vector

found at a position \mathbf{x} in the map and \mathbf{l} is the relative displacement between two vectors. From this, we can define the angular dispersion function as $1 - \langle \cos[\Delta\Phi(l)] \rangle$, where $\langle \dots \rangle$ is the average over every pair of vectors separated by a distance l .

The magnetic field $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ in the cloud at a position \mathbf{x} can be written as a combination of a large-scale (or ordered) component $\mathbf{B}_o(\mathbf{x})$ and a turbulent component $\mathbf{B}_t(\mathbf{x})$ as follows : $\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \mathbf{B}_o(\mathbf{x}) + \mathbf{B}_t(\mathbf{x})$. Furthermore, we define the average turbulent to large-scale magnetic energy ratio $\langle B_t^2 \rangle / \langle B_o^2 \rangle$ and the average turbulent to total magnetic energy ratio $\langle B_t^2 \rangle / \langle B^2 \rangle$, which can be both obtained from fitting the angular dispersion function.

We also need to define the turbulent properties that will be fitted by the dispersion analysis. Specifically, we obtain the number N of independent magnetic turbulent cells observed for a column of dust along the line of sight and within a telescope beam from :

$$N = \Delta' \frac{(\delta^2 + 2W^2)}{\sqrt{2\pi} \delta^3}, \quad (6.5)$$

where δ is the turbulent correlation length scale of the magnetic field, W is the radius of the circular telescope beam (specifically, FWHM = $2\sqrt{2\ln 2}W$), and Δ' is the effective thickness of the cloud. In this specific case, the turbulence is assumed isotropic and the turbulent correlation length scale δ is assumed to be smaller than the thickness Δ' of the cloud. The effective cloud thickness Δ' can be estimated from the autocorrelation function of the polarised flux across the cloud (Houde et al. 2009) [94].

The detailed derivation given by Hildebrand et al. (2009) [79] and Houde et al. (2009) [94] show that the relationship between the angular dispersion function and the magnetic and turbulent properties of a molecular cloud can be expressed by the following equation :

$$1 - \langle \cos[\Delta\Phi(l)] \rangle \simeq \frac{1}{N} \frac{\langle B_t^2 \rangle}{\langle B_o^2 \rangle} - b^2(l) + al^2, \quad (6.6)$$

where a is the first Taylor coefficient of the ordered autocorrelation function, and $b^2(l)$ is the autocorrelated turbulent component of the dispersion function. We can write this autocorrelated turbulent component as :

$$b^2(l) = \frac{1}{N} \frac{\langle B_t^2 \rangle}{\langle B_o^2 \rangle} e^{-l^2/2(\delta^2+2W^2)}. \quad (6.7)$$

Since the beam radius W and the effective cloud thickness Δ' can be considered as known quan-

tities, we only need to fit three parameters to the angular dispersion function : the turbulent to large-scale magnetic energy ratio $\langle B_t^2 \rangle / \langle B_o^2 \rangle$, the turbulent correlation length scale δ of the magnetic field, and the first Taylor coefficient a of the ordered autocorrelation function.

Finally, Houde et al. (2009) [94] have also rewritten the DCF equation (see Equation 6.4) for the plane-of-sky strength of the magnetic field in order to calculate it directly from the turbulent to total magnetic energy ratio $\langle B_t^2 \rangle / \langle B^2 \rangle$ in the cloud. This new formulation of the DCF equation can be written as :

$$B_{\text{pos}} \simeq \sqrt{4\pi\rho} \delta V \left[\frac{\langle B_t^2 \rangle}{\langle B^2 \rangle} \right]^{-1/2}, \quad (6.8)$$

where as previously ρ is the density and δV is the one-dimensional velocity dispersion for the gas. The gas density ρ takes the form $\rho = \mu m_H n_{H_2}$, where μ is the mean molecular weight of the gas, m_H is the mass of an hydrogen atom, and n_{H_2} is the number density of hydrogen molecules in the cloud.

6.4 Results

The BISTRO 850 μm linear polarisation map of Perseus B1 for a pixel size of 12 arcsec is shown in the left panel of Figure 6.1. The catalogue of polarisation vectors was calculated for every pixel of the POL-2 Stokes I , Q and U maps, but only vectors passing a set of pre-determined selection criteria were kept. These selection criteria are : a signal-to-noise ratio of $I/\sigma_I > 3$ for Stokes I and its uncertainty σ_I , a signal-to-noise ratio of $P/\sigma_P > 3$ for the polarisation fraction P and its uncertainty σ_P , an uncertainty $\sigma_P < 5$ per cent for the polarisation fraction, and an uncertainty $\sigma_\Phi < 10^\circ$ for the polarisation angle. The approximate positions of selected submillimetre sources are also labelled on the left panel of Figure 6.1 in order to serve as references for the discussion in Section 6.5.

Assuming that interstellar dust grains are aligned with their long axis perpendicular to the magnetic field, the plane-of-sky field morphology in Perseus B1 is obtained from rotating the vectors in the polarisation map by 90° . The resulting plane-of-sky magnetic field map is shown with single-length vectors in the right panel of Figure 6.1. The ^{12}CO J=3-2 integrated intensity map of B1 from the JCMT Gould Belt Survey (Sadavoy et al. 2013) [185] is also included as a contour plot to illustrate the importance of molecular outflows on the dynamics of the cloud.

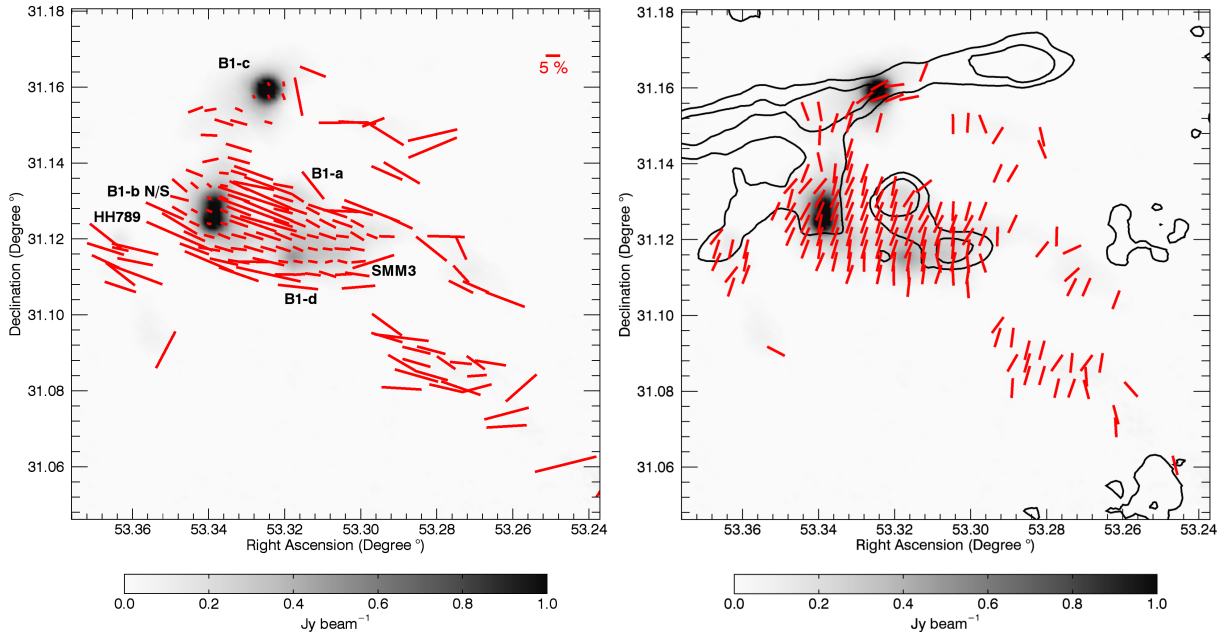


Figure 6.1 : The Perseus B1 star-forming region as seen by POL-2. In each panel, the grey scale maps the measured Stokes I total intensity. *Left* : Map of the $850\ \mu\text{m}$ linear polarisation measured with POL-2 for a pixel scale of 12 arcsec. The length of each vector is determined by its associated polarisation fraction P (per cent). The approximate position of specific sources is indicated with black labels. *Right* : Inferred plane-of-sky magnetic field morphology obtained from the 90° rotation of the polarisation vectors, which are set here to share the same length for clarity. The black contours trace the integrated intensity (10 and $20\ \text{K km s}^{-1}$) of the $^{12}\text{CO J}=3-2$ molecular line measured with HARP (Sadavoy et al. 2013) [185].

The BISTRO observations of Perseus B1 were also compared to previous polarisation measurements from the SCUPOL legacy catalogue. Matthews et al. (2009) [138] built this legacy catalogue by systematically re-reducing SCUPOL $850\ \mu\text{m}$ observations towards 104 regions, including B1 (Matthews & Wilson 2002) [139], in order to provide reference Stokes cubes of comparable quality for all the astronomical sources with at least a 2 sigma detection of polarisation. For this paper, the SCUPOL Stokes I , Q and U cubes for B1 were downloaded from the legacy catalogue’s online archive hosted by the CADC. The comparison between the POL-2 and SCUPOL polarisation maps for a pixel scale of 10 arcsec is shown in Figure 6.2. The same selection criteria used for the POL-2 data in Figure 1 were used for both the POL-2 and SCUPOL data plotted in Figure 2. The apparent differences between the POL-2 polarisation maps shown in Figures 6.1 and 6.2 likely originate from the use of a different pixel scale (12 arcsec in Figure 6.1 and 10 arcsec in Figure 6.2) during the data reduction process.

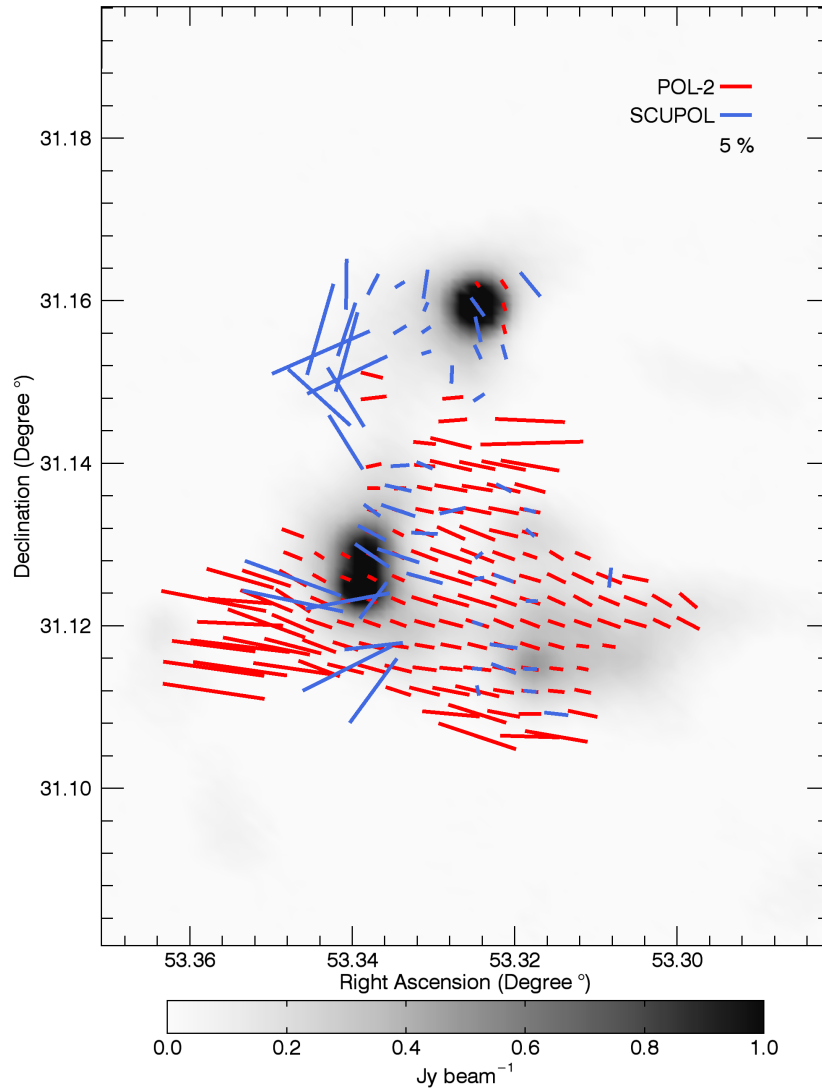


Figure 6.2 : Comparative POL-2 (red) and SCUPOL (blue) vector map of the $850 \mu\text{m}$ linear polarisation towards Perseus B1. The grey scale maps the measured Stokes I total intensity. The length of each vector is determined by its associated polarisation fraction P (per cent). The POL-2 polarisation vectors have been re-binned to match the exact position and pixel scale (10 arcsec) of the SCUPOL observations from Matthews et al. (2009) [138].

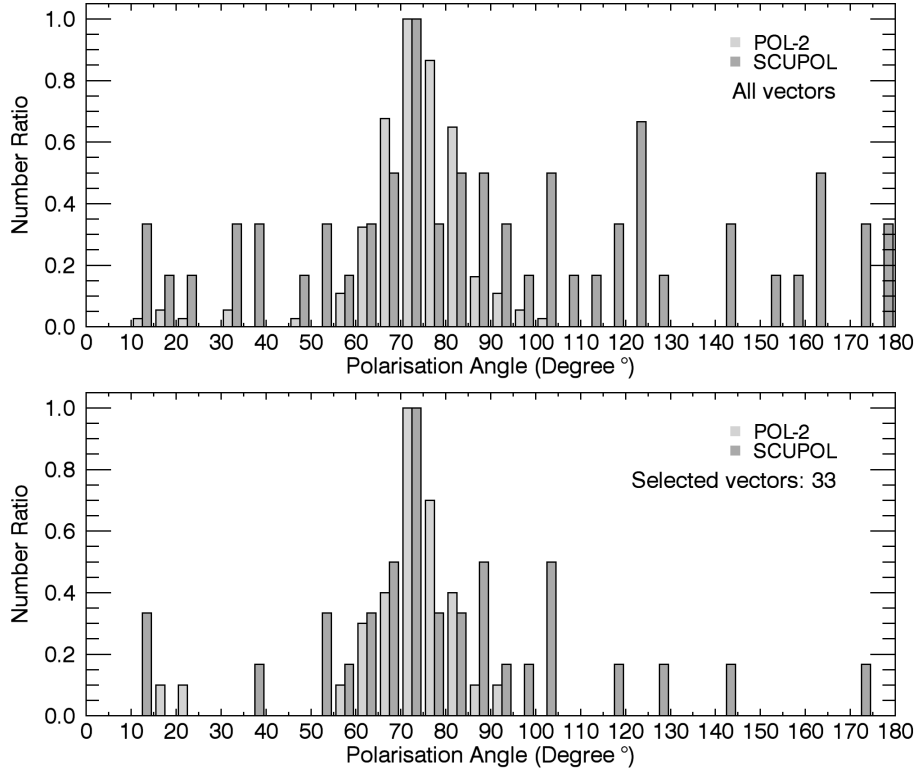


Figure 6.3 : Combined POL-2 and SCUPOL histograms of polarisation angles for Perseus B1. The number of vectors in each bin is normalised by the maximum value of the histogram ($N_{\text{bin}}/N_{\text{max}}$) for a given sample of polarisation angles. *Top* : Histogram including all the POL-2 and SCUPOL polarisation vectors shown in Figure 6.2. *Bottom* : Histogram including only the 33 positions for which there exists both a POL-2 and a SCUPOL polarisation vector.

The distribution of angles for both the POL-2 and SCUPOL 10 arcsec polarisation maps is also displayed as histograms with 5° bins in Figure 6.3. The top panel shows the histogram including all the POL-2 and SCUPOL polarisation vectors shown in Figure 6.2, normalised by the maximum value in each distribution. It is interesting to note that both distributions peak between 70° and 75° . The bottom panel shows only the normalised distributions of overlapping SCUPOL and POL-2 polarisation vectors towards 33 positions in the map. We also run a Kolmogorov-Smirnov test on the distributions shown in the bottom panel of Figure 6.3, which gives a low likelihood (< 5 per cent) that both distributions are in fact the same. This could be explained by underestimated noise levels in some parts of the SCUPOL observations, which would increase the distribution of polarisation angles in the histogram.

The fraction of polarisation P for each of the vectors shown in Figure 6.1 is plotted in the top panel of Figure 6.4 as a function of their Stokes I total intensity. There is a clear trend of

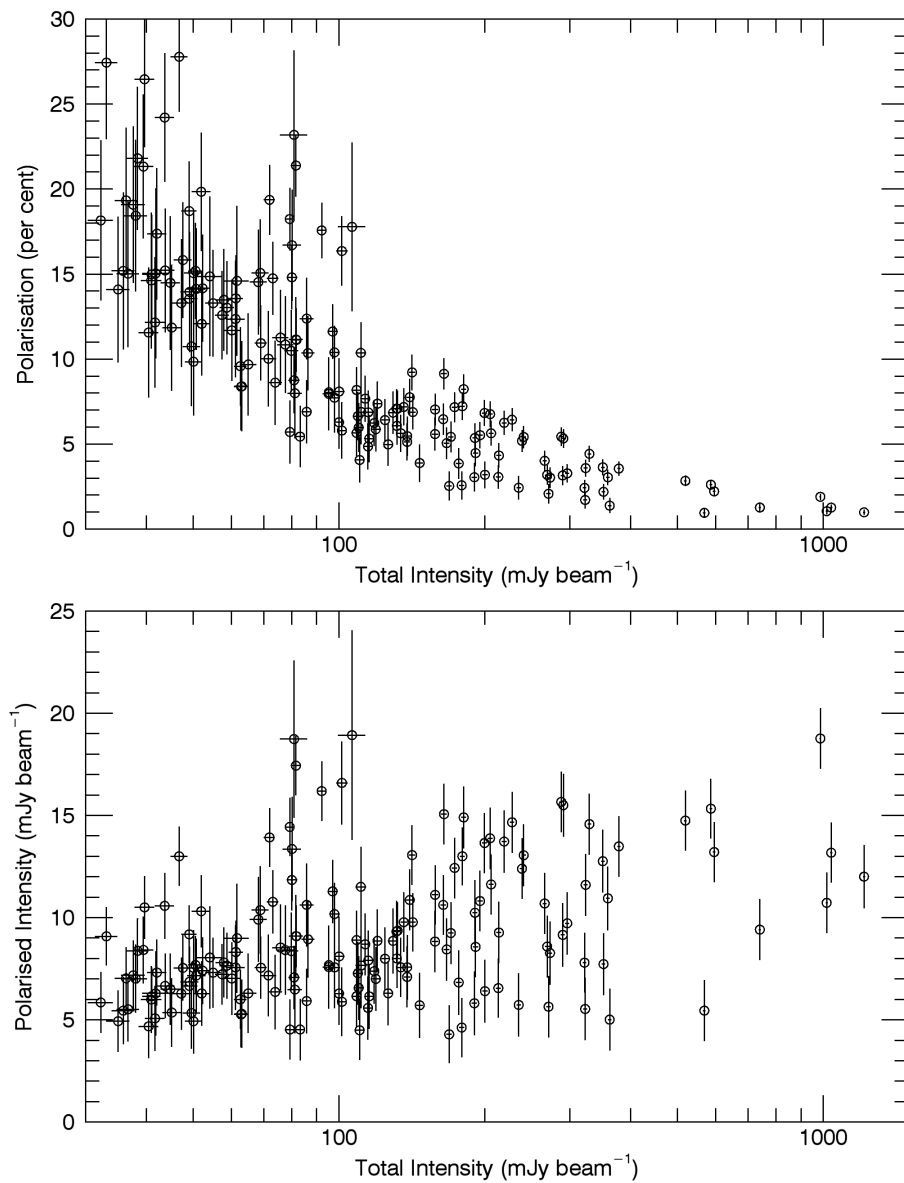


Figure 6.4 : Depolarisation of POL-2 observations towards Perseus B1. The plain lines show the uncertainties for the plotted parameters in each panel. *Top* : De-biased polarised fraction P as a function of the Stokes I total intensity. *Bottom* : De-biased polarised intensity I_p as a function of the Stokes I total intensity.

decreasing fraction P as a function of increasing Stokes I total intensity. Considering the total intensity is correlated with the column density (Hildebrand 1983) [78], this can be understood as a depolarisation effect towards higher density regions of the cloud. This does not mean however that the polarised intensity I_P itself is decreasing; the bottom panel of Figure 6.4 shows that I_P may be increasing slowly with Stokes I intensity.

We have obtained the angular dispersion function for the 12 arcsec polarisation map of Perseus B1 shown in Figure 6.1. We have included in this analysis all the POL-2 polarisation vectors found in a 280 arcsec-wide square centred on the position $(53.3202^\circ, 31.1406^\circ)$. The resulting angular dispersion function is shown in the top and middle panels of Figure 6.5 as a function of distance-squared l^2 and distance l respectively, each in bins of 12 arcsec. This angular dispersion function was fitted with Equation 6.6 in order to obtain the turbulent correlation length δ and the turbulent-to-ordered magnetic energy ratio $\langle B_t^2 \rangle / \langle B_o^2 \rangle$, assuming an effective cloud depth Δ' of 84 arcsec and a beam radius W of 6.2 arcsec at $850 \mu\text{m}$. The results of this fit, including the derived turbulent-to-total magnetic energy ratio $\langle B_t^2 \rangle / \langle B^2 \rangle$, are given in Table 6.I. Additionally, the resulting turbulent autocorrelation function $b^2(l)$ is also shown on the bottom panel of Figure 6.5.

The velocity dispersion of the gas was estimated from FCRAO observations of the C^{18}O J=1-0 molecular line in Perseus. The spectrum in each of the 46 arcsec-wide pixels for the region delimited by the boundaries of Figure 6.1 was fitted with a one-dimensional Gaussian function. The average C^{18}O J=1-0 velocity dispersion δV in and around Perseus B1 is $4.50 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1}$, with a standard deviation of $0.75 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1}$. This value is in agreement with the range of line widths given by Sadavoy et al. (2015) [186] for Perseus B1-E and Hatchell et al. (2005) [70] for the whole Perseus molecular cloud complex.

While the B1 clump has the highest typical dust column density in Perseus (Chen et al. 2016) [30], most of the cloud's content in gas is expected to share similar properties with other regions of this molecular cloud complex. For this reason, we will use the hydrogen number density $n_{\text{H}_2} \simeq 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ found in Perseus B1-E by Sadavoy et al. (2015) [186] for the low density gas that constitutes the bulk of the filament. The B1-E cloud is found ≈ 40 arcmin East of B1 (Bachiller & Cernicharo 1986) [11] but was not covered by BISTRO observations. Assuming a molecular weight $\mu = 2.3$, we therefore obtain a gas density $\rho \approx 7.7 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$. A more precise determination of this parameter would significantly improve the accuracy of this

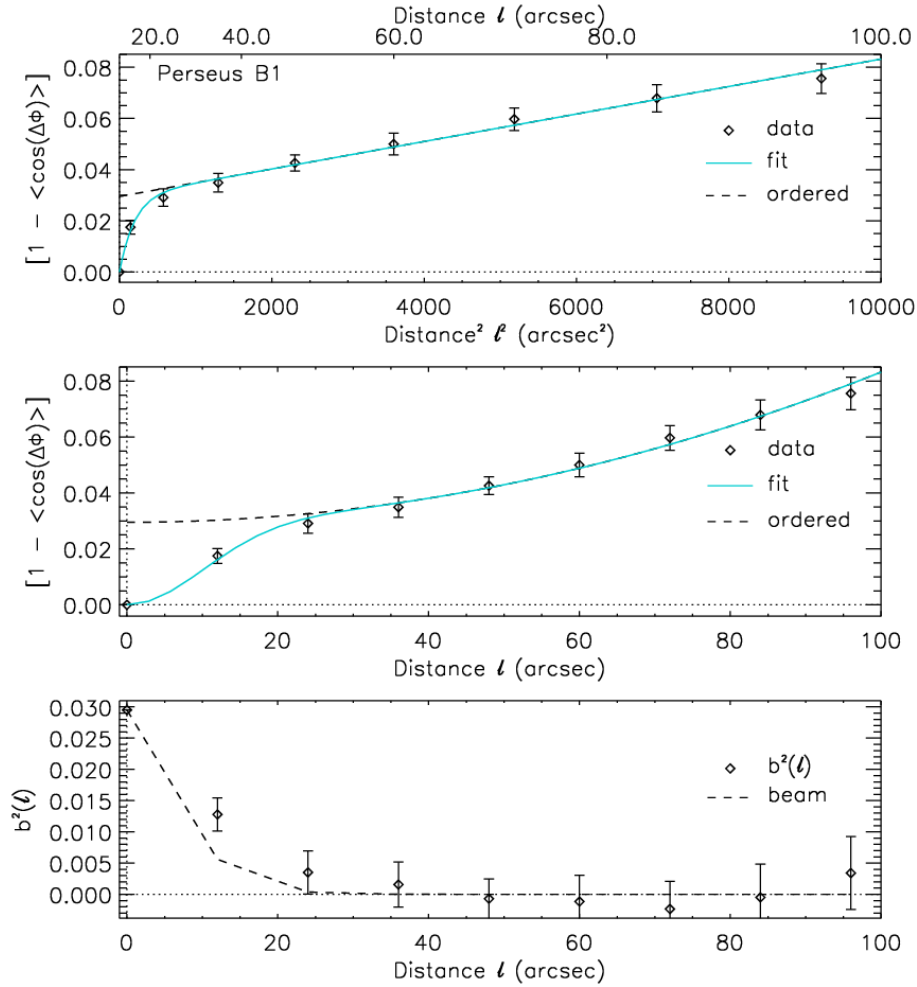


Figure 6.5 : Dispersion of polarisation angles for POL-2 observations of Perseus B1. *Top* : The angular dispersion function $[1 - \langle \cos(\Delta\Phi) \rangle]$ as a function of the squared distance l^2 . The upper axis traces the associated distance l for comparison. The fit of Equation 6.6 to the data is shown with (blue plain line) and without (black dashed line) including the autocorrelation function $b^2(l)$ defined in Equation 6.7. *Middle* : The same angular dispersion function and fits as a function of the distance l . *Bottom* : Signal-integrated turbulence autocorrelation function $b^2(l)$ as a function of distance l . The black dashed line shows the contribution of the telescope beam alone.

Tableau 6.I : Derived magnetic and turbulent properties, and other related parameters in Perseus B1

Parameter	Value	Description
δ	$4.6'' \pm 1.6''$	Turbulent correlation length scale
N	34.4 ± 0.4	Number of turbulent cells in the line-of-sight
$\langle B_t^2 \rangle / \langle B_o^2 \rangle$	1.05 ± 0.92	Turbulent-to-ordered magnetic energy ratio
$\langle B_t^2 \rangle / \langle B^2 \rangle$	0.51 ± 0.22	Turbulent-to-total magnetic energy ratio
δV	$(4.50 \pm 0.75) \times 10^4 \text{ cm s}^{-1}$	Velocity dispersion of the gas (Hatchell et al. 2005) [70]
ρ	$\approx 7.7 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$	Density of the gas (Sadavoy et al. 2015) [186]
B_{pos}	$\approx 20 \mu\text{G}$	Plane-of-sky amplitude of the magnetic field

calculation.

The turbulent-to-total magnetic energy ratio $\langle B_t^2 \rangle / \langle B^2 \rangle$ given in Table 6.I can be used to calculate the plane-of-sky strength of the magnetic field in Perseus B1 using Equation 6.8. Combined with the values given previously for the density ρ and velocity dispersion δV , we estimate the plane-of-sky strength of the magnetic field in Perseus B1 to be $\approx 20 \mu\text{G}$.

6.5 Discussion

The morphology of the magnetic field in Perseus B1, as shown in the right panel of Figure 6.1, suggests that it is well ordered at large scales, but locally perturbed by molecular outflows from young stellar objects embedded in the cloud (as traced by the ^{12}CO J=3-2 contour). The apparently steady change of vector orientation seen towards the bulk of the cloud (between B1-b N/S and SMM3) could be explained if B1 is part of a flattened cylindrical filament threaded perpendicularly by a large-scale magnetic field and viewed at an inclined angle relative to the line-of-sight (Tomisaka 2015) [207]. While it may not be clear from Figure 6.1 alone, Perseus B1 is indeed the spearhead of a filamentary structure extending towards the South-Western part of the map (Chen et al. 2016) [30]. Furthermore, magnetic field lines perpendicular to large-scale filaments have been hypothesized to support the funnelling of low density material into the striations (or sub-filaments) observed with *Herschel* in and around giant molecular clouds (André et al. 2014) [6].

The largest discrepancy in the morphology of the large-scale magnetic field is seen towards the protostellar core B1-c, which is the source of a powerful molecular outflow viewed almost edge-on (Matthews et al. 2006) [137]. In fact, the plane-of-sky component of the magnetic field towards B1-c is nearly parallel to the orientation of the outflow. In contrast, the magnetic field

seems instead relatively well aligned with the large-scale field orientation in Perseus B1 for the candidate first hydrostatic cores B1-bN and B1-bS (Pezzuto et al. 2012) [166], as well as towards the previously identified young stellar objects B1-a, B1-d, SMM3, and HH 789. It is possible that the magnetic field orientation in B1-c was originally misaligned with the angular momentum of the initial prestellar core, but as the core evolved the magnetic field lines were "dragged" into a modified hourglass configuration (Kataoka et al. 2012) [108]. This does not however appear to be a common occurrence among protostellar cores (Hull et al. 2014) [96]. Alternatively, the orientation of the magnetic field in B1-c could be explained by twisted field models which have also been shown to produce comparable polarisation patterns (Franzmann & Fiege 2017) [56]. Indeed, recent ALMA observations of the protostellar core Ser-emb 8 suggest that the magnetic field of this object, which is similarly misaligned with the large-scale field in the rest of the molecular cloud it is embedded in, may not possess an hourglass morphology at all (Hull et al. 2017) [95].

Another peculiar property of the protostellar core B1-c is the polarisation measured within the outflow itself. As seen in Figure 6.1, the inferred magnetic field orientation from the few vectors found directly in the outflow's path is nearly perpendicular to the magnetic field orientation towards B1-c. This was also seen in the SCUPOL polarisation maps for Perseus B1 (Matthews & Wilson 2002 [139]; Matthews et al. 2009 [138]). This is in contradiction with a typical hourglass field morphology, unless as stated previously these polarisation vectors trace the twisted field orientation of the magnetic field which was initially found within the precursor prestellar core (Kataoka et al. 2012) [108]. An alternative explanation would be that the dust grains found in the outflow are aligned mechanically instead of radiatively, which would explain why the polarisation vectors are parallel to the outflow orientation (Lazarian 1997 [115], 2007 [116]).

In Section 6.4, we have derived the turbulent and magnetic properties in Perseus B1 from the angular dispersion analysis described by Houde et al. (2009) [94] and shown in Figure 6.5. While our calculation for the plane-of-sky amplitude of the magnetic field is imprecise due to missing information on the true bulk density in the cloud, it is nonetheless remarkable that we independently find a nearly identical result as the one given by Matthews & Wilson (2002) [139] ($19 \mu\text{G}$) using a combination of SCUPOL polarimetric observations and OH Zeeman line splitting measurements from Crutcher et al. (1993) [36]. This gives us confidence in the reliability of the angular dispersion technique used in this work. Interestingly, the resulting value of

0.51 ± 0.22 for the turbulent-to-total magnetic energy ratio $\langle B_t^2 \rangle / \langle B^2 \rangle$ suggests that a large part of the magnetic energy in the cloud is found in the form of magnetised turbulence.

These magnetised turbulent cells have a correlation length δ of 4.6 ± 1.6 arcsec, which for a distance of 235 pc represents a physical length of 1080 AU. From Equation 6.5, we estimate that there are typically 35 magnetised turbulent cells probed by the telescope's beam along the depth of the cloud. The number of turbulent cells is likely to be greater as density increases, such as in prestellar and protostellar cores. The combination of the randomised polarisation properties of an increased number of turbulent cells along the line-of-sight will tend to decrease the measured fraction P of polarisation. This could explain the observed depolarisation effect seen in Figure 6.4 as the Stokes I intensity increases, which can be understood as an increase in the dust column density.

Fundamentally, the fraction P of polarisation can be understood as the alignment efficiency of a mixture of dust grains in the interstellar medium. Even though this fraction P can be affected by purely environmental factors (e.g. integrated turbulent cells along the line-of-sight or complex magnetic field structures), it is intrinsically linked to the models of grain alignment. As an example, the contribution to the continuum emission of different grain sizes and compositions in the dust mixture could explain the apparent dependence of P on the wavelength at far-infrared and submillimetre wavelengths (Vaillancourt & Matthews 2012) [212]. Furthermore, since the Radiative Alignment Torque (RAT) theory of grain alignment depends on the stellar radiation field incident on the grains, the alignment efficiency is expected to be smaller towards regions with high dust opacities (e.g. dense prestellar cores) (Andersson et al. 2015) [3]. However, this efficiency could improve again if there was a source of radiation, such as a young stellar object, within the core itself. This would potentially explain the apparent minimum P of 1 per cent seen both in Figure 6.4 and by Matthews & Wilson (2002) [139] for the highest density regions of the cloud, which in the case of Perseus B1 are almost all associated with young stellar objects (see Figure 6.1).

Another effect which may influence the measured fractions of polarisation is the contamination from molecular lines at submillimetre wavelengths. Specifically, the ^{12}CO J=3-2 molecular line has been shown in some cases to be a significant source of contamination in SCUBA-2 observations at $850 \mu\text{m}$ (Drabek et al. 2012) [45]. While relatively rare, high levels of ^{12}CO J=3-2 line contamination (>10 per cent) in star-forming regions are usually associated with

the molecular outflows from young stellar objects (e.g. Chen et al. 2016 [30]; Coudé et al. 2016 [34]). This is indeed the case for SCUBA-2 observations of Perseus B1, where Sadavoy et al. (2013) [185] found ^{12}CO J=3-2 line contamination levels of 90 per cent in the outflows of B1-c and 15 per cent in the central region of B1, while the rest of the cloud exhibited contamination levels under 1 per cent. It is however important to note that HARP, SCUBA-2 and POL-2 are not sensitive to the same spatial scales due to their different observing strategies; contamination levels for POL-2 will therefore be different than those measured for SCUBA-2. Additional potential sources of contamination at $850\ \mu\text{m}$ include Bremsstrahlung radiation from free electrons in highly ionized material (e.g. Rumble et al. 2015) [183] and forests of molecular lines in hot cores (e.g. Groesbeck 1995) [67].

The emission from the ^{12}CO J=3-2 molecular line can be weakly linearly polarised by magnetic fields through the Goldreich-Kylafis effect (Goldreich & Kylafis 1981 [60], 1982 [61]). However, observational evidence suggests that this polarisation is only on the order of 1 per cent (e.g. Greaves et al. 1999 [65]; Forbrich et al. 2008 [54]). Such a level of polarisation would only be detectable by POL-2 in extreme cases of molecular contamination, such as the unlikely scenario of a $600\ \text{Jy beam}^{-1}$ submillimetre source with a ^{12}CO J=3-2 contamination level of 90 per cent. If there is significant contamination from the ^{12}CO J=3-2 molecular line in POL-2 observations at $850\ \mu\text{m}$, it is therefore reasonable to assume that this additional contribution to the continuum flux is unpolarised. This means that the effect of contamination will be to overestimate the Stokes I total intensity while the Stokes Q and U parameters remain unchanged. This will lead to an underestimation of the polarisation fraction P , but the polarisation angle Φ will be unaffected if the instrumental polarisation was properly corrected for.

6.6 Conclusion

We have observed the $850\ \mu\text{m}$ linear polarisation towards the B1 clump in the Perseus molecular cloud complex using the POL-2 polarimeter as part of the BISTRO survey at the JCMT. We have also compared the resulting polarisation map with previously published SCUPOL observations of B1 from Matthews et al. (2009) [138] in order to illustrate the improvements brought by the increased sensitivity and reliability of POL-2 over its predecessor. From the POL-2 observations, we have inferred the plane-of-sky morphology of the magnetic field in Perseus B1 by rotating the $850\ \mu\text{m}$ polarisation vectors by 90° since, according to the RAT theory of grain ali-

gnment, this submillimetre polarisation originates from the thermal emission of interstellar dust grains with their long-axis perpendicular to the magnetic field lines in the cloud (e.g. Andersson et al. 2015) [3].

Additionally, we have plotted the relationship between the polarisation fraction P , the de-biased polarised intensity I_p , and the Stokes I total intensity. We have shown that there exists a clear trend in Perseus B1 of decreasing polarisation fraction P as a function of increasing Stokes I total intensity, although the polarised intensity I_p itself either remains constant or increases slightly. Such a behaviour is likely linked to a depolarisation effect towards higher density regions, such as a complex field geometry or an increased number of turbulent cells along the line-of-sight.

We have applied the angular dispersion analysis developed by Hildebrand et al. (2009) [79] and Houde et al. (2009) [94] to the POL-2 850 μm polarisation map of Perseus B1. By fitting the angular dispersion function, we have measured a turbulent magnetic correlation length δ of 4.6 ± 1.6 arcsec, which for a distance of 235 pc represents a physical length of 1080 AU, and a turbulent-to-ordered magnetic energy ratio of 1.05 ± 0.92 inside the cloud. Furthermore, we have calculated that there are typically 35 turbulent cells integrated along the depth of the cloud within the JCMT's beam size.

Finally, we have estimated the strength of the plane-of-sky component of the magnetic field in Perseus B1 by using the modified DCF method presented by Houde et al. (2009) [94]. To do this, we have assumed a density of $\approx 7.7 \times 10^{-21}$ g cm $^{-3}$ and a velocity dispersion of $(4.50 \pm 75) \times 10^4$ cm s $^{-1}$ for the bulk of the cloud's content in gas. The resulting amplitude of ≈ 20 μG for the plane-of-sky component of the magnetic field is close to the value (19 μG) previously obtained by Matthews & Wilson (2002) [139] using SCUPOL polarimetric observations and Zeeman line-splitting measurements.

Acknowledgements

We would like to thank the staff of the James Clerk Maxwell Telescope, which is operated by the East Asian Observatory, for their invaluable support in the completion of the BISTRO survey. We also wish to thank the people of Hawai'i for granting us access to the unique geographical site of the Mauna Kea observatory. SCUBA-2 and POL-2 were built through grants from the Canada Foundation for Innovation. This research used the facilities of the Canadian

Astronomy Data Centre operated by the National Research Council of Canada with the support of the Canadian Space Agency. This research has also made use of the SIMBAD database, of NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services, and of the NASA/IPAC Extragalactic Database. Finally, we thank Kelvin Au, James Lane, Anna Ordog and Julien Vandeportal for helpful discussions.

CHAPITRE 7

LA STRUCTURE DU CHAMP MAGNÉTIQUE DANS CB 68

Le globule de Bok CB 68 (aussi Lynds 146) est un coeur protostellaire isolé associé à la région de formation d'étoiles d'Ophiuchus. Située à une distance d'environ 160 pc, la proximité de CB 68 en fait un excellent laboratoire afin d'étudier en détails la dynamique entre la matière interstellaire du nuage et sa protoétoile centrale (IRAS 16544-1604) [71, 214]. La structure générale d'un coeur protostellaire est illustrée à la figure 3.1. La polarisation de l'émission thermique à $850 \mu\text{m}$ des poussières interstellaires contenues dans CB 68 a d'abord été détectée avec le polarimètre à pixel-unique UKT14 au JCMT [213]. Cet objet a ensuite été observé de nouveau avec le polarimètre SCUPOL afin de caractériser la morphologie de son champ magnétique, dont l'amplitude a été évaluée à $\approx 130 \mu\text{G}$ à l'aide de la technique de Davis-Chandrasekhar-Fermi [214, 215]. Toutefois, une ré-analyse subséquente de ces données SCUPOL a aussi semblé indiquer que le degré de polarisation mesuré précédemment aurait été surestimé [138].

C'est dans ce contexte que la polarisation à $850 \mu\text{m}$ du coeur protostellaire CB 68 a été observée de nouveau pour la phase de mise en marche du polarimètre POL-2 au JCMT. L'objectif initial de ce projet était double : démontrer d'abord que la sensibilité de POL-2 est suffisante afin de détecter la polarisation de sources étendues peu brillantes, et ensuite comparer les résultats obtenus avec ceux publiés dans la littérature. Ce court chapitre présente les résultats préliminaires de cette étude du champ magnétique dans le globule de Bok CB 68.

7.1 Observations et résultats

Les données obtenues pour CB 68 par l'équipe de mise en marche de POL-2 totalisent 11 heures d'observations effectuées dans de bonnes conditions atmosphériques (c.-à-d. pour des pression de vapeur d'eau $P_{\text{vapeur}} < 1.58 \text{ mm}$) entre le 19 Avril 2016 et le 21 Juin 2017. Les caractéristiques instrumentales de SCUBA-2 et POL-2 ont déjà été présentées au chapitre 4.

La réduction des données polarimétriques pour CB 68 a été effectuée de manière identique à celle pour Barnard 1 (voir la section 2 du chapitre 6). La procédure *pol2map*, qui corrige automatiquement pour la polarisation instrumentale, a été utilisée afin de déterminer les paramètres de Stokes I , Q et U pour chaque position du cube de données résultant, dont la taille des pixels

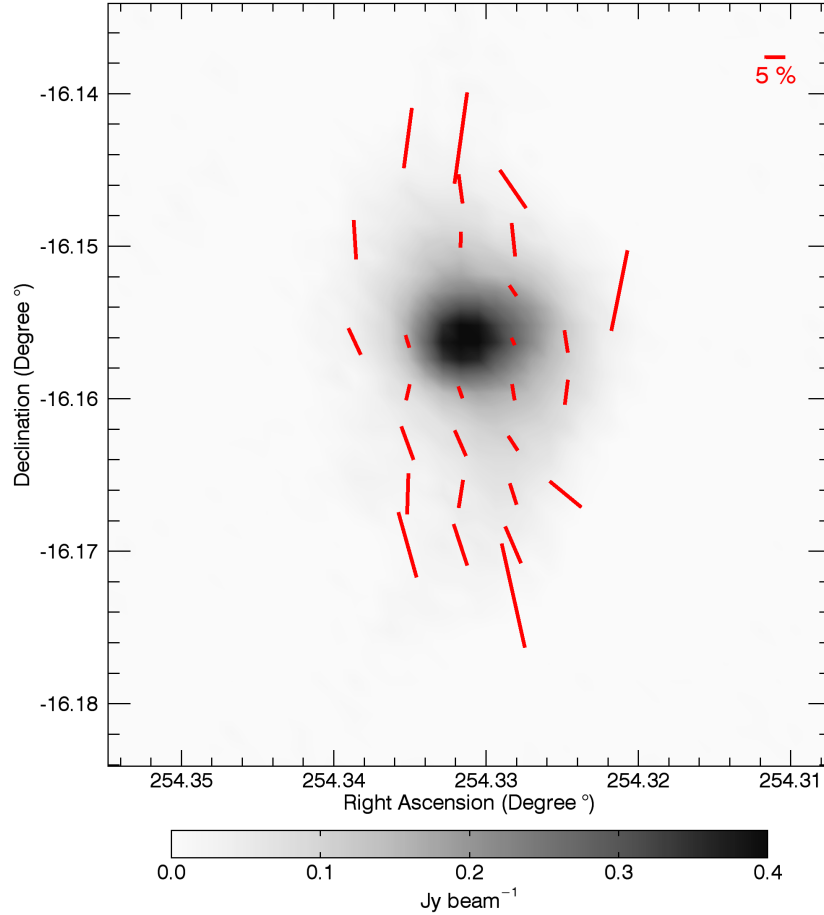


Figure 7.1 : La carte de polarisation linéaire du globule de Bok CB 68 obtenue avec POL-2 à $850 \mu\text{m}$. Le contour en tons de gris trace le paramètre de Stokes I pour l'intensité totale mesurée. La longueur des vecteurs est déterminée par la fraction P de polarisation en pour cent.

est fixée à 12 arcsec. Les vecteurs de polarisation sont définis par la fraction non-biaisée P et l'angle Φ de polarisation tels que calculés à partir des paramètres de Stokes I , Q et U . L'angle de polarisation est mesuré selon la convention de l'Union Astronomique Internationale (UAI), c'est-à-dire en augmentant vers l'Est à partir du Nord céleste. Les expressions pour P et Φ ont précédemment été données à la section 3.1 du chapitre 6. Il faut rappeler ici que la nature quadratique de l'intensité polarisée $\sqrt{Q^2 + U^2}$ combinée à la présence de bruit de mesure peut mener à l'apparition d'un biais positif dans la détermination de la fraction de polarisation. Ce biais doit être corrigé afin d'obtenir la fraction non-biaisée P de polarisation [220].

La carte de polarisation linéaire à $850 \mu\text{m}$ pour CB 68 est présentée à la figure 7.1, où seuls les vecteurs de polarisation respectant un ensemble de critères de sélection prédéfinis sont tracés.

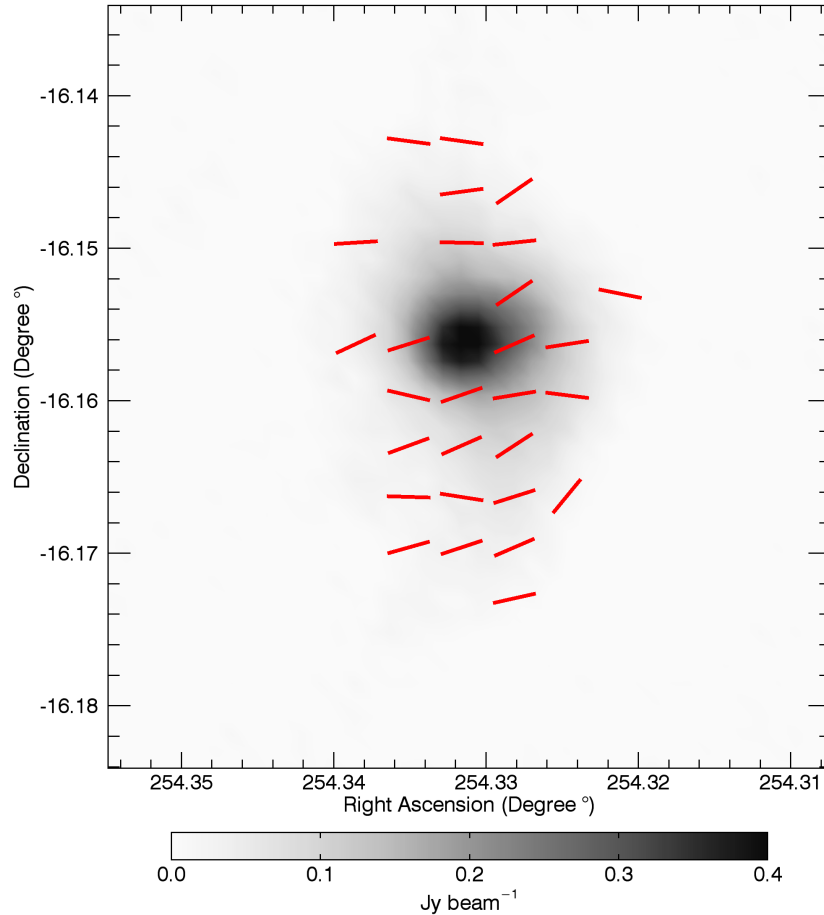


Figure 7.2 : L'orientation dans le plan du ciel du champ magnétique à l'intérieur de CB 68 telle qu'inférée en appliquant une rotation de 90° sur les vecteurs de polarisation présentés à la figure 7.1. Toutefois, contrairement à la figure 7.1, la longueur des vecteurs est fixée arbitrairement à la même valeur afin de faciliter la visualisation de l'orientation du champ. Le contour en tons de gris trace le paramètre de Stokes I pour l'intensité totale mesurée.

Ces critères de sélection sont les suivants : un rapport signal-sur-bruit $I/\sigma_I > 3$ pour l'intensité I et son incertitude σ_I , un rapport signal-sur-bruit $P/\sigma_P > 3$ pour la fraction P de polarisation et son incertitude σ_P , une incertitude $\sigma_P < 5\%$ pour la fraction de polarisation, et une incertitude $\sigma_\Phi < 10^\circ$ pour l'angle de polarisation. L'orientation du champ magnétique dans le globule est quant à elle obtenue en appliquant une rotation de 90° aux vecteurs de polarisation présentés à la figure 7.1, et le résultat est donné à la figure 7.2.

La distribution des angles de polarisation pour CB 68 est donnée dans la figure 7.3 sous la forme d'un histogramme. Cette distribution angulaire de 28 vecteurs a été modélisée à l'aide d'une fonction Gaussienne. La moyenne des angles de polarisation est de 10.6° , ce qui se traduit

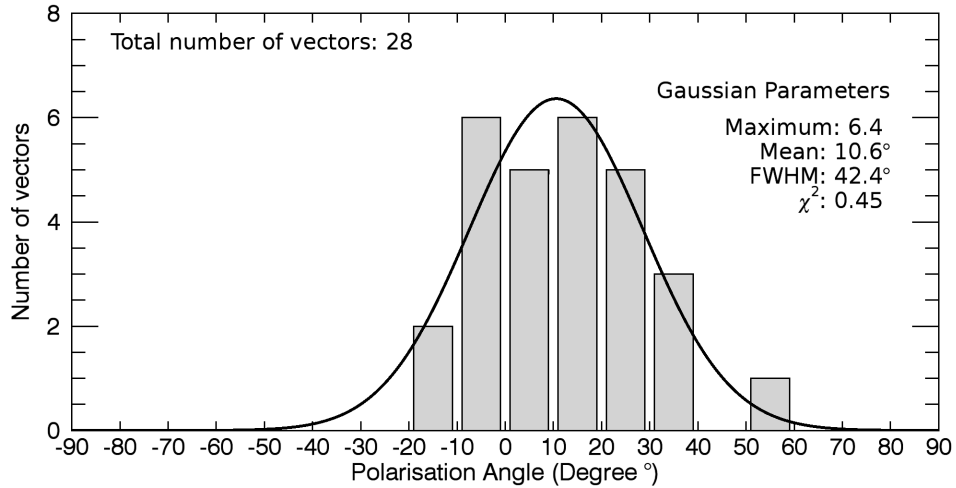


Figure 7.3 : Histogramme présentant la dispersion des angles de polarisation pour CB 68. Les 28 vecteurs de polarisation illustrés à la figure 7.1 sont distribués à l'intérieur d'intervalles de 10° allant de -90° à 90° . La ligne pleine trace la modélisation de cette distribution à l'aide d'une fonction Gaussienne dont les paramètres sont donnés dans la figure.

par une valeur de -79.4° pour l'orientation du champ magnétique à grande échelle dans le cas simple où il est supposé uniforme. La largeur à mi-hauteur (FWHM) de cette Gaussienne est évaluée à 42.4° , ce qui est reliée à la dispersion $\delta\Phi$ des angles de polarisation dans le nuage par la relation $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2} \delta\Phi$.

La relation entre la fraction P et le paramètre de Stokes I pour les vecteurs de polarisation tracés dans la figure 7.1 est donnée à la figure 7.4. Cette figure montre que la fraction de polarisation P est anti-corrélée avec l'intensité totale mesurée, ce qui suggère un effet de dépolarisation vers les régions les plus denses du globule. Comme discuté à la section 2.4.2, l'intensité de l'émission thermique de la poussière interstellaire est reliée, entre autres, à la densité du milieu étudié. Une forme de dépolarisation pourrait expliquer la non-détection de la polarisation dans le centre du nuage, qui est aussi sa partie la plus brillante.

7.2 Discussion

L'objectif premier de ce projet, qui était de montrer que POL-2 est capable de détecter de faibles niveaux de polarisation, est donc atteint avec succès puisque la détection par POL-2 de la polarisation linéaire à $850 \mu\text{m}$ dans CB 68 est significative par rapport aux critères de sélection choisis. De plus, les observations avec POL-2 sont en accord avec celles publiées dans

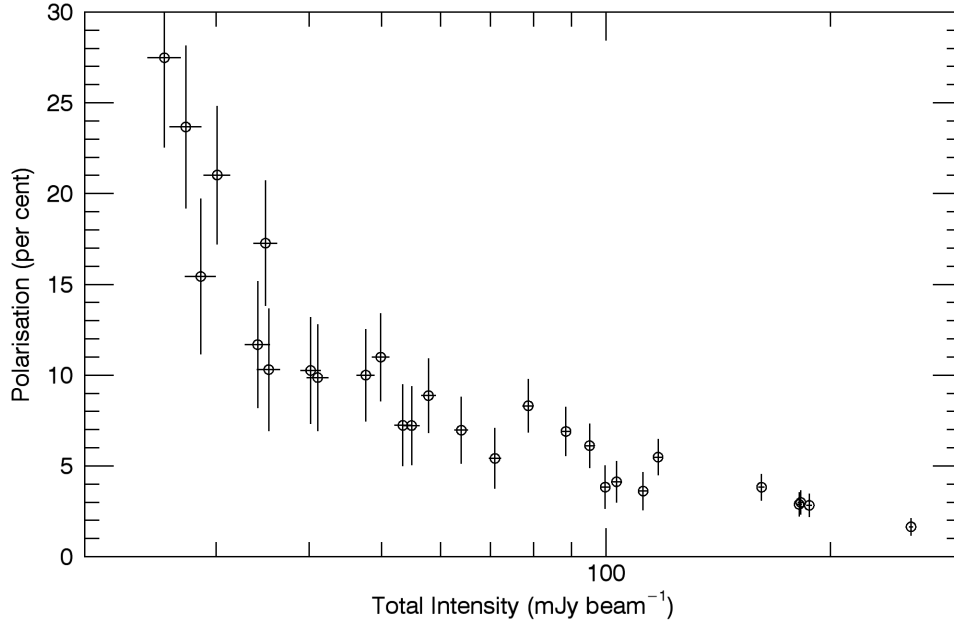


Figure 7.4 : L'effet apparent de dépolarisation mesuré dans les observations à $850 \mu\text{m}$ de CB 68. La fraction P de polarisation est tracée ici en fonction du paramètre de Stokes I pour les vecteurs de polarisation de la figure 7.1.

la littérature, c'est-à-dire que le champ magnétique dans CB 68 est relativement uniforme à grande échelle et sa composante dans le plan du ciel est approximativement orientée sur un axe Est-Ouest [213, 215].

Bien que les cartes de polarisation obtenues avec SCUPOL et POL-2 pour CB 68 sont qualitativement similaires, la dispersion des angles de polarisation est plus petite pour les données POL-2 ($\delta\Phi \approx 18^\circ$) que pour celles de SCUPOL ($\delta\Phi \approx 38^\circ$) [215]. Le champ magnétique serait donc a priori mieux ordonné que ce qui avait été mesuré auparavant, et ainsi son amplitude pourrait avoir été sous-estimée par un facteur ≈ 2 .

En utilisant les mêmes paramètres que Vallée, Greaves & Fiege 2003 [215] pour la densité et la dispersion de vitesse du gaz le long de la ligne de visée, il est possible d'évaluer l'amplitude de la composante dans le plan du ciel du champ magnétique à grande échelle à partir de la méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi (voir section 3.2.2). En posant $A = 0.5$, $\delta V = 0.4 \text{ km s}^{-1}$ et $\rho = \mu m_{\text{H}} n$, où $\mu = 2.3$ et $n = 7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, dans l'équation 3.23, on obtient pour une dispersion $\delta\Phi \approx 18^\circ$ (ou $\approx 0.3 \text{ rad}$) une amplitude $B_{\text{pos}} \approx 370 \mu\text{G}$ pour la composante dans le plan du ciel du champ magnétique. Dans le cas d'une dispersion $\delta\Phi \approx 38^\circ$, on trouve plutôt $B_{\text{pos}} \approx$

175 μG , ce qui est très proche de l'amplitude publiée précédemment [215]. Il est toutefois important de noter que cette évaluation est très approximative et que l'amplitude du champ magnétique pourrait être surestimée si la contribution de cellules turbulentes dans la ligne de visée est plus importante qu'attendue (c.-à-d. $A < 0.5$). Une détermination plus robuste des propriétés turbulentes et magnétiques de CB 68 pourrait être obtenue à l'aide de la technique de dispersion angulaire utilisée au chapitre 6 [94].

D'ailleurs, l'effet de dépolarisation illustré à la figure 7.4 pourrait être expliqué en partie par une augmentation du nombre de cellules turbulentes le long de la ligne de visée en direction des parties les plus denses du nuage. L'addition de plusieurs cellules turbulentes magnétisées dont le champ magnétique est orienté aléatoirement diminuerait la fraction de polarisation mesurée dans la source. De plus, puisque CB 68 est un coeur protostellaire à un stade relativement avancé d'évolution, il est aussi possible que la géométrie du champ magnétique autour de la protoétoile soit suffisamment complexe (voir section 3.3) afin de diminuer la polarisation totale mesurée à l'intérieur d'un élément de résolution. Cela pourrait expliquer pourquoi le degré de polarisation vers la partie la plus dense du globule n'est pas significative, ce qui est aussi le cas pour les observations SCUPOL [215].

La protoétoile au centre de CB 68 est à l'origine d'un flot moléculaire détecté à partir d'observations spectroscopiques et illustré à la figure 7.5. La différence d'orientation entre le champ magnétique à grande échelle et le flot moléculaire suggère que le champ magnétique était mal initialement mal aligné avec le moment angulaire dans le coeur préstellaire d'origine. Les lignes de champ magnétique dans CB 68 pourrait donc avoir une morphologie en sablier modifié [108], ce qui est la configuration suggérée précédemment pour cet objet [214, 215]. Les observations avec POL-2 n'ont toutefois pas la résolution nécessaire afin de vérifier cette hypothèse au centre du globule, et donc il n'est pas impossible que la configuration du champ magnétique y soit différente [56].

7.3 Conclusion

En conclusion, nous avons détecté avec POL-2 la polarisation à 850 μm du coeur protostellaire CB 68. Nous avons caractérisé la morphologie et l'amplitude de la composante dans le plan du ciel du champ magnétique, et avons comparé les résultats préliminaires obtenus avec la littérature. Des observations avec une meilleure résolution que celle du JCMT (p. ex. avec

l'interférométrie), ainsi que l'application d'une version plus robuste de la technique de Davis-Chandrasekhar-Fermi [94], permettraient de pousser plus loin la caractérisation de la dynamique à l'intérieur de ce globule de Bok. Additionnellement, des observations polarimétriques de cette source à plusieurs longueurs d'onde permettraient de tester l'efficacité d'alignement des grains de poussière à l'intérieur d'environnements denses [212].

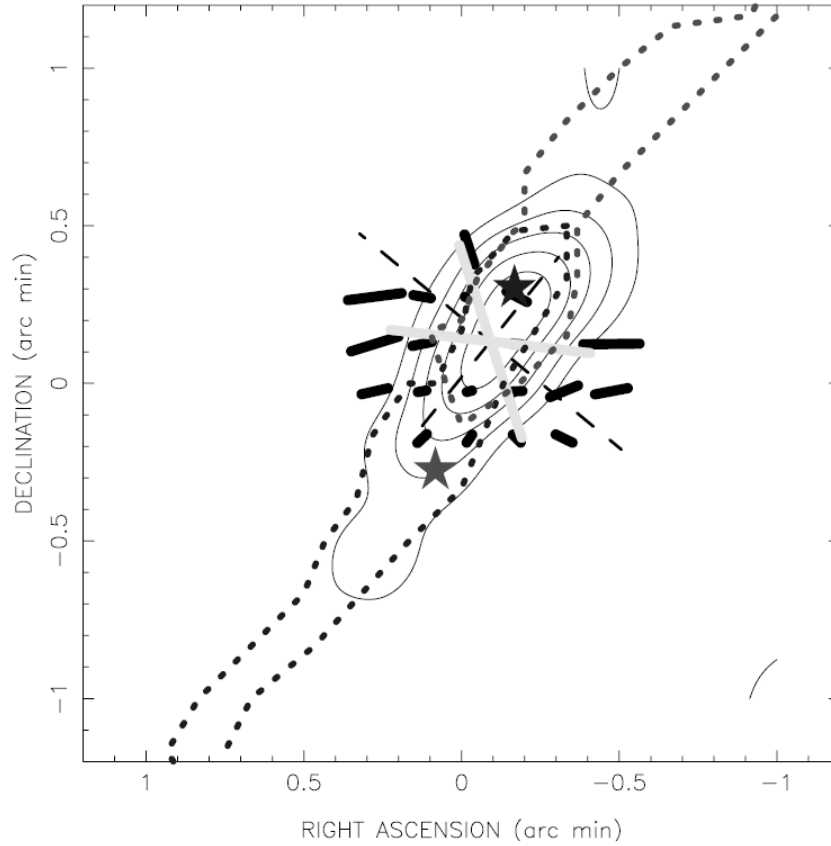


Figure 7.5 : La dynamique du coeur protostellaire CB 68. Le contour plein trace l'intensité intégrée de la raie moléculaire ^{12}CO J=3-2 entre 4.3 km s^{-1} et 5.8 km s^{-1} . La croix en traits minces indique la position du maximum d'intensité de l'émission continue de la poussière inter-stellaire. Le contour pointillé trace les lobes du flot moléculaire issu de la protoétoile centrale, et les symboles d'étoiles indique la position des maximum d'intensité dans chaque lobe. Les traits gras tracent l'orientation du champ magnétique telle que déduite des données SCUPOL [215]. La croix grise trace une projection possible d'un champ magnétique avec une morphologie en sablier et aligné avec le flot moléculaire. Cette image est tirée de la figure 4 de Vallée & Fiege 2007 [214].

CHAPITRE 8

LA VARIABILITÉ DE LA POLARISATION DANS LES NOYAUX GALACTIQUES ACTIFS

Ce chapitre présente une étude de la variabilité temporelle dans la polarisation linéaire mesurée à $850 \mu\text{m}$ pour une sélection de noyaux galactiques actifs. Même si l'article présenté ici est en préparation, il est suffisamment avancé afin de pouvoir être bientôt soumis à une revue telle que « Monthly Notices of the Royal Astronomical Society ». L'article a déjà été distribuée à tous les co-auteurs, et la plupart des commentaires reçus ont été inclus dans cette version. Ce projet de recherche a été réalisé dans le cadre de la mise en marche du polarimètre POL-2 au JCMT.

En tant que premier auteur, j'ai rédigé la majorité de l'article avec l'aide de mon directeur de recherche, sauf pour la section sur le SMA qui a été écrite par Ramprasad Rao. Grâce au support de l'équipe au JCMT, j'ai eu l'opportunité de mener ce projet depuis son commencement. Spécifiquement, j'ai été responsable de déterminer le protocole d'observation, de réduire les données polarimétriques obtenues, d'analyser les cubes de polarisation résultants, de caractériser la variabilité de ces objets, et finalement de comparer nos résultats avec la littérature.

Les co-auteurs sur cet article sont soit membres de l'équipe de mise en marche de POL-2, ou encore spécialistes de l'astrophysique extragalactique. Les commentaires de Marie-Lou Gendron-Marsolais, Julie Hlavacek-Larrondo, Sang-Sung Lee, Ramprasad Rao et Ian Robson ont été particulièrement utiles afin de contextualiser ce projet de recherche par rapport aux problématiques liées à l'étude des noyaux galactiques actifs. Additionnellement, les commentaires de Doug Johnstone, Kevin Lacaille et Kate Pattle ont aidé à améliorer le flot du texte. Finalement, les données à 1.3 mm de 3C 273 et 3C 279 obtenues avec le SMA ont été fournies par Ramprasad Rao.

POL-2 : Rapid variability in submillimetre linear polarisation from four radio-loud AGN

Authors and affiliations

S. Coudé,^{1,2} P. Bastien,^{1,2} M.-L. Gendron-Marsolais,^{1,3} J. Hlavacek-Larrondo,^{1,3} S.-S. Lee,^{4,5} R. Rao,⁶ I. Robson,⁷ K. Lacaille,^{8,9} D. Johnstone,^{10,11} K. Pattle,⁷ D. S. Berry,¹² A. Chrysostomou,^{13,14} J. Dempsey,¹² P. Friberg,¹² S. F. Graves,¹² J. Greaves,^{15,16} M. Houde,¹⁷ J. Kennedy,^{1,18} H. Parsons,¹² M. G. Rawlings,¹² and G. Savini¹⁹

¹ Centre for Research in Astrophysics of Québec (CRAQ), ² Institute for Research on Exoplanets (iREx) & ³ X-TRA Astrophysics Research Group, Université de Montréal, Département de Physique, C.P. 6128 Succ. Centre-ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada

⁴ Korea Astronomy and Space Science Institute, Daedeokdae-ro, Yuseong-gu, Daejeon 34055, Republic of Korea

⁵ Korea University of Science and Technology, 217 Gajeong-ro, Yuseong-gu, Daejeon 34113, Republic of Korea

⁶ Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, 645 N. A‘oh‘kū Place, University Park, Hilo, Hawaii 96720, USA

⁷ Jeremiah Horrocks Institute, University of Central Lancashire, Preston PR1 2HE, United Kingdom

⁸ Department of Physics and Atmospheric Science, Dalhousie University, Halifax, NS B3H 4R2, Canada

⁹ Department of Physics and Astronomy, McMaster University, Hamilton, ON L8S 4M1, Canada

¹⁰ NRC Herzberg Astronomy and Astrophysics, 5071 West Saanich Rd, Victoria, BC V9E 2E7, Canada

¹¹ Department of Physics and Astronomy, University of Victoria, Victoria, BC V8P 1A1, Canada

¹² East Asian Observatory, 660 N. A‘oh‘kū Place, University Park, Hilo, Hawaii 96720, USA

¹³ School of Physics, Astronomy & Mathematics, University of Hertfordshire, College Lane, Hatfield, Hertfordshire, AL10 9AB, United Kingdom

¹⁴ Square Kilometre Array Organisation, Jodrell Bank Observatory, Lower Withington, Macclesfield, Cheshire SK11 9DL, United Kingdom

¹⁵ School of Physics and Astronomy, University of St. Andrews, North Haugh, St. Andrews, Fife KY16 9SS, United Kingdom

¹⁶ School of Physics and Astronomy, Cardiff University, The Parade, Cardiff CF24 3AA, United Kingdom

¹⁷ Department of Physics and Astronomy, The University of Western Ontario, 1151 Richmond Street, London N6A 3K7, Canada

¹⁸ Secret location, Ottawa, Canada, Planet Earth, Solar System, Milky Way Galaxy, Local Group, Virgo Cluster

¹⁹ OSL, Physics & Astronomy Dept., University College London, London WC1E 6BT, United Kingdom

Abstract

We present the results from the first monitoring campaign by the POL-2 commissioning team at the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) to measure temporal variability in the 850 μm linear polarisation of four radio-loud AGN : 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3. We report variability in both fraction and angle of polarisation on timescales of months for 3C 84, 3C 273 and 3C 279. Combining JCMT and SMA observations of 3C 273, we find evidence of large variations in its polarisation at 850 μm and 1.3 mm over the course of six months. We also report the detection of variability on timescales of weeks, and potentially days, in the 850 μm polarisation fraction of 3C 279. This rapid variability in continuum linear polarisation at submillimetre wavelengths could be indicative of magnetized turbulence in compact regions at the base of energetic jets within the active nucleus of the host galaxies.

8.1 Introduction

Active galactic nuclei (AGN) exhibit some of the most energetic physical processes in the known Universe. Among these processes are relativistic jets fuelled by accretion onto the supermassive black holes at the centre of galaxies, which can have a significant influence on the environment within galaxy clusters. Many of these active galaxies appear as unresolved quasi-

stellar objects (QSO) at radio and millimetre wavelengths. The QSOs presented in this paper (3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3) are among the most commonly observed radio sources in the sky. These four sources are known to be variable in total intensity at Gamma (e.g. Dutson et al. 2014) [52], X-ray (e.g. Russell et al. 2013 [184]; Fabian et al. 2015 [53]), submillimetre (e.g. Robson et al. 2001 [180]; Jenness et al. 2010 [99]) and radio (e.g. Hogan et al. 2015) [88] wavelengths.

During the early stages of galaxy evolution, supermassive black holes (SMBH) in quasars were accreting at rates close to the Eddington limit from the large quantity of available gas. It is still not understood why ~ 10 per cent of these quasars also have radio jets (Ivezic et al. 2002) [97], including 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3. Nearby AGN like 3C 84 have slowly accreting SMBH but produce more energetic jets of radio-emitting plasma. A summary of relevant characteristics for each source observed in our survey, such as redshift, corresponding rest frame wavelength, spectrum classification, jet viewing angle relative to the line-of-sight, and 7 mm polarisation variability classification, is listed in Table 8.I. The jet viewing angle in particular is a key component to understanding the apparent properties of blazars (Jorstad et al. 2007 [104]; Marscher 2014 [134]).

The main emission mechanism from submillimetre to radio wavelengths in AGN is non-thermal synchrotron radiation from the relativistic electron population accelerated along the magnetic field lines in highly energetic jets. Submillimetre emission in particular is expected to probe the young energetic electron population within $\approx 10^4$ Schwarzschild radius of the supermassive black hole within these AGN (Marscher 2006a [133], b [132]). The linear polarisation from this synchrotron emission depends on the geometry of the local magnetic field and the trajectory of the emitting particles, but is nonetheless expected to be preferentially perpendicular to the magnetic field's orientation (Aller et al. 2003) [2]. Submillimetre polarimetry is therefore a powerful tool to independently probe the structure and dynamics at the base of these jets.

The maximum theoretical polarisation fraction at millimetre wavelengths for this type of synchrotron emission in a uniform magnetic field is ≈ 70 %, which to our knowledge has never been observed towards any AGN (Pacholczyk 1970 [157]; Jorstad et al. 2007 [104]). One possible explanation for the comparatively low levels of polarisation measured in these sources (< 20 %) is de-polarisation by the integration within a telescope beam of multiple turbulent cells with differing field orientations along the jets. Depending on the characteristics of the source

Tableau 8.I : Properties of the studied AGN and jets

Name	Redshift z	λ_{rest}^1 μm	Spectrum ²	$\Theta_0^{3,5}$ degrees	Type ^{4,6}
3C 84	0.0183 ⁷	834.7	S1.5		
3C 273	0.158 ⁸	734.0	HP	6.1 ± 0.8	LVP
3C 279	0.536 ⁹	553.4	HP	2.1 ± 1.1	IVP
3C 454.3	0.859 ¹⁰	457.2	HP	1.3 ± 1.2	HVP

¹ Rest frame wavelength of the redshifted observations at $850 \mu\text{m}$.

² Spectrum classification by Véron-Cetty & Véron (2010) [216] : Seyfert (S) or high optical polarisation quasar (HP).

³ Jet viewing angle relative to the line-of-sight.

⁴ Classification of the 7 mm polarisation variability (see Section 8.3) : low (LVP), intermediate (IVP) and high (HVP).

⁵ Jorstad et al. (2005) [103].

⁶ Jorstad et al. (2007) [104].

⁷ Gendron-Marsolais et al. (2017) [58].

⁸ Strauss et al. (1992) [204].

⁹ Marziani et al. (1996) [135].

¹⁰ Hewitt & Burbidge (1989) [76].

being studied, these turbulent cells could contribute a large fraction of the observed variability in total and polarized flux towards AGN with jets (Marscher 2014) [134]. Frequent monitoring of the temporal variability in the polarisation of AGN can therefore be a valuable tool to study the physical properties of extra-galactic jets. In some cases, these objects could even show intra-day variability in linear polarisation (Lee et al. 2016) [119].

An additional contribution to the measured total and polarised intensities at submillimetre wavelengths may come from the optically thin thermal emission from the interstellar dust contained within the host galaxies of the observed AGN. This thermal emission peaks at far-infrared wavelengths and is known to be polarised in our own Galaxy (Planck Collaboration et al. 2014 [172], 2015 [171]). However, it is unlikely that the emission from interstellar dust significantly contributes to the variability of these objects considering the spatial and timescales involved.

The variability of the polarisation towards 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3 was studied as part of the commissioning of the new POL-2 polarimeter at the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT). POL-2 is part of a new generation of submm/millimetre-wavelength polarimeters that are currently being, or have recently been, commissioned at several observatories around the world. These include the Atacama Large Millimetre Array (ALMA) in Chile (Nagai et al. 2016) [147], the IRAM 30-m telescope in Spain (Ritacco et al. 2017) [178] and the Stra-

atmospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA) (Vaillancourt et al. 2007) [211]. With these additional tools at its disposal, the scientific community is truly entering a new era for multi-wavelength millimetre and submillimetre polarimetry.

This paper presents the results of a 9-month monitoring campaign of the linear polarisation measured with POL-2 at $850 \mu\text{m}$ towards four radio sources : 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3. Although these four sources were already known to have variable polarisation at submillimetre and millimetre wavelengths, the vast majority of previous measurements were made at intervals longer than one month (except for 3C 84 in 2012) (Nartallo et al. 1998 [148]; Jorstad et al. 2007 [104]; Plambeck et al. 2014 [167]). With support from the East Asian Observatory (EAO), the POL-2 commissioning team had the unique opportunity to study on timescales of days and weeks the variability of the submillimetre polarisation towards these active galaxies.

The following sections will describe the techniques used for the POL-2 observations of 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3 (Section 8.2), present the methods (Section 8.3) and the main results of this project (Section 8.4), and briefly discuss their physical significance in the context of active galactic nuclei (Section 8.5). We suppose typical cosmological parameters : $H_0 = 69.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.286$ and $\Omega_{vac} = 0.714$.

8.2 Observations

8.2.1 JCMT

The JCMT, which is operated by EAO, is a submillimetre observatory at the summit of Mauna Kea in Hawaii, USA. The SCUBA-2 submillimetre camera consists of eight cryogenically cooled superconducting detector arrays capable of observing continuum emission in both the 850 and the $450 \mu\text{m}$ atmospheric windows simultaneously (Holland et al. 2013) [89].

The main components of the POL-2 polarimeter are a rotating half-wave plate and a fixed polariser placed in the optical path of the SCUBA-2 camera (Bastien et al. 2011 [14]; Friberg et al. 2016 [57]). This configuration allows POL-2 to take advantage of SCUBA-2's sensitivity in order to create wider and deeper polarisation maps than its predecessor SCUPOL (Greaves et al. 2003) [66]. Although polarimetric data is generated by POL-2/SCUBA-2 at both 450 and $850 \mu\text{m}$ simultaneously, only the $850 \mu\text{m}$ mode has been fully commissioned.

The STARLINK procedure *pol2map* is used to transform POL-2 time-series observations and

create Stokes I , Q & U maps. These maps are automatically software-corrected for instrumental polarisation. The model for instrumental polarisation at $850 \mu\text{m}$ was extensively tested with sky-dips and planet observations (Friberg et al. 2016 [57]; Bastien et al. in prep.). Removal of the instrumental polarisation is an essential step in the analysis of POL-2 data, otherwise the reduction will provide aberrant results.

The POL-2 monitoring campaign of radio sources 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3 started on 4 January 2016 and ended on 27 September 2016, thereby covering a period of approximately 9 months. The four objects chosen for this project are all bright ($> 1 \text{ Jy beam}^{-1}$) submillimetre sources at $850 \mu\text{m}$. This makes them detectable by SCUBA-2 in most weather conditions, even for polarimetric measurements. However, POL-2 Stokes I , Q & U maps require longer integration times in order to reach sensitivities comparable to regular SCUBA-2 continuum maps; this makes using POL-2 prohibitively time-consuming if the atmospheric opacity is too high. For this reason, all the sources in this project were observed while in relatively good weather conditions (i.e. when the atmospheric opacity at 225 GHz is $\tau_{225} < 0.1$).

The POL-2 observations were all obtained from constant velocity (8 arcsec s^{-1}) daisy-like telescope patterns on the sky, which covers a field of $\approx 11 \text{ arcmin}$ centred on the target source. Since the half-wave plate rotates at a rate of 2 Hz, this scanning speed allows for at least 4 complete modulations at every position in the map. The pixel-scale of the resulting maps is 4 arcsec. The main component of the SCUBA-2 beam at $850 \mu\text{m}$ can be approximated by a single circular Gaussian with a FWHM of 14.6 arcsec (Dempsey et al. 2013) [40]. The flux conversion factor (FCF) used for the data calibration is $725 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ pW}^{-1}$ for the Stokes I , Q & U maps.

Typical POL-2 observations taken for this project on any given night have integration times between 20 and 60 minutes. Regular SCUBA-2 science scans (~ 10 minutes) were also obtained on most nights to serve as independent checks for the Stokes I maps. After verification, only the observation made on 28 April 2016 (day 119) for 3C 279 appears problematic. The measured POL-2 Stokes I peak intensity on that day is anomalously low when compared to the corresponding SCUBA-2 total intensity. This is likely due to an error in calibration during the data acquisition. However, since the Stokes Q & U parameters are derived from the same time-series, they are necessarily affected in a similar way as the Stokes I map. Because the fraction and angle of polarisation are relative measurements, they should not be affected significantly by these types of calibration errors apart from the much larger uncertainties. For this reason, we do

not exclude these measurements from the results presented in this paper.

The polarisation properties of each source are derived from the Stokes I , Q & U cubes described in this section. We follow the convention set by the International Astronomical Union for the Stokes parameters. For each individual night, the peak total intensity is obtained by fitting a two-dimensional Gaussian beam to the unresolved AGN core in the Stokes I map. The size and position of this fitted Gaussian are then used to fit the peak intensities in both the Stokes Q & U maps. The Stokes I , Q & U parameters are used to calculate the polarised intensity, and the fraction and angle of polarisation. The uncertainties for each parameter are calculated by measuring the standard deviation in a ring between 100 and 200 arcsec of the central source for each segment of the Stokes I , Q & U cube. This is done in order to measure the off-source RMS in a region of good coverage, and this method is comparable to typical methods of noise measurements with SCUBA-2 (e.g. Pattle et al. 2017) [162].

Although the studied AGN are brightly polarised at $850 \mu\text{m}$ (i.e. the signal-to-noise for the polarised intensity is $\text{PI} > 5\sigma_{\text{PI}}$), the uncertainties on the Stokes Q & U parameters are nonetheless used to de-bias the derived polarised intensity PI (Wardle & Kronberg 1974 [220]; Vidal et al. 2016 [217]). The full list of derived parameters for 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3 can be found in Tables 8.II, 8.III, 8.IV and 8.V.

Finally, the polarisation fractions and angles derived from the peak Stokes I , Q & U values were compared to those obtained by simply binning the pixel values in a 20 arcsec wide circle centred on the sources. The results from this comparison are shown in Figure 8.1. Both methods agree within uncertainties, which gives us confidence that the chosen method for the calculation of the Stokes parameters is valid.

8.2.2 SMA

The details of the observations of 3C 273 from the Submillimeter Array (SMA; Ho et al. (2004) [87]) are shown in Table 8.VI. The authors are grateful to the SMA Principal Investigators (Geoffrey C. Bower and Daniel P. Marrone) for providing access to proprietary raw data. All of the SMA observations were obtained at a wavelength of $1300 \mu\text{m}$. The data were calibrated using both the MIR-IDL and the MIRIAD data reduction packages. Each of the sources listed in the table was used as a polarisation calibrator and observed over a wide range of parallactic angles in order to solve for both the source and the instrumental polarisations. The details of the

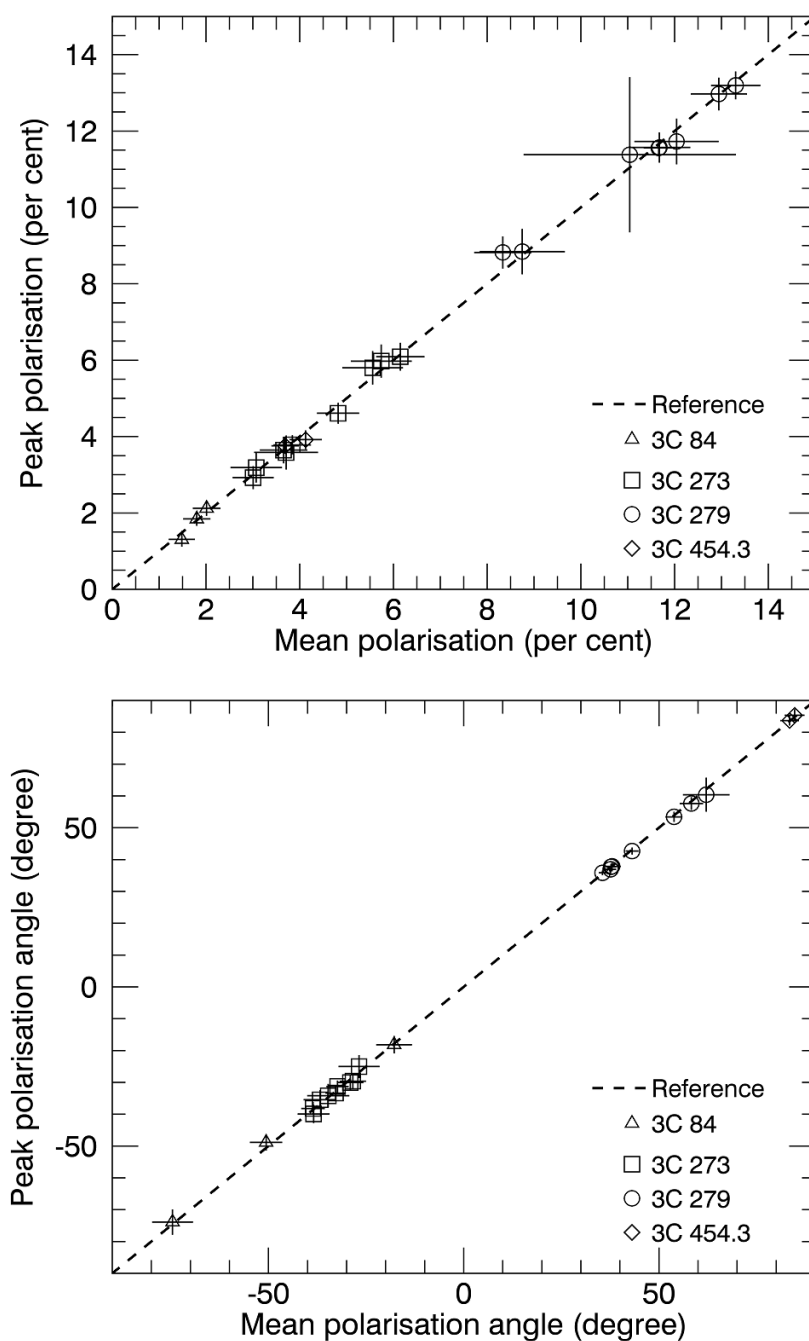


Figure 8.1 : Comparison between the $850 \mu\text{m}$ polarisation obtained from the peak intensities (peak photometry) and the binned intensities (aperture photometry) in the Stokes I , Q & U maps for quasars 3C 84 (triangles), 3C 273 (squares), 3C 279 (circles) and 3C 454.3 (diamonds). *Top* : Fraction of polarisation as a percentage of the $850 \mu\text{m}$ total intensity. *Bottom* : Angle of polarisation. In each panel, the dashed line follows a 1 : 1 correspondence. Both methods give results which are within uncertainties from each other.

Tableau 8.II : POL-2 polarisation measurements for 3C 84

Date	Day	I ₈₅₀ Jy	σ _I Jy	Q mJy	σ _Q mJy	U mJy	σ _U mJy	PI mJy	σ _{PI} mJy	P per cent	σ _P per cent	θ degrees	σ _θ degrees
20160104	4	6.779	0.009	101	11	-74	11	125	11	1.8	0.2	-18.1	2.5
20160806	219	7.955	0.014	-89	14	-56	13	104	14	1.3	0.2	-73.9	3.8
20160927	271	7.500	0.014	-21	13	-158	13	159	13	2.1	0.2	-48.8	2.3

Tableau 8.III : POL-2 polarisation measurements for 3C 273

Date	Day	I ₈₅₀ Jy	σ _I Jy	Q mJy	σ _Q mJy	U mJy	σ _U mJy	PI mJy	σ _{PI} mJy	P per cent	σ _P per cent	θ degrees	σ _θ degrees
20160112	12	4.819	0.011	43	11	-177	11	182	11	3.8	0.2	-38.2	1.7
20160118	18	5.715	0.017	37	19	-206	19	208	19	3.6	0.3	-39.9	2.6
20160124	24	5.355	0.020	71	23	-180	23	192	23	3.6	0.4	-34.2	3.5
20160125	25	5.281	0.015	51	15	-147	15	154	15	2.9	0.3	-35.4	2.8
20160427	118	5.759	0.022	172	23	-288	24	334	24	5.8	0.4	-29.6	2.0
20160428	119	6.258	0.024	187	26	-325	26	374	26	6.0	0.4	-30.1	2.0
20160507	128	5.333	0.021	129	19	-299	18	325	18	6.1	0.3	-33.4	1.7
20160521	142	5.567	0.016	118	15	-228	14	257	14	4.6	0.3	-31.3	1.6
20160604	156	4.617	0.017	95	18	-114	17	147	17	3.2	0.4	-25.0	3.4

polarisation techniques and calibrations employed at the SMA are discussed in Marrone & Rao (2008) [131] and Marrone et al. (2006) [130]. The instrumental polarisation was measured to an accuracy of 0.1%.

8.3 Methods

The variability for each source is evaluated with the variability indices V_{λ}^P and V_{λ}^{θ} defined in Aller et al. (2003) [2] and Jorstad et al. (2007) [104] for the fraction and the angle of polarisation respectively.

The variability in fraction of polarisation can be written as :

$$V_{\lambda}^P = \frac{\left(P_{\lambda}^{\max} - \sigma_{P_{\lambda}^{\max}}\right) - \left(P_{\lambda}^{\min} + \sigma_{P_{\lambda}^{\min}}\right)}{\left(P_{\lambda}^{\max} - \sigma_{P_{\lambda}^{\max}}\right) + \left(P_{\lambda}^{\min} + \sigma_{P_{\lambda}^{\min}}\right)}, \quad (8.1)$$

where P_{λ}^{\max} and P_{λ}^{\min} are the maximum and minimum polarisation fractions at a given wavelength λ , with $\sigma_{P_{\lambda}^{\max}}$ and $\sigma_{P_{\lambda}^{\min}}$ being their respective uncertainties.

The variability in polarisation angle can be expressed as :

$$V_{\lambda}^{\theta} = \frac{1}{90^{\circ}} \left[\left(\theta_{\lambda}^{\max} - \theta_{\lambda}^{\min}\right) - \sqrt{\sigma_{\theta_{\lambda}^{\max}}^2 + \sigma_{\theta_{\lambda}^{\min}}^2} \right], \quad (8.2)$$

where θ_{λ}^{\max} and θ_{λ}^{\min} are the maximum and minimum angles of polarisation, with $\sigma_{\theta_{\lambda}^{\max}}$ and

Tableau 8.IV : POL-2 polarisation measurements for 3C 279

Date	Day	I ₈₅₀ Jy	σ_I Jy	Q mJy	σ_Q mJy	U mJy	σ_U mJy	PI mJy	σ_{PI} mJy	P per cent	σ_P per cent	θ degrees	σ_θ degrees
20160104	4	4.438	0.008	161	9	487	9	513	9	11.6	0.2	35.8	0.5
20160112	12	3.682	0.014	80	15	315	15	325	15	8.8	0.4	37.9	1.3
20160124	24	3.856	0.014	139	15	481	16	500	16	13.0	0.4	37.0	0.9
20160125	25	4.127	0.014	137	14	527	14	545	14	13.2	0.3	37.7	0.8
20160427	118	4.264	0.022	-161	23	342	25	377	24	8.8	0.6	57.6	1.8
20160428	119	1.352	0.025	-80	27	134	27	154	27	11.4	2.0	60.4	5.1
20160507	128	3.362	0.021	-115	18	378	19	394	19	11.7	0.6	53.4	1.3
20160521	142	3.837	0.015	36	13	443	14	444	14	11.6	0.4	42.7	0.9

Tableau 8.V : POL-2 polarisation measurements for 3C 454.3

Date	Day	I ₈₅₀ Jy	σ_I Jy	Q mJy	σ_Q mJy	U mJy	σ_U mJy	PI mJy	σ_{PI} mJy	P per cent	σ_P per cent	θ degrees	σ_θ degrees
20160806	219	8.022	0.013	-294	13	66	14	301	13	3.8	0.2	83.7	1.3
20160927	271	6.831	0.016	-265	15	43	16	268	15	3.9	0.2	85.3	1.7

$\sigma_{\theta_\lambda \min}$ being their respective uncertainties. Equation 8.2 shown above differs from Equation 2 in Jorstad et al. (2007) [104] by the inclusion of a direct difference in maximum and minimum angles instead of the angular range $|\Delta\theta|$. This is simply because none of the sources presented in this work exceeded a difference of 90° between their minimum and maximum angles of polarisation.

Negative values for V_λ^p and V_λ^θ mean that no significant variability is measured within the provided uncertainties on a given timescale. Jorstad et al. (2007) [104] classified 15 AGN in three categories according to their variability indices at 7 mm : low variability (LVP), intermediate variability (IVP) and high variability (HVP) of polarisation. The established 7 mm classifications for 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3 are shown in Table 8.I. While these variability indices were previously used to characterize variability on a timescale of years, they are nonetheless useful quantities to compare 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3 solely on their $[V_{850}^p, V_{850}^\theta]$ properties for shorter timescales, as long as they are of comparable lengths. The variability indices calculated from the measurements in this work are shown in Table 8.VII, where they are compared to the variability calculated from SCUPOL 850 μm and 1.35 mm measurements catalogued by Jorstad et al. (2007) [104].

It is important to note that the amplitudes of the variability indices V_λ^p and V_λ^θ defined previously depend on the provided uncertainties, and thus do not represent intrinsic physical properties of the studied objects. They should rather be understood as measurements of how large the variability is relative to the sensitivity of the instrument used for the observations. When comparing results obtained from the same instrument (e.g. POL-2), these indices conveniently

Tableau 8.VI : SMA polarisation measurements for 3C 273

Date	Day	P per cent	σ_P per cent	θ degrees	σ_θ degrees
20160130	30	3.8	0.1	-36.1	0.1
20160221	52	5.2	0.1	-28.6	0.1
20160229	60	6.2	0.1	-28.2	0.1
20160511	132	5.6	0.1	-33.5	0.5

Tableau 8.VII : Variability indices for polarisation of the studied AGN¹

Name	SCUPOL ^{2,5}		SCUPOL ^{3,5}		POL-2 ⁴	
	V_{850}^p	V_{850}^θ	V_{1350}^p	V_{1350}^θ	V_{850}^p	V_{850}^θ
3C 84					0.13	0.57
3C 273	0.02	0.61	0.38	0.87	0.28	0.12
3C 279	0.16	0.22	0.54	0.42	0.16	0.22
3C 454.3	0.18	1.28	0.52	0.41	-0.04	-0.01

¹ The variability indices V_λ^p and V_λ^θ for a wavelength λ are defined in Equations 8.1 and 8.2.

² Results from 850 μm SCUPOL observations taken between 1999 December and 2001 January.

³ Results from 1.35 mm SCUPOL observations taken between 1998 March and 1999 September.

⁴ POL-2 results from this work.

⁵ Jorstad et al. (2007) [104].

allow us to quantify the polarisation variability of a sample of sources relative to each other. The comparison between POL-2 and SCUPOL data is only valid because the two instruments have uncertainties that are comparable in magnitude.

Additionally, Kraus et al. (2003) [111] introduced the modulation indices m_P and m_θ and the variability amplitudes Y_P and Y_θ to describe the polarisation variability of AGN at radio wavelengths.

The modulation indices m_P and m_θ can respectively be written as $m_P = 100 \sigma_P / \langle P \rangle$ and $m_\theta = \sigma_\theta$, where $\langle P \rangle$ is the average and σ_P is the standard deviation of the measured polarisation fractions for a given source, and σ_θ is the standard deviation of its observed polarisation angles.

The variability amplitudes Y_P and Y_θ can respectively be written as $Y_P = 3\sqrt{m_P^2 - m_{P,0}^2}$ and $Y_\theta = 3\sqrt{m_\theta^2 - m_{\theta,0}^2}$, where $m_{P,0}$ and $m_{\theta,0}$ are the modulation indices for a reference non-variable source.

Kraus et al. (2003) [111] also adapted the reduced chi-square test from Bevington & Robin-

son (1992) [18] as a variability criterion for both the fraction and angle of polarisation. These chi-square tests ($\chi_{r,P}^2$ and $\chi_{r,\theta}^2$) compare the polarisation measurements and uncertainties for each source with a static case of constant polarisation. The equation for the reduced chi-square values can be written as :

$$\chi_{r,j}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{j_i - \langle j \rangle}{\sigma_{j,i}} \right)^2, \quad (8.3)$$

where N is the number of observations for a given source, j_i is either the fraction P_i or the angle θ_i of polarisation for a single observation, and $\sigma_{j,i}$ is the related uncertainty for that measurement. If the probability that the polarisation can be fitted by a constant function is under 0.5 %, then we consider the source to show significant variability ; this is the case for all the objects in this work but 3C 454.3. Since 3C 454.3 did not show significant variability for either fraction or angle of polarisation, we have used its derived modulation indices m_j as the non-variable reference for the calculation of the variability amplitudes Y_j for all other sources. The results of these calculations are displayed in Table 8.VIII. Obviously, the statistical significance of this method would improve with a greater number of observations for each source.

Finally, an alternative method to verify the variability of a point source would be to compare its polarisation measurements to a theoretical model with noise for a constant polarisation using a Kolmogorov-Smirnov test. This was previously done to test the variability of stellar polarisation standards at optical wavelengths (Clarke & Naghizadeh-Khouei 1994 [32]; Bastien et al. 2007 [15]). This method is especially useful when it is not known beforehand if the source is variable, if the apparent variability is close to the noise level in the observations, or if there are reasons to believe the uncertainties are underestimated. It also requires a large number of observations to be statistically significant, so we have not applied this method to our data, since the maximum number of observations per a source for our monitoring is 9.

8.4 Results

The results of the POL-2 monitoring campaign of 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3 are shown in Figure 8.2 for both the fraction and the angle of polarisation. This figure covers a timescale of approximately 9 months between 2016 January 1 and September 27.

The POL-2 850 μm measurements of polarisation for 3C 273 were complemented with SMA observations at 1.3 mm. This comparison is shown on Figure 8.3 for both the fraction and the

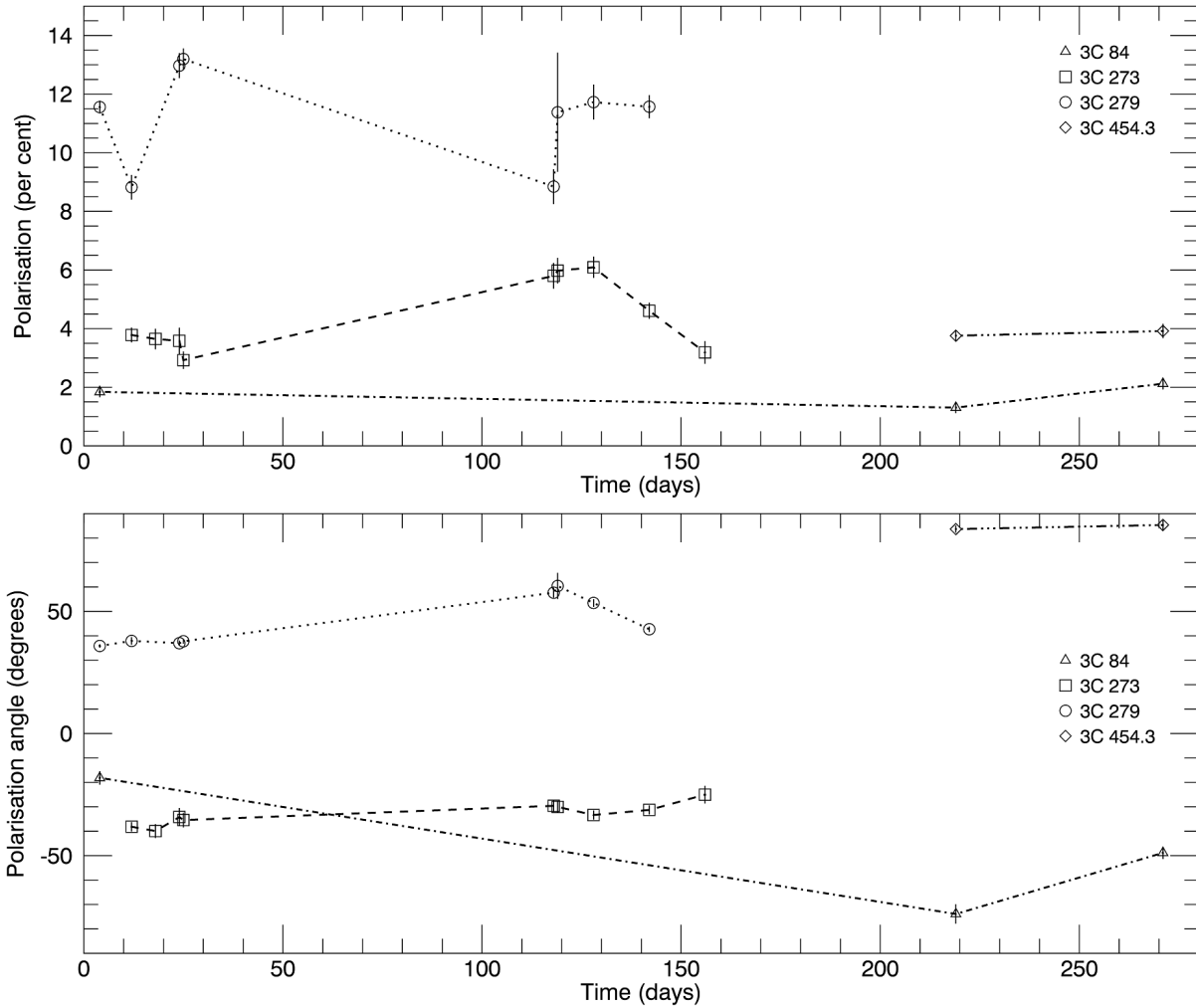


Figure 8.2 : Variability at $850 \mu\text{m}$ of the polarisation towards quasi-stellar radio sources 3C 84 (triangles), 3C 273 (squares), 3C 279 (circles) and 3C 454.3 (diamonds) as a function of time (in days) since 1 January 2016. *Top* : Fraction of polarisation as a percentage of the total intensity at $850 \mu\text{m}$. *Bottom* : Angle of polarisation. In each panel, uncertainties are shown as plain vertical lines while the dashed/dotted lines serve only as visual aids.

Tableau 8.VIII : Modulation indices, variability amplitudes and reduced chi-square values for the studied AGN¹

Name	m_P %	Y_P %	$\chi_{r,P}^2$	m_θ °	Y_θ °	$\chi_{r,\theta}^2$
3C 84	23.6	13.6	5.8	27.9	15.5	91.3
3C 273	28.5	15.2	13.1	4.6	5.6	3.5
3C 279	14.6	10.2	15.3	10.2	9.0	102.1
3C 454.3	2.9	0.0	0.4	1.2	0.0	0.7

¹ The modulation indices m_j , variability amplitudes Y_j and reduced chi-square values $\chi_{r,j}^2$ are defined in Section 8.3 and Equation 8.3.

angle of polarisation respectively. Although no simultaneous observations of this source were made with both the JCMT and the SMA, the two data-sets appear to show similar trends between observations made on 7 May (POL-2) and 11 May (SMA) 2016. Simultaneous observations at 850 μm and 1.3 mm could be used to check if the variability of the Faraday rotation previously measured in the radio towards 3C 273 and 3C 279 (Zavala & Taylor 2004 [228]; Attridge et al. 2005 [10]) can be extrapolated to millimetre and submillimetre wavelengths.

The polarisations of both 3C 273 and 3C 279 show significant levels of variability at 850 μm according to both the variability indices shown in Table 8.VII and the reduced chi-square values given in Table 8.VIII. A key distinction between the two quasars is that the polarisation fraction towards 3C 273 may be changing in a relatively steady fashion on timescales of weeks, which appears to be supported by SMA data at 1.3 mm (Figure 8.3), while 3C 279 exhibits similar levels of variability on shorter timescales. As examples, the polarisation fraction of 3C 279 increased by 50 % in 13 days between 2016 January 12 and 25 (days 12 and 25), and increased by 33 % in less than 11 days between 2016 April 27 and May 7 (days 118 and 128). In both cases, it is possible that we could be under-sampling the variability of the polarisation. We should also note that 3C 279 potentially experienced a significant jump in polarisation fraction within a period of 24 hours between 2016 April 27 and 28 (days 118 and 119). However, the large uncertainties on the observation taken on April 28 (day 119) do not allow us to conclude that intra-day variability was detected for this source. Lastly, it is interesting to note from Table 8.VII that 3C 273 had a much larger variability in polarisation fraction at 850 μm in 2016 compared to SCUPOL measurements taken in 2000, although the same SCUPOL measurements caught larger variations in polarisation angle.

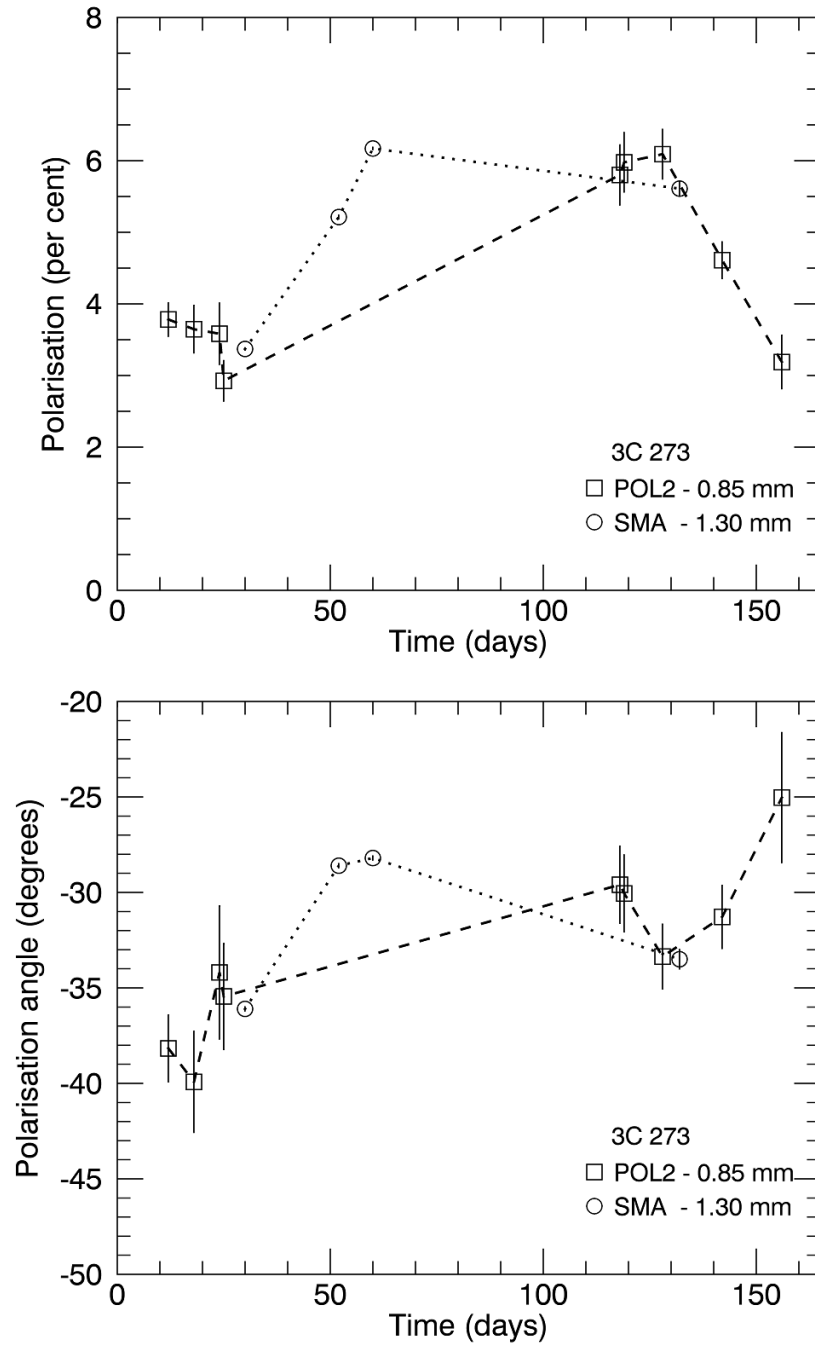


Figure 8.3 : Combined POL-2 & SMA observations of variability at $850 \mu\text{m}$ (squares) and 1.3 mm (circles) of the polarisation towards the quasar 3C 273 as a function of time (in days) since 1 January 2016. *Top* : Fraction of polarisation as a percentage of the total intensity at the given wavelength. *Bottom* : Angle of polarisation. In each panel, uncertainties are shown as plain vertical lines while the dashed/dotted lines serve only as visual aids.

The largest change in polarisation angle over the entire monitoring campaign is seen towards 3C 84. A steady rotation of the polarisation angle was previously measured at 0.9 mm and 1.3 mm by Plambeck et al. (2014) [167] with the SMA in 2012. If the polarisation angle towards 3C 84 is indeed following a similar linear trend in 2016, then we can simply evaluate the rotation of the polarisation angle to $\approx -60^\circ$ per year. This is significantly lower than the rotation measured in 2012 (-210° per year) from 0.9 mm SMA observations of 3C 84. Furthermore, a simple linear trend would not explain the difference in polarisation angle between 2016 August 6 and September 27 (days 219 and 271) unless the rate of rotation is much larger than -210° per year. In fact, a rate of -1226° per year would be needed in order to explain this behaviour with a negative rotation rate. We consider this alternative scenario to be unlikely, although it cannot be completely ruled out by our limited dataset. Additional observations are required in order to characterize the short-term behaviour of the polarisation towards this source, and thus confirm if the trend seen in 2012 was purely serendipitous.

Although 3C 454.3 is listed as a highly variable polarisation source (HVP) at 7 mm, we do not measure any variability at $850 \mu\text{m}$ between two measurements separated by 52 days [2016 August 6 and September 27 (days 219 and 271)]. Additional observations are needed in order to properly characterize both the short-term and long-term behaviour of the $850 \mu\text{m}$ polarisation towards this source.

8.5 Discussion

The standard assumption is that the radio-jets associated with AGN are a by-product of the accretion of matter onto supermassive black holes at the centre of galaxies. Although magnetic fields and disk winds likely play a central role in the production of these jets, questions remain on the exact role of their interplay on observed jet properties (Hawley et al. 2015) [73]. The study of jet launching mechanisms with both theory and observations is therefore crucial to understanding the efficiency of jet production seen in radio galaxies (e.g. Ivezic et al. 2002 [97]; Nemmen & Tchekhovskoy 2015 [151]). Furthermore, the properties and dynamics of the interstellar environments surrounding the black hole are expected to have a significant effect on the structure of the produced jets (e.g. Bromberg & Tchekhovskoy 2016 [19]; Tchekhovskoy & Bromberg 2016 [206]). In any case, radio-loud AGN are some of the most luminous objects in the Universe because of the synchrotron emission from the relativistic electrons accelerated

along the magnetic field lines of highly-energetic jets. This makes it possible to probe the intrinsic properties of these sources even at high redshifts ($z > 0.1$) by studying their variability at submillimetre, millimetre and radio wavelengths.

In the specific case of radio-loud blazars and quasars, their submillimetre activity in total and polarised flux can be explained by the presence of turbulent cells in conical standing shocks at the base of relativistic jets. Marscher (2014) [134] successfully simulated this scenario with the Turbulent Extreme Multi-Zone model (TEMZ). Depending on the viewing angle relative to the jet orientation and the opacity of its content, several turbulent cells with unique field orientations will be integrated along the line-of-sight within a single telescope beam. The polarisation properties of individual turbulent cells are therefore expected to cancel each other, which would explain the seemingly low polarisation fractions measured towards blazars.

One of the prediction of the TEMZ model is that the polarisation variability of blazars will increase in amplitude and in temporal frequency with decreasing wavelength. Shorter wavelengths are expected to be better probes of compact regions at the base of the jets (Marscher 2006a [133], b [132]). The rest frame wavelength associated to each source presented in this study is given in Table 8.I. For sources that share similar intrinsic physical properties, we would expect the polarisation at a given observed wavelength to show increased variability as a function of redshift. This would indeed explain the 7 mm variability classification given by Jorstad et al. (2007) [104] and shown in Table 8.I for 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3; the most redshifted source is also the most variable in linear polarisation. However, this relationship does not appear so evident at submillimetre wavelengths given the results shown in Table 8.VII and 8.VIII.

In fact, the object that displayed the largest modulation in its polarisation fraction during our monitoring campaign is 3C 273. At a redshift of $z = 0.158$ (Strauss et al. 1992) [204], this object is one of the closest known quasars. The derived POL-2 variability indices for this source contrasts with the SCUPOL variabilities shown in Table 8.VII, where 3C 273 did not show a large variability in polarisation fraction at $850 \mu\text{m}$ (but did at 1.35 mm). Instead, SCUPOL measurements at $850 \mu\text{m}$ and 1.35 mm displayed a larger variability in polarisation angle than what was measured with POL-2. If such a large change in polarisation angle is typical for this source, then further monitoring with POL-2 may eventually catch a similar variability in polarisation angle at $850 \mu\text{m}$.

Significant variability in polarisation fraction was also measured for 3C 279 during our mo-

monitoring campaign, but on potentially much shorter timescales than for 3C 273. This would be in agreement with the prediction of rapid variability at shorter wavelengths from the TEMZ model. In addition, the indices shown in Table 8.VII suggest that the amplitude of the variability is potentially larger at 1.35 mm than at 850 μm , but this may be because the calculation is skewed by a comparatively low measurement of the polarisation fraction (2.5 %) at 1.35 mm on 1998 March 3. Similarly, it is not clear if the identical 850 μm SCUPOL and POL-2 variability indices in Table 8.VII are truly representative of both the short- and long-term behaviour due to the limited number of catalogued observations.

Although we did not detect variability in the 850 μm polarisation of 3C 454.3 during our monitoring campaign, it does not mean that this source is not variable at submillimetre wavelengths. In fact, Table 8.VII shows that variability was previously measured in the polarisation of this source at both 850 μm and 1.35 mm. This suggests that our non-detection of variability may be due to a small dataset (only two observations). Alternatively, 3C 454.3 is known for notable periods of stability in submillimetre polarisation while simultaneously exhibiting large variability in total intensity (Jorstad et al. 2007) [104].

Another effect that needs to be taken into account when studying the linear polarisation of AGN with jets is the Faraday rotation induced by the interstellar medium along the line-of-sight. The wavelength dependence of Faraday rotation can be characterised by its rotation measure (RM), which is directly related to the density of free electrons and the amplitude of the magnetic field along the line-of-sight. For polarisation measurements towards AGN, we expect most of this rotation to take place in situ since the densities involved are likely greater than the bulk of the interstellar medium of our Galaxy. Multi-wavelength polarisation measurements are therefore a powerful tool to probe the environment from which AGN jets are launched (i.e. the vicinity of supermassive black holes).

Faraday rotation was previously measured between millimetre and radio wavelengths for all the sources presented in this study (e.g. Jorstad et al. 2007 [104]; Lee et al. 2015; Attridge et al. 2005 [10]; Zavala & Taylor 2004 [228]). Furthermore, temporal variability was observed in the rotation measure derived from observations of 3C 273 and 3C 279 at radio wavelengths (Zavala & Taylor 2001) [227]. Since the polarisation of these objects is highly variable (as shown in this work), multi-wavelengths measurements of polarisation must be done either simultaneously or at least within a few hours from each other. This (quasi-)simultaneity will be especially important if

these sources also show intra-day variability at millimetre wavelengths, which has been observed towards other blazars (Lee et al. 2016) [119]. Since SCUBA-2 always simultaneously observe at $450 \mu\text{m}$ and $850 \mu\text{m}$, POL-2 has the potential of becoming a key instrument in the measurement of Faraday rotation towards AGN with jets at submillimetre wavelengths. This means that there exists a counterpart at $450 \mu\text{m}$ for every single observation taken for this project. If the $450 \mu\text{m}$ capabilities of POL-2 are commissioned in the future, then it will be possible to re-use this data in order to study the variability of the rotation measure towards 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 454.3.

The polarisation properties of 3C 273 and 3C 279 were also measured in 2015 February at 1.2 mm and 2.0 mm during the commissioning phase of the NIKA camera at the IRAM 30-m telescope (Ritacco et al. 2017) [178]. For 3C 279, the measured fractions and angles of polarisation were respectively 9.8 % and 36° at 1.2 mm, and 9.5 % and 32° at 2.0 mm. Their results are in good agreement with those presented in this work (see Table 8.IV), but also with those from previous studies (e.g. Nartallo et al. 1998 [148]; Lee et al. 2015 [120]). For 3C 273, the measured fractions and angles of polarisation were respectively 3.4 % and -89° at 1.2 mm, and 2.0 % and -74° at 2.0 mm. Ritacco et al. (2017) [178] also report a similar polarisation angle (-72°) for this source at 1.2 mm using the XPOL polarimeter also at the IRAM 30-m telescope. While this polarisation fraction is similar to the values shown in Table 8.III, this range of polarisation angles is in apparent contradiction with the POL-2 and SMA measurements of 3C 273 taken in 2016 January and February and shown in Figure 8.3. Previous measurements at 1.1 mm and 1.35 mm of the polarisation angle for this source have hinted that it may span a range of values between -90° and 0° (Nartallo et al. 1998 [148]; Jorstad et al. 2007 [104]), so the results presented in Ritacco et al. (2017) [178] are not unreasonable. Even if the difference between the POL-2 $850 \mu\text{m}$ and the 1.2 mm NIKA measurements was somehow due to Faraday rotation, such a rotation could not explain this discrepancy between the 1.30 mm SMA and 1.2 mm NIKA measurements. Alternative explanations could be that the polarisation angle of this source shifted significantly between the observations made at the IRAM 30-m telescope and those made at the SMA and the JCMT, or that the SMA is particularly sensitive to a smaller range of spatial scales than the IRAM 30-m telescope.

3C 84 (NGC 1275) lies at the centre of the Perseus cluster of galaxies, which is the brightest X-ray cluster observed (Forman et al. 1972) [55]. In contrast with the high accretion rates of

quasars, this AGN instead produces highly energetic jets of relativistic particles from the slow accretion of material onto its central supermassive black hole. These jets inject energy into the intracluster medium (ICM) surrounding the galaxy, thus compensating its radiative losses in a mechanism called radio mode AGN feedback (e.g. Rafferty et al. 2006) [176]. The signature of this process is visible in X-ray observations as the jets inflate bubbles of relativistic plasma into the ICM, leaving regions with significant decrease in X-ray surface brightness called cavities (e.g. McNamara & Nulsen 2012) [141]. The jets of 3C 84 therefore have a tremendous impact on the dynamics of the Perseus cluster. Cooling interstellar matter in the intracluster medium, such as the filamentary structure of molecular gas and dust seen around NGC 1275 (Salomé et al. 2011) [188], is expected to eventually fall back onto the AGN and fuel episodes of star formation in the galaxy. This process has been observed with ALMA towards Abell 2597, a similar active brightest cluster galaxy (Tremblay et al. 2016) [208].

The emission spectrum of 3C 84 is best explained by the non-thermal emission of synchrotron radiation from electrons being accelerated along the magnetic field lines in relativistic jets. Specifically, 3C 84 is an example of a GHz-peaked source, which is due to synchrotron self-absorption of highly energetic electron populations (Dutson et al. 2014) [52]. However, contrary to the three blazars discussed in this study (3C 273, 3C 279 and 3C 454.3), the jets from the AGN in NGC 1275 are not beamed towards Earth. Their configuration is instead closer to that of a typical Fanaroff-Riley type I radio galaxy (Pedlar et al. 1990) [163]. Nevertheless, the synchrotron emission at submillimetre and millimetre wavelengths is still likely to probe relatively compact regions at the base of the jets, only from a completely different perspective than for blazars (Marscher 2006a) [133].

The results given in Tables 8.VII and 8.VIII confirm that the linear polarisation towards 3C 84 is variable at submillimetre wavelengths, which was first measured at submillimetre and millimetre wavelengths by Plambeck et al. (2014) [167]. In contrast to blazars, this object was known to be lowly polarised (Trippe et al. (2012) [209] estimated it at $< 0.5\%$) at these wavelengths until very recently (2011). In fact, 3C 84 is also considered to be an un-polarised calibrator at centimetre wavelengths. This strong depolarisation of the synchrotron emission was hypothesized to be due a large and variable Faraday rotation along the jet. Indeed, Plambeck et al. (2014) [167] derived a large rotation measure ($\approx 9 \times 10^5 \text{ rad m}^{-2}$) from millimetre and submillimetre observations.

The variability of the polarisation towards 3C 84 is likely related to some form of magnetized turbulence at the base of the jets, potentially within only a dozen Schwarzschild radii from the central supermassive black hole at the centre of NGC 1275 (Plambeck et al. 2014) [167]. Specifically, the temporal variability of the Faraday rotation measure could serve as a probe of the accretion flow on the black hole (Pang et al. 2011) [160].

Finally, the largest change in polarisation angle of all the sources studied in this work was seen towards 3C 84 (see Tables 8.VII and 8.VIII). While the rotation rates calculated in Section 8.4 differ from the one measured in 2012 by Plambeck et al. (2014) [167], such a large continuous rotation of the polarisation angle can hardly be explained by turbulence alone. Additionally, a change in the electronic density or the magnetic field in the Faraday screen around the source would have a clearly identifiable effect on the rotation measure. An alternative origin for this large continuous rotation of polarisation angle could be from a shock related to an outburst and propagating along the jet. In any case, it seems likely that this peculiar behaviour of the polarisation angle at submillimetre wavelengths is directly related to the event responsible for the brightening of 3C 84 in the last decade (e.g. Robson et al. 2001 [180]; Jenness et al. 2010 [99]; Dutson et al. 2014 [52]).

8.6 Conclusion

We reported in this paper the results of the 9 months monitoring campaign by the POL-2 commissioning team at the JCMT of the 850 μm linear polarisation towards four radio-loud AGN : 3C 84, 3C 273, 3C 279 and 3C 453.3. We have successfully measured 850 μm linear polarisation towards all four sources, and have shown that 3C 84, 3C 273 and 3C 279 exhibit large variations in their polarisation on timescales of months. Independent polarisation measurements of 3C 273 at 1.30 mm with the SMA support the trends seen with POL-2 for this source. Although the blazar 3C 454.3 was previously known to have a variable polarisation at submillimetre and millimetre wavelengths (Jorstad et al. 2007) [104], we did not measure any significant variability between two POL-2 observations separated by 52 days. Additional observations of this source with POL-2 over longer or shorter timescales may be necessary to characterize the variability in its 850 μm linear polarisation.

The large temporal variations seen towards 3C 273 and 3C 279 in both the fraction and angle of polarisation at 850 μm over the course of 6 months are consistent with the hypothesis

of turbulence within compact regions at the base of energetic jets. Specifically, the Turbulent Extreme Multi-Zone (TEMZ) model predicts that the timescales of variability will be shorter at millimetre wavelengths compared to radio (Marscher 2014) [134], which would be in agreement with the rapid variability on the timescale of weeks, and potentially days, seen in this study. Additionally, observations of intra-day variability of polarisation towards a blazar (Lee et al. 2016) [119] suggest that such a behaviour may also be possible in similar sources such as 3C 273 and 3C 279; this will require further study. Similarly, some form of large-scale turbulent motion or propagating shock along the jet could potentially explain the observed rotation of the polarisation angle towards 3C 84. In any case, the changes in polarisation for 3C 84 are likely related to the physical processes responsible for its brightening over the last decade (Dutson et al. 2014) [52].

The results presented in this paper show that the POL-2 polarimeter can effectively be used to study the magnetic and turbulent properties of highly energetic jets fuelled by accretion onto supermassive black holes. This demonstrates the urgent need to commission the 450 μm capabilities of POL-2, which would make the JCMT a key facility for the study of variability in the polarisation of AGN at submillimetre wavelengths by allowing time-dependent measurements of Faraday rotation towards these objects. Additionally, it may be possible to create an ambitious monitoring program to obtain POL-2 data of AGN quasi-simultaneously with other submillimetre and millimetre observatories around the world (e.g. SMA, Korean VLBI Network, IRAM 30-m). Such a project would provide invaluable information about the physical properties of radio-loud AGN by covering their polarisation properties over a large range of wavelengths and timescales.

Acknowledgements

We would like to thank the East Asian Observatory for allowing us to pursue this project as part of the POL-2 commissioning efforts, and the staff at the James Clerk Maxwell Telescope for their professionalism. We also thank the staff at the Submillimetre Array of the Smithsonian Astrophysical Observatory for their assistance, as well as Geoff Bower and Daniel P. Marrone for giving us access to their proprietary data. We also wish to thank the people of Hawai'i, whom grant us access to the unique geographical site of the Mauna Kea observatory. This research has made use of the SIMBAD database, of NASA's Astrophysics Data System Bibliographic

Services, and of the NASA/IPAC Extragalactic Database. Finally, we thank Patrice Beaudoin, Woojin Kwon, Myriam Latulippe, Nicholas MacDonald, Anna Ordog, Julien Vandeportal and Derek Ward-Thompson for helpful discussions.

S.-S. Lee was supported by the National Research Foundation of Korea(NRF) grant funded by the Korea government(MSIP) (No. NRF-2016R1C1B2006697).

The SMA is a joint project between the Smithsonian Astrophysical Observatory and the Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics, and is funded by the Smithsonian Institution and the Academia Sinica.

CHAPITRE 9

CONCLUSION

9.1 Résultats principaux

L'objectif premier de cette thèse de doctorat était de mesurer les effets de l'interaction entre le magnétisme et la turbulence dans une variété d'environnements interstellaires, ce qui a pu être accompli grâce à une combinaison d'observations continues, spectroscopiques et polarimétriques aux longueurs d'onde sous-millimétriques.

Les résultats principaux présentés dans le cadre de cette thèse peuvent être résumés ainsi :

- Au chapitre 5, nous avons d'abord caractérisé l'effet de la contamination moléculaire sur la détermination des propriétés physiques de la poussière interstellaire dans le nuage moléculaire géant d'Orion A. Spécifiquement, nous nous sommes intéressés à l'effet sur l'indice spectral d'émissivité β de la contamination par la raie moléculaire $^{12}\text{CO J=3-2}$ des observations obtenues avec SCUBA-2 à $850 \mu\text{m}$. Nous avons montré que cette contamination moléculaire menait à une sous-estimation non-négligeable de l'indice spectral d'émissivité pour des sources sous-millimétriques dont l'intensité totale est en-dessous de $300 \text{ mJy beam}^{-1}$. Nous avons aussi identifié un échantillon de 33 sources fortement contaminées le long de la structure filamentaire d'Orion A, y compris 4 jeunes objets stellaires identifiés avec *Spitzer*. Nous avons associé cette contamination à la présence de flots moléculaires environnants. Les flots moléculaires, dont les mécanismes de lancement sont très probablement liées aux propriétés magnétiques des coeurs protostellaires, sont une source importante de turbulence dans les milieux interstellaires denses de la Galaxie.
- Au chapitre 6, nous avons présenté la carte de polarisation linéaire obtenue à $850 \mu\text{m}$ avec POL-2 du nuage moléculaire Barnard 1 dans le cadre du programme BISTRO au JCMT. Nous avons ainsi caractérisé avec la morphologie de la composante dans le plan du ciel du champ magnétique, et évalué à partir d'une analyse de dispersion angulaire les propriétés magnétiques et turbulentes dans le nuage. Nous obtenons une valeur de 1.05 ± 0.92 pour le rapport entre les composantes turbulentes et ordonnées de l'énergie magnétique, et une distance de corrélation $\delta = 4.6 \pm 1.6 \text{ arcsec}$ pour les cellules turbulentes. À l'aide de la méthode de Davis-Chandrasekhar-Fermi, nous avons aussi estimé l'amplitude du champ

magnétique dans le plan du ciel à $\approx 20 \mu\text{G}$ en utilisant la dispersion de vitesse de la raie $\text{C}^{18}\text{O } J=1-0$ dans Barnard 1 telle que mesurée à partir d'observations spectroscopiques obtenues au FCRAO. Finalement, nous avons montré que la fraction de polarisation P dans le nuage est anti-corrélée avec le paramètre de Stokes I pour l'intensité totale, ce qui suggère un effet de dépolarisation vers les régions les plus denses du nuage moléculaire. Cette dépolarisation pourrait être expliquée par l'intégration d'un plus grand nombre de cellules turbulentes le long de la ligne de visée ou encore par une géométrie non-triviale du champ magnétique dans ces régions.

- Au chapitre 7, nous avons présenté la carte de polarisation linéaire obtenue avec POL-2 à $850 \mu\text{m}$ du globule de Bok CB 68. À partir de cette carte, nous avons caractérisé la morphologie du champ magnétique dans le plan du ciel à l'intérieur de ce coeur protostellaire, qui serait en accord avec la configuration en sablier proposée précédemment. Nous avons aussi estimé à partir de la technique de Davis-Chandrasekhar-Fermi l'amplitude de ce champ ($\approx 370 \mu\text{G}$), que nous avons ensuite comparé à la valeur obtenue à partir d'observations SCUPOL ($\approx 175 \mu\text{G}$). Toutefois, cette amplitude pourrait avoir été sur-estimée puisque l'approche utilisée ici ne modélise pas les cellules turbulentes dans la source. Comme pour Barnard 1, nous avons aussi montré que la fraction de polarisation P est anti-corrélée avec le paramètre de Stokes I pour l'intensité totale. Cette dépolarisation apparente en direction des parties les plus denses du coeur protostellaire pourrait être expliquée par l'intégration de cellules turbulentes le long de la ligne de visée ou encore par une géométrie non-triviale du champ magnétique à l'intérieur d'un élément de résolution.
- Au chapitre 8, nous avons présenté les résultats d'une étude réalisée avec POL-2 de la variabilité temporelle de la polarisation linéaire à $850 \mu\text{m}$ vers quatre noyaux galactiques actifs : 3C 84 (ou NGC 1275), 3C 273, 3C 279 et 3C 454.3. Nous avons détecté une variabilité significative de la fraction et de l'angle de polarisation sur une échelle de mois pour 3C 84, et sur une échelle de semaines (et potentiellement de jours) pour 3C 273 et 3C 279. Dans le cas de 3C 273, nous avons confirmé cette variabilité à l'aide d'observations polarimétriques obtenues à 1.3 mm au SMA. La source principale de l'émission sous-millimétrique provenant des noyaux galactiques actifs est le rayonnement synchrotron fortement polarisé d'électrons relativistes accélérés le long de lignes des champs magnétiques à l'intérieur de jets hautement énergétiques. Ces jets sont issus de l'accrétion de

matière sur le trou noir supermassif au centre de la galaxie hôte. La variabilité rapide de la polarisation mesurée vers ces objets serait donc expliquée par la présence de cellules turbulentes magnétisées contenues dans des chocs permanents à la base des jets extragalactiques, ce qui est prédit théoriquement par un modèle de turbulence extrême (TEMZ). La variabilité de la polarisation de ces noyaux galactiques actifs aux longueurs d'onde sous-millimétriques peut donc nous renseigner sur les conditions physiques près du trou noir supermassif, et incidemment sur les mécanisme de lancement de jets extragalactiques.

9.2 Futurs travaux

Les résultats de cette thèse s'inscrivent au sein d'un effort international afin de mieux comprendre le rôle des champs magnétiques dans la dynamique des milieux interstellaires de l'Univers. Grâce à la nouvelle génération de polarimètres millimétriques et sous-millimétriques récemment (ou bientôt) mis en marche (p. ex. POL-2, HAWC+, NIKA2-Pol, BLAST-Pol TNG, ALMA), les chercheurs à travers le monde ont maintenant les outils nécessaires afin de pousser comme jamais auparavant notre compréhension de la dynamique des environnements interstellaires. De plus, il devient possible d'étudier la morphologie des champs magnétiques à plusieurs échelles dans un environnement donné en combinant des observations polarimétriques obtenues à l'aide d'interféromètres et d'observatoires à antennes uniques. Dans le cas des régions de formation d'étoiles, cela nous permettra d'avoir un portrait global de l'évolution des champs magnétiques de l'échelle des nuages moléculaires à celle des disques protostellaires. De même, pour les noyaux galactiques actifs, les études polarimétriques à différentes échelles spatiales permettront de mieux comprendre le rôle des champs magnétiques dans le lancement et la structure des jets extragalactiques.

De plus, les programmes polarimétriques à grande envergure promettent de révolutionner notre connaissance des champs magnétiques du milieu interstellaire. Par exemple, l'équipe du télescope spatial *Planck* a déjà créé la carte la plus complète jamais produite pour l'émission polarisée de la poussière interstellaire de la Galaxie, et donc des champs magnétiques qui la traversent [171]. À une échelle plus modeste, mais avec une résolution et une sensibilité incomparable, le programme BISTRO du JCMT fournira quant à lui un catalogue détaillé d'observations polarimétriques à $850 \mu\text{m}$ des régions de formation d'étoiles de la ceinture de Gould [219]. Comme pour Barnard 1 au chapitre 6, il sera possible d'appliquer l'analyse de dispersion an-

gulaire [94] et la technique de Davis-Chandrasekhar-Fermi afin d'étudier les propriétés magnétiques et turbulentes d'une large gamme d'environnements interstellaires différents. Ces mesures seront indispensables pour mieux comprendre l'effet de l'interaction entre le magnétisme et la turbulence sur le taux de formation stellaire de la Galaxie.

Comme discuté à la section 2.4.3, les mesures de polarisation à de multiples longueurs d'onde permettent d'étudier l'efficacité d'alignement des grains de poussière interstellaire avec les champs magnétiques [212]. En combinant les données polarimétriques obtenues à plusieurs longueurs d'onde par différents observatoires, il est donc possible de tester la théorie d'alignement par moment de force radiatif pour un ensemble varié de milieux interstellaires. En particulier, le programme « Probing the B-Field in star-forming Filaments Using NIKA2-Pol » (B-Fun)¹ au télescope de 30 m de l'Institut de radioastronomie millimétrique complètera naturellement le programme BISTRO avec, entre autres, des observations millimétriques de régions de formation stellaire de la ceinture de Gould. De même, l'observatoire SOFIA avec sa caméra HAWC+ pourra être utilisé pour faire des suivis aux longueurs d'onde plus courtes (p. ex. à 215 μm).

Des observations supplémentaires avec NIKA2 et HAWC+ se révéleraient d'ailleurs très utiles afin de mesurer l'efficacité d'alignement des grains à l'intérieur de coeurs protostellaires denses comme CB 68. Il serait alors possible de comparer l'efficacité d'alignement de la poussière à l'intérieur de coeurs à différents stades d'évolution, ou encore de tester l'influence du rayonnement protostellaire. Dans le cas spécifique de CB 68, la suite logique de l'analyse présentée au chapitre 7 serait d'inclure des données continues à différentes longueurs d'ondes (p. ex. SCUBA-2, *Herschel*) afin de construire la distribution spectrale d'énergie à chaque position du globule, et ainsi obtenir une bien meilleure estimation de la densité du gaz. De plus, un suivi spectroscopique avec HARP pour les raies ^{13}CO J=3-2 et C^{18}O J=3-2 permettraient de confirmer la dispersion de vitesse du gaz dans le nuage. Combiné avec une analyse de dispersion angulaire et la technique de Davis-Chandrasekhar-Fermi, on aurait alors un portrait complet des propriétés physiques et de la dynamique de ce coeur protostellaire.

Finalement, bien que la variabilité rapide de la polarisation linéaire des noyaux galactiques actifs aux longueurs d'onde sous-millimétriques nous renseigne sur les propriétés des jets extragalactique, elle complexifie aussi la détermination de certaines de leurs propriétés physiques. En

¹Sans contredit l'un des acronymes les plus sympathiques du domaine.

effet, si des observations à différentes longueurs d'onde ne sont pas effectuées simultanément, il est alors impossible de savoir si l'objet a changé d'état ou si les observations sont comparables entre elles. Ce problème est particulièrement irritant puisque la mesure de la rotation Faraday permet de déterminer la densité du milieu interstellaire autour des jets. Une façon de contourner cette problématique serait de coordonner plusieurs observatoires afin d'obtenir des observations quasi-simultanées et fréquentes de ces objets. Alternativement, la mise en marche des capacités d'observation de POL-2 à $450 \mu\text{m}$ pourrait aussi servir de solution. Comme mentionné à la section 4.2, SCUBA-2 observe toujours simultanément à $450 \mu\text{m}$ et à $850 \mu\text{m}$, de sorte que POL-2 pourrait potentiellement servir à mesurer systématiquement la rotation Faraday de l'émission issue des noyaux galactiques actifs aux longueurs d'onde sous-millimétriques. Il serait alors possible d'imaginer un programme ambitieux de suivi avec POL-2 d'un échantillon de noyaux galactiques actifs à l'aide d'observations polarimétriques simultanées à $450 \mu\text{m}$ et à $850 \mu\text{m}$.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] O. Agertz, A. V. Kravtsov, S. N. Leitner et N. Y. Gnedin. Toward a Complete Accounting of Energy and Momentum from Stellar Feedback in Galaxy Formation Simulations. *The Astrophysical Journal*, 770:25, juin 2013.
- [2] M. F. Aller, H. D. Aller et P. A. Hughes. Pearson-Readhead Survey Sources. II. The Long-Term Centimeter-Band Total Flux and Linear Polarization Properties of a Complete Radio Sample. *The Astrophysical Journal*, 586:33–51, mars 2003.
- [3] B.-G. Andersson, A. Lazarian et J. E. Vaillancourt. Interstellar Dust Grain Alignment. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 53:501–539, août 2015.
- [4] B.-G. Andersson, V. Piirola, J. De Buizer, D. P. Clemens, A. Uomoto, M. Charcos-Llorens, T. R. Geballe, A. Lazarian, T. Hoang et T. Vornanen. Evidence for H₂ Formation Driven Dust Grain Alignment in IC 63. *The Astrophysical Journal*, 775:84, octobre 2013.
- [5] P. André. The Herschel View of Star Formation. *Highlights of Astronomy*, 16:31–48, mars 2015.
- [6] P. André, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson, S.-I. Inutsuka, R. E. Pudritz et J. E. Pineda. From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds : Toward a New Paradigm for Star Formation. *Protostars and Planets VI*, pages 27–51, 2014.
- [7] P. André, A. Men'shchikov, S. Bontemps, V. Könyves, F. Motte, N. Schneider, P. Didelon, V. Minier, P. Saraceno, D. Ward-Thompson, J. di Francesco, G. White, S. Molinari, L. Testi, A. Abergel, M. Griffin, T. Henning, P. Royer, B. Merín, R. Vavrek, M. Attard, D. Arzoumanian, C. D. Wilson, P. Ade, H. Aussel, J.-P. Baluteau, M. Benedettini, J.-P. Bernard, J. A. D. L. Blommaert, L. Cambrésy, P. Cox, A. di Giorgio, P. Hargrave, M. Hennemann, M. Huang, J. Kirk, O. Krause, R. Launhardt, S. Leeks, J. Le Penec, J. Z. Li, P. G. Martin, A. Maury, G. Olofsson, A. Omont, N. Peretto, S. Pezzuto, T. Prusti, H. Rousset, D. Russeil, M. Sauvage, B. Sibthorpe, A. Sicilia-Aguilar, L. Spinoglio, C. Waelkens, A. Woodcraft et A. Zavagno. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF : Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey. *Astronomy and Astrophysics*, 518:L102, juillet 2010.

- [8] H. Arab, A. Abergel, E. Habart, J. Bernard-Salas, H. Ayasso, K. Dassas, P. G. Martin et G. J. White. Evolution of dust in the Orion Bar with Herschel. I. Radiative transfer modelling. *Astronomy & Astrophysics*, 541:A19, mai 2012.
- [9] D. Arzoumanian, P. André, P. Didelon, V. Könyves, N. Schneider, A. Men'shchikov, T. Sousbie, A. Zavagno, S. Bontemps, J. di Francesco, M. Griffin, M. Hennemann, T. Hill, J. Kirk, P. Martin, V. Minier, S. Molinari, F. Motte, N. Peretto, S. Pezzuto, L. Spinoglio, D. Ward-Thompson, G. White et C. D. Wilson. Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146. *Astronomy & Astrophysics*, 529:L6, mai 2011.
- [10] J. M. Attridge, J. F. C. Wardle et D. C. Homan. Concurrent 43 and 86 GHz Very Long Baseline Polarimetry of 3C 273. *The Astrophysical Journal Letters*, 633:L85–L88, novembre 2005.
- [11] R. Bachiller et J. Cernicharo. The relation between carbon monoxide emission and visual extinction in the local Perseus dark clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 166:283–290, septembre 1986.
- [12] J. Bally. Interstellar molecular clouds. *Science*, 232:185–193, avril 1986.
- [13] J. Bally. Overview of the Orion Complex. Dans B. Reipurth, éditeur, *Handbook of Star Forming Regions, Volume I*, page 459, décembre 2008.
- [14] P. Bastien, E. Bissonnette, A. Simon, S. Coudé, P. Ade, G. Savini, G. Pisano, M. Leclerc, S. Bernier, J. Landry, M. Houde, T. Hezareh, D. A. Naylor, B. G. Gom, T. Jenness, D. S. Berry, D. Johnstone et B. C. Matthews. POL-2 : The SCUBA-2 Polarimeter. Dans P. Bastien, N. Manset, D. P. Clemens et N. St-Louis, éditeurs, *Astronomical Polarimetry 2008 : Science from Small to Large Telescopes*, volume 449 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 68, novembre 2011.
- [15] P. Bastien, E. Vernet, L. Drissen, F. Ménard, A. F. J. Moffat, C. Robert et N. St-Louis. The Variability of Polarized Standard Stars. Dans C. Sterken, éditeur, *The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standardization*, volume 364 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 529, avril 2007.

- [16] M. R. Bate. The statistical properties of stars and their dependence on metallicity : the effects of opacity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442:285–313, juillet 2014.
- [17] M. R. Bate, T. S. Tricco et D. J. Price. Collapse of a molecular cloud core to stellar densities : stellar-core and outflow formation in radiation magnetohydrodynamic simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 437:77–95, janvier 2014.
- [18] P. R. Bevington et D. K. Robinson. *Data reduction and error analysis for the physical sciences*. McGraw-Hill, 1992.
- [19] O. Bromberg et A. Tchekhovskoy. Relativistic MHD simulations of core-collapse GRB jets : 3D instabilities and magnetic dissipation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 456:1739–1760, février 2016.
- [20] J. V. Buckle, C. J. Davis, J. di Francesco, S. F. Graves, D. Nutter, J. S. Richer, J. F. Roberts, D. Ward-Thompson, G. J. White, C. Brunt, H. M. Butner, B. Cavanagh, A. Chrysostomou, E. I. Curtis, A. Duarte-Cabral, M. Etxaluze, M. Fich, P. Friberg, R. Friesen, G. A. Fuller, J. S. Greaves, J. Hatchell, M. R. Hogerheijde, D. Johnstone, B. Matthews, H. Matthews, J. M. C. Rawlings, S. Sadavoy, R. J. Simpson, N. F. H. Tohill, Y. G. Tsamis, S. Viti, J. G. A. Wouterloot et J. Yates. The JCMT Legacy Survey of the Gould Belt : mapping ^{13}CO and C^{18}O in Orion A. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422:521–541, mai 2012.
- [21] J. V. Buckle, R. E. Hills, H. Smith, W. R. F. Dent, G. Bell, E. I. Curtis, R. Dace, H. Gibson, S. F. Graves, J. Leech, J. S. Richer, R. Williamson, S. Withington, G. Yassin, R. Bennett, P. Hastings, I. Laidlaw, J. F. Lightfoot, T. Burgess, P. E. Dewdney, G. Hovey, A. G. Willis, R. Redman, B. Wooff, D. S. Berry, B. Cavanagh, G. R. Davis, J. Dempsey, P. Friberg, T. Jenness, R. Kackley, N. P. Rees, R. Tilanus, C. Walther, W. Zwart, T. M. Klapwijk, M. Kroug et T. Zijlstra. HARP/ACSIS : a submillimetre spectral imaging system on the James Clerk Maxwell Telescope. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 399:1026–1043, octobre 2009.
- [22] J. E. Carlstrom, P. A. R. Ade, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, S. Buseti, C. L. Chang, E. Chauvin, H.-M. Cho, T. M. Crawford, A. T. Crites, M. A. Dobbs, N. W. Halver-

- son, S. Heimsath, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, T. M. Lanting, A. T. Lee, E. M. Leitch, J. Leong, W. Lu, M. Lueker, D. Luong-Van, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, D. Schwan, E. Shirokoff, H. G. Spieler, Z. Staniszewski, A. A. Stark, C. Tucker, K. Vanderlinde, J. D. Vieira et R. Williamson. The 10 Meter South Pole Telescope. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123:568, mai 2011.
- [23] M. T. Carney, U. A. Yıldız, J. C. Mottram, E. F. van Dishoeck, J. Ramchandani et J. K. Jørgensen. Classifying the embedded young stellar population in Perseus and Taurus and the LOMASS database. *Astronomy & Astrophysics*, 586:A44, février 2016.
- [24] B. W. Carroll et D. A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Pearson Addison-Wesley, San Francisco, seconde édition, 2007.
- [25] G. Chabrier. Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115:763–795, juillet 2003.
- [26] S. Chandrasekhar et E. Fermi. Magnetic Fields in Spiral Arms. *The Astrophysical Journal*, 118:113, juillet 1953.
- [27] E. Chapin, J. Dempsey, T. Jenness, D. Scott, H. Thomas et R. P. J. Tilanus. The SCUBA-2 SRO data reduction cookbook. *Starlink Cookbook*, 19, 2010.
- [28] E. Chapin, A. Gibb, T. Jenness, D. Berry, D. Scott et R. P. J. Tilanus. Sub-Millimetre User Reduction Facility. *Starlink User Note 258*, 2015.
- [29] E. L. Chapin, D. S. Berry, A. G. Gibb, T. Jenness, D. Scott, R. P. J. Tilanus, F. Economou et W. S. Holland. SCUBA-2 : iterative map-making with the Sub-Millimetre User Reduction Facility. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430:2545–2573, avril 2013.
- [30] M. C.-Y. Chen, J. Di Francesco, D. Johnstone, S. Sadavoy, J. Hatchell, J. C. Mottram, H. Kirk, J. Buckle, D. S. Berry, H. Broekhoven-Fiene, M. J. Currie, M. Fich, T. Jenness, D. Nutter, K. Pattle, J. E. Pineda, C. Quinn, C. Salji, S. Tisi, M. R. Hogerheijde, D. Ward-Thompson, P. Bastien, D. Bresnahan, H. Butner, A. Chrysostomou, S. Coude, C. J. Davis, E. Drabek-Maunder, A. Duarte-Cabral, J. Fiege, P. Friberg, R. Friesen, G. A.

- Fuller, S. Graves, J. Greaves, J. Gregson, W. Holland, G. Joncas, J. M. Kirk, L. B. G. Knee, S. Mairs, K. Marsh, B. C. Matthews, G. Moriarty-Schieven, C. Mowat, S. Pezuto, J. Rawlings, J. Richer, D. Robertson, E. Rosolowsky, D. Rumble, N. Schneider-Bontemps, H. Thomas, N. Tothill, S. Viti, G. J. White, J. Wouterloot, J. Yates et M. Zhu. The JCMT Gould Belt Survey : Evidence for Dust Grain Evolution in Perseus Star-forming Clumps. *The Astrophysical Journal*, 826:95, juillet 2016.
- [31] E. Churchwell, B. L. Babler, M. R. Meade, B. A. Whitney, R. Benjamin, R. Indebetouw, C. Cyganowski, T. P. Robitaille, M. Povich, C. Watson et S. Bracker. The Spitzer/GLIMPSE Surveys : A New View of the Milky Way. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121:213, mars 2009.
- [32] D. Clarke et J. Naghizadeh-Khouei. A reassessment of some polarization standard stars. *The Astronomical Journal*, 108:687–693, août 1994.
- [33] B. Collaudin, J. Schupp, A. Hauser et A. Wagner. FIRST payload module and accommodation of instruments. Dans J. B. Breckinridge et P. Jakobsen, éditeurs, *UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments*, volume 4013 de *Proceedings of the SPIE*, pages 161–172, juillet 2000.
- [34] S. Coudé, P. Bastien, H. Kirk, D. Johnstone, E. Drabek-Maunder, S. Graves, J. Hatchell, E. L. Chapin, A. G. Gibb, B. Matthews et JCMT Gould Belt Survey Team. The JCMT Gould Belt Survey : the effect of molecular contamination in SCUBA-2 observations of Orion A. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457:2139–2150, avril 2016.
- [35] R. M. Crutcher, D. J. Nutter, D. Ward-Thompson et J. M. Kirk. SCUBA Polarization Measurements of the Magnetic Field Strengths in the L183, L1544, and L43 Prestellar Cores. *The Astrophysical Journal*, 600:279–285, janvier 2004.
- [36] R. M. Crutcher, T. H. Troland, A. A. Goodman, C. Heiles, I. Kazes et P. C. Myers. OH Zeeman observations of dark clouds. *Astrophysical Journal*, 407:175–184, avril 1993.
- [37] W. Cudlip, I. Furniss, K. J. King et R. E. Jennings. Far infrared polarimetry of W51A and M42. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 200:1169–1173, septembre 1982.

- [38] A. Dalgarno. Astrochemistry : A Summary. Dans D. C. Lis, G. A. Blake et E. Herbst, éditeurs, *Astrochemistry : Recent Successes and Current Challenges*, volume 231 de *IAU Symposium*, pages 515–520, 2005.
- [39] L. Davis. The Strength of Interstellar Magnetic Fields. *Physical Review*, 81:890–891, mars 1951.
- [40] J. T. Dempsey, P. Friberg, T. Jenness, R. P. J. Tilanus, H. S. Thomas, W. S. Holland, D. Bintley, D. S. Berry, E. L. Chapin, A. Chrysostomou, G. R. Davis, A. G. Gibb, H. Parsons et E. I. Robson. SCUBA-2 : on-sky calibration using submillimetre standard sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430:2534–2544, avril 2013.
- [41] J. Di Francesco, D. Johnstone, H. Kirk, T. MacKenzie et E. Ledwosinska. The SCUBA Legacy Catalogues : Submillimeter-Continuum Objects Detected by SCUBA. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 175:277–295, mars 2008.
- [42] S. R. Dicker, B. S. Mason, P. M. Korngut, W. D. Cotton, M. Compiègne, M. J. Devlin, P. G. Martin, P. A. R. Ade, D. J. Benford, K. D. Irwin, R. J. Maddalena, J. P. McMullin, D. S. Shepherd, A. Sievers, J. G. Staguhn et C. Tucker. 90 GHz and 150 GHz Observations of the Orion M42 Region. A Submillimeter to Radio Analysis. *The Astrophysical Journal*, 705:226–236, novembre 2009.
- [43] C. L. Dobbs, M. R. Krumholz, J. Ballesteros-Paredes, A. D. Bolatto, Y. Fukui, M. Heyer, M.-M. M. Low, E. C. Ostriker et E. Vázquez-Semadeni. Formation of Molecular Clouds and Global Conditions for Star Formation. *Protostars and Planets VI*, pages 3–26, 2014.
- [44] A. Z. Dolginov et I. G. Mitrofanov. Orientation of cosmic dust grains. *Astrophysics and Space Science*, 43:291–317, septembre 1976.
- [45] E. Drabek, J. Hatchell, P. Friberg, J. Richer, S. Graves, J. V. Buckle, D. Nutter, D. Johnstone et J. Di Francesco. Molecular line contamination in the SCUBA-2 450 and 850 μm continuum data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426:23–39, octobre 2012.
- [46] B. T. Draine. Interstellar Dust Grains. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 41: 241–289, 2003.

- [47] B. T. Draine et N. Anderson. Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains. *The Astrophysical Journal*, 292:494–499, mai 1985.
- [48] B. T. Draine et A. A. Fraisse. Polarized Far-Infrared and Submillimeter Emission from Interstellar Dust. *The Astrophysical Journal*, 696:1–11, mai 2009.
- [49] B. T. Draine et H. M. Lee. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *The Astrophysical Journal*, 285:89–108, octobre 1984.
- [50] B. T. Draine et J. C. Weingartner. Radiative Torques on Interstellar Grains. II. Grain Alignment. *The Astrophysical Journal*, 480:633–646, mai 1997.
- [51] X. Dupac, J.-P. Bernard, N. Boudet, M. Giard, J.-M. Lamarre, C. Mény, F. Pajot, I. Ristorcelli, G. Serra, B. Stepnik et J.-P. Torre. Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index. *Astronomy and Astrophysics*, 404:L11–L15, juin 2003.
- [52] K. L. Dutson, A. C. Edge, J. A. Hinton, M. T. Hogan, M. A. Gurwell et W. N. Alston. A non-thermal study of the brightest cluster galaxy NGC 1275 - the Gamma-Radio connection over four decades. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442:2048–2057, août 2014.
- [53] A. C. Fabian, A. Lohfink, E. Kara, M. L. Parker, R. Vasudevan et C. S. Reynolds. Properties of AGN coronae in the NuSTAR era. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451:4375–4383, août 2015.
- [54] J. Forbrich, H. Wiesemeyer, C. Thum, A. Belloche et K. M. Menten. Observations of the Goldreich-Kylafis effect in star-forming regions with XPOL at the IRAM 30 m telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 492:757–766, décembre 2008.
- [55] W. Forman, E. Kellogg, H. Gursky, H. Tananbaum et R. Giacconi. Observations of the Extended X-Ray Sources in the Perseus and Coma Clusters from UHURU. *The Astrophysical Journal*, 178:309–316, décembre 1972. ISSN 0004-637X. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1972ApJ...178..309F>.
- [56] E. L. Franzmann et J. D. Fiege. PolCat : Modelling submillimetre polarization of molecular cloud cores using successive parametrized coordinate transformations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 466:4592–4613, avril 2017.

- [57] P. Friberg, P. Bastien, D. Berry, G. Savini, S. F. Graves et K. Pattle. POL-2 : a polarimeter for the James-Clerk-Maxwell telescope. Dans *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VIII*, volume 9914 de *Proceedings of the SPIE*, page 991403, juillet 2016.
- [58] M. Gendron-Marsolais, J. Hlavacek-Larrondo, R. J. van Weeren, T. Clarke, A. C. Fabian, H. T. Intema, G. B. Taylor, K. M. Blundell et J. S. Sanders. Deep 230-470 MHz VLA observations of the mini-halo in the Perseus cluster. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469:3872–3880, août 2017.
- [59] T. Gold. The alignment of galactic dust. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 112:215, 1952.
- [60] P. Goldreich et N. D. Kylafis. On mapping the magnetic field direction in molecular clouds by polarization measurements. *Astrophysical Journal Letters*, 243:L75–L78, janvier 1981.
- [61] P. Goldreich et N. D. Kylafis. Linear polarization of radio frequency lines in molecular clouds and circumstellar envelopes. *Astrophysical Journal*, 253:606–621, février 1982.
- [62] P. F. Goldsmith, E. A. Bergin et D. C. Lis. Carbon Monoxide and Dust Column Densities : The Dust-to-Gas Ratio and Structure of Three Giant Molecular Cloud Cores. *The Astrophysical Journal*, 491:615–637, décembre 1997.
- [63] B. A. Gould. Uranometria Argentina : brillantez y posicion de las estrellas fijas, hasta la septima magnitud, comprendidas dentro de cien grados del polo austral : con atlas. *Resultados del Observatorio Nacional Argentino*, 1, 1879.
- [64] S. Graves. *Submillimetre spectral imaging of clustered star formation*. Thèse de doctorat, University of Cambridge, 2011.
- [65] J. S. Greaves, W. S. Holland, P. Friberg et W. R. F. Dent. Polarized CO Emission from Molecular Clouds. *The Astrophysical Journal*, 512:L139–L142, février 1999.
- [66] J. S. Greaves, W. S. Holland, T. Jenness, A. Chrysostomou, D. S. Berry, A. G. Murray, M. Tamura, E. I. Robson, P. A. R. Ade, R. Nartallo, J. A. Stevens, M. Momose, J.-I.

- Morino, G. Moriarty-Schieven, F. Gannaway et C. V. Haynes. A submillimetre imaging polarimeter at the James Clerk Maxwell Telescope. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 340:353–361, avril 2003.
- [67] T. D. Groesbeck. *The Contribution of Molecular Line Emission to Broadband Flux Measurements at Millimeter and Submillimeter Wavelengths*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology, 1995.
- [68] J. S. Hall. Observations of the Polarized Light from Stars. *Science*, 109:166–167, février 1949.
- [69] J. Hatchell, G. A. Fuller, J. S. Richer, T. J. Harries et E. F. Ladd. Star formation in Perseus. II. SEDs, classification, and lifetimes. *A&A*, 468:1009–1024, juin 2007.
- [70] J. Hatchell, J. S. Richer, G. A. Fuller, C. J. Qualtrough, E. F. Ladd et C. J. Chandler. Star formation in Perseus. Clusters, filaments and the conditions for star formation. *Astronomy and Astrophysics*, 440:151–161, septembre 2005.
- [71] J. Hatchell, S. Terebey, T. Huard, E. E. Mamajek, L. Allen, T. L. Bourke, M. M. Dunham, R. Gutermuth, P. M. Harvey, J. K. Jørgensen, B. Merín, A. Noriega-Crespo et D. E. Peterson. The Spitzer Survey of Interstellar Clouds in the Gould Belt. V. Ophiuchus North Observed with IRAC and MIPS. *The Astrophysical Journal*, 754:104, août 2012.
- [72] J. Hatchell, T. Wilson, E. Drabek, E. Curtis, J. Richer, D. Nutter, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson et JCMT GBS Consortium. The JCMT Gould Belt Survey : SCUBA-2 observations of radiative feedback in NGC 1333. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 429:L10–L14, février 2013.
- [73] J. F. Hawley, C. Fendt, M. Hardcastle, E. Nokhrina et A. Tchekhovskoy. Disks and Jets. Gravity, Rotation and Magnetic Fields. *Space Science Reviews*, 191:441–469, octobre 2015.
- [74] P. Hennebelle et G. Chabrier. Analytical Theory for the Initial Mass Function : CO Clumps and Prestellar Cores. *The Astrophysical Journal*, 684:395–410, septembre 2008.
- [75] P. Hennebelle et G. Chabrier. Analytical Theory for the Initial Mass Function. III. Time Dependence and Star Formation Rate. *The Astrophysical Journal*, 770:150, juin 2013.

- [76] A. Hewitt et G. Burbidge. The first addition to the new optical catalog of quasi-stellar objects. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 69:1–63, janvier 1989.
- [77] M. Heyer et T. M. Dame. Molecular Clouds in the Milky Way. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 53:583–629, août 2015.
- [78] R. H. Hildebrand. The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission. *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 24:267, septembre 1983.
- [79] R. H. Hildebrand, L. Kirby, J. L. Dotson, M. Houde et J. E. Vaillancourt. Dispersion of Magnetic Fields in Molecular Clouds. I. *The Astrophysical Journal*, 696:567–573, mai 2009.
- [80] Richard Hills. A Personal Retrospective, 2015. URL <http://www.eaobservatory.org/jcmt/public/jcmt/history/>. Accédé le 29 août 2017.
- [81] W. A. Hiltner. On the Presence of Polarization in the Continuous Radiation of Stars. II. *The Astrophysical Journal*, 109:471, mai 1949.
- [82] W. A. Hiltner. Polarization of Light from Distant Stars by Interstellar Medium. *Science*, 109:165, février 1949.
- [83] N. Hirano, T. Kamazaki, H. Mikami, N. Ohashi et T. Umemoto. Discovery of Two Extreme Young Protostars in Barnard 1. Dans T. Nakamoto, éditeur, *Star Formation 1999*, pages 181–182, décembre 1999.
- [84] N. Hirano, O. Kameya, H. Mikami, T. Umemoto et S. Yamamoto. The Small-Scale Structure of the CO Outflow in Barnard 1. *The Astrophysical Journal*, 478:631–637, mars 1997.
- [85] T. Hirota, T. Bushimata, Y. K. Choi, M. Honma, H. Imai, K. Iwadate, T. Jike, O. Kameya, R. Kamohara, Y. Kan-Ya, N. Kawaguchi, M. Kijima, H. Kobayashi, S. Kuji, T. Kurayama, S. Manabe, T. Miyaji, T. Nagayama, A. Nakagawa, C. S. Oh, T. Omodaka, T. Oyama, S. Sakai, T. Sasao, K. Sato, K. M. Shibata, Y. Tamura et K. Yamashita. Astrometry

- of H₂O Masers in Nearby Star-Forming Regions with VERA. II. SVS13 in NGC1333. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 60:37–44, février 2008.
- [86] T. Hirota, M. Honma, H. Imai, K. Sunada, Y. Ueno, H. Kobayashi et N. Kawaguchi. Astrometry of H₂O Masers in Nearby Star-Forming Regions with VERA. IV. L 1448 C. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 63:1–8, février 2011.
- [87] P. T. P. Ho, J. M. Moran et K. Y. Lo. The Submillimeter Array. *The Astrophysical Journal Letters*, 616:L1–L6, novembre 2004.
- [88] M. T. Hogan, A. C. Edge, J. Hlavacek-Larrondo, K. J. B. Grainge, S. L. Hamer, E. K. Mahony, H. R. Russell, A. C. Fabian, B. R. McNamara et R. J. Wilman. A comprehensive study of the radio properties of brightest cluster galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 453:1201–1222, octobre 2015.
- [89] W. S. Holland, D. Bintley, E. L. Chapin, A. Chrysostomou, G. R. Davis, J. T. Dempsey, W. D. Duncan, M. Fich, P. Friberg, M. Halpern, K. D. Irwin, T. Jenness, B. D. Kelly, M. J. MacIntosh, E. I. Robson, D. Scott, P. A. R. Ade, E. Atad-Ettinger, D. S. Berry, S. C. Craig, X. Gao, A. G. Gibb, G. C. Hilton, M. I. Hollister, J. B. Kycia, D. W. Lunney, H. McGregor, D. Montgomery, W. Parkes, R. P. J. Tilanus, J. N. Ullom, C. A. Walther, A. J. Walton, A. L. Woodcraft, M. Amiri, D. Atkinson, B. Burger, T. Chuter, I. M. Coulson, W. B. Dorcise, C. Dunare, F. Economou, M. D. Niemack, H. A. L. Parsons, C. D. Reintsema, B. Sibthorpe, I. Smail, R. Sudiwala et H. S. Thomas. SCUBA-2 : the 10 000 pixel bolometer camera on the James Clerk Maxwell Telescope. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430:2513–2533, avril 2013.
- [90] M. Houde, P. Bastien, R. Peng, T. G. Phillips et H. Yoshida. Probing the Magnetic Field with Molecular Ion Spectra. *The Astrophysical Journal*, 536:857–864, juin 2000.
- [91] M. Houde, C. L. H. Hull, R. L. Plambeck, J. E. Vaillancourt et R. H. Hildebrand. Dispersion of Magnetic Fields in Molecular Clouds. IV. Analysis of Interferometry Data. *The Astrophysical Journal*, 820:38, mars 2016.
- [92] M. Houde, R. Peng, T. G. Phillips, P. Bastien et H. Yoshida. Probing the Magnetic Field with Molecular Ion Spectra. II. *The Astrophysical Journal*, 537:245–254, juillet 2000.

- [93] M. Houde, R. Rao, J. E. Vaillancourt et R. H. Hildebrand. Dispersion of Magnetic Fields in Molecular Clouds. III. *The Astrophysical Journal*, 733:109, juin 2011.
- [94] M. Houde, J. E. Vaillancourt, R. H. Hildebrand, S. Chitsazzadeh et L. Kirby. Dispersion of Magnetic Fields in Molecular Clouds. II. *The Astrophysical Journal*, 706:1504–1516, décembre 2009.
- [95] C. L. H. Hull, P. Mocz, B. Burkhart, A. A. Goodman, J. M. Girart, P. C. Cortés, L. Hernquist, V. Springel, Z.-Y. Li et S.-P. Lai. Unveiling the Role of the Magnetic Field at the Smallest Scales of Star Formation. *The Astrophysical Journal Letters*, 842:L9, juin 2017.
- [96] C. L. H. Hull, R. L. Plambeck, W. Kwon, G. C. Bower, J. M. Carpenter, R. M. Crutcher, J. D. Fiege, E. Franzmann, N. S. Hakobian, C. Heiles, M. Houde, A. M. Hughes, J. W. Lamb, L. W. Looney, D. P. Marrone, B. C. Matthews, T. Pillai, M. W. Pound, N. Rahman, G. Sandell, I. W. Stephens, J. J. Tobin, J. E. Vaillancourt, N. H. Volgenau et M. C. H. Wright. TADPOL : A 1.3 mm Survey of Dust Polarization in Star-forming Cores and Regions. *The Astrophysical Journal Supplement*, 213:13, juillet 2014.
- [97] Ž. Ivezić, K. Menou, G. R. Knapp, M. A. Strauss, R. H. Lupton, D. E. Vanden Berk, G. T. Richards, C. Tremonti, M. A. Weinstein, S. Anderson, N. A. Bahcall, R. H. Becker, M. Bernardi, M. Blanton, D. Eisenstein, X. Fan, D. Finkbeiner, K. Finlator, J. Frieman, J. E. Gunn, P. B. Hall, R. S. J. Kim, A. Kinkhabwala, V. K. Narayanan, C. M. Rockosi, D. Schlegel, D. P. Schneider, I. Strateva, M. SubbaRao, A. R. Thakar, W. Voges, R. L. White, B. Yanny, J. Brinkmann, M. Doi, M. Fukugita, G. S. Hennessy, J. A. Munn, R. C. Nichol et D. G. York. Optical and Radio Properties of Extragalactic Sources Observed by the FIRST Survey and the Sloan Digital Sky Survey. *The Astronomical Journal*, 124: 2364–2400, novembre 2002.
- [98] J. M. Jackson, J. M. Rathborne, R. Y. Shah, R. Simon, T. M. Bania, D. P. Clemens, E. T. Chambers, A. M. Johnson, M. Dormody, R. Lavoie et M. H. Heyer. The Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 163:145–159, mars 2006.
- [99] T. Jenness, E. I. Robson et J. A. Stevens. Observations of flat-spectrum radio sources at

- $\lambda 850\mu\text{m}$ from the James Clerk Maxwell Telescope II. April 2000 to June 2005. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401:1240–1254, janvier 2010.
- [100] D. Johnstone et J. Bally. JCMT/SCUBA Submillimeter Wavelength Imaging of the Integral-shaped Filament in Orion. *The Astrophysical Journal*, 510:L49–L53, janvier 1999.
- [101] D. Johnstone et J. Bally. Large-Area Mapping at $850\mu\text{m}$. V. Analysis of the Clump Distribution in the Orion A South Molecular Cloud. *The Astrophysical Journal*, 653:383–397, décembre 2006.
- [102] D. Johnstone, A. M. S. Boonman et E. F. van Dishoeck. Astrochemistry of sub-millimeter sources in Orion. Studying the variations of molecular tracers with changing physical conditions. *Astronomy and Astrophysics*, 412:157–174, décembre 2003.
- [103] S. G. Jorstad, A. P. Marscher, M. L. Lister, A. M. Stirling, T. V. Cawthorne, W. K. Gear, J. L. Gómez, J. A. Stevens, P. S. Smith, J. R. Forster et E. I. Robson. Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies : Jet Kinematics from Bi-monthly Monitoring with the Very Long Baseline Array. *The Astronomical Journal*, 130:1418–1465, octobre 2005.
- [104] S. G. Jorstad, A. P. Marscher, J. A. Stevens, P. S. Smith, J. R. Forster, W. K. Gear, T. V. Cawthorne, M. L. Lister, A. M. Stirling, J. L. Gómez, J. S. Greaves et E. I. Robson. Multiwaveband Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies : Correlated Polarization Behavior. *The Astronomical Journal*, 134:799–824, août 2007.
- [105] M. Juvela, J. Montillaud, N. Ysard et T. Lunttila. The degeneracy between dust colour temperature and spectral index. Comparison of methods for estimating the $\beta(T)$ relation. *Astronomy & Astrophysics*, 556:A63, août 2013.
- [106] P. M. W. Kalberla et J. Kerp. The HI Distribution of the Milky Way. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 47:27–61, septembre 2009.
- [107] A. Kashlinsky, R. G. Arendt, J. Mather et S. H. Moseley. Tracing the first stars with fluctuations of the cosmic infrared background. *Nature*, 438:45–50, novembre 2005.

- [108] A. Kataoka, M. N. Machida et K. Tomisaka. Exploring Magnetic Field Structure in Star-forming Cores with Polarization of Thermal Dust Emission. *The Astrophysical Journal*, 761:40, décembre 2012.
- [109] B. C. Kelly, R. Shetty, A. M. Stutz, J. Kauffmann, A. A. Goodman et R. Launhardt. Dust Spectral Energy Distributions in the Era of Herschel and Planck : A Hierarchical Bayesian-fitting Technique. *The Astrophysical Journal*, 752:55, juin 2012.
- [110] R. C. Kennicutt et N. J. Evans. Star Formation in the Milky Way and Nearby Galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50:531–608, septembre 2012.
- [111] A. Kraus, T. P. Krichbaum, R. Wegner, A. Witzel, G. Cimò, A. Quirrenbach, S. Britzen, L. Fuhrmann, A. P. Lobanov, C. E. Naundorf, K. Otterbein, B. Peng, M. Risse, E. Ros et J. A. Zensus. Intraday variability in compact extragalactic radio sources. II. Observations with the Effelsberg 100 m radio telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 401:161–172, avril 2003.
- [112] M. R. Krumholz. Star Formation in Molecular Clouds. Dans E. Telles, R. Dupke et D. Lazzaro, éditeurs, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1386 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 9–57, septembre 2011.
- [113] M. R. Krumholz. The big problems in star formation : The star formation rate, stellar clustering, and the initial mass function. *Physics Reports*, 539:49–134, juin 2014.
- [114] J. M. Lamarre, J. L. Puget, F. Bouchet, P. A. R. Ade, A. Benoit, J. P. Bernard, J. Bock, P. De Bernardis, J. Charra, F. Couchot, J. Delabrouille, G. Efstathiou, M. Giard, G. Guyot, A. Lange, B. Maffei, A. Murphy, F. Pajot, M. Piat, I. Ristorcelli, D. Santos, R. Sudiwala, J. F. Sygnet, J. P. Torre, V. Yurchenko et D. Yvon. The Planck High Frequency Instrument, a third generation CMB experiment, and a full sky submillimeter survey. *New Astronomy Reviews*, 47:1017–1024, décembre 2003.
- [115] A. Lazarian. Gold Alignment and Internal Dissipation. *The Astrophysical Journal*, 483:296–308, juillet 1997.
- [116] A. Lazarian. Tracing magnetic fields with aligned grains. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 106:225–256, juillet 2007.

- [117] A. Lazarian et T. Hoang. Radiative torques : analytical model and basic properties. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 378:910–946, juillet 2007.
- [118] A. Lazarian et T. Hoang. Subsonic Mechanical Alignment of Irregular Grains. *The Astrophysical Journal*, 669:L77–L80, novembre 2007.
- [119] J. W. Lee, S.-S. Lee, S. Kang, D.-Y. Byun et S. S. Kim. Detection of millimeter-wavelength intraday variability in polarized emission from S5 0716+714. *Astronomy and Astrophysics*, 592:L10, août 2016.
- [120] S.-S. Lee, S. Kang, D.-Y. Byun, N. Chapman, G. Novak, S. Trippe, J. C. Algaba et M. Kino. First Detection of 350 Micron Polarization from a Radio-loud AGN. *The Astrophysical Journal Letters*, 808:L26, juillet 2015.
- [121] J. Lequeux. *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences et CNRS Éditions, Paris, 2003.
- [122] J. Lequeux. *The Interstellar Medium*. EDP Sciences and Springer, Berlin, 2005.
- [123] E. S. Levine, L. Blitz et C. Heiles. The Spiral Structure of the Outer Milky Way in Hydrogen. *Science*, 312:1773–1777, juin 2006.
- [124] E. S. Levine, L. Blitz et C. Heiles. The Vertical Structure of the Outer Milky Way H I Disk. *The Astrophysical Journal*, 643:881–896, juin 2006.
- [125] A. Li et J. M. Greenberg. A unified model of interstellar dust. *Astronomy & Astrophysics*, 323:566–584, juillet 1997.
- [126] D. C. Lis, E. Serabyn, J. Keene, C. D. Dowell, D. J. Benford, T. G. Phillips, T. R. Hunter et N. Wang. 350 Micron Continuum Imaging of the Orion A Molecular Cloud with the Submillimeter High Angular Resolution Camera. *The Astrophysical Journal*, 509:299–308, décembre 1998.
- [127] M. Lombardi, H. Bouy, J. Alves et C. J. Lada. Herschel-Planck dust optical-depth and column-density maps. I. Method description and results for Orion. *Astronomy & Astrophysics*, 566:A45, juin 2014.

- [128] M. N. Machida, S.-i. Inutsuka et T. Matsumoto. High- and Low-Velocity Magnetized Outflows in the Star Formation Process in a Gravitationally Collapsing Cloud. *The Astrophysical Journal*, 676:1088–1108, avril 2008.
- [129] S. Mairs, D. Johnstone, H. Kirk, J. Buckle, D. S. Berry, H. Broekhoven-Fiene, M. J. Currie, M. Fich, S. Graves, J. Hatchell, T. Jenness, J. C. Mottram, D. Nutter, K. Pattle, J. E. Pineda, C. Salji, J. Di Francesco, M. R. Hogerheijde, D. Ward-Thompson, P. Bastien, D. Bresnahan, H. Butner, M. Chen, A. Chrysostomou, S. Coudé, C. J. Davis, E. Drabek-Maunder, A. Duarte-Cabral, J. Fiege, P. Friberg, R. Friesen, G. A. Fuller, J. Greaves, J. Gregson, W. Holland, G. Joncas, J. M. Kirk, L. B. G. Knee, K. Marsh, B. C. Matthews, G. Moriarty-Schieven, C. Mowat, J. Rawlings, J. Richer, D. Robertson, E. Rosolowsky, D. Rumble, S. Sadavoy, H. Thomas, N. Tohill, S. Viti, G. J. White, J. Wouterloot, J. Yates et M. Zhu. The JCMT Gould Belt Survey : a first look at Southern Orion A with SCUBA-2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461:4022–4048, octobre 2016.
- [130] D. P. Marrone, J. M. Moran, J.-H. Zhao et R. Rao. Interferometric Measurements of Variable 340 GHz Linear Polarization in Sagittarius A*. *The Astrophysical Journal*, 640: 308–318, mars 2006.
- [131] D. P. Marrone et R. Rao. The submillimeter array polarimeter. Dans *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV*, volume 7020 de *Proceedings of the SPIE*, page 70202B, juillet 2008.
- [132] A. P. Marscher. Probing the Compact Jets of Blazars with Light Curves, Images, and Polarization. Dans H. R. Miller, K. Marshall, J. R. Webb et M. F. Aller, éditeurs, *Blazar Variability Workshop II : Entering the GLAST Era*, volume 350 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 155, juillet 2006.
- [133] A. P. Marscher. Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei. Dans P. A. Hughes et J. N. Bregman, éditeurs, *Relativistic Jets : The Common Physics of AGN, Microquasars, and Gamma-Ray Bursts*, volume 856 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 1–22, septembre 2006.
- [134] A. P. Marscher. Turbulent, Extreme Multi-zone Model for Simulating Flux and Polarization Variability in Blazars. *The Astrophysical Journal*, 780:87, janvier 2014.

- [135] P. Marziani, J. W. Sulentic, D. Dultzin-Hacyan, M. Calvani et M. Moles. Comparative Analysis of the High- and Low-Ionization Lines in the Broad-Line Region of Active Galactic Nuclei. *Astrophysical Journal Supplement*, 104:37, mai 1996.
- [136] J. S. Mathis, W. Rumpl et K. H. Nordsieck. The size distribution of interstellar grains. *The Astrophysical Journal*, 217:425–433, octobre 1977.
- [137] B. C. Matthews, M. R. Hogerheijde, J. K. Jørgensen et E. A. Bergin. The Rotating Molecular Core and Precessing Outflow of the Young Stellar Object Barnard 1c. *The Astrophysical Journal*, 652:1374–1389, décembre 2006.
- [138] B. C. Matthews, C. A. McPhee, L. M. Fissel et R. L. Curran. The Legacy of SCUPOL : 850 μm Imaging Polarimetry from 1997 to 2005. *The Astrophysical Journal Supplement*, 182:143–204, mai 2009.
- [139] B. C. Matthews et C. D. Wilson. Magnetic Fields in Star-forming Molecular Clouds. V. Submillimeter Polarization of the Barnard 1 Dark Cloud. *The Astrophysical Journal*, 574:822–833, août 2002.
- [140] W. H. McCrea et D. McNally. The formation of Population I stars, II. The formation of molecular hydrogen in interstellar matter. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 121:238, 1960.
- [141] B. R. McNamara et P. E. J. Nulsen. Mechanical feedback from active galactic nuclei in galaxies, groups and clusters. *New Journal of Physics*, 14(5):055023, mai 2012.
- [142] S. T. Megeath, R. Gutermuth, J. Muzerolle, E. Kryukova, K. Flaherty, J. L. Hora, L. E. Allen, L. Hartmann, P. C. Myers, J. L. Pipher, J. Stauffer, E. T. Young et G. G. Fazio. The Spitzer Space Telescope Survey of the Orion A and B Molecular Clouds. I. A Census of Dusty Young Stellar Objects and a Study of Their Mid-infrared Variability. *The Astronomical Journal*, 144:192, décembre 2012.
- [143] P. G. Mezger et A. P. Henderson. Galactic H II Regions. I. Observations of Their Continuum Radiation at the Frequency 5 GHz. *Astrophysical Journal*, 147:471, février 1967.

- [144] S. Molinari, J. Bally, S. Glover, T. Moore, A. Noriega-Crespo, R. Plume, L. Testi, E. Vázquez-Semadeni, A. Zavagno, J.-P. Bernard et P. Martin. The Milky Way as a Star Formation Engine. *Protostars and Planets VI*, pages 125–148, 2014.
- [145] J. W. Morgan et E. Anders. Chemical Composition of Earth, Venus, and Mercury. *Proceedings of the National Academy of Science*, 77:6973–6977, décembre 1980.
- [146] M. T. Murphy, J. K. Webb, V. V. Flambaum, V. A. Dzuba, C. W. Churchill, J. X. Prochaska, J. D. Barrow et A. M. Wolfe. Possible evidence for a variable fine-structure constant from QSO absorption lines : motivations, analysis and results. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 327:1208–1222, novembre 2001.
- [147] H. Nagai, K. Nakanishi, R. Paladino, C. L. H. Hull, P. Cortes, G. Moellenbrock, E. Formalont, K. Asada et K. Hada. ALMA Science Verification Data : Millimeter Continuum Polarimetry of the Bright Radio Quasar 3C 286. *The Astrophysical Journal*, 824:132, juin 2016.
- [148] R. Nartallo, W. K. Gear, A. G. Murray, E. I. Robson et J. H. Hough. A Millimetre/Submillimetre Polarization Survey of Compact Flat-Spectrum Radio Sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 297:667–686, juillet 1998.
- [149] Goddard Space Flight Center & NASA. The Multiwavelength Milky Way, 2007. URL <https://mwmw.gsfc.nasa.gov/>. Accédé le 26 mars 2017.
- [150] A. Natta, L. Testi, N. Calvet, T. Henning, R. Waters et D. Wilner. Dust in Protoplanetary Disks : Properties and Evolution. *Protostars and Planets V*, pages 767–781, 2007.
- [151] R. S. Nemmen et A. Tchekhovskoy. On the efficiency of jet production in radio galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 449:316–327, mai 2015.
- [152] D. Nutter et D. Ward-Thompson. A SCUBA survey of Orion - the low-mass end of the core mass function. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 374:1413–1420, février 2007.
- [153] A. Ordog, J. C. Brown, R. Kothes et T. L. Landecker. Three-dimensional structure of the magnetic field in the disk of the Milky Way. *Astronomy & Astrophysics*, 603:A15, juillet 2017.

- [154] V. Ossenkopf et T. Henning. Dust opacities for protostellar cores. *Astronomy and Astrophysics*, 291:943–959, novembre 1994.
- [155] L. Oster. Emission, Absorption, and Conductivity of a Fully Ionized Gas at Radio Frequencies. *Reviews of Modern Physics*, 33:525–543, octobre 1961.
- [156] E. C. Ostriker, J. M. Stone et C. F. Gammie. Density, Velocity, and Magnetic Field Structure in Turbulent Molecular Cloud Models. *The Astrophysical Journal*, 546:980–1005, janvier 2001.
- [157] A. G. Pacholczyk. *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. Freeman, 1970.
- [158] P. Padoan, C. Federrath, G. Chabrier, N. J. Evans, II, D. Johnstone, J. K. Jørgensen, C. F. McKee et Å. Nordlund. The Star Formation Rate of Molecular Clouds. *Protostars and Planets VI*, pages 77–100, 2014.
- [159] P. Palmeirim, P. André, J. Kirk, D. Ward-Thompson, D. Arzoumanian, V. Könyves, P. Didelon, N. Schneider, M. Benedettini, S. Bontemps, J. Di Francesco, D. Elia, M. Griffin, M. Hennemann, T. Hill, P. G. Martin, A. Men’shchikov, S. Molinari, F. Motte, Q. Nguyen Luong, D. Nutter, N. Peretto, S. Pezzuto, A. Roy, K. L. J. Rygl, L. Spinoglio et G. L. White. Herschel view of the Taurus B211/3 filament and striations : evidence of filamentary growth ? *Astronomy & Astrophysics*, 550:A38, février 2013.
- [160] B. Pang, U.-L. Pen, C. D. Matzner, S. R. Green et M. Liebendörfer. Numerical parameter survey of non-radiative black hole accretion : flow structure and variability of the rotation measure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415:1228–1239, août 2011.
- [161] E. Pascale, P. A. R. Ade, J. J. Bock, E. L. Chapin, J. Chung, M. J. Devlin, S. Dicker, M. Griffin, J. O. Gundersen, M. Halpern, P. C. Hargrave, D. H. Hughes, J. Klein, C. J. MacTavish, G. Marsden, P. G. Martin, T. G. Martin, P. Mouskops, C. B. Netterfield, L. Olmi, G. Patanchon, M. Rex, D. Scott, C. Semisch, N. Thomas, M. D. P. Truch, C. Tucker, G. S. Tucker, M. P. Viero et D. V. Wiebe. The Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope : BLAST. *The Astrophysical Journal*, 681:400–414, juillet 2008.

- [162] K. Pattle, D. Ward-Thompson, J. M. Kirk, J. Di Francesco, H. Kirk, J. C. Mottram, J. Keown, J. Buckle, S. F. Beaulieu, D. S. Berry, H. Broekhoven-Fiene, M. J. Currie, M. Fich, J. Hatchell, T. Jenness, D. Johnstone, D. Nutter, J. E. Pineda, C. Quinn, C. Salji, S. Tisi, S. Walker-Smith, M. R. Hogerheijde, P. Bastien, D. Bresnahan, H. Butner, M. Chen, A. Chrysostomou, S. Coudé, C. J. Davis, E. Drabek-Maunder, A. Duarte-Cabral, J. Fiege, P. Friberg, R. Friesen, G. A. Fuller, S. Graves, J. Greaves, J. Gregson, W. Holland, G. Joncas, L. B. G. Knee, S. Mairs, K. Marsh, B. C. Matthews, G. Moriarty-Schieven, C. Mowat, J. Rawlings, J. Richer, D. Robertson, E. Rosolowsky, D. Rumble, S. Sadavoy, H. Thomas, N. Tothill, S. Viti, G. J. White, J. Wouterloot, J. Yates et M. Zhu. The JCMT Gould Belt Survey : first results from SCUBA-2 observations of the Cepheus Flare region. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 464:4255–4281, février 2017.
- [163] A. Pedlar, H. S. Ghataure, R. D. Davies, B. A. Harrison, R. Perley, P. C. Crane et S. W. Unger. The Radio Structure of NGC1275. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 246:477, octobre 1990.
- [164] T.-C. Peng, F. Wyrowski, L. A. Zapata, R. Güsten et K. M. Menten. The APEX-CHAMP⁺ view of the Orion Molecular Cloud 1 core. Constraining the excitation with submillimeter CO multi-line observations. *Astronomy & Astrophysics*, 538:A12, février 2012.
- [165] A. A. Penzias, P. M. Solomon, R. W. Wilson et K. B. Jefferts. Interstellar Carbon Monosulfide. *The Astrophysical Journal Letters*, 168:L53, septembre 1971.
- [166] S. Pezzuto, D. Elia, E. Schisano, F. Strafella, J. Di Francesco, S. Sadavoy, P. André, M. Benedettini, J. P. Bernard, A. M. di Giorgio, A. Facchini, M. Hennemann, T. Hill, V. Könyves, S. Molinari, F. Motte, Q. Nguyen-Luong, N. Peretto, M. Pestalozzi, D. Polychroni, K. L. J. Rygl, P. Saraceno, N. Schneider, L. Spinoglio, L. Testi, D. Ward-Thompson et G. J. White. Herschel observations of B1-bS and B1-bN : two first hydrostatic core candidates in the Perseus star-forming cloud. *Astronomy & Astrophysics*, 547:A54, novembre 2012.
- [167] R. L. Plambeck, G. C. Bower, R. Rao, D. P. Marrone, S. G. Jorstad, A. P. Marscher, S. S. Doeleman, V. L. Fish et M. D. Johnson. Probing the Parsec-scale Accretion Flow of 3C 84

- with Millimeter Wavelength Polarimetry. *The Astrophysical Journal*, 797:66, décembre 2014.
- [168] Planck Collaboration. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics*, 571:A1, novembre 2014.
- [169] Planck Collaboration. Planck intermediate results. XLVII. Planck constraints on reionization history. *Astronomy & Astrophysics*, 596:A108, décembre 2016.
- [170] Planck Collaboration, A. Abergel, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, G. Aniano, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela et et al. Planck 2013 results. XI. All-sky model of thermal dust emission. *Astronomy & Astrophysics*, 571:A11, novembre 2014.
- [171] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, D. Alina, M. I. R. Alves, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, D. Arzoumanian, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela et et al. Planck intermediate results. XIX. An overview of the polarized thermal emission from Galactic dust. *Astronomy & Astrophysics*, 576:A104, avril 2015.
- [172] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoit-Lévy, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. Bobin, A. Bonaldi, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, J.-F. Cardoso, A. Catalano, A. Chamballu, H. C. Chiang, L.-Y. Chiang, P. R. Christensen, D. L. Clements, S. Colombi, L. P. L. Colombo, F. Couchot, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, C. Dickinson, J. M. Diego, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, X. Dupac, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, E. Franceschi, S. Galeotta, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, G. Giardino, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, F. K. Hansen, D. L. Harrison, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, W. A. Holmes, A. Hornstrup, W. Hovest, A. H. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoche, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, R. J. Laureijs, C. R. Lawrence, R. Leo-

ardi, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, J. F. Macías-Pérez, B. Maffei, D. Maino, N. Mandolesi, M. Maris, D. J. Marshall, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. Mazzotta, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, C. A. Oxborrow, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, F. Pasian, G. Patanchon, M. Peel, O. Perdereau, F. Perrotta, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, L. Popa, G. W. Pratt, S. Prunet, J.-L. Puget, J. P. Rachen, W. T. Reach, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, S. Ricciardi, T. Riller, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, G. Savini, D. Scott, L. D. Spencer, J.-L. Starck, V. Stolyarov, F. Sureau, D. Sutton, A.-S. Suur-Uski, J.-F. Sygnet, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Tucci, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, L. Verstraete, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, L. A. Wade, B. D. Wandelt, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. Planck intermediate results. XIV. Dust emission at millimetre wavelengths in the Galactic plane. *Astronomy & Astrophysics*, 564:A45, avril 2014.

[173] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday et al. Planck 2013 results. XXIII. Isotropy and statistics of the CMB. *Astronomy & Astrophysics*, 571:A23, novembre 2014.

[174] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro et al. Planck early results. XIX. All-sky temperature and dust optical depth from Planck and IRAS. Constraints on the “dark gas” in our Galaxy. *Astronomy & Astrophysics*, 536:A19, décembre 2011.

[175] F. Poidevin, P. Bastien et B. C. Matthews. Magnetic Field Structures and Turbulent Components in the Star-forming Molecular Clouds OMC-2 and OMC-3. *The Astrophysical Journal*, 716:893–906, juin 2010.

[176] D. A. Rafferty, B. R. McNamara, P. E. J. Nulsen et M. W. Wise. The Feedback-regulated Growth of Black Holes and Bulges through Gas Accretion and Starbursts in

- Cluster Central Dominant Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 652:216–231, novembre 2006. ISSN 0004-637X. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006ApJ...652..216R>.
- [177] S. P. Reynolds. Continuum spectra of collimated, ionized stellar winds. *Astrophysical Journal*, 304:713–720, mai 1986.
- [178] A. Ritacco, N. Ponthieu, A. Catalano, R. Adam, P. Ade, P. André, A. Beelen, A. Benoît, A. Bideaud, N. Billot, O. Bourrion, M. Calvo, G. Coiffard, B. Comis, F.-X. Désert, S. Doyle, J. Goupy, C. Kramer, S. Leclercq, J. F. Macías-Pérez, P. Mauskopf, A. Maury, F. Mayet, A. Monfardini, F. Pajot, E. Pascale, L. Perotto, G. Pisano, M. Rebolo-Iglesias, V. Revéret, L. Rodriguez, C. Romero, F. Ruppin, G. Savini, K. Schuster, A. Sievers, C. Thum, S. Triqueneaux, C. Tucker et R. Zylka. Polarimetry at millimeter wavelengths with the NIKA camera : calibration and performance. *Astronomy & Astrophysics*, 599:A34, mars 2017.
- [179] T. P. Robitaille et B. A. Whitney. The Present-Day Star Formation Rate of the Milky Way Determined from Spitzer-Detected Young Stellar Objects. *The Astrophysical Journal Letters*, 710:L11–L15, février 2010.
- [180] E. I. Robson, J. A. Stevens et T. Jenness. Observations of flat-spectrum radio sources at $\lambda 850 \mu\text{m}$ from the James Clerk Maxwell Telescope - I. 1997 April to 2000 April. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 327:751–770, novembre 2001.
- [181] L. Rousseau-Nepton, C. Robert et L. Drissen. HII Regions of NGC 628 and M101 as seen with SpIOMM. Dans C. Carignan, F. Combes et K. C. Freeman, éditeurs, *Tracing the Ancestry of Galaxies*, volume 277 de *IAU Symposium*, pages 112–115, décembre 2011.
- [182] V. C. Rubin, W. K. Ford, Jr. et N. Thonnard. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 $/R = 4\text{kpc}/$ to UGC 2885 $/R = 122 \text{kpc}/$. *The Astrophysical Journal*, 238:471–487, juin 1980.
- [183] D. Rumble, J. Hatchell, R. A. Gutermuth, H. Kirk, J. Buckle, S. F. Beaulieu, D. S. Berry, H. Broekhoven-Fiene, M. J. Currie, M. Fich, T. Jenness, D. Johnstone, J. C. Mottram,

- D. Nutter, K. Pattle, J. E. Pineda, C. Quinn, C. Salji, S. Tisi, S. Walker-Smith, J. di Francesco, M. R. Hogerheijde, D. Ward-Thompson, L. E. Allen, L. A. Cieza, M. M. Dunham, P. M. Harvey, K. R. Stapelfeldt, P. Bastien, H. Butner, M. Chen, A. Chrysostomou, S. Coude, C. J. Davis, E. Drabek-Maunder, A. Duarte-Cabral, J. Fiege, P. Friberg, R. Friesen, G. A. Fuller, S. Graves, J. Greaves, J. Gregson, W. Holland, G. Joncas, J. M. Kirk, L. B. G. Knee, S. Mairs, K. Marsh, B. C. Matthews, G. Moriarty-Schieven, J. Rawlings, J. Richer, D. Robertson, E. Rosolowsky, S. Sadavoy, H. Thomas, N. Tothill, S. Viti, G. J. White, C. D. Wilson, J. Wouterloot, J. Yates et M. Zhu. The JCMT Gould Belt Survey : evidence for radiative heating in Serpens MWC 297 and its influence on local star formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448:1551–1573, avril 2015.
- [184] H. R. Russell, B. R. McNamara, A. C. Edge, M. T. Hogan, R. A. Main et A. N. Vantghem. Radiative efficiency, variability and Bondi accretion on to massive black holes : the transition from radio AGN to quasars in brightest cluster galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432:530–553, juin 2013.
- [185] S. I. Sadavoy, J. Di Francesco, D. Johnstone, M. J. Currie, E. Drabek, J. Hatchell, D. Nutter, P. André, D. Arzoumanian, M. Benedettini, J.-P. Bernard, A. Duarte-Cabral, C. Fallscheer, R. Friesen, J. Greaves, M. Hennemann, T. Hill, T. Jenness, V. Könyves, B. Matthews, J. C. Mottram, S. Pezzuto, A. Roy, K. Rygl, N. Schneider-Bontemps, L. Spinoglio, L. Testi, N. Tothill, D. Ward-Thompson, G. White, t. JCMT et Herschel Gould Belt Survey Teams. The Herschel and JCMT Gould Belt Surveys : Constraining Dust Properties in the Perseus B1 Clump with PACS, SPIRE, and SCUBA-2. *The Astrophysical Journal*, 767:126, avril 2013.
- [186] S. I. Sadavoy, Y. Shirley, J. Di Francesco, T. Henning, M. J. Currie, P. André et S. Pezzuto. The Kinematic and Chemical Properties of a Potential Core-forming Clump : Perseus B1-E. *The Astrophysical Journal*, 806:38, juin 2015.
- [187] C. J. Salji, J. S. Richer, J. V. Buckle, J. Hatchell, H. Kirk, S. F. Beaulieu, D. S. Berry, H. Broekhoven-Fiene, M. J. Currie, M. Fich, T. Jenness, D. Johnstone, J. C. Mottram, D. Nutter, K. Pattle, J. E. Pineda, C. Quinn, S. Tisi, S. Walker-Smith, J. D. Francesco, M. R. Hogerheijde, D. Ward-Thompson, P. Bastien, H. Butner, M. Chen, A. Chrysostomou, S. Coudé, C. J. Davis, E. Drabek-Maunder, A. Duarte-Cabral, J. Fiege, P. Fri-

- berg, R. Friesen, G. A. Fuller, S. Graves, J. Greaves, J. Gregson, W. Holland, G. Joncas, J. M. Kirk, L. B. G. Knee, S. Mairs, K. Marsh, B. C. Matthews, G. Moriarty-Schieven, J. Rawlings, D. Robertson, E. Rosolowsky, D. Rumble, S. Sadavoy, H. Thomas, N. Tothill, S. Viti, G. J. White, C. D. Wilson, J. Wouterloot, J. Yates et M. Zhu. The JCMT Gould Belt Survey : constraints on prestellar core properties in Orion A North. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 449:1769–1781, mai 2015.
- [188] P. Salomé, F. Combes, Y. Revaz, D. Downes, A. C. Edge et A. C. Fabian. A very extended molecular web around NGC 1275. *Astronomy and Astrophysics*, 531:A85, juillet 2011.
- [189] L. A. Sargsyan et D. W. Weedman. Star Formation Rates for Starburst Galaxies from Ultraviolet, Infrared, and Radio Luminosities. *The Astrophysical Journal*, 701:1398–1414, août 2009.
- [190] B. D. Savage et J. S. Mathis. Observed properties of interstellar dust. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 17:73–111, 1979.
- [191] P. Schilke, D. J. Benford, T. R. Hunter, D. C. Lis et T. G. Phillips. A Line Survey of Orion-KL from 607 to 725 GHz. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 132:281–364, février 2001.
- [192] P. Schilke, T. D. Groesbeck, G. A. Blake, Phillips et T. G. A Line Survey of Orion KL from 325 to 360 GHz. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 108:301–337, janvier 1997.
- [193] E. F. Schlafly, G. Green, D. P. Finkbeiner, H.-W. Rix, E. F. Bell, W. S. Burgett, K. C. Chambers, P. W. Draper, K. W. Hodapp, N. Kaiser, E. A. Magnier, N. F. Martin, N. Metcalfe, P. A. Price et J. L. Tonry. A Large Catalog of Accurate Distances to Molecular Clouds from PS1 Photometry. *The Astrophysical Journal*, 786:29, mai 2014.
- [194] D. A. Schleuning. Far-Infrared and Submillimeter Polarization of OMC-1 : Evidence for Magnetically Regulated Star Formation. *The Astrophysical Journal*, 493:811–825, janvier 1998.
- [195] S. Schnee, M. Enoch, A. Noriega-Crespo, J. Sayers, S. Terebey, P. Caselli, J. Foster, A. Goodman, J. Kauffmann, D. Padgett, L. Rebull, A. Sargent et R. Shetty. The Dust

- Emissivity Spectral Index in the Starless Core TMC-1C. *The Astrophysical Journal*, 708: 127–136, janvier 2010.
- [196] S. Schnee, B. Mason, J. Di Francesco, R. Friesen, D. Li, S. Sadavoy et T. Stanke. Evidence for large grains in the star-forming filament OMC 2/3. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444:2303–2312, novembre 2014.
- [197] E. Serabyn et E. W. Weisstein. Fourier Transform Spectroscopy of the Orion Molecular Cloud Core. *Astrophysical Journal*, 451:238, septembre 1995.
- [198] R. Shetty, J. Kauffmann, S. Schnee et A. A. Goodman. The Effect of Noise on the Dust Temperature-Spectral Index Correlation. *The Astrophysical Journal*, 696:676–680, mai 2009.
- [199] R. Shetty, J. Kauffmann, S. Schnee, A. A. Goodman et B. Ercolano. The Effect of Line-of-Sight Temperature Variation and Noise on Dust Continuum Observations. *The Astrophysical Journal*, 696:2234–2251, mai 2009.
- [200] Y. L. Shirley, M. K. Nordhaus, J. M. Grcevich, N. J. Evans, II, J. M. C. Rawlings et K. Tatematsu. Modeling the Physical Structure of the Low-Density Pre-Protostellar Core Lynds 1498. *The Astrophysical Journal*, 632:982–1000, octobre 2005.
- [201] R. L. Snell, R. B. Loren et R. L. Plambeck. Observations of CO in L1551 - Evidence for stellar wind driven shocks. *The Astrophysical Journal Letters*, 239:L17–L22, juillet 1980.
- [202] W. Stein. Infrared Radiation from Interstellar Grains. *The Astrophysical Journal*, 144: 318, avril 1966.
- [203] J. Steinacker, M. Baes et K. D. Gordon. Three-Dimensional Dust Radiative Transfer*. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51:63–104, août 2013.
- [204] M. A. Strauss, J. P. Huchra, M. Davis, A. Yahil, K. B. Fisher et J. Tonry. A redshift survey of IRAS galaxies. VII - The infrared and redshift data for the 1.936 Jansky sample. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 83:29–63, novembre 1992.

- [205] A. N. Taylor, S. Dye, T. J. Broadhurst, N. Benítez et E. van Kampen. Gravitational Lens Magnification and the Mass of Abell 1689. *The Astrophysical Journal*, 501:539–553, juillet 1998.
- [206] A. Tchekhovskoy et O. Bromberg. Three-dimensional relativistic MHD simulations of active galactic nuclei jets : magnetic kink instability and Fanaroff-Riley dichotomy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461:L46–L50, septembre 2016.
- [207] K. Tomisaka. Polarization Structure of Filamentary Clouds. *The Astrophysical Journal*, 807:47, juillet 2015.
- [208] G. R. Tremblay, J. B. R. Oonk, F. Combes, P. Salomé, C. P. O’Dea, S. A. Baum, G. M. Voit, M. Donahue, B. R. McNamara, T. A. Davis, M. A. McDonald, A. C. Edge, T. E. Clarke, R. Galván-Madrid, M. N. Bremer, L. O. V. Edwards, A. C. Fabian, S. Hamer, Y. Li, A. Maury, H. R. Russell, A. C. Quillen, C. M. Urry, J. S. Sanders et M. W. Wise. Cold, clumpy accretion onto an active supermassive black hole. *Nature*, 534:218–221, juin 2016.
- [209] S. Trippe, M. Bremer, T. P. Krichbaum, M. Krips, R. Neri, V. Piétu et J. M. Winters. A search for linear polarization in the active galactic nucleus 3C 84 at 239 and 348 GHz. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425:1192–1198, septembre 2012.
- [210] H. Umeda et K. Nomoto. First-generation black-hole-forming supernovae and the metal abundance pattern of a very iron-poor star. *Nature*, 422:871–873, avril 2003.
- [211] J. E. Vaillancourt, D. T. Chuss, R. M. Crutcher, J. L. Dotson, C. D. Dowell, D. A. Harper, R. H. Hildebrand, T. J. Jones, A. Lazarian, G. Novak et M. W. Werner. Far-infrared polarimetry from the Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy. Dans *Infrared Spaceborne Remote Sensing and Instrumentation XV*, volume 6678 de *Proceedings of the SPIE*, page 66780D, septembre 2007.
- [212] J. E. Vaillancourt et B. C. Matthews. Submillimeter Polarization of Galactic Clouds : A Comparison of 350 μm and 850 μm Data. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 201:13, août 2012.

- [213] J. P. Vallée, P. Bastien et J. S. Greaves. Highly Polarized Thermal Dust Emission in the Bok Globule CB 068. *The Astrophysical Journal*, 542:352–358, octobre 2000.
- [214] J. P. Vallée et J. D. Fiege. The Cool Dark Globule CB68 and Its Associated Protostar : Geometry, Kinematics, Magnetic Vectors, and Pressure Balance. *The Astronomical Journal*, 134:628–636, août 2007.
- [215] J. P. Vallée, J. S. Greaves et J. D. Fiege. Magnetic Structure of a Dark Bok Globule. *The Astrophysical Journal*, 588:910–917, mai 2003.
- [216] M.-P. Véron-Cetty et P. Véron. A catalogue of quasars and active nuclei : 13th edition. *Astronomy and Astrophysics*, 518:A10, juillet 2010.
- [217] M. Vidal, J. P. Leahy et C. Dickinson. A new polarization amplitude bias reduction method. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461:698–709, septembre 2016.
- [218] D. Ward-Thompson, J. Di Francesco, J. Hatchell, M. R. Hogerheijde, D. Nutter, P. Bastien, S. Basu, I. Bonnell, J. Bowey, C. Brunt, J. Buckle, H. Butner, B. Cavanagh, A. Chrysostomou, E. Curtis, C. J. Davis, W. R. F. Dent, E. van Dishoeck, M. G. Edmunds, M. Fich, J. Fiege, L. Fissel, P. Friberg, R. Friesen, W. Frieswijk, G. A. Fuller, A. Gosling, S. Graves, J. S. Greaves, F. Helmich, R. E. Hills, W. S. Holland, M. Houde, R. Jayawardhana, D. Johnstone, G. Joncas, H. Kirk, J. M. Kirk, L. B. G. Knee, B. Matthews, H. Matthews, C. Matzner, G. H. Moriarty-Schieven, D. Naylor, R. Padman, R. Plume, J. M. C. Rawlings, R. O. Redman, M. Reid, J. S. Richer, R. Shipman, R. J. Simpson, M. Spaans, D. Stamatellos, Y. G. Tsamis, S. Viti, B. Weferling, G. J. White, A. P. Whitworth, J. Wouterloot, J. Yates et M. Zhu. The James Clerk Maxwell Telescope Legacy Survey of Nearby Star-forming Regions in the Gould Belt. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119:855–870, août 2007.
- [219] D. Ward-Thompson, K. Pattle, P. Bastien, R. S. Furuya, W. Kwon, S.-P. Lai, K. Qiu, D. Berry, M. Choi, S. Coudé, J. Di Francesco, T. Hoang, E. Franzmann, P. Friberg, S. F. Graves, J. S. Greaves, M. Houde, D. Johnstone, J. M. Kirk, P. M. Koch, J. Kwon, C. W. Lee, D. Li, B. C. Matthews, J. C. Mottram, H. Parsons, A. Pon, R. Rao, M. Rawlings, H. Shinnaga, S. Sadavoy, S. van Loo, Y. Aso, D.-Y. Byun, C. Eswaraiah, H.-R. Chen,

- M. C.-Y. Chen, W. P. Chen, T.-C. Ching, J. Cho, A. Chrysostomou, E. J. Chung, Y. Doi, E. Drabek-Maunder, S. P. S. Eyres, J. Fiege, R. K. Friesen, G. Fuller, T. Gledhill, M. J. Griffin, Q. Gu, T. Hasegawa, J. Hatchell, S. S. Hayashi, W. Holland, T. Inoue, S.-i. Inutsuka, K. Iwasaki, I.-G. Jeong, J.-h. Kang, M. Kang, S.-j. Kang, K. S. Kawabata, F. Kemper, G. Kim, J. Kim, K.-T. Kim, K. H. Kim, M.-R. Kim, S. Kim, K. M. Lacaille, J.-E. Lee, S.-S. Lee, D. Li, H.-b. Li, H.-L. Liu, J. Liu, S.-Y. Liu, T. Liu, A.-R. Lyo, S. Mairs, M. Matsumura, G. H. Moriarty-Schieven, F. Nakamura, H. Nakanishi, N. Ohashi, T. Onaka, N. Peretto, T.-S. Pyo, L. Qian, B. Retter, J. Richer, A. Rigby, J.-F. Robitaille, G. Savini, A. M. M. Scaife, A. Soam, M. Tamura, Y.-W. Tang, K. Tomisaka, H. Wang, J.-W. Wang, A. P. Whitworth, H.-W. Yen, H. Yoo, J. Yuan, C.-P. Zhang, G. Zhang, J. Zhou, L. Zhu, P. André, C. D. Dowell, S. Falle et Y. Tsukamoto. First Results from BISTRO : A SCUBA-2 Polarimeter Survey of the Gould Belt. *The Astrophysical Journal*, 842:66, juin 2017.
- [220] J. F. C. Wardle et P. P. Kronberg. The linear polarization of quasi-stellar radio sources at 3.71 and 11.1 centimeters. *The Astrophysical Journal*, 194:249–255, décembre 1974.
- [221] J. C. Weingartner et B. T. Draine. Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. *The Astrophysical Journal*, 548:296–309, février 2001.
- [222] J. C. Weingartner et B. T. Draine. Radiative Torques on Interstellar Grains. III. Dynamics with Thermal Relaxation. *The Astrophysical Journal*, 589:289–318, mai 2003.
- [223] M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, F. Bonnarel, S. Borde, F. Genova, G. Jasiewicz, S. Laloë, S. Lesteven et R. Monier. The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 143:9–22, avril 2000.
- [224] J. J. Wiseman et P. T. P. Ho. Large-Scale Structure, Kinematics, and Heating of the Orion Ridge. I. VLA NH₃ (1, 1) and (2, 2) Multifield Mosaics. *The Astrophysical Journal*, 502:676–694, août 1998.
- [225] Wolfram|Alpha. ElementData : Abundances of Chemical Elements in the Uni-

verse, 2017. URL <http://www.wolframalpha.com/input/?i=elements+abundance+universe>. Accédé le 22 mars 2017.

- [226] E. T. Young, E. E. Becklin, P. M. Marcum, T. L. Roellig, J. M. De Buizer, T. L. Herter, R. Güsten, E. W. Dunham, P. Temi, B.-G. Andersson, D. Backman, M. Burgdorf, L. J. Caroff, S. C. Casey, J. A. Davidson, E. F. Erickson, R. D. Gehrz, D. A. Harper, P. M. Harvey, L. A. Helton, S. D. Horner, C. D. Howard, R. Klein, A. Krabbe, I. S. McLean, A. W. Meyer, J. W. Miles, M. R. Morris, W. T. Reach, J. Rho, M. J. Richter, H.-P. Roesser, G. Sandell, R. Sankrit, M. L. Savage, E. C. Smith, R. Y. Shuping, W. D. Vacca, J. E. Vaillancourt, J. Wolf et H. Zinnecker. Early Science with SOFIA, the Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy. *The Astrophysical Journal Letters*, 749:L17, avril 2012.
- [227] R. T. Zavala et G. B. Taylor. Time-Variable Faraday Rotation Measures of 3C 273 and 3C 279. *The Astrophysical Journal Letters*, 550:L147–L150, avril 2001.
- [228] R. T. Zavala et G. B. Taylor. A View through Faraday’s Fog. II. Parsec-Scale Rotation Measures in 40 Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 612:749–779, septembre 2004.