



HAL
open science

Turbulence et instabilité thermique du milieu interstellaire atomique neutre : une approche numérique

Eléonore Saury

► **To cite this version:**

Eléonore Saury. Turbulence et instabilité thermique du milieu interstellaire atomique neutre : une approche numérique. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112107 . tel-00784196

HAL Id: tel-00784196

<https://theses.hal.science/tel-00784196v1>

Submitted on 4 Feb 2013

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

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



Turbulence et instabilité thermique du milieu interstellaire atomique neutre : une approche numérique

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 28 Juin 2012

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Paris-Sud (XI)
(Spécialité Astrophysique et Instrumentations Associées)

par

Éléonore Saury

Composition du jury

<i>Président :</i>	François Boulanger	Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay
<i>Rapporteurs :</i>	Katia Ferrière Thierry Passot	Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse Observatoire de la Côte d'Azur, Nice
<i>Examineurs :</i>	Gilles Joncas Christopher Brunt	Université Laval, Québec University of Exeter, UK
<i>Invité :</i>	Patrick Hennebelle	Laboratoire de Radioastronomie, ENS-LERMA, Paris
<i>Directeur de thèse :</i>	Marc-Antoine Miville-Deschênes	Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Marc-Antoine Miville-Deschênes, mon directeur, de m'avoir ouvert les portes de la recherche et de l'astrophysique. Le sujet sur lequel nous avons travaillé ensemble durant ces années de thèse a été passionnant. Je le remercie d'avoir partagé, de m'avoir transmis, sa connaissance et sa vision du milieu interstellaire et de m'avoir ainsi guidée dans cette physique complexe. Sa curiosité scientifique, sa persévérance, son écoute et sa compréhension ont été nécessaires pour mener ce projet à bien. Merci aussi de m'avoir permis d'aller travailler à Toronto. Cette expérience a été aussi bénéfique à mon travail qu'enrichissante. J'en garderai longtemps un excellent souvenir.

Je remercie aussi les membres de mon jury, Thierry Passot, Katia Ferrière, Gilles Joncas et Christopher Brunt d'avoir évalué cette thèse et de m'avoir fait des commentaires qui ont permis de l'améliorer. Un merci particulier à François Boulanger qui a été d'un grand soutien lors de la rédaction de la thèse et de l'article.

Je remercie aussi chaleureusement Patrick Hennebelle et Edouard Audit de m'avoir guidée dans le monde des simulations numériques. Ce travail aurait été bien plus difficile sans leur aide précieuse.

Merci à l'IAS et au groupe MIC en général pour leur accueil chaleureux, mais aussi aux membres de l'équipe Matière Interstellaire pour les réunions et échanges scientifiques.

Thanks to Peter Martin, Dick Bond and Norm Murray for welcoming me at CITA, for the very interesting and rewarding discussions we have had and for giving me all the tools I needed to achieve this work.

Merci à Aurélie, qui même à 8000 km, a été une co-bureau de rêve et presque une colocataire dans la période chaotique du déménagement, à Mathieu pour son écoute et son attention de tous les instants, à Alex et John pour leurs encouragements, à Laurie pour son optimisme inébranlable, à Benjamin le lapin qui répond toujours présent, à Heddy pour la zen-attitude, à Matou pour les cafés et soirées qui défoulent, à Pierre et Benjamin G. pour leur bonne humeur et leur entrain, et à toute la fine équipe des thésards et post-docs de l'IAS pour toujours conserver une ambiance joyeuse et animée.

Thanks to Daniela for the breaks and coffees, to Marcelo for always reminding me that I am invincible, to Fabio for enlighting my working week-ends at CITA and to Marzieh, Jens, Snezana, Richard, Tony, Kelsey, Juan, Laura, Sherry, Linda, Kevin, Alana and all post-docs and gradstudents of CITA and DAA for the good times I have had and the amazing pub nights.

Merci aux colocs & associés, Morgane, Grégoire, Bora et Marie, pour les trois années magiques passées ensemble, à Flo de m'avoir guettée et écoutée sur gmail ces deux dernières années, mais aussi à toute la tribu, Alice, Catou, Sophie, Ségo, Béné, Rachel, Marie-Laure et Phinou, pour les dépannages d'hébergement, les cafés, les dîners, les cocktails et les soirées, les larmes et les rires, les craquages et les folies... Merci tout simplement !

Merci à Marie-Thérèse et Bernard pour leur accueil rassurant et chaleureux lors de mes séjours parisiens ponctuant les moments forts de ma thèse. Merci à tous les autres membres de ma famille que je ne peux citer ici de manière exhaustive pour l'ambiance toujours chaleureuse, agréable et festive que vous créez lors de nos rencontres et, en particulier, à ceux qui ont eu le courage d'assister à ma soutenance. David, j'espère que cette expérience encouragera ta curiosité

scientifique.

Merci à mes parents-coach (coaching de très longue durée!), d'avoir toujours cru en moi, pour les paquets attentionnés et particulièrement bienvenus et enfin pour la courageuse et très utile relecture de ce manuscrit. Merci d'être venus à Toronto au moment précis où j'avais besoin de vous voir. Merci à mes merveilleuses petites sœurs, Raphaëlle et Clémence, de toujours m'apporter rires et fraîcheur. Vous êtes mes soleils.

Enfin, et non le moindre, un immense merci à toi Olivier. Merci d'avoir tout plaqué pour me suivre outre-Atlantique, de m'avoir écoutée et parfois même supportée, d'avoir su m'encourager et me changer les idées, merci pour les milkshakes nocturnes puis finalement pour toute la relecture. Merci pour ton infailible soutien.

À mon grand-père, le docteur Armand Saury

Résumé

En astrophysique, la compréhension du processus de formation d'étoiles reste l'une des principales questions. Elle est directement reliée à l'évolution du gaz interstellaire dans les galaxies, et en particulier aux processus de refroidissement et de condensation pour lesquels la turbulence et l'instabilité thermique jouent un rôle dominant.

Ce travail se concentre sur l'évolution du gaz atomique diffus qui fournit les conditions initiales à la formation des nuages moléculaires et se base sur une comparaison étroite entre observations à 21 cm et simulations numériques hydrodynamiques. Pour comprendre les rôles de l'instabilité thermique et de la turbulence dans la transition du gaz chaud (WNM, $T \sim 8000$ K, $n = 0.5$ cm⁻³) vers le gaz froid (CNM, $T \sim 80$ K, $n = 50$ cm⁻³), j'ai produit 90 simulations à basse résolution qui ont permis d'étudier l'influence de la densité initiale du WNM et de la compressibilité du forçage de la turbulence sur l'efficacité de la production de CNM. Un résultat important permet de conclure que le gaz chaud dans les conditions de turbulence caractéristiques de ce qui est observé ne transite pas vers le gaz froid quelque soit l'amplitude de la turbulence. Ces simulations à basse résolution ont aussi permis de déterminer quelles conditions initiales permettent de reproduire les propriétés déduites des observations telles que le nombre de Mach, la quantité de CNM en masse ou la dispersion de vitesse turbulente. Un processus de compression, que l'on peut reproduire soit en augmentant la densité initiale du WNM ($n \geq 1.5$ cm⁻³) soit en appliquant un champ de forçage compressif, est nécessaire. Ces conditions initiales ont ensuite été utilisées pour produire deux simulations à haute résolution (1024³) pour lesquelles j'ai montré que les propriétés de la turbulence et de l'instabilité du milieu atomique neutre sont bien reproduites. Leurs histogrammes de température portent en effet la trace d'un milieu biphasique et les distributions de pression sont semblables aux observations. D'autre part, les spectres de puissance de la densité sont caractéristiques d'un milieu fortement contrasté alors que ceux de la vitesse restent caractéristiques d'une turbulence subsonique. Finalement, les structures froides de ces deux simulations reproduisent les relations masse-échelle et dispersion de vitesse-échelle observées dans les nuages moléculaires, suggérant que la structure des nuages moléculaires pourrait être héritée de celle des nuages de HI à partir desquels ils se sont formés.

Le dernier aspect de mon travail est relié à la difficulté rencontrée lors de l'interprétation des données qui n'est possible qu'à partir de grandeurs projetées en deux dimensions. J'ai donc comparé en détails les deux simulations à haute résolution à des observations de cirrus en créant des observations artificielles à 21 cm. Les spectres d'émission et les cartes de densité de colonne ainsi produits sont semblables aux observations. De plus, les simulations donnant accès à l'information en trois dimensions, j'ai étudié les effets de l'auto-absorption dans la création de cartes de densité de colonne à partir de spectres de température de brillance. J'ai conclu de cette étude que l'auto-absorption ne peut être négligée mais qu'elle ne concerne que les lignes de visée les plus brillantes et les plus denses et que la correction habituellement appliquée sur les observations est efficace. Finalement, j'ai appliqué une méthode de décomposition en gaussiennes sur les spectres synthétiques. Cette méthode a pour objectif d'étudier les propriétés de chacune des deux phases thermiques du HI. Les résultats montrent qu'elle est prometteuse pour l'analyse des données de spectro-imagerie à 21 cm, bien que nécessitant des améliorations. Elle permet en effet de bien séparer les phases chaude et froide du milieu atomique et d'en déduire la distribution massique de chacune d'elles.

Abstract

One of the main current questions in Astrophysics is the understanding of the star formation process, directly related to the processes involved in the cooling and the condensation of the gas yielding to intricate filamentary structures of molecular clouds. Thermal instability and turbulence are playing dominant roles in this complex dynamics.

The work presented here is focused on the evolution of the atomic and diffuse interstellar medium that provides the initial conditions to the formation of molecular clouds and is based on the comparison of hydrodynamical numerical simulations and observations. To understand the roles of thermal instability and turbulence in the WNM (warm neutral medium, $T \sim 8000$ K, $n = 0.5 \text{ cm}^{-3}$) to CNM (cold neutral medium, $T \sim 80$ K, $n = 50 \text{ cm}^{-3}$) transition, I produced 90 hydrodynamical numerical simulations of thermally bistable HI and used them to study the impact of the WNM initial density and the compressibility of the turbulent stirring on the efficiency of the CNM production. The main result here is that the warm gas in the observed turbulent conditions do not transit naturally to cold gas whatever the amplitude of turbulent motions. These small resolution simulations also allowed me to determine which initial conditions lead to the reproduction of the observed properties, as the Mach number, the amount of CNM or the amplitude of the turbulent motions. A compression is needed to trigger this transition either by increasing the initial density ($n \geq 1.5 \text{ cm}^{-3}$) or by stirring with a compressive field. These initial conditions have been used to produce two high resolution simulations (1024^3). I showed that these two simulations reproduce well the properties of the turbulence and the thermal instability. The temperature histograms present the evidences of a bistable gas and the pressure distributions are in agreement with the observations. On the other hand, the power spectra of the density are characteristic of a high contrasted medium while the power spectra of the velocity remain characteristic of subsonic turbulence. Finally the cold structures of these two simulations reproduce well the mass-size and velocity dispersion-size relations observed in molecular clouds. This suggests that the molecular cloud structure could be inherited from the clouds of atomic gas from which they are born.

One of the main limitations in the analysis of observations comes from the fact that it can only be done on integrated quantities in two dimensions. In the last part of this work I compared the two high resolution simulations to observations by creating synthetic 21 cm observations. The emission spectra and column density maps produced in that way are similar to the ones observed. Besides, with the three dimensional informations, I was able to study the effect of the self-absorption in the creation of the column density maps from the brightness temperature spectra. I concluded from this study that the self-absorption cannot be neglected but that it only concerns the brightest and densest lines of sight and that the correction usually applied on observations is efficient. Finally I applied a method of gaussian decomposition on the synthetic spectra. This method has been build to study the properties of each thermal phase in the HI. The results show that it is a highly promising method for the analysis of 21 cm spectro-imagery data even if some improvements are needed. Indeed, it allows a good separation of the cold and warm phases of the atomic medium and a reasonable deduction of the massive distribution of each phase.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 Le milieu interstellaire atomique neutre	5
1.1 Description générale	5
1.1.1 Composantes du milieu interstellaire	6
1.1.2 Le cycle de la matière interstellaire	8
1.2 Le H I	9
1.2.1 Le H I, un milieu biphasique	10
1.2.2 Structure verticale	11
1.2.3 Dynamique	13
1.3 Instabilité thermique	14
1.3.1 Stabilité thermique : le modèle à deux phases	14
1.3.2 Principaux processus thermiques du H I	15
1.3.3 Limites du modèle à deux phases	19
1.4 La turbulence interstellaire	19
1.4.1 Description phénoménologique	20
1.4.2 Observations de la turbulence interstellaire	23
Chapitre 2 Simuler le H I	29
2.1 Simulations du H I thermiquement instable et turbulent	30
2.1.1 Mise en contexte : la formation des nuages moléculaires	30
2.1.2 Simulations du H I : études précédentes	31
2.1.3 Pourquoi de nouvelles simulations ?	33
2.2 L’outil : HERACLES	34
2.2.1 Equations d’Euler et schéma de Godunov	35
2.2.2 Forçage dans l’espace de Fourier	36
2.3 Temps et échelles caractéristiques	39
2.4 Définition des conditions initiales et des quantités à reproduire	41
2.4.1 Conditions initiales	41

2.4.2	Ce que l'on cherche à reproduire	43
Chapitre 3 Étude paramétrique		49
3.1	Résolution et convergence	49
3.1.1	Isotropie	50
3.1.2	Influence de la résolution	52
3.1.3	Temps de convergence	53
3.2	Étude paramétrique	54
3.2.1	Cas du forçage naturel de la turbulence : $\zeta = 0.5$	54
3.2.2	Influence de la compressibilité pour $\mathbf{n}_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$	58
3.3	Discussion	60
Chapitre 4 Simulations à haute résolution		67
4.1	Fraction de gaz dans les différentes phases et PDFs	70
4.1.1	Distribution thermique du gaz	70
4.1.2	Distribution de la pression	74
4.1.3	Distribution de la densité	75
4.2	Spectres de puissance 2D	78
4.3	Propriétés des structures froides	82
4.3.1	Évaluation de la taille caractéristique des grumeaux	82
4.3.2	Relation masse-échelle	82
4.3.3	Relation dispersion de vitesse-échelle	83
4.4	Discussion	86
Chapitre 5 Comparaison aux observations		91
5.1	Propriétés générales du H I dans le voisinage solaire	92
5.1.1	Observations à 21 cm au Green Bank Telescope	92
5.1.2	Description générale des données à 21 cm du H I à haute latitude	92
5.1.3	Décomposition en gaussiennes des spectres et propriétés du CNM et du WNM	94
5.1.4	Structure des cirrus	95
5.2	Observations synthétiques du H I	101
5.2.1	Raie d'émission à 21 cm	101
5.2.2	Température de brillance	102
5.2.3	Modélisation de la raie à 21 cm	103
5.2.4	Cartes des grandeurs intégrées	104
5.3	Auto-absorption	105
5.3.1	Spectres et canaux synthétiques de l'émission à 21cm	105

5.3.2	Effets de l'auto-absorption	105
5.3.3	Correction de l'auto-absorption	110
5.4	Comparaison aux observations	115
5.4.1	Séparation des phases grâce à la décomposition en gaussiennes	115
5.4.2	Spectres de puissance	119
5.5	Conclusion	120
Chapitre 6 Conclusion et perspectives		123
Bibliographie		128
Annexe A Publication		134

Introduction

Introduction générale

Bien que sa densité soit beaucoup plus faible que celle de la matière que nous connaissons sur Terre, le milieu interstellaire (MIS) n'est ni vide ni sans intérêt. Bien au contraire, il joue un rôle primordial dans l'évolution des galaxies car il est intimement lié à l'activité de formation des étoiles et à leur cycle de vie. Il se compose de gaz et de grains de poussière. Il n'est pas homogène et possède une structure, une dynamique et une composition extrêmement complexes. Pour le décrire, on peut regrouper les différents états de la matière interstellaire en plusieurs phases : gaz moléculaire ou atomique, chaud ou froid, neutre ou ionisé. Elles représentent les étapes du cycle du milieu interstellaire : les étoiles se forment dans les cœurs denses et froids des nuages moléculaires. Au cours de leur vie, elles participent activement aux modifications du gaz environnant en y injectant d'une part de l'énergie mécanique (vents stellaires) et d'autre part en photodissociant, ionisant et chauffant le gaz. À la fin de leur vie, elles restituent au gaz les éléments lourds qu'elles ont générés et, dans le cas des plus massives, les supernovæ soufflent le gaz sur des dizaines de parsecs et le chauffent à des millions de degrés. Ce gaz chaud, ionisé et peu dense va lentement se refroidir et se condenser jusqu'à revenir à l'état de nuage moléculaire.

Si nous connaissons ces différentes phases du milieu interstellaire, il est difficile de déterminer précisément comment elles évoluent et par quel processus les transitions de phases ont lieu. En effet, l'évolution de la matière interstellaire résulte de l'action de processus dynamiques complexes : expansion supersonique, chocs et turbulence dans un milieu non homogène. Les caractéristiques physiques du gaz sont constamment modifiées par le rayonnement, le champ magnétique, la poussière et la chimie. On étudie ces effets en développant des modèles théoriques et en observant tous les états de la matière interstellaire cités précédemment.

Plus en détail, une question qui se pose concerne la physique qui gouverne le milieu atomique neutre, ou H I. Il est, entre autres, gouverné par l'instabilité thermique qui confère au gaz un équilibre thermique multiphasique et par la turbulence qui le fragmente et lui fournit une structure auto-similaire à toutes les échelles.

L'instabilité thermique, qui résulte des processus thermiques du H I, permet la présence de gaz à différentes températures et densités, mais en équilibre de pression. Deux phases en équilibre coexistent : l'une chaude et diffuse, le milieu neutre chaud (*warm neutral medium* ou WNM) et l'autre froide et dense, le milieu neutre froid (*cold neutral medium* ou CNM). Une phase thermiquement instable à des températures intermédiaires est aussi observée. Les conditions physiques (température et densité) de ce gaz le placent dans un régime dans lequel il ne peut rester selon le modèle à deux phases de Field et al. (1969) qui décrit l'instabilité thermique. Il doit alors évoluer vers les équilibres thermiques du CNM ou du WNM. Sa présence non négligeable est vraisemblablement due aux processus dynamiques, comme la turbulence qui le maintient dans cet état instable.

En effet, il est fort probable que la turbulence joue un grand rôle dans la dynamique du milieu interstellaire. Elle affecte la structure et les mouvements à presque tous les régimes de température et de densité du milieu. Le MIS est en effet très fragmenté et auto-similaire, des échelles galactiques aux échelles protostellaires. De nombreuses études et observations ont prouvé la présence de lois d'échelle, en particulier pour la dispersion de vitesse. Le milieu interstellaire ne présente donc pas d'échelle caractéristique entre deux échelles : l'échelle d'injection d'énergie et l'échelle dissipative où les caractéristiques de la turbulence disparaissent. Mais l'étude de la turbulence dans le milieu interstellaire pose plusieurs problèmes. Il est hétérogène, compressible, avec un champ magnétique non nul et peut être supersonique. Le champ magnétique et l'auto-gravité des nuages peuvent modifier sa structure.

Les structures froides du H I pouvant devenir assez denses pour former les premières molécules de nuages moléculaires, l'étude du milieu atomique et de sa dynamique est très importante pour la compréhension générale de l'évolution du milieu interstellaire. On peut en effet se demander comment l'instabilité thermique et la turbulence agissent ensemble pour structurer et contraster le gaz tel qu'il est observé.

Un problème majeur qui se pose pour la compréhension du milieu interstellaire est la limitation des observations qui ne donnent pas accès à la dimension de profondeur, compliquant ainsi considérablement leur interprétation. Les quantités observables, comme la densité de colonne, sont en effet intégrées le long de la ligne de visée. Il est donc difficile de faire le lien entre les observations à deux dimensions et la physique à trois dimensions qui régit le milieu. Même dans le cas de la spectroscopie qui, par la prise en compte de l'effet Doppler-Fizeau, permet de séparer le rayonnement des sources se déplaçant à des vitesses différentes sur la ligne de visée, la projection se fait dans un espace dont la troisième dimension n'est pas spatiale mais spectrale, et donc différent de celui dans lequel nous souhaitons étudier la physique. C'est le cas par exemple des observations à 21 cm, principal traceur du milieu atomique neutre. Une solution pour tenter de relier les observations à la théorie, est la modélisation du milieu interstellaire par, entre autres, des simulations hydrodynamiques.

Simulations

Les progrès actuels en instrumentation et dans le domaine numérique permettent de comparer les propriétés physiques du MIS sur une grande gamme d'échelles, de quelques centièmes de pc à quelques dizaines de pc. De nombreuses études ont été faites sur des simulations de nuages moléculaires qui sont en général modélisés par des flots isothermes et supersoniques. Ces simulations isothermes ne reproduisent pas bien les propriétés du milieu atomique multiphasique. Comprendre la complexité de ce milieu demande une comparaison avec des simulations numériques incluant l'instabilité thermique et le champ magnétique qui participent à la transition WNM-CNM-nuage moléculaire (H_2). L'un des objectifs de ce type d'étude est de déterminer quelles sont les propriétés de la turbulence dans le CNM et le WNM (nombre de Mach, structure en densité, structure en vitesse). Il est important de décrire ces propriétés physiques pour comprendre quels sont les processus dynamiques qui dominent lors des phases de formation des structures.

Objectifs

L'idée de cette thèse est née dans ce contexte, autour de Marc-Antoine Miville-Deschênes d'une part, observateur spécialiste de la turbulence dans les cirrus galactiques, et de Patrick Hennebelle et Edouard Audit d'autre part, numériciens experts des simulations numériques du

milieu interstellaire. Le premier objectif est d'étudier deux des processus principaux qui agissent dans le HI, la turbulence et l'instabilité thermique à l'aide de simulations hydrodynamiques à haute résolution permettant d'étudier les propriétés des structures de CNM formées lors de la transition de phase. Le deuxième objectif est de définir un cadre qui permette de comparer simulations et observations pour offrir un nouvel outil d'interprétation des observations, mais aussi de contraindre la physique incluse dans les simulations. Tenter de relier les simulations aux observations par une comparaison approfondie est la principale originalité de cette thèse, qui tente parallèlement de répondre à quelques questions importantes de la physique du milieu atomique neutre. En effet, comment les différents processus, et en particulier l'instabilité thermique et la turbulence, interagissent-ils pour déstabiliser le WNM et créer des structures de gaz froid? Quelles sont les conditions physiques du gaz (thermiques et/ou dynamiques) qui lui permettent de transiter de la phase chaude à la phase froide? Quelles informations sur les champs à trois dimensions (densité, température, vitesse) peut-on déduire de simulations qui reproduisent bien les propriétés du HI? Et, finalement, comment relier les observations aux simulations et tenter de surmonter la contrainte de l'intégration des quantités (2D) disponibles par les observations?

Travail réalisé

Dans le premier chapitre, je présenterai le cadre général de cette thèse en introduisant les principales caractéristiques du HI, l'instabilité thermique et la turbulence.

Je parlerai dans le deuxième chapitre des simulations qui ont précédé ce travail et présenterai l'outil essentiel à sa réalisation, le code hydrodynamique HERACLES ainsi que certaines de ses particularités comme l'inclusion d'une fonction de refroidissement net dans les équations d'Euler (instabilité thermique) et le forçage de type pseudo-spectral (turbulence). Je décrirai aussi la démarche suivie pour déterminer les conditions initiales des simulations. L'originalité de cette démarche, effectuée en amont des simulations, se trouve dans l'étude approfondie des propriétés du HI déduites des observations pour déterminer précisément les quantités et leurs valeurs que l'on souhaite reproduire : la fraction de masse de gaz froid, la dispersion de vitesse turbulente du WNM et le nombre de Mach.

Dans le chapitre trois, je présenterai 90 simulations différentes à basse résolution initialement constituées de WNM et pour lesquelles j'ai varié la densité initiale et les propriétés du forçage de la turbulence. Nous verrons que la transition du WNM vers le CNM ne se produit pas dans les conditions typiques de densité et de turbulence du WNM, mais qu'un processus de compression est nécessaire à la déclencher. Une étude paramétrique sera menée sur ces simulations pour déterminer les conditions initiales qui reproduisent le mieux les propriétés du HI déduites des observations. Elles seront utilisées dans deux simulations ayant une bien meilleure résolution (1024^3) qui permettront d'étudier les propriétés des structures froides et de la turbulence.

Ces deux simulations seront présentées et analysées dans la partie quatre. J'en confirmerai la validité en vérifiant que les distributions de pression, de température, de densité et les propriétés de la turbulence sont semblables à ce qui est observé dans l'environnement solaire. Nous verrons que les spectres de puissance des coupes en densité sont ceux d'un milieu contrasté, bien que les spectres de puissance 2D de la vitesse restent proches de la loi en $-8/3$ de Kolmogorov. Nous verrons aussi que les lois de puissance reliant la masse et la dispersion de vitesse sont semblables à ce qui est observé dans les nuages moléculaires.

Finalement, dans le chapitre cinq, ces simulations à haute résolution seront comparées à différentes observations de cirrus à haute latitude galactique obtenues avec le radiotélescope *Green Bank* (GBT). Je décrirai rapidement le transfert radiatif de la raie à 21 cm et présenterai les observations synthétiques fabriquées à partir des deux simulations. Elles consistent en spectres d'émission et cartes de densité de colonne, de centroïde et de dispersion de vitesse. Une décom-

position des spectres de température de brillance sera appliquée parallèlement aux observations et aux simulations. Nous verrons que cet outil permet de séparer les phases WNM et CNM, mais que quelques difficultés restent à surmonter. Les cartes de densité de colonne de la phase WNM sont en effet assez difficiles à reconstruire à partir de la décomposition mais les fractions des deux phases sont bien évaluées.

Chapitre 1

Le milieu interstellaire atomique neutre

Sommaire

1.1	Description générale	5
1.1.1	Composantes du milieu interstellaire	6
1.1.2	Le cycle de la matière interstellaire	8
1.2	Le HI	9
1.2.1	Le HI, un milieu biphasique	10
1.2.2	Structure verticale	11
1.2.3	Dynamique	13
1.3	Instabilité thermique	14
1.3.1	Stabilité thermique : le modèle à deux phases	14
1.3.2	Principaux processus thermiques du HI	15
1.3.3	Limites du modèle à deux phases	19
1.4	La turbulence interstellaire	19
1.4.1	Description phénoménologique	20
1.4.2	Observations de la turbulence interstellaire	23

Les étoiles de notre Galaxie, la Voie Lactée, baignent dans un milieu extrêmement ténu : le milieu interstellaire. Il ne représente qu'une faible partie de sa masse, est beaucoup moins brillant et visible que les étoiles, mais joue un rôle primordial dans son écosystème. Il est en effet le lieu de la formation d'étoiles, qui échangent avec lui matière et énergie continuellement, et l'enrichissent en éléments lourds à la fin de leur vie.

1.1 Description générale

Le milieu interstellaire (ou MIS) comprend 10 à 15% de la masse du disque galactique, concentrée dans le plan galactique et les bras spiraux (Ferrière 2001). Il s'agit d'un milieu très clairsemé dont la densité moyenne, extrêmement faible, est de $2.7 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$. Cela équivaut à environ un atome d'hydrogène par centimètre cube, plus de 20 ordres de grandeurs plus diffus que l'atmosphère terrestre au niveau de la mer ($1.2 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$) et 10000 fois moins dense que le meilleur vide créé sur Terre en laboratoire. Il est majoritairement composé de gaz d'hydrogène neutre, ionisé ou moléculaire (90.8% en nombre). Cependant, 9.1% des atomes sont de l'hélium et 0.1% sont des éléments plus lourds appelés métaux. Finalement, 0.5-1% de la masse du milieu interstellaire n'est pas constituée de gaz mais de grains de poussières. Ces grains jouent un rôle primordial dans la chimie et les processus thermiques du gaz.

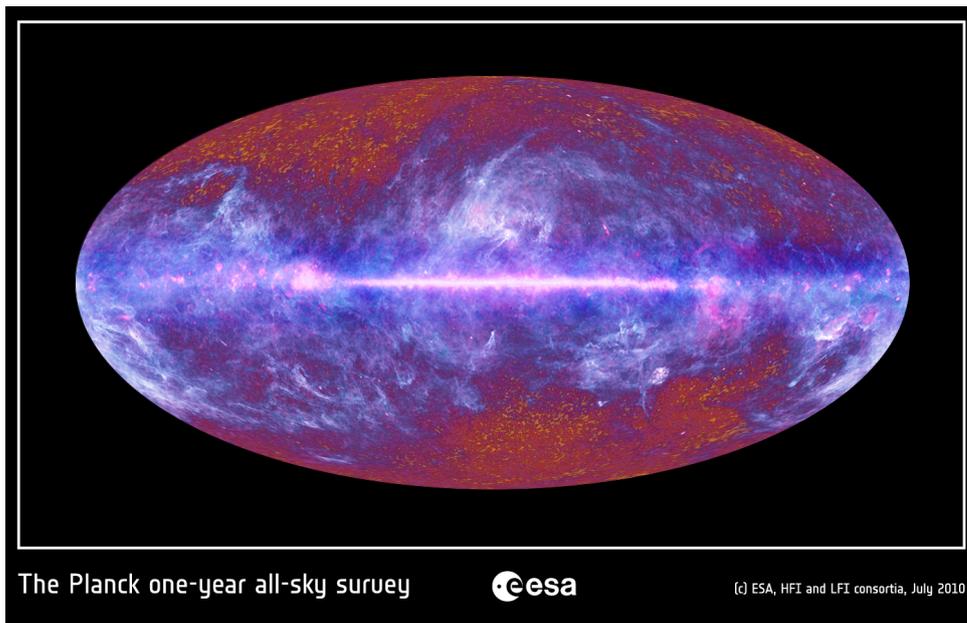


FIGURE 1.1: Ciel millimétrique vu par Planck (30 à 857 GHz). Ce relevé du ciel a été créé à partir des données résultant de la première année d’observation du satellite. Il met en avant la structure complexe du gaz avec des filaments à l’échelle galactique. Crédit de l’image : ESA/ LFI & HFI Consortia.

Le milieu interstellaire est soumis à une dynamique complexe due entre autres à la turbulence, l’instabilité thermique, le champ magnétique et la gravité. Tous ces processus physiques lui confèrent un aspect extrêmement structuré à toutes les échelles. Un à deux pour cent de son volume et la moitié de sa masse (Ferrière 2001) sont concentrés dans des nuages discrets et des filaments (hydrogène moléculaire et neutre froid) imbriqués dans un milieu bien plus diffus et chaud, composé d’hydrogène neutre chaud ou ionisé. La carte du ciel créée à partir des données millimétriques de Planck (figure 1.1) met en évidence les filaments du gaz aux échelles galactiques (~ 30 kpc). La carte de Polaris, prise par Herschel-Spire à $250 \mu\text{m}$ (Miville-Deschênes et al. 2010) de la figure 1.2 fournit une vue uniforme de la structure du milieu interstellaire d’échelles allant de 0.01 à 8 pc. Elle se compose de filaments et de grumeaux baignant dans un milieu plus diffus. Ces deux observations mises en parallèle permettent d’illustrer les ordres de grandeur sur lesquels s’étend la structure du milieu interstellaire.

1.1.1 Composantes du milieu interstellaire

Bien que la densité moyenne du milieu interstellaire soit de l’ordre de 1 cm^{-3} sur toute la Galaxie, ses propriétés physiques peuvent varier localement sur plusieurs ordres de grandeur. En effet, l’hydrogène se présente sous trois formes : ionisé (H II), neutre (H I) ou moléculaire (H_2), chaque composante ayant une ou plusieurs propriétés physiques distinctes. La section suivante présente brièvement chacune d’elles ; leurs propriétés sont résumées dans la table 1.1. Ces valeurs sont données en ordre de grandeur.

Le gaz ionisé (H II)

Le gaz interstellaire peut être ionisé sous l’action du rayonnement stellaire ultraviolet, de rayons X ou de collisions. On peut distinguer trois différentes composantes ionisées : les régions

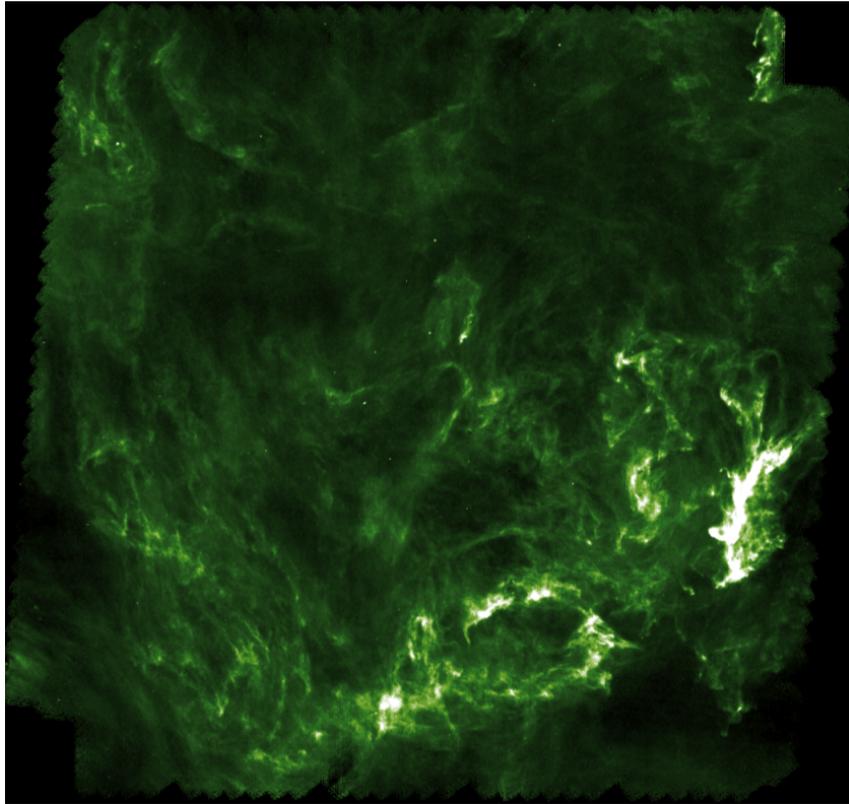


FIGURE 1.2: Observation de Polaris par Herschel-Spire à $250 \mu\text{m}$ (Miville-Deschênes et al. 2010). Ce champ a une taille physique de 8 pc.

HII, le gaz ionisé diffus (WIM, warm ionized medium) et le gaz ionisé chaud (HIM, hot ionized medium). Les régions HII forment des coquilles autour d'étoiles, ou d'amas d'étoiles jeunes et chaudes. Leur rayonnement UV ionise l'hydrogène environnant lors de leur formation. Une modélisation idéale de la structure des jeunes régions est la *sphère de Strömgren*. A l'intérieur d'un rayon r_S , le gaz est ionisé en quasi-totalité. Les photons ionisants n'atteignant pas la limite de cette sphère, le gaz est neutre à l'extérieur. Ce gaz chaud ($\sim 10000 \text{ K}$) a une pression élevée et peut ainsi percer le nuage neutre qui l'entoure et se déverser à l'extérieur. C'est ce que l'on appelle l'effet champagne. Il donne naissance aux régions chaudes et moins denses : le WIM qui peut aussi être produit par l'ionisation des régions neutres et diffuses (rayonnements stellaires et chocs). La troisième phase ionisée, le HIM, très chaude et très peu dense, est issue des restes de supernovæ et forme généralement de grandes bulles. Son existence a été suggérée pour la première fois par Spitzer (1956) pour confiner les nuages froids qui ne sont pas auto-gravitants.

Le gaz atomique neutre (HI)

Le HI est principalement tracé par la raie à 21 cm. Cette transition résulte de la structure hyperfine de l'atome d'hydrogène. Des observations ont révélé dès les années 1960 (Clark 1965) que le gaz atomique neutre est composé de nuages froids d'une part (**CNM** - *cold neutral medium*), vus en absorption en direction de sources radio continu, et d'un milieu chaud d'autre part (**WNM** - *warm neutral medium*), de très faible opacité et donc seulement vu en émission. Le WNM a une température d'environ 8000 K et une densité faible de l'ordre de $0.2\text{-}0.6 \text{ cm}^{-3}$. Le

TABLE 1.1: Caractéristiques (ordres de grandeur) des différentes phases du milieu interstellaire issues de Ferrière (2001, table 1).

Phases	hydrogène	Température (K)	densité n_{H} (cm^{-3})
Nuages moléculaires	H_2	10 – 20	$10^2 - 10^6$
Gaz atomique neutre froid (CNM)	H I	50 – 100	20 – 50
Gaz atomique neutre chaud (WNM)	H I	6000 – 10000	0.2 – 0.5
Milieu ionisé diffus (WIM)	H II	~ 8000	0.2 – 0.5
Milieu ionisé chaud (HIM)	H II	$\sim 10^6$	~ 0.0065

CNM, plus dense et donc plus froid, a une température autour de 50-100 K et une densité de $10\text{-}10^3 \text{ cm}^{-3}$. Les travaux de Clark (1965) sont à l'origine de ceux de Field (1965) qui expliquent comment ces deux phases peuvent co-exister en équilibre de pression par l'instabilité thermique créée par les processus de chauffage et de refroidissement du H I.

Le gaz moléculaire (H_2)

La phase moléculaire est la plus froide ($T \sim 10 - 20\text{K}$) et la plus dense ($> 10^3$) du milieu interstellaire. Sa densité est assez importante pour permettre la création de plusieurs espèces moléculaires dont H_2 . Les nuages moléculaires peuvent être gravitationnellement liés en tout ou en partie. Ils forment les sites de formation des cœurs denses, puis des étoiles.

1.1.2 Le cycle de la matière interstellaire

Aucune des composantes décrites précédemment n'est statique dans le temps ou l'espace. Leur évolution est intimement liée au cycle de vie des étoiles qui échangent continuellement matière et énergie avec le milieu. Elles se forment en effet dans les cœurs denses et froids des nuages moléculaires sous l'effet de la gravitation. Au cours de leur vie, elles participent activement aux modifications du gaz environnant, en y injectant de l'énergie mécanique (vents stellaires) d'une part, et en photodissociant, ionisant et chauffant le gaz par leur émission UV d'autre part. À la fin de leur vie, elles enrichissent le gaz des éléments lourds qu'elles ont synthétisés par succession de réactions thermonucléaires, et dans le cas des plus massives, les supernovae soufflent le gaz sur des dizaines de parsecs et le chauffent à des millions de degrés. Ce choc violent est susceptible de détruire le nuage moléculaire qui leur a donné naissance. Une fois la source ionisante éteinte, le gaz ionisé et très diffus peut se refroidir et se recombiner, créant le WNM. Sous l'effet de contractions et de processus thermiques et dynamiques (turbulence), le gaz atomique neutre se refroidit pour former des grumeaux et des filaments de CNM. Certaines études (Heitsch et al. 2005, 2006; Hennebelle et al. 2008) suggèrent que ces nuages de gaz atomique froid pourraient être les précurseurs des nuages moléculaires, leurs structures étant semblables et la densité du CNM suffisamment élevée pour permettre la formation de la molécule H_2 . Les nuages moléculaires peuvent devenir gravitationnellement instables et s'effondrer pour former une nouvelle génération d'étoiles. Ce cycle est représenté dans la figure 1.3 (Guillard 2010).

Le milieu interstellaire n'est donc pas un milieu passif, mais constitue un élément important de la Galaxie, échangeant continuellement de la matière et de l'énergie avec les étoiles. La distribution de la matière interstellaire, ses propriétés thermiques et chimiques déterminent où de nouvelles étoiles peuvent se former. Comprendre l'évolution de cette matière interstellaire, et

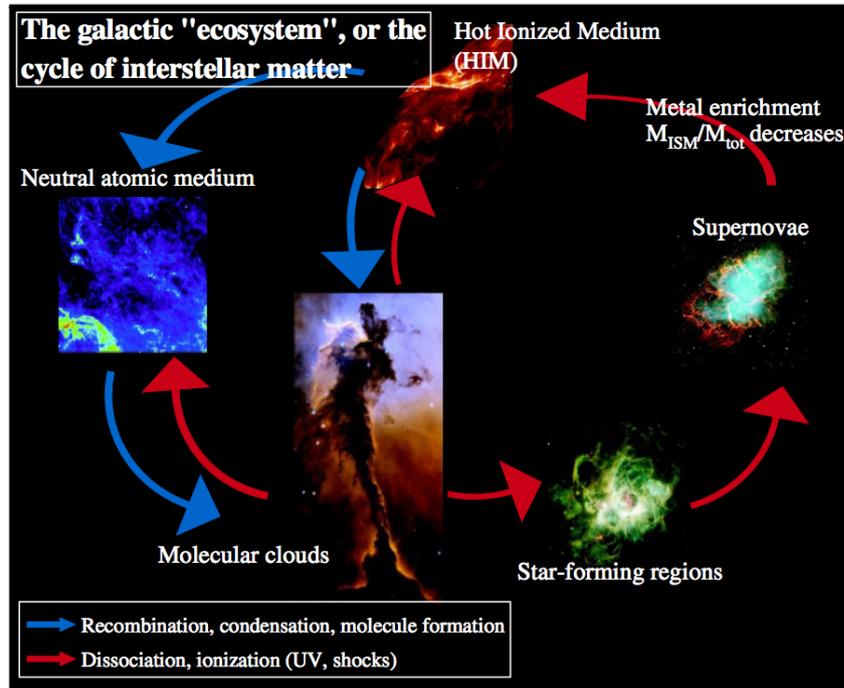


FIGURE 1.3: Cycle de la matière interstellaire (illustration issue de Guillard (2010)). Le milieu interstellaire n'est pas un milieu statique. Son évolution est intimement liée à celles des étoiles. Ses différentes composantes sont ainsi continuellement renouvelées.

en particulier les conditions sous lesquelles elle va pouvoir se condenser et se refroidir, est donc primordial pour la compréhension du processus de formation des étoiles. Les travaux de cette thèse portent sur une étape précise de ce cycle évolutif : quelles sont les conditions physiques qui permettent aux structures de gaz neutre froid de se former dans l'environnement neutre et chaud ?

1.2 Le H I

L'hydrogène atomique est la composante la plus abondante du milieu interstellaire. Il peut être observé directement dans le domaine de longueur d'onde radio à 21 cm. Cette transition résulte de la structure hyperfine de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène. Elle produit, du niveau excité au niveau de plus basse énergie, une raie spectrale à 21 cm. Les profils de raie donnent l'intensité, généralement exprimée comme une température de brillance, en fonction de la fréquence naturelle de 1420.406 Mhz déplacée par effet Doppler. Pour les études galactiques, les fréquences mesurées sont généralement exprimées en vitesse.

Les premières observations à 21 cm ont été faites dans les années 1950 par Ewen & Purcell (1951) et Muller & Oort (1951), faisant progresser très rapidement notre connaissance de la structure de la Galaxie. Cependant, il faut attendre les années 1970 pour connaître la morphologie du H I à haute latitude galactique grâce aux données obtenues au radio-télescope de Hat Creek : la figure 1.4 met en avant la structure complexe et filamentaire du H I liée à la dynamique du milieu (Heiles & Jenkins 1976). Les progrès techniques réalisés durant les dernières décennies ont permis d'obtenir des relevés galactiques de l'hydrogène dont la résolution a pu confirmer la

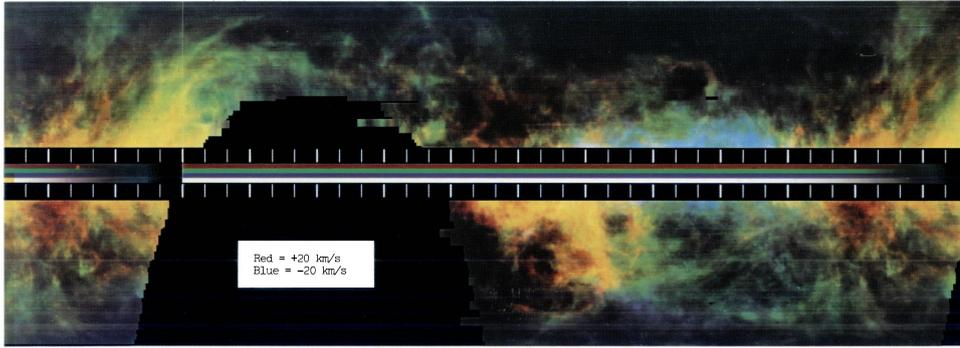


FIGURE 1.4: Carte du HI couvrant la totalité des longitudes galactiques et les latitudes de -65 à $+65$ degrés. La couleur indique la vitesse du gaz de -20 à 20 km s^{-1} . Figure tirée de Heiles & Jenkins (1976)

structure du gaz atomique neutre en bulles, filaments, coquilles et cheminées (Kalberla & Kerp 2009), confirmant le lien direct entre le milieu interstellaire et l'activité de formation d'étoiles.

1.2.1 Le HI, un milieu biphasique

Les observations du HI en absorption devant des sources radio-continu ont permis de découvrir dès les années 1950 (Hagen et al. 1955; Clark 1965) une différence notable entre les spectres en absorption et ceux en émission (voir figure 1.5) obtenus sur des lignes de visée proches. Les spectres en émission, larges et étendus en vitesse -ce qui est dû à la rotation différentielle de la Galaxie- tracent toute l'émission du HI. Ceux en absorption, étroits, n'indiquent que la présence d'un gaz froid, le gaz chaud ayant une température trop élevée pour lui permettre d'absorber du rayonnement d'arrière-plan. Des études plus récentes menées par Dickey et al. (2003) montrent le caractère systématique de cette différence (voir graphe du bas de la fig. 1.5).

Les travaux théoriques (Field 1965; Field et al. 1969; Goldsmith et al. 1969; Wolfire et al. 1995, 2003) qui ont suivi cette découverte ont établi que le gaz peut exister en équilibre de pression à des densités et des températures différentes, se répartissant ainsi sur deux phases : le WNM diffus et chaud ($T \sim 8000 \text{ K}$) et le CNM plus dense et froid ($T \sim 80 \text{ K}$). Cet aspect biphasique du gaz est le résultat de la dépendance en densité et en température des processus de chauffage et de refroidissement agissant dans le HI (ils seront décrits dans la partie 1.3).

Un résultat important de la comparaison des observations en absorption et en émission est la répartition des phases du WNM et du CNM. En effet, si le gaz chaud est observé sur toutes les lignes de visée du ciel, ce n'est pas le cas du gaz froid vu en absorption. Le CNM se répartit de manière discrète, sous forme de grumeaux et de filaments, alors que le WNM, beaucoup plus diffus, est distribué de manière plus uniforme. Cependant, la densité de CNM étant plus élevée que celle du WNM, sa fraction de masse n'est pas négligeable. Selon Heiles & Troland (2003b), 40% de la densité de colonne du HI est en effet du gaz froid, ou

$$\langle N_{\text{CNM}} \rangle / \langle N_{\text{WNM}} \rangle = 2/3. \quad (1.1)$$

Ceci est une moyenne. On observe des lignes de visée à haute latitude galactique qui ne contiennent pas de CNM (Miville-Deschênes & Martin 2007), et certaines où le CNM domine (Heiles & Troland 2003b).

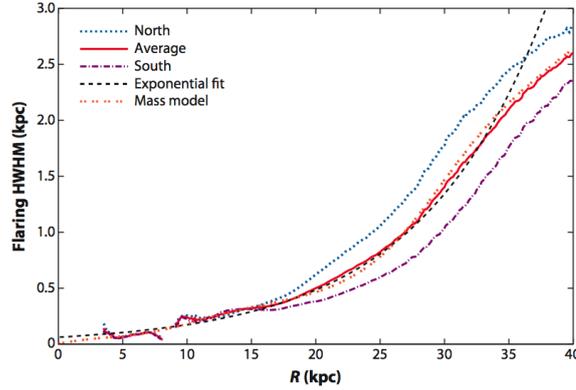


FIGURE 1.6: Évasement moyen du disque de HI en fonction du rayon R . Les observations sont très bien ajustées par une exponentielle (trait tirets noirs). Illustration tirée de Kalberla & Kerp (2009).

1990; Ferrière 2001) :

$$\begin{aligned}
 n(z) = & (0.57 \text{ cm}^{-3}) \left\{ 0.70 \exp \left[- \left(\frac{z}{\sqrt{2} \times 90 \text{ pc}} \right)^2 \right] \right. \\
 & + 0.19 \exp \left[- \left(\frac{z}{\sqrt{2} \times 225 \text{ pc}} \right)^2 \right] \\
 & \left. + 0.11 \exp \left[- \frac{|z|}{403 \text{ pc}} \right] \right\}. \tag{1.2}
 \end{aligned}$$

La distribution totale, représentée sur la figure 1.7 (droite) en trait plein, a une densité centrale de 0.57 cm^{-3} et une largeur à mi-hauteur de 230 pc, égale à celle de Lockman (1984). Cette modélisation permet de retrouver les ordres de grandeur des mi-échelles de hauteur du WNM et du CNM de Kalberla et al. (2007). Dickey & Lockman (1990) obtiennent en effet 265 pc pour le WNM et 106 pc pour le CNM.

Cependant, il est important de signaler ici que l'échelle de hauteur du CNM obtenue par cette modélisation ne peut pas être celle d'un milieu continu. En effet, considérons ici le rapport des densités de colonne du WNM et du CNM de Heiles & Troland (2003b) $N_{\text{WNM}}/N_{\text{CNM}} \sim 3/2$ et le rapport de leurs densités $n_{\text{CNM}}/n_{\text{WNM}} \sim 100$ (Ferrière 2001). En écrivant que $N_{\text{CNM}} = L_{\text{CNM}} n_{\text{CNM}}$ et $N_{\text{WNM}} = L_{\text{WNM}} n_{\text{WNM}}$, il est possible d'écrire le rapport d'échelle du WNM et du CNM comme

$$\frac{L_{\text{WNM}}}{L_{\text{CNM}}} = \frac{N_{\text{H,WNM}} n_{\text{CNM}}}{N_{\text{H,CNM}} n_{\text{WNM}}} \sim 150. \tag{1.3}$$

Ce rapport est bien plus élevé que celui modélisé précédemment car, au lieu de caractériser l'échelle de hauteur du CNM, il permet d'évaluer la taille caractéristique des structures du CNM. En effet, en considérant que le WNM est un milieu continu et s'étend verticalement sur 265-300 pc, on peut estimer la taille d'une structure de CNM comme étant proche de 1 à 2 pc. Ainsi, pour réconcilier ce calcul avec les échelles obtenues dans les modélisation de Dickey & Lockman (1990) ou Kalberla et al. (2007), le CNM doit bien être distribué de manière discrète, les nuages de gaz froid s'étendant verticalement sur une centaine de parsecs de manière discontinue. Cette vision est en accord avec les observations en absorption (Clark 1965; Dickey et al. 2003), mais

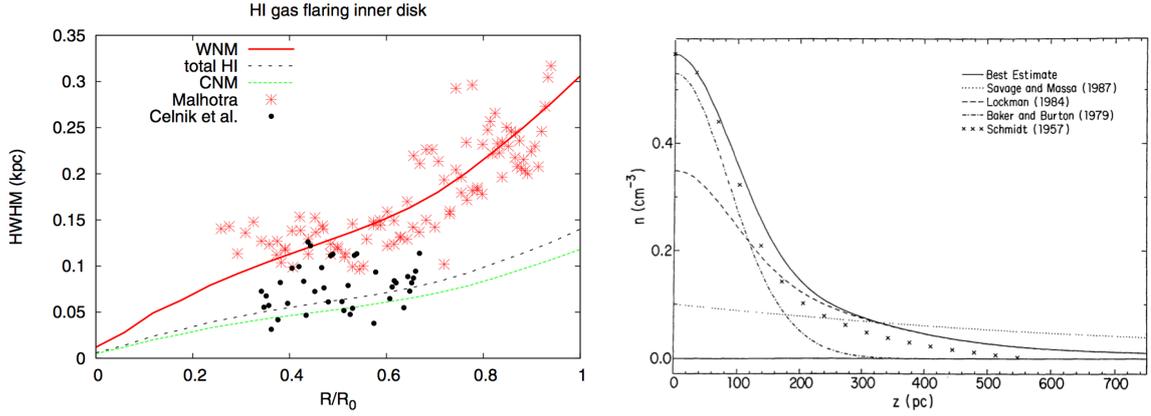


FIGURE 1.7: **Gauche** : évasement du disque de H I galactique avec le rayon R , normalisé par rapport au rayon solaire R_{\odot} . Les points et les étoiles sont les valeurs des mi-échelles de hauteur (HWHM) observées (Celnik et al. 1979; Malhotra 1995). La ligne en pointillés noirs représente la HWHM de tout le H I, la ligne verte en pointillés le CNM et la ligne pleine rouge le WNM. **Droite** : estimation de la distribution verticale de la densité du H I dans l'intervalle $0.4 R_{\odot} \lesssim R \lesssim R_{\odot}$ où $R_{\odot} = 8.5 \text{ kpc}$ est le rayon solaire. La courbe en trait plein est la meilleure modélisation obtenue par Dickey & Lockman (1990). Toutes les autres courbes sont des données. Figure tirée de Dickey & Lockman (1990).

aussi en émission (Heiles & Troland 2003b), qui ont montré que si le WNM est observable sur toutes les lignes de visée, ce n'est pas le cas du CNM.

1.2.3 Dynamique

La largeur naturelle de la raie à 21 cm est extrêmement faible, $10^{-16} \text{ km s}^{-1}$. Les raies observées en radio-spectroscopie sont en partie élargies par les mouvements thermiques. L'élargissement thermique dépend de la température comme $\sigma_{\text{therm}} = \sqrt{(kT/m_{\text{H}})} = 0.09\sqrt{T} \text{ km s}^{-1}$, allant donc de 0.9 km s^{-1} à 8.1 km s^{-1} pour des températures de 100 et 8000 K. D'après Burton (1976), les profils de raie du H I ont rarement une largeur inférieure à 3 km s^{-1} . Plus récemment, Haud & Kalberla (2007) obtiennent une largeur de raie moyenne du CNM de 2.1 km s^{-1} et de 10.4 km s^{-1} pour le WNM à partir d'une décomposition en gaussiennes des spectres à 21 cm du relevé galactique LAB (*Leiden/Argentine/Bonn survey*). Le nombre de Reynolds très élevé du milieu interstellaire ($10^5 - 10^7$, Elmegreen & Scalo 2004) et la différence de largeur entre les profils en émission et en absorption laissent à penser que les raies sont aussi élargies par les mouvements turbulents.

Pour comprendre la dynamique du H I il est donc très important d'essayer d'évaluer le rapport $\sigma_{\text{turb}}/\sigma_{\text{therm}}$ qui donne une approximation du nombre de Mach du gaz. La première indication accessible est l'aspect même des spectres de la raie à 21 cm : ils sont lisses et peu structurés. Les mouvements dynamiques ne peuvent donc pas être très dominants sur les mouvements thermiques. Les travaux de Crovisier (1981) le confirme : ses observations du milieu atomique en absorption indiquent que $\sigma_{\text{turb}} \sim \sigma_{\text{therm}}$, ce qui implique un nombre de Mach sonique. Heiles & Troland (2003b) étudient le rapport de l'élargissement turbulent sur la vitesse du son des structures de CNM et concluent que leurs mouvements internes sont supersoniques avec un nombre de Mach proche de 3. Ce point est controversé, j'y reviendrai.

L'instabilité thermique et la turbulence sont des processus très importants dans la dynamique du milieu atomique neutre. La question qui se pose alors est de comprendre comment ils interagissent pour déclencher la transition de phase du WNM au CNM et pour structurer le milieu.

1.3 Instabilité thermique

Les premiers travaux décrivant les phases thermiques du milieu interstellaire atomique ont été menés par Field et al. (1969), suivant directement la première description plus générale de l'instabilité thermique de Field (1965). Ce modèle à deux phases prend en compte une des propriétés révélées par les premières observations du milieu interstellaire à 21 cm par Clark (1965) : une grande fraction de la masse, mais concentrée dans une petite partie du volume, est visible en absorption et est donc froide, alors que la majeure partie du volume du MIS est occupée par du HI seulement visible en émission, donc chaud (voir la sous-section 1.2.1 et la figure 1.5). Dans un milieu multi-phasique, les processus de chauffage et de refroidissement agissent de telle sorte que le gaz peut coexister à différentes températures et densités, tout en étant à la même pression. Cette éventualité est suggérée pour la première fois par Spitzer (1956). Quelques années plus tard, Field (1962) introduit les prémices du modèle à deux phases en citant Spitzer : « I assume that the clouds form out of an intercloud medium of lower density than that inside the clouds. As suggested by Spitzer, I assume that the intercloud medium is in pressure equilibrium with the clouds » (McKee 1995). Cette description du milieu interstellaire comme étant constitué de petits nuages froids, sphériques et immergés dans un milieu chaud diffus avec lequel ils sont en équilibre de pression, a longtemps été la base de notre compréhension de la structure du MIS. L'idée persiste dans le premier modèle qui ne considère pas les nuages comme statiques (McKee & Ostriker 1977) : il décrit le milieu interstellaire comme un milieu soumis à une dynamique violente et ajoute une troisième phase très chaude et ionisée créée par les supernovæ. Dans la partie suivante, je me concentrerai sur la description du modèle à deux phases du milieu atomique et détaillerai les principaux processus thermiques qui participent à l'instabilité thermique du HI.

1.3.1 Stabilité thermique : le modèle à deux phases

L'équilibre multi-phasique n'est possible que si le gaz peut être thermiquement instable. Si, pour une pression donnée, il n'y a qu'une température pour laquelle le chauffage et le refroidissement sont en équilibre, alors le gaz sera homogène c'est-à-dire qu'il ne sera composé que d'une seule phase thermique. D'un autre côté, si plusieurs équilibres sont possibles, alors, d'après Field (1965), au moins l'un d'entre eux sera thermiquement instable. Le gaz dans cette phase instable pourra soit évoluer vers des régions froides et se condenser, soit vers les régions plus chaudes, constituant ainsi la partie la plus diffuse du milieu.

Notons le taux de chauffage par unité de volume $n\Gamma$, où n est la densité d'atomes d'hydrogène et $n^2\Lambda$ le taux de refroidissement par unité de volume. Le milieu est dit en équilibre thermique quand le taux de chauffage est égal au taux de refroidissement : $n\Gamma = n^2\Lambda$ ou

$$\frac{\Lambda}{T} = \frac{\Gamma}{nT}. \quad (1.4)$$

Ces deux taux dépendant de la densité du milieu et de sa température, cet équilibre peut être atteint pour des valeurs données du couple température-densité ou pression-densité (le gaz étant

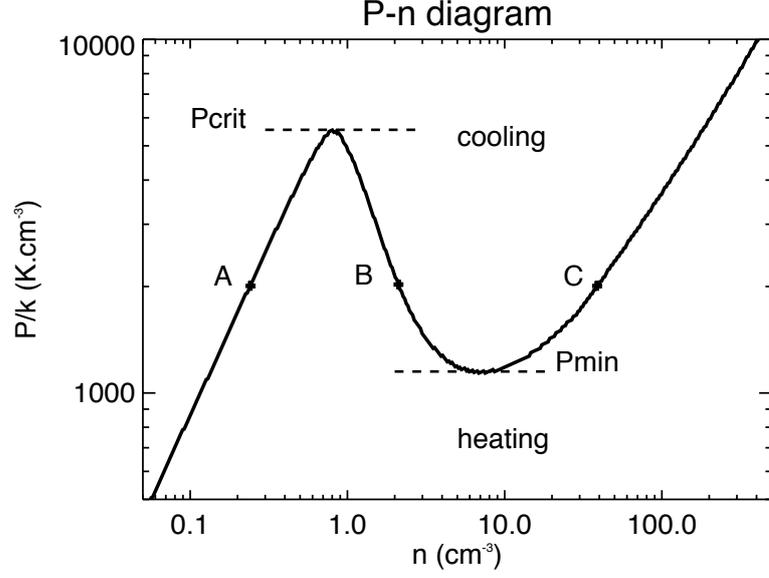


FIGURE 1.8: Représentation de l'équilibre thermique dans un diagramme pression-densité. La zone située au-dessus de la courbe est une zone de refroidissement et celle située sous la courbe est une zone de chauffage. D'après Begelman & McKee (1990), les régions d'équilibre stable sont celles pour lesquelles $d(\log P/k)/d(\log n) > 0$ (points A et C). Au contraire, le point B est placé dans une zone d'équilibre instable.

considéré comme parfait, nT est proportionnel à P). Notons maintenant $\mathcal{L} = \Lambda - \Gamma/n$ le refroidissement net. La condition isobare pour qu'un équilibre soit instable est (Field 1965)

$$\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T}\right)_P < 0. \quad (1.5)$$

Dans un diagramme pression-densité (Fig. 1.8) dans lequel on trace la courbe d'équilibre $\mathcal{L} = 0$, Begelman & McKee (1990) montrent que la zone thermiquement instable est celle pour laquelle

$$\frac{d(\log P/k)}{d(\log n)} < 0. \quad (1.6)$$

Considérons par exemple le point A situé sur la branche d'équilibre du WNM sur la Figure 1.8. Si une compression isobare -donc un refroidissement- lui est appliquée, le milieu se retrouvera dans une zone de chauffage, se dilatera et reviendra à sa position initiale. Dans le cas contraire, le point B soumis à une contraction isobare se retrouvera dans la zone où le refroidissement domine, continuera donc à se contracter et se déplacera vers le point C, sur la branche d'équilibre du CNM. Ainsi, un milieu biphasique stable ne peut être maintenu en équilibre de pression que pour $P_{\min} < P < P_{\text{crit}}$. Si $P < P_{\min}$, seule la phase WNM est possible tandis que si $P > P_{\text{crit}}$, seule la phase CNM est possible. Un point situé sur la partie de la courbe où $d(\log P/k)/d(\log n) < 0$ va évoluer vers l'une ou l'autre des deux phases sous l'effet d'un processus isobare.

1.3.2 Principaux processus thermiques du H I

Les nuages ne peuvent pas être considérés comme isolés car ils échangent constamment de l'énergie avec leur environnement, développant ainsi l'instabilité thermique décrite précédemment. Les travaux précurseurs de Field et al. (1969) présentaient comme principale source de

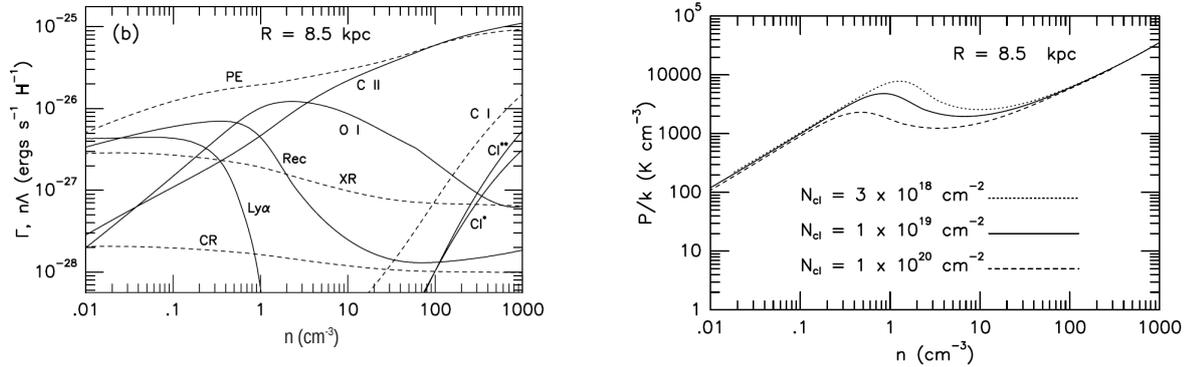


FIGURE 1.9: **Gauche** : différents taux de chauffage (pointillés) et de refroidissement (traits pleins) du milieu atomique exprimés en $\text{erg s}^{-1} \text{H}^{-1}$ au voisinage du soleil ; **droite** : courbe d'équilibre thermique dans un diagramme pression-densité pour différentes densités de colonne. Graphes tirés de Wolfire et al. (2003).

chauffage les rayons cosmiques à basse énergie et comme refroidissement la désexcitation radiative des raies hyperfines de métaux excités par collisions dans les nuages froids et la raie Lyman α autour de 8000 K pour le milieu diffus. Depuis, d'autres processus de chauffage ont été mis en avant comme le chauffage par effet photoélectrique sur les grains (Watson 1972; Draine 1978), actuellement considéré comme dominant pour le H I. En effet, la figure 1.9 (gauche) issue de Wolfire et al. (2003) montrent que de tous les processus de chauffage qu'ils ont étudiés (lignes en pointillés de la fig. 1.9, Wolfire et al. 1995, 2003), l'effet photoélectrique (noté PE) est de loin le plus efficace. Seuls les processus les plus efficaces dans les conditions du milieu atomique et donc responsables de l'instabilité thermique sont décrits ici : le chauffage par effet photoélectrique et les refroidissements par les raies de C II, O I, Ly α et par recombinaison sur les grains. Le principe général de ces transferts thermiques est la perte ou le gain d'énergie par le milieu (photon ou électron) qui se traduit par une perte ou un gain de température du milieu et donc par un transfert d'énergie cinétique entre les atomes du gaz et l'environnement.

Chauffage par effet photoélectrique sur les grains

Les grains de poussière interstellaire forment une composante importante du milieu par leur rôle dans sa physico-chimie, bien qu'ils ne constituent qu'un centième de sa masse. Leur diamètre va de quelques nanomètres à quelques dixièmes de micromètres. Je ne développerai ici que leur rôle dans les processus thermiques du H I.

L'effet photoélectrique sur les grains est le résultat des photons UV stellaires assez énergétiques pour arracher des électrons de la couche de valence des grains. Ces électrons se thermalisent ensuite dans le milieu par collisions élastiques. Leur énergie étant trop faible pour ioniser ou exciter les atomes par collisions, elle est utilisée dans sa totalité pour chauffer le milieu. Ce processus est le plus efficace sur les petits grains qui contribuent à 50% de l'effet photoélectrique. Ces petits grains sont principalement de grosses molécules d'hydrocarbures polycycliques aromatiques ou PAH (de l'anglais *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*). L'effet photoélectrique est ainsi dépendant du taux de réaction des PAHs ϕ_{PAH} et du champ de radiation qui déterminent la densité d'élec-

trons du milieu. La densité d'électrons est donnée par la formule C15 de Wolfire et al. (2003),

$$n_e = 2,4 \times 10^{-3} \zeta'^{1/2} \left(\frac{T}{100}\right)^{1/4} G_0'^{1/2} Z_d'^{-1/2} \phi_{\text{PAH}} \text{ cm}^{-3}, \quad (1.7)$$

avec

- $\zeta' = \zeta/10^{-16}$ le taux d'ionisation, où ζ est le taux d'ionisation totale de l'hydrogène par les photons et les rayons cosmiques
- $G_0' = G_0/1.7$ l'intensité du rayonnement, G_0 étant le flux de Habing (1968) utilisé comme unité, et G_0' le flux de Draine (1978)
- Z_d' l'abondance des poussières relativement aux PAHs
- ϕ_{PAH} le facteur multiplicatif appliqué aux taux de collisions utilisés dans le formalisme d'interaction entre ions et électrons avec les particules neutres et les PAHs chargés de Draine et Sutin (1987). Wolfire et al. (2003) considèrent $\phi_{\text{PAH}} = 0.5$ comme une bonne approximation.

ζ' , G_0' et Z_d' sont normalisées par leur valeur dans l'environnement solaire. Cette étude concernant le HI local, je supposerai qu'elles sont égales à 1.

La densité d'électrons intervient dans l'efficacité du chauffage ϵ qui est le rapport de l'énergie du rayonnement convertie en chauffage du gaz à l'énergie absorbée par les grains et pour laquelle Bakes & Tielens (1994) donnent l'expression analytique suivante :

$$\epsilon = \frac{4.9 \times 10^{-2}}{1.0 + [(G_0 T^{1/2}/n_e)/1925]^{0.73}} + \frac{3.7 \times 10^{-2} (T/10^4)^{0.7}}{1.0 + [(G_0 T^{1/2}/n_e)/5000]} \quad (1.8)$$

menant au taux de chauffage par effet photoélectrique

$$n\Gamma = 1.0 \times 10^{-24} n \epsilon G_0 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}. \quad (1.9)$$

Au premier ordre, le taux de chauffage dépend directement de l'intensité du champ de rayonnement et de la densité du gaz. Localement, et pour une densité fixée, il est quasi constant comme le montre le graphe de gauche de la figure 1.10 sur lequel le taux de chauffage est tracé en fonction de la température pour une densité égale à $n = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ et $G_0 = 1$ (trait en pointillés).

Refroidissement par les transitions de structure fine

La plupart des atomes et ions du MIS voient leur niveau fondamental décomposé par l'interaction de structure fine entre le moment orbital des électrons et leur spin total. L'excitation des niveaux de structures fines des ions présents, en particulier C II et O I, est une source importante de refroidissement radiatif. Malgré leur faible abondance, ces ions contribuent de manière très importante au refroidissement car leurs niveaux d'énergie ont des potentiels d'excitation de l'ordre de kT , bien inférieurs à ceux de H ou He. Leurs niveaux d'énergie supérieurs sont donc excités par collisions avec les électrons thermalisés du milieu. Ces transitions sont dites « interdites » car leur probabilité de désexcitation par émission spontanée d'un photon est très faible. Cependant, les très basses densités du HI rendent la désexcitation par collisions encore moins probable. Ainsi, la très grande majorité des excitations par collisions de ces raies mènent à l'émission d'un photon refroidissant ainsi le milieu (Osterbrock & Ferland 2006). De plus, pour que le processus soit efficace et que le rayonnement ne soit pas réabsorbé, la raie doit être optiquement mince. Les raies les plus efficaces pour refroidir le milieu diffus sont celle du niveau supérieur de structure fine de C II et celles des niveaux de O I, car les raies d'autres éléments abondants du gaz tels que

Si II, S II et Fe II requièrent une énergie qui n'est atteinte qu'à haute température. L'efficacité du refroidissement par ces raies dépend de l'abondance des éléments considérés n_C et n_O . Les photons émis par la raie de C II ayant une longueur d'onde de $158 \mu\text{m}$, la raie peut être excitée à partir de 92 K. Le taux de refroidissement correspondant dans le milieu diffus est modélisé par (voir Wolfire et al. 1995, appendice B) :

$$\Lambda_{\text{CII}} = 2.54 \cdot 10^{-14} \times \left(2.8 \cdot 10^{-7} \frac{n_e}{n_H} \left(\frac{T}{100}\right)^{-1/2} + 8 \cdot 10^{-10}\right) \times [\text{C}] \exp\left(\frac{-92\text{K}}{T}\right) \quad \text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.10)$$

où l'on prend pour l'abondance de C la valeur de référence de Savage & Sembach (1996) dans la phase gazeuse : $[\text{C}] = 1.4 \cdot 10^{-4}$. Les niveaux excités de O I ne le sont qu'à des températures plus élevées, 228 K et 326 K. Le taux de refroidissement correspondant est ainsi modélisé par Joulain (1998) :

$$\Lambda_{\text{OI}} = 10^{-26} [\text{O}] T^{1/2} \left(24 \exp\left(\frac{-228}{T}\right) + 7 \exp\left(\frac{-326}{T}\right)\right) \quad \text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.11)$$

où l'abondance de l'oxygène $[\text{O}] = 4.5 \cdot 10^{-4}$ est donnée par Wolfire et al. (1995). Ces taux sont illustrés en fonction de la température sur le graphe de gauche de la figure 1.10 en bleu foncé pour C II et en rouge pour O I. Ils ont été calculés pour une densité constante égale à $n = 1.0 \text{ cm}^{-3}$.

Refroidissement par excitation collisionnelle de la raie Lyman α de l'hydrogène

À hautes températures ($T \geq 8000 \text{ K}$), le processus de refroidissement le plus important est l'excitation collisionnelle du niveau $n=2$ de l'hydrogène qui se désexcite par l'émission de la raie Ly α à 1215 \AA . Son taux de refroidissement est donné par Spitzer (1978) pour des températures comprises entre 400 et 12000 K :

$$\Lambda_{\text{Ly}\alpha} = 7.3 \cdot 10^{-19} \frac{n_e}{n_H} \times \exp\left(\frac{-118400}{T}\right) \quad \text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (1.12)$$

Le taux de refroidissement par la raie Ly α est tracé en vert sur la figure 1.10 pour $n = 1.0 \text{ cm}^{-3}$.

Refroidissement par recombinaison sur les grains

Le processus de refroidissement par recombinaison des électrons sur les grains est l'inverse du chauffage par effet photoélectrique : les électrons thermalisés du milieu se recombinent avec les grains interstellaires ; il y a ainsi une perte d'énergie pour le milieu. Il est dominant à basse température ($T < 92\text{K}$) où la raie de C II n'est pas excitée. Le refroidissement de ce processus dépend de la densité d'électrons n_e , du champ de rayonnement G_0 et de la température. Il est tracé sur la figure 1.10 avec $n = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ et $G_0 = 1$ suivant la modélisation de Wolfire et al. (1995, formule 9) :

$$\Lambda_{\text{rec}} = 4.65 \times 10^{-30} T^{0.94} (G_0 T^{1/2} / n_e)^\beta \frac{n_e}{n_H} \quad \text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.13)$$

$$\text{avec} \quad \beta = 0.73 / T^{0.068}. \quad (1.14)$$

$$(1.15)$$

Le refroidissement total est donc $\Lambda = \Lambda_{\text{CII}} + \Lambda_{\text{OI}} + \Lambda_{\text{Ly}\alpha} + \Lambda_{\text{rec}}$ et l'équilibre thermique est atteint lorsque $n_H \Gamma = n_H^2 \Lambda$ ou $\mathcal{L} = n_H \Gamma - n_H^2 \Lambda = 0$. La courbe d'équilibre thermique est représentée sur la figure 1.10 (droite) dans des diagrammes $P - n$ (haut) et $T - n$ (bas). Les droites verticales en tirets-pointillés représentent l'intervalle en densité pour lequel le gaz est thermiquement instable : $0.8 < n_H < 7 \text{ cm}^{-3}$. La température est en effet relativement constante aux

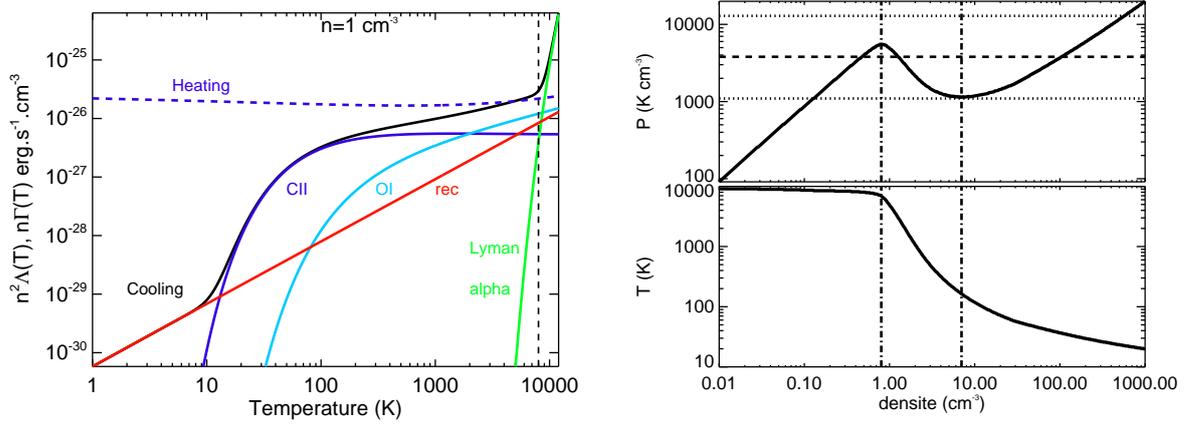


FIGURE 1.10: **Gauche** : taux de chauffage (tirets) et de refroidissement (lignes pleines) en fonction de la température et à densité constante $n_H = 1 \text{ cm}^{-3}$, incluant le refroidissement par les transitions de structure fine de C II (bleu foncé), O I (bleu clair), par la raie $\text{Ly}\alpha$ (vert) et par la recombinaison des électrons sur les grains (rouge). La courbe du refroidissement total est tracée en noir. Les expressions analytiques décrites section 1.3.2 ont été utilisées. **Droite** : température et pression d'équilibre en fonction de la densité. Ces courbes ont été calculées en utilisant les expressions analytiques des processus de chauffage et de refroidissement détaillés dans la section 1.3.2. La ligne en tirets correspond à la pression moyenne du milieu diffus froid mesurée par Jenkins & Tripp (2011). Les lignes en pointillés montrent l'intervalle de pression dans lequel se trouve 99% des données de Jenkins & Tripp (2011). Les lignes verticales tirets-pointillés mettent en évidence l'intervalle de densité pour lequel le gaz est thermiquement instable.

basses densités. Puis une contraction du milieu vers une densité supérieure à 0.8 cm^{-3} entraîne une très rapide chute de la température qui passe de presque 10000 K à des valeurs inférieures à 100 K extrêmement rapidement. Cela illustre bien l'efficacité de l'instabilité thermique à refroidir le WNM sous l'action d'une légère contraction.

1.3.3 Limites du modèle à deux phases

Les observations du HI montrent une quantité non négligeable de gaz, de l'ordre de 40% (Begum et al. 2010; Heiles & Troland 2003a,b), à une température dans l'intervalle où il devrait être instable (Dickey et al. 1977; Heiles 2001; Heiles & Troland 2003b), ce qui n'est pas possible dans un modèle statique à deux (Field 1965) ou trois phases (McKee & Ostriker 1977). Ces modèles d'instabilité thermique sont statiques et ne prennent pas en compte la dynamique du milieu, et plus particulièrement la turbulence. Nous verrons par la suite que cette dynamique ne peut en aucun cas être négligée et que son rôle dans la création du gaz thermiquement instable est important.

1.4 La turbulence interstellaire

Un deuxième processus dominant la physique et la structure du milieu diffus est la turbulence. Bien que le milieu interstellaire soit un milieu compressible, je vais commencer par décrire la turbulence incompressible dans le but de mieux définir le problème. Je suivrai ici la description phénoménologique des travaux fondamentaux de Richardson (1922) et Kolmogorov (1941).

La description de Kolmogorov (1941) ne concerne que les écoulements incompressibles pour lesquels la vitesse est négligeable devant la vitesse thermique du milieu $v_{\text{therm}} = \sqrt{P_{\text{therm}}/\rho}$ (où $P_{\text{therm}} = nk_{\text{B}}T$ est la pression thermique et ρ la densité en g cm^{-3}). Ces conditions ne sont pas réunies dans le milieu interstellaire dont les vitesses ne sont pas petites devant la vitesse thermique, en faisant ainsi un milieu fortement compressible. Mais bien que les conditions de Kolmogorov (1941) ne soient pas réunies dans le MIS, ses propriétés d'auto-similarité sont généralement attribuées à la turbulence.

1.4.1 Description phénoménologique

Apparition de la turbulence

Rappelons sous forme vectorielle l'équation de Navier-Stokes, ou l'équation de conservation de la quantité de mouvement d'une particule de fluide :

$$\rho\left(\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\mathbf{v}\right) = -\nabla P + \mathbf{F} + \rho\nu\nabla^2\mathbf{v}. \quad (1.16)$$

La quantité ν est appelée viscosité cinématique. Deux termes expriment le transport de la quantité de mouvement $\rho\mathbf{v}$: un terme d'advection non linéaire $\rho\mathbf{v}\nabla\mathbf{v}$ responsable de l'action de mélange et un terme linéaire de diffusion $\rho\nu\nabla^2\mathbf{v}$ qui tend à réduire les gradients de vitesse en la lissant et donc à créer des flots uniformes. Ces deux termes permettent de définir le nombre de Reynolds Re comme le rapport advection/diffusion. Il a été observé expérimentalement une transition d'un régime laminaire à un régime turbulent lorsque le nombre de Reynolds atteint un certain seuil, c'est-à-dire quand le terme de mélange devient très dominant par rapport au terme de lissage. Le régime turbulent se caractérise par d'importantes fluctuations de vitesse à toutes les échelles et par l'apparition de tourbillons.

Il est possible d'obtenir un ordre de grandeur du nombre de Reynolds par un raisonnement dimensionnel, en utilisant les grandeurs caractéristiques du système comme l'échelle l et la vitesse v_1 :

$$\rho\mathbf{v}\nabla\mathbf{v} \sim \rho v_1 \frac{v_1}{l} \sim \rho \frac{v_1^2}{l} \quad \text{et} \quad (1.17)$$

$$\rho\nu\nabla^2\mathbf{v} \sim \rho\nu \frac{v_1}{l^2}. \quad (1.18)$$

Ainsi, en reprenant que $Re = \text{advection}/\text{diffusion}$, on obtient

$$Re = \frac{lv_1}{\nu}. \quad (1.19)$$

Lorsque ce nombre atteint des valeurs grandes devant 100, on dit que la turbulence est développée. Cette transition vers la turbulence est observée expérimentalement. Bien que l'équation de Navier-Stokes contienne toutes ces informations, nous ne savons pas en déduire directement comment, pourquoi ni quand elle a lieu. Richardson (1922) puis Kolmogorov (1941) ont donné une description phénoménologique de la turbulence incompressible, outil précieux pour comprendre certains aspects de la turbulence. Elle permet de décrire la turbulence comme une cascade d'énergie allant généralement des grandes vers les petites échelles.



FIGURE 1.11: Illustration de l'auto-similarité décrite par Richardson (1922) : la structure du milieu est identique à toutes les échelles.

La cascade de Richardson

Considérons un système, soumis à une force extérieure lui fournissant constamment de l'énergie à l'échelle l_0 , dite échelle d'injection d'énergie. Il acquiert une structure spatiale qui peut devenir instable sous l'action de perturbations. L'énergie est transférée d'une échelle à l'autre sans être détruite ni créée : l'énergie se transfère de l'échelle l_0 à l'échelle l_1 avec $l_0 > l_1$ où elle s'accumule jusqu'à ce que le système devienne instable. Il y aura alors un transfert de l'échelle l_1 vers l'échelle l_2 , $l_1 > l_2$ et ainsi de suite jusqu'à l'échelle dite dissipative l_D à partir de laquelle le terme de diffusion deviendra comparable au terme d'advection et $Re \sim 1$. C'est donc à partir de cette échelle que les forces visqueuses agissent et dissipent l'énergie reçue provenant des grandes échelles. On nomme zone inertielle la zone comprise entre l'échelle d'injection d'énergie et l'échelle dissipative. Cette cascade d'énergie est à l'origine de l'auto-similarité du milieu soumis à la turbulence : la structure est statistiquement identique à toutes les échelles comprises entre l'échelle d'injection et l'échelle dissipative. La figure 1.11 en est une bonne illustration, même si les échelles y sont discrètes alors que la cascade d'énergie du milieu interstellaire est continue.

La turbulence développée par Kolmogorov

Je viens de mettre en avant le caractère auto-similaire de la turbulence. Cette description nous amène à supposer qu'il y a invariance d'échelle, ce qui signifie que, dans le domaine inertiel, les propriétés statistiques de l'écoulement sont indépendantes de l'échelle. Il s'agit de la première supposition faite par Kolmogorov pour établir des lois heuristiques. Cela implique que le taux de transfert d'énergie d'une échelle à l'autre ϵ est constant. On supposera aussi que les interactions sont locales dans la zone inertielle, c'est-à-dire que la dynamique d'une échelle l est dominée par celle des échelles de taille voisine.

En repartant de l'équation de Navier-Stokes, on peut montrer que le taux ϵ de transfert d'énergie spécifique entre deux échelles (énergie par unité de masse) de dimension $[\epsilon] = L^2.T^{-3}$ (L exprime une longueur et T un temps) est indépendant de l'échelle considérée dans la zone inertielle. En effet, en moyennant l'équation de conservation d'énergie (équation de Navier-Stokes multipliée par la vitesse) en régime stationnaire, on obtient que le taux moyen d'injection d'éner-

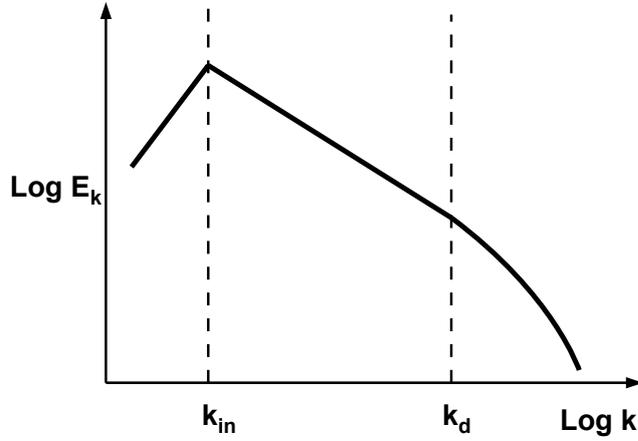


FIGURE 1.12: Description du spectre d'énergie en loi de puissance. k_{in} est l'échelle d'injection d'énergie et k_D l'échelle de dissipation. La zone comprise entre k_{in} et k_D est la zone inertielle.

gie dans la turbulence est égal au taux moyen de dissipation d'énergie par unité de masse. Nous allons chercher une expression de ce taux en nous basant de nouveau sur un raisonnement dimensionnel à partir du nombre de Reynolds Re .

Nous avons précédemment défini l'échelle d'injection d'énergie l_0 . On peut associer à cette échelle une vitesse caractéristique v_0 . Le nombre de Reynolds intégral est par définition

$$Re \sim \frac{l_0 v_0}{\nu}. \quad (1.20)$$

On peut aussi définir le nombre de Reynolds à l'échelle l avec $l_0 > l > l_D$

$$Re_l \sim \frac{l v_l}{\nu}. \quad (1.21)$$

À l'aide des échelles et vitesses caractéristiques, nous pouvons définir un temps caractéristique, appelé temps de retournement d'un tourbillon à l'échelle l :

$$\tau_l \sim \frac{l}{v_l}. \quad (1.22)$$

Il est aussi possible d'exprimer un temps de dissipation grâce à la viscosité ν

$$\tau_D \sim \frac{l_D^2}{\nu}. \quad (1.23)$$

À l'échelle dissipative, nous avons donc la relation

$$\frac{l_D}{v_D} \sim \frac{l_D^2}{\nu}. \quad (1.24)$$

D'après la dimension exprimée précédemment du taux de transfert d'énergie $[\epsilon] = L^2.T^{-3}$, on peut l'exprimer ainsi

$$\epsilon \sim \frac{l^2}{\tau_l^3} \sim \frac{v_l^2}{\tau_l} \sim \frac{v_l^3}{l}. \quad (1.25)$$

ϵ étant une constante, la vitesse v_1 est reliée à l'échelle l par la relation

$$v_1 \propto l^{1/3}, \quad (1.26)$$

augmentant donc avec l'échelle.

Cette expression nous permet de déduire la loi de Kolmogorov pour le spectre d'énergie. L'analyse se fait dans l'espace de Fourier. On se place donc dans l'espace des nombres d'onde avec $k = 1/l$. Pour cela, nous définissons le spectre de puissance, caractéristique de la turbulence

$$P(k) = \widehat{A}(k)\widehat{A}(k)^*, \quad (1.27)$$

avec \widehat{A} la transformée de Fourier de la fonction $A(r)$ dans l'espace des positions, définie telle que : $\widehat{A} = \int e^{ikr} A(r)dr$ et \widehat{A}^* son complexe conjugué.

Par convention, on exprime le spectre d'énergie $E(k)dk$ à une dimension. Il est égal à la moyenne du spectre de puissance sur toutes les directions

$$E(k)dk = P(\mathbf{k})dk^D \text{ avec } D \text{ le nombre de dimensions.} \quad (1.28)$$

Le terme énergie renvoie par définition à toute quantité au carré, et dans notre cas : $E(k).k \sim v_1^2$. Ainsi, pour le taux de transfert d'énergie :

$$\epsilon \sim \frac{v_1^3}{l} \sim (E(k)k)^{3/2}.k \sim E(k)^{3/2}.k^{5/2}. \quad (1.29)$$

Le spectre modal d'énergie cinétique - dans la zone inertielle - s'écrit donc

$$E(k) \sim \epsilon^{2/3}.k^{-5/3}. \quad (1.30)$$

C'est la fameuse loi en $-5/3$ de Kolmogorov. Nous avons vu que $E(k)dk = P(\mathbf{k})dk^D$, donc en trois dimensions : $E(k) = P(k).4\pi k^2$. Le spectre de puissance en 3D est donc proportionnel à $k^{-11/3}$.

1.4.2 Observations de la turbulence interstellaire

Nous verrons ici que la structure du milieu interstellaire est fragmentée et auto-similaire sur plusieurs ordres de grandeur, allant des nuages moléculaires aux échelles galactiques aux cœurs denses à l'origine des étoiles. En effet, les nombres de Reynolds du milieu interstellaire sont très largement supérieurs à 100, signifiant que le MIS est fortement turbulent. Lequeux (2002) calcule en ordre de grandeur $Re \sim 10^7$ pour le CNM et les nuages moléculaires. De la même manière, on évalue que celui du WNM est de l'ordre de 10^6 .

L'étude de la turbulence interstellaire apparaît dans les années 1950 avec en particulier l'étude de von Hoerner (1951) sur la relation entre la taille et la dispersion de vitesse rms des raies d'émission des nuages dans la nébuleuse d'Orion. Il obtient des lois de puissance comprises entre 0.25 et 0.5, incluant donc l'indice 0.33 découlant de la description de Kolmogorov (1941) (eq. 1.25 et description de la section 1.4.2). Il introduit l'idée d'une structure hiérarchique des nuages et ainsi l'auto-similarité du milieu interstellaire, en supposant que chacun d'eux est composé d'un certain nombre de plus petits nuages. Simultanément, von Weizsäcker (1951) soumet l'idée que cette hiérarchie et les fluctuations de densité du milieu interstellaire sont créées dans des ondes de choc en interaction par des flots turbulents supersoniques à grande échelle. Depuis, de nombreuses

lois de puissance mettant en évidence la structure auto-similaire du milieu interstellaire ont été observées.

L'étude de la turbulence du milieu interstellaire est complexe. Il est compressible, son champ magnétique est non nul et peut être supersonique. Le champ magnétique et l'auto-gravité des nuages peuvent modifier sa structure. D'autre part, les échelles de dissipation visqueuse peuvent être très proches du libre parcours moyen des atomes et molécules dans le gaz. C'est le cas dans le milieu atomique froid, dans lequel l'estimation de l'échelle de dissipation visqueuse l_D est à peine plus grande que le libre parcours moyen λ des atomes d'hydrogène. La dernière grande difficulté est la multiplicité des sources susceptibles d'injecter de l'énergie, d'où des complications pour définir une échelle intégrale. Les sources essentielles sont :

- la rotation différentielle de la Galaxie qui induit un cisaillement du gaz à grande échelle, de l'ordre du kpc ;
- les explosions de supernovae qui injectent une grande quantité d'énergie cinétique dans le milieu à des échelles de l'ordre de la centaine de pc ;
- l'expansion des régions H II, également source d'énergie à l'échelle de plusieurs dizaines de pc ;
- l'injection d'énergie due aux flots bipolaires et jets associés à la formation d'étoiles, qui se fait à beaucoup plus petite échelle (celle du dixième de pc).

Je présente ici les différentes lois d'échelle observées dans le milieu interstellaire et l'impact de la turbulence isotherme sur les fluctuations de densité.

Relations de Larson

Les observations des raies des nuages moléculaires (en particulier CO et OH) découvertes dans les années 1970 ont permis de réaliser que leur élargissement ne peut être seulement dû à des mouvements thermiques. En effet, la température déduite des observations est proche de 10 K, correspondant à une largeur de raie de l'ordre de 0.1 km s^{-1} (Lequeux 2002), bien inférieure aux plus petites largeurs de raies observées, allant de 1 à 10 km s^{-1} . Crovisier (1981) fait la même observation en comparant les largeurs de la raie à 21 cm du CNM en absorption et en émission. L'élargissement turbulent dépendant de l'échelle spatiale devient donc un traceur de la turbulence interstellaire. En effet, si le spectre d'énergie suit la loi de puissance $E(k) \sim k^{-\beta}$ alors $P(k) \sim k^{-(\beta-(D-1))}$, où D est la dimension, alors la vitesse rms v_l à l'échelle l se déduit par l'intégrale du spectre d'énergie pour les échelles inférieures à l (Brunt & Heyer 2002) :

$$v_l^2 \sim \int_{1/l}^{\infty} E(k) dk \sim \int_{1/l}^{\infty} k^{-\beta} dk \sim l^{\beta-1}. \quad (1.31)$$

La dispersion de vitesse est donc reliée à l'échelle spatiale par la relation

$$\langle v_l^2 \rangle^{1/2} \sim l^{(\beta-1)/2} \equiv l^\gamma \quad (1.32)$$

où $\gamma = (\beta-1)/2$. Larson (1979) mesure $\gamma \sim 0.37$ dans les nuages H I et confirme ensuite ce résultat dans les nuages moléculaires (Larson 1981), cohérent avec la valeur de $\gamma = 1/3$ attendue dans le cadre de la turbulence subsonique. Les mouvements turbulents sont donc corrélés spatialement de telle manière que la vitesse rms σ_{turb} augmente avec l'échelle (Wolfire et al. 2003) :

$$\sigma_{\text{turb}} = \sigma_{1\text{pc}} L_{\text{pc}}^{1/3} \quad (1.33)$$

où $\sigma_{1\text{pc}}$ est la dispersion de vitesse turbulente à l'échelle de 1 pc et L_{pc} est l'échelle exprimée en parsecs. Plus récemment, Heyer & Brunt (2004) ont étudié cette relation sur 27 nuages moléculaires géants et ont obtenu en moyenne $\sigma_{1\text{pc}} = 0.9 \text{ km s}^{-1}$ et $\gamma = 0.5$ avec un écart-type de

10% pour chacun des paramètres. Malgré de fortes différences de structure entre les nuages, la loi vitesse-échelle est très bien reproduite avec très peu de variations de $\sigma_{1\text{pc}}$ et de l'exposant γ , ce qui suggère que le processus de formation des nuages moléculaires est vraisemblablement universel.

En parallèle, Larson (1981) trouve une autre relation en loi de puissance entre la masse et la taille des nuages moléculaires observés : $M(L) \sim L^\alpha$ avec $\alpha \sim 2$. Elmegreen & Falgarone (1996) retrouvent cette relation avec un indice compris entre 2.2 et 2.5 en travaillant sur des observations CO de plusieurs nuages moléculaires indépendants, ainsi que Roman-Duval et al. (2010) qui obtiennent un indice de 2.36 sur 580 nuages moléculaires. Cette relation a été récemment étudiée numériquement sur des simulations isothermes supersoniques par Kritsuk et al. (2009) qui obtiennent un indice égal à 2.3 aux échelles supérieures aux fronts de chocs.

Fluctuations et distribution de la densité

Nous avons vu que la turbulence se développe quand le terme advectif $\mathbf{v}\nabla\mathbf{v}$ de l'équation de Navier-Stokes (eq. 1.16) devient très dominant sur le terme diffusif $\nu\nabla^2\mathbf{v}$. Ainsi les termes participant à la création des fluctuations de densité sont le terme advectif $\mathbf{v}\nabla\mathbf{v}$ et le gradient de pression $\nabla P/\rho$. En supposant qu'ils y contribuent de manière équivalente, Vázquez-Semadeni (2012) démontre que l'amplitude des fluctuations de densité est proportionnelle au nombre de Mach $\mathcal{M} = v/c_S$:

$$1 \sim \frac{\mathcal{O}(\mathbf{v}\nabla\mathbf{v})}{\mathcal{O}(\nabla P/\rho)} \sim \frac{U^2}{L} \left[\frac{\Delta P}{L\rho} \right]^{-1} \sim U^2 \left[\frac{c_S^2 \Delta\rho}{\rho} \right]^{-1} \equiv \mathcal{M}^2 \left[\frac{\Delta\rho}{\rho} \right]^{-1} \quad (1.34)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta\rho}{\rho} \sim \mathcal{M}^2 \quad (1.35)$$

où l'on suppose que $\Delta P/\Delta\rho \sim c_S^2$. L'équation 1.35 suggère qu'une forte compression requière de grands nombres de Mach $\mathcal{M} \gg 1$ et que, inversement, des flots avec $\mathcal{M} \ll 1$ se comporteraient comme des flots incompressibles. La distribution des fluctuations de densité a fait l'objet de nombreuses études depuis 10 à 15 ans. En effet, plusieurs simulations numériques de turbulence isotherme et supersonique ont montré que la densité (3D) suit une distribution lognormale (Vázquez-Semadeni 1994; Passot & Vázquez-Semadeni 1998; Federrath et al. 2008; Audit & Hennebelle 2010) telle que

$$p(\ln \rho) d \ln \rho = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln \rho - \bar{\ln \rho}}{\sigma} \right)^2 \right] d \ln \rho \quad (1.36)$$

où l'écart type de la distribution σ est relié au nombre de Mach du flot par la relation suivante (Padoan et al. 1997) :

$$\sigma^2 = \ln(1 + \mathcal{M}^2 \beta^2). \quad (1.37)$$

La largeur de la distribution augmente donc avec \mathcal{M} . La valeur de β a été estimée numériquement et est encore sujette à discussions. Elle varie entre 0.25 et 1 selon la dimension de la simulation ou le type de forçage de la turbulence. Padoan et al. (1997) trouvent 0.5 pour des simulations 3D, alors que Passot & Vázquez-Semadeni (1998) obtiennent $\beta = 1$ avec des simulations 1D. Plus récemment, Federrath et al. (2008) ont étudié l'influence des modes du forçage et ont obtenu $\beta = 1/3$ pour un forçage purement solénoïdal et $\beta = 1$ pour un forçage purement compressible (ces différents types de forçage seront détaillés dans la section 2.2.2), alors que Kritsuk et al. (2007)

obtiennent $\beta = 0.25$ en employant un forçage mixant les modes solénoïdaux et compressibles. Récemment, Brunt (2010) a confirmé cet intervalle de valeurs sur des observations CO dans le nuage moléculaire du Taureau en obtenant $\beta = 0.48$.

La distribution en densité et, de manière similaire, la distribution en densité de colonne sont donc maintenant utilisées comme diagnostique du nombre de Mach des nuages interstellaires, permettant ainsi de décrire un peu mieux leurs propriétés dynamiques. Évidemment la gravité et l'instabilité thermique modifient également la distribution de la densité.

Spectres de puissance

Comme décrit à la section 1.4.1, la turbulence est caractérisée par un spectre de puissance de l'énergie, donc de la vitesse. Le travail de Larson (1979, 1981), effectué à partir d'une compilation de résultats obtenus sur plusieurs nuages différents, montre qu'il existe en effet une relation entre l'échelle et l'amplitude des mouvements turbulents dans le milieu interstellaire. Idéalement, on souhaiterait pouvoir mesurer ces propriétés d'échelle du champ de vitesse sur un seul nuage. On peut penser que les observations spectroscopiques des raies de CO et du HI permettent d'accéder à cette information. Il a en effet été démontré (Miville-Deschênes et al. 2003b; Esquivel & Lazarian 2005) que l'on peut déterminer le spectre de puissance de la vitesse en trois dimensions à partir du spectre de puissance de la carte du centroïde de vitesse (égal à la vitesse moyenne pondérée par la densité, pour chaque ligne de visée) mais seulement dans le cas où le contraste en densité est faible ($\sigma(\rho)/\langle\rho\rangle < 1$). Pour les écoulements avec de fortes variations de la densité, le spectre de puissance du centroïde de vitesse tend à avoir la même pente que celui de la densité. Parce que les nuages moléculaires semblent avoir les propriétés d'un fluide supersonique et que le HI présente de forts contrastes en densité du fait de l'instabilité thermique, il semblerait que la condition $\sigma(\rho)/\langle\rho\rangle < 1$ ne soit pas généralement applicable.

Dans les faits, l'étude des propriétés d'échelle du milieu interstellaire nous vient principalement d'analyses statistiques de la densité de colonne. En général ces études, très nombreuses, effectuées à partir d'observations de divers traceurs et à l'aide de différents outils statistiques, montrent que la structure de la densité de colonne est bien décrite par une loi d'échelle, c'est-à-dire un spectre de puissance en loi de puissance ($P(k) \propto k^\gamma$). Dans le cas de la densité de colonne, la vitesse n'intervient pas et la pente du spectre de puissance est identique à celle du spectre de puissance de la densité en trois dimensions, lorsque mesurée à l'aide d'un traceur optiquement mince (Miville-Deschênes et al. 2003b).

Un très grand nombre d'études statistiques ont été menées sur les nuages moléculaires (pour une synthèse, voir Falgarone et al. 2007). Les pentes mesurées sont entre -2.3 et -3.0, significativement plus plates que ce qui est attendu pour une turbulence subsonique (-3.66). À titre d'exemple, l'analyse d'un cirrus dense du Polaris Flare effectuée grâce aux récentes données de Herschel-SPIRE (Miville-Deschênes et al. 2010), qui tracent la matière moléculaire aux premières étapes de sa formation, donne un spectre de puissance en loi de puissance avec une pente plus plate de -2.7.

Quelques études d'un milieu plus diffus ont également été faites et semblent montrer que les spectres de puissance du HI sont plus raides, signifiant qu'ils seraient moins dominés par les fluctuations de densité ou de vitesse à petite échelle. Dickey et al. (2001) étudient la structure sur des données du HI du Southern Galactic Plane Survey (4ème quadrant) et obtiennent des spectres de puissance en loi d'échelle avec des pentes comprises entre -3 et -4. Ils observent que le gaz froid a une pente plus plate que le gaz chaud et concluent que la turbulence est dominée par les fluctuations de densité à petite échelle. Ces résultats sont très proches des précédentes études du HI galactique menées par Crovisier & Dickey (1983) et Green (1993) qui obtiennent

respectivement -3.0 et -2.8 . Miville-Deschênes et al. (2003a) obtiennent un spectre de puissance de l'émission intégrée du cirrus Ursa Major avec une pente raide de -3.6 sur trois décades en échelles spatiales.

Que pouvons-nous en tirer exactement sachant que, dans la théorie de Kolmogorov (1941) c'est le spectre de puissance de l'énergie, donc de la vitesse et non de la densité, qui est une loi de puissance dans le domaine inertiel? En fait, plusieurs études basées sur des simulations numériques (Kim & Ryu 2005, par exemple) ont montré que, pour un fluide compressible, le spectre de puissance de la densité est également une loi de puissance. On constate également que, dans le cas d'un écoulement subsonique, la pente du spectre de puissance de la densité est $-11/3$, comme pour la vitesse. Avec l'augmentation du nombre de Mach, le spectre de puissance de la densité s'aplatit (pente plus faible) du fait de l'augmentation du nombre et de l'amplitude des chocs qui créent de la structure à petite échelle. Ainsi, tout comme pour le lien entre la dispersion de la densité et le nombre de Mach, il existe un lien entre la pente du spectre de puissance de la densité de colonne et les propriétés de la turbulence.

La comparaison des spectres de puissance de régions plus ou moins denses du milieu interstellaire ne permet pas encore de dégager une tendance très nette mais les résultats obtenus jusqu'ici semblent indiquer que le spectre de puissance s'aplatit avec l'augmentation de la densité. Falgarone et al. (2007) insistent sur ce fait et suggèrent l'idée suivante : les nuages moléculaires ne peuvent pas être considérés comme des entités isolées avec une turbulence entretenue de l'intérieur, mais au contraire, la structure fractale des nuages moléculaires est le résultat de la cascade turbulente du milieu diffus. Cette idée est appuyée par l'estimation des taux de transfert d'énergie et de la pression turbulente (voir Falgarone et al. 2004, table II) qui restent constants du milieu diffus (CNM+WNM) jusqu'aux cœurs denses, en passant par les nuages moléculaires.

Chapitre 2

Simuler le HI

Sommaire

2.1 Simulations du HI thermiquement instable et turbulent	30
2.1.1 Mise en contexte : la formation des nuages moléculaires	30
2.1.2 Simulations du HI : études précédentes	31
2.1.3 Pourquoi de nouvelles simulations?	33
2.2 L’outil : HERACLES	34
2.2.1 Equations d’Euler et schéma de Godunov	35
2.2.2 Forçage dans l’espace de Fourier	36
2.3 Temps et échelles caractéristiques	39
2.4 Définition des conditions initiales et des quantités à reproduire . .	41
2.4.1 Conditions initiales	41
2.4.2 Ce que l’on cherche à reproduire	43

Je viens de présenter deux des processus dominants du milieu diffus interstellaire : la turbulence et l’instabilité thermique. Comment agissent-elles simultanément sur la structure et les propriétés du HI? Nous avons vu que les nuages moléculaires, généralement très bien modélisés par des flots turbulents isothermes, présentent des propriétés d’auto-similarité (relations masse-échelle et vitesse-échelle), qu’ils ont des distributions de densité qui suivent des lois lognormales et que des flots supersoniques sont nécessaires pour créer les fluctuations de densité. Ces propriétés sont-elles toujours vraies dans les cirrus où l’instabilité thermique joue un rôle primordial? Quelle est donc l’influence de l’instabilité thermique sur la structure du milieu comme les spectres de puissance et les distributions de densité? Comment relier la physique du milieu atomique neutre à celle des nuages moléculaires? Les simulations numériques sont nécessaires pour tenter de répondre à ces questions.

Dans ce chapitre, je présenterai tout d’abord les grandes lignes de travaux antérieurs sur la formation des nuages moléculaires et sur les simulations numériques du HI turbulent incluant l’instabilité thermique. Je décrirai ensuite la physique implémentée dans le code numérique HERACLES et utilisée dans ce travail de thèse. Finalement, je reviendrai sur les principales propriétés du HI déduites des observations qui permettent de déterminer les conditions initiales d’une part et d’identifier les conditions physiques utilisées pour restreindre l’espace des paramètres d’autre part.

2.1 Simulations du HI thermiquement instable et turbulent

2.1.1 Mise en contexte : la formation des nuages moléculaires

Parce que le gaz atomique peut se transformer en molécules, et parce que l'activité de formation d'étoiles a lieu dans les nuages moléculaires, il semble important ici de décrire ce que l'on sait sur la formation des nuages moléculaires.

Tout d'abord, rappelons que les nuages moléculaires présentent des raies suprathermiques et un fort contraste de densité de colonne. Ce contraste est révélé par un spectre de puissance plus plat (-2.5) que ce qui est prédit pour de la turbulence sub ou transsonique (-3.66) et par des PDFs (*probability density function*) de densité lognormales, comme ce qui est vu dans les simulations numériques de flots turbulents, compressibles et isothermes (Padoan & Nordlund 2002). Quel que soit le mécanisme responsable de leur formation, il est clair que la turbulence est une composante importante de la dynamique des nuages moléculaires. D'une part, elle augmente localement la densité, menant éventuellement à une contraction gravitationnelle. D'autre part, l'énergie cinétique des mouvements turbulents doit être dissipée pour que l'effondrement gravitationnel ait lieu. L'ensemble du processus de formation d'étoiles est donc directement relié à la manière dont la turbulence façonne les structures de densité du milieu interstellaire et à la manière par laquelle l'énergie cinétique est transférée des grandes aux petites échelles.

Il y a deux écoles de pensée pour la formation des nuages moléculaires. La première suppose que les nuages moléculaires se forment à grande échelle par instabilité gravitationnelle ; ils se séparent du milieu interstellaire diffus quand ils deviennent gravitationnellement liés. Dans ce scénario, les nuages moléculaires sont des objets en quasi-équilibre et auto-gravitants. Ils sont supportés par les pressions magnétique et turbulente. Cette dernière peut être 1) héritée du milieu atomique, 2) convertie depuis l'énergie gravitationnelle pendant l'effondrement et 3) injectée par l'activité interne de formation d'étoiles. Dans cette description, les nuages moléculaires vivent au moins 10 millions d'années : l'effondrement du nuage est long et doit être à un stade avancé pour que la formation d'étoiles se déclenche. Un argument souvent avancé en faveur de ce scénario est la lente formation de H₂, comme mentionné par Glover & Mac Low (2007). En effet, selon Hollenbach et al. (1971), le temps de formation de H₂ est de l'ordre de 10 M_{ans} pour un nuage moléculaire type de densité $n = 100 \text{ cm}^{-3}$. Cependant, les effets dynamiques comme la turbulence supersonique ou l'instabilité thermique produisant les structures à haute densité peuvent accélérer la formation de l'hydrogène moléculaire ; à partir de simulations numériques dédiées, Glover & Mac Low (2007) montrent que les forts pics de densité produits par la turbulence supersonique peuvent transformer 40% du gaz atomique en H₂ en un à deux millions d'années. Ils concluent que H₂ doit se former efficacement dans le gaz de HI dense et turbulent, même s'il n'est pas gravitationnellement lié. Un grand nombre de nuages moléculaires fortement turbulents est en effet observé dans des environnements hostiles à la formation de H₂, comme les chocs géants lors de collisions de galaxies (Guillard et al. 2012). Cela montre bien que les mécanismes de formation de H₂ sont encore sujets à de nombreuses questions. Un autre problème avec cette description est la turbulence observée des nuages moléculaires. Le temps de relaxation de la turbulence est d'environ un temps de parcours. Cela devrait placer rapidement le nuage moléculaire dans un état d'effondrement en chute libre - ce qui n'est pas observé - sauf si des processus internes réinjectent de l'énergie cinétique (McKee & Ostriker 2007).

La seconde école de pensée suppose que les nuages moléculaires sont des objets transitoires, formés puis dispersés en quelques millions d'années par des mouvements turbulents à grande échelle entraînés par des explosions de supernovæ et des vents stellaires. Ce scénario explique

naturellement les propriétés turbulentes des nuages moléculaires et le faible taux de formation d'étoiles dans la Galaxie, car le rapide allumage de la formation d'étoiles détruit le nuage parent rapidement après sa formation. Le fait que l'on n'observe pas d'étoiles T Tauri de plus de 3 M_s dans les zones de formation d'étoiles locales corrobore cette interprétation. D'après Hartmann et al. (2001), tous les nuages moléculaires sauf un, le Coalsack, ont une jeune population stellaire. Cela indique qu'ils se forment, produisent des étoiles et se dispersent rapidement, en quelques millions d'années. En outre, un grand nombre de simulations numériques incluant la gravité et l'instabilité thermique ont démontré l'efficacité de la formation de gaz froid (atomique et moléculaire) par des flots convergents de gaz chaud (Vázquez-Semadeni et al. 2007; Hennebelle et al. 2008; Heitsch & Hartmann 2008; Banerjee et al. 2009). Comme nous le verrons ensuite, l'instabilité thermique du H I offre une alternative naturelle à la turbulence supersonique pour produire le potentiel fondement à petite échelle de la formation rapide d'hydrogène moléculaire et de l'instabilité gravitationnelle.

2.1.2 Simulations du H I : études précédentes

L'idée que l'instabilité thermique joue un rôle important dans le modelage des structures du MIS remonte aux travaux de Field et al. (1969). Avec l'essor des ressources informatiques, de nombreuses études numériques ont exploré la turbulence d'un gaz atomique bistable (Hennebelle & Pérault 1999; Hennebelle & Pérault 2000; Vázquez-Semadeni et al. 2000; Koyama & Inutsuka 2000; Gazol et al. 2001; Sánchez-Salcedo et al. 2002; Koyama & Inutsuka 2002; Kritsuk & Norman 2002, 2004; Audit & Hennebelle 2005; Gazol et al. 2005; Heitsch et al. 2005, 2006; Vázquez-Semadeni et al. 2006, 2007; Inoue et al. 2007; Hennebelle & Audit 2007; Hennebelle et al. 2007, 2008; Banerjee et al. 2009; Inoue & Inutsuka 2008, 2009; Audit & Hennebelle 2010; Gazol & Kim 2010; Seifried et al. 2011; Walch et al. 2011; Heitsch et al. 2011). Les travaux précurseurs à une dimension de Hennebelle & Pérault (1999) puis les études suivantes, basées sur des simulations numériques à deux et trois dimensions (Audit & Hennebelle 2005; Heitsch et al. 2005, 2006; Vázquez-Semadeni et al. 2006; Hennebelle et al. 2007; Audit & Hennebelle 2010) ont montré l'effet d'un gaz de WNM comprimé sur le déclenchement de la transition de phase : l'augmentation de la densité dans les flots convergents de gaz WNM est telle que le gaz se refroidit rapidement à des températures de quelques dizaines de degrés. Les écoulements unidimensionnels de gaz atomique qui entrent en collision produisent un milieu très structuré, même à des vitesses modestes. Vázquez-Semadeni et al. (2000) signalent que la formation de CNM est plus efficace quand la densité du WNM le place dans une région proche du régime thermiquement instable. Dans ces conditions, de petites perturbations du gaz chaud suffisent à provoquer la transition emballée vers la phase froide créant un contraste en densité d'environ 100 entre le WNM et le CNM résultant de la transition. Passé un seuil en densité, les structures froides peuvent avoir des densités et des températures de l'ordre de celles caractéristiques des nuages moléculaires (Vázquez-Semadeni et al. 2006; Banerjee et al. 2009). Notons qu'un nombre de Mach de l'ordre de 10 est requis pour obtenir des contrastes en densité similaires avec des flots turbulents isothermes.

Le gaz froid se fragmente ensuite en grumeaux par les mouvements turbulents et en particulier par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et l'instabilité non linéaire de couche mince (*non-linear thin-shell instability*, Vishniac 1994; Heitsch et al. 2005, 2006; Vázquez-Semadeni et al. 2006). La pression thermique du gaz froid est approximativement en équilibre avec la somme des pressions dynamique et thermique du gaz chaud l'envoyant. La dispersion de vitesse interne des grumeaux de CNM est estimée transsonique par rapport à la température du CNM et est d'un

ordre de grandeur inférieure à la vitesse relative inter-nuages, elle-même de l'ordre de la vitesse du son du WNM.

Ces travaux montrent clairement que lorsque la turbulence et l'instabilité thermique sont combinées, le HI ne peut pas être décrit par des flots isothermes ou même bistables et statiques. Généralement, la PDF de densité est bimodale, signature du scénario d'un gaz biphasique¹, tout en présentant une fraction significative du gaz aux densités du régime thermiquement instable. Comme le montrent Kritsuk & Norman (2002, 2004), l'instabilité thermique peut aussi convertir l'énergie thermique du WNM en énergie turbulente, fournissant un mécanisme supplémentaire pour entretenir la turbulence et transformer l'énergie des photons en énergie cinétique. L'instabilité thermique, reconnue comme un agent important dans la formation des structures du MIS, a été incluse dans des simulations numériques à grande échelle ayant pour objectif de décrire le MIS multi-phasique dans le disque galactique (Piontek & Ostriker 2005, 2007; Ostriker et al. 2010).

Les simulations numériques ont mis en lumière l'interaction entre la turbulence et l'instabilité thermique qui permet de former les structures froides du milieu atomique neutre. Un écoulement turbulent ayant des fluctuations de vitesses supersoniques développe naturellement de fortes fluctuations de densité ($\Delta\rho/\rho \sim M_s^2$, Vázquez-Semadeni 2012). Notons que la nature des fluctuations de densité d'un flot supersonique et isotherme est conceptuellement différente de celle d'un fluide biphasique. Les fluctuations de densité d'un écoulement supersonique sont transitoires et associées à des compressions et des dépressions des mouvements turbulents. La transition de phase d'un milieu biphasique a lieu quand le refroidissement du gaz est plus rapide que le temps nécessaire à un pic local de densité pour répondre à la pression dynamique. Une structure à haute densité créée par une compression locale va ainsi garder sa haute densité, même lors de la réexpansion du gaz, car elle est en équilibre de pression avec le milieu inter-nuages. Un milieu à deux phases produit donc des structures à haute densité durables contrairement aux écoulements supersoniques dans lesquels les fluctuations apparaissent et disparaissent en un temps dynamique.

Comme l'indiquent Banerjee et al. (2009), il est intéressant d'étudier les propriétés de la turbulence bistable en raison de la différence fondamentale entre les dynamiques des deux processus. Le régime à deux phases d'une part est généralement décrit comme un système statique en équilibre de pression : les structures froides vues dans les simulations sont en effet approximativement en équilibre de pression avec leur environnement, tout en présentant des frontières nettes en densité et température ce qui implique l'absence de transport de fluide entre les deux phases. La turbulence d'autre part engage du transport de fluide et les écoulements turbulents révèlent de larges variations de densité et de pression.

Tous ces travaux indiquent que le couplage de la turbulence et de l'instabilité thermique est un mécanisme crédible pour expliquer la condensation et la fragmentation du gaz WNM. L'instabilité thermique est considérée comme le déclencheur de la transition vers le gaz atomique froid, fournissant les conditions initiales de la formation des nuages moléculaires. Dans cette description, les nuages moléculaires se forment en présentant une structure marquée en densité et en vitesse, cause éventuelle d'un effondrement gravitationnel ultérieur. Ce procédé ne dépend que des propriétés des processus de chauffage et de refroidissement et pourrait donc se généraliser à

1. Il apparaît cependant que pour les flots supersoniques, la PDF de densité perd la forme bimodale car une grande partie du gaz est poussée dans le régime thermiquement instable (Gazol et al. 2005; Walch et al. 2011)

d'autres environnements galactiques ou extragalactiques.

2.1.3 Pourquoi de nouvelles simulations ?

Jusqu'à maintenant, la majorité des travaux incluant l'instabilité thermique ont exploré le cas de flots convergents. Dans ce cadre, l'augmentation de la densité du WNM nécessaire pour déclencher l'instabilité thermique est obtenue par une pression dynamique entretenue. L'origine des flots convergents du milieu interstellaire n'est pas claire et pourrait ne pas être unique. Ils sont probablement reliés aux mouvements turbulents à grande échelle et à l'instabilité gravitationnelle du disque. Koyama & Inutsuka (2000, 2002) ont étudié le cas précis de la propagation d'ondes de choc dans du gaz WNM. Ils ont montré que les structures de CNM se forment dans la région de post-choc par l'instabilité thermique qui agit plus vite que la durée du choc. Il semble cependant que le passage d'une seule supernova ne puisse pas produire assez de gaz froid pour donner naissance à un nuage moléculaire, mais que le cumul de plusieurs événements serait nécessaire (Inoue & Inutsuka 2009). La collision de plusieurs flots pourrait être plus efficace à assembler et contracter le gaz atomique chaud, formant un nombre significatif de structures froides tout en fournissant la structure complexe des champs de vitesse et de densité observée dans les nuages moléculaires.

Bien que les flots convergents représentent une situation physique bien comprise, leur utilisation dans une simulation numérique impose une structure spécifique à grande échelle qui restreint de manière significative l'intervalle d'échelles sur lequel la cascade turbulente peut être étudiée. De manière similaire aux nombreuses simulations de turbulence isotherme et supersonique utilisées pour modéliser les nuages moléculaires (comme celle de Federrath et al. 2010), quelques études se sont récemment basées sur le forçage de la turbulence dans l'espace de Fourier (Gazol et al. 2005; Gazol & Kim 2010; Seifried et al. 2011; Walch et al. 2011) qui, par construction, permet de décrire la cascade turbulente sur un bien plus grand intervalle d'échelles. Notons qu'un flot convergent entretenu n'a pas plus de signification physique qu'un forçage à grande échelle entretenu. Dans les deux cas, l'origine de l'apport d'énergie est inconnue.

Ici, je souhaite étudier la formation de CNM dans un contexte physique plus général que le cas spécifique des flots convergents et voir plus précisément si la compression naturellement présente dans un flot turbulent entretenu à grande échelle mène à la formation de gaz froid : la turbulence telle qu'elle est observée dans le WNM est-elle suffisante à déclencher la transition de phase ? Un événement extérieur ponctuel tel qu'un flot convergent est-il requis pour comprimer et refroidir le WNM ? Comme Federrath et al. (2010), je souhaite aussi étudier l'influence sur les propriétés du gaz des modes compressibles (ou longitudinaux) et solénoïdaux (créateurs de vorticité) du champ de vitesse turbulent injecté. Finalement, un objectif majeur de ce travail étant de caractériser la cascade turbulente d'un milieu biphase, le forçage en Fourier, puisqu'il permet d'obtenir une large intervalle d'échelle, est nécessaire.

Un aspect important de la méthodologie de ce travail de thèse est l'étude minutieuse des propriétés du WNM et de la turbulence qui favorisent la transition de phase. Récemment, Seifried et al. (2011) ont présenté une étude similaire portant sur l'incidence des conditions initiales (densité, température et caractéristiques du forçage en Fourier) sur la formation de CNM avec des simulations numériques de taille 256^3 . Ils concluent que les propriétés du gaz bistable et de la turbulence dépendent des conditions initiales des simulations. Mon intention ici est d'aller plus

en profondeur et de restreindre l'espace des paramètres en identifiant en détail les conditions physiques en accord avec les propriétés observées du HI. De plus, pour des conditions initiales choisies, j'ai augmenté la taille des simulations jusqu'à 1024^3 , taille nécessaire pour résoudre la zone inertielle des spectres de puissance de la vitesse et de la densité.

Enfin, l'originalité de ce travail se trouve dans le rapprochement des simulations et des observations. Hennebelle & Audit (2007) ont présenté une première comparaison détaillée entre la formation de structures CNM dans des flots convergents et les observations en fabriquant des spectres synthétiques de la raie à 21 cm. Cette étude préliminaire a produit des résultats encourageants concernant les propriétés basiques des données à 21 cm (densité de colonne, forme des spectres). Ici, je souhaite explorer plus en détail par quels moyens utiliser les simulations pour interpréter les observations à 21 cm de nuages atomiques à haute latitude. L'objectif primordial de ce travail est donc d'analyser les simulations de la même manière que le sont les observations pour réduire l'espace des paramètres aux valeurs réalistes, mais aussi pour aider l'interprétation des données.

2.2 L'outil : HERACLES

Toutes les simulations présentées dans cette thèse ont été exécutées avec le code HERACLES² développé au Service d'Astrophysique spatiale, CEA dans le cadre du projet COAST³ par l'équipe d'Edouard Audit⁴. Il s'agit d'un code hydrodynamique parallélisé 3D sur grille fixe permettant de simuler des écoulements astrophysiques (González et al. 2007). Les équations hydrodynamiques d'Euler sont résolues grâce à une méthode de volume fini de Godunov. HERACLES inclut aussi la magnéto-hydrodynamique, le transfert radiatif et la gravité. HERACLES a déjà été utilisé à plusieurs reprises par E. Audit et P. Hennebelle pour simuler la turbulence du milieu interstellaire atomique neutre par des flots convergents de WNM (Hennebelle & Audit 2007; Audit & Hennebelle 2010). Ces publications présentent la fonction de refroidissement net dont découle l'instabilité thermique et qui sera utilisée ici. Cette thèse s'inscrivant logiquement dans la continuité de leurs travaux, le même code est utilisé en variant le type de forçage. Le forçage pseudo-spectral de la turbulence utilisé ici a été implémenté dans HERACLES par Wolfram Schmidt.

Les simulations ont été effectuées sur différents serveurs de calcul intensif. Les plus petites d'entre elles ont toutes tourné sur le cluster local de l'Institut Canadien d'Astrophysique Théorique (CITA, *Canadian Institut for Theoretical Astrophysics*), Sunnyvale⁵, utilisant chacune 8 nœuds -64 cœurs- et environ 200 heures cpu -soit 3 h par cœur- pour les 128^3 et 32 nœuds -256 cœurs- et environ 3 000 heures cpu -12 h par cœur- pour les 256^3 . Les six simulations de taille 512^3 ont tourné soit sur Sunnyvale, soit sur le serveur GPC du consortium HPC de SciNet⁶

2. Des informations plus détaillées et la version publique de HERACLES se trouvent à l'adresse internet suivante : http://irfu.cea.fr/Projets/Site_heracles/

3. <http://irfu.cea.fr/Projets/COAST/>

4. **Crédit** : Edouard Audit, Matthias González, Neil Vaytet, Sebastien Fromang, Patrick Hennebelle, Romain Teyssier, Pascal Tremblin et Bruno Thooris

5. <http://wiki.cita.utoronto.ca/mediawiki/index.php/Sunnyvale>

6. SciNet is funded by : the Canada Foundation for Innovation under the auspices of Compute Canada; the Government of Ontario; Ontario Research Fund - Research Excellence; and the University of Toronto. voir le site : <http://www.scinethpc.ca/>

(Loken et al. 2010). Sur Sunnyvale, 64 nœuds -512 cœurs- pendant 50 000 h cpu -95 h par cœur- ont été utilisés, sur Scinet, 32 nœuds -256 cœurs- pendant 16 000 h cpu -60 h par cœur. Enfin, les deux simulations à plus haute résolution (1024^3) ont été faites sur le super-calculateur Jade au CINES de Montpellier⁷ sur 96 nœuds -768 cœurs- et ont duré 6 jours -100 000 h cpu.

2.2.1 Equations d'Euler et schéma de Godunov

Les écoulements à très grand nombre de Reynolds peuvent être traités comme des fluides idéaux, pour lesquels, dans une grande partie du champ de vitesse, les forces tangentielles (frottements internes, viscosité) sont négligeables par rapport aux forces de pression (forces normales). Ces écoulements dits idéaux sont décrits par les équations d'Euler, les écoulements visqueux étant décrits par l'équation de Navier-Stokes. En effet, le nombre de Reynolds est défini comme le rapport du terme d'advection sur le terme de diffusion de l'équation de Navier-Stokes. Si $Re \gg 1$, on peut négliger le terme de diffusion, et donc la viscosité dont il est fonction. Les équations d'Euler sont donc une bonne description du milieu interstellaire, qui a, comme je l'ai mentionné dans la section 1.4, des nombres de Reynolds de l'ordre de $\sim 10^5 - 10^7$. Je présente ici les équations d'Euler pour un gaz compressible sous leur forme conservative, c'est-à-dire que l'on travaille avec les grandeurs conservatives suivantes : ρ la densité, $(\rho\mathbf{v})$ avec \mathbf{v} la vitesse et la densité d'énergie E (énergie par unité de volume). On y inclut une accélération de forçage \mathbf{f} qui génère les mouvements turbulents et une fonction de refroidissement net \mathcal{L} qui régule la thermodynamique du gaz.

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\partial_t(\rho v) + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v}) = -\nabla P_{tot} + \rho\mathbf{f} \quad (2.2)$$

$$\partial_t(E) + \nabla(\mathbf{v}(E + P_{tot})) = \rho\mathbf{f} \cdot \mathbf{v} - \mathcal{L}(\rho, T) \quad (2.3)$$

P_{tot} est la pression totale, ρ la densité de masse et E est l'énergie totale du fluide

$$E = \epsilon + \rho \frac{\mathbf{v}\mathbf{v}}{2} \quad (2.4)$$

où ϵ est l'énergie interne. Le gaz atomique considéré est parfait et idéal avec un indice adiabatique $\gamma = 5/3$, ainsi $P = (\gamma - 1)\epsilon$ et

$$E = \frac{P}{\gamma - 1} + \rho \frac{\mathbf{v}\mathbf{v}}{2}. \quad (2.5)$$

Le gaz n'est constitué que d'atomes d'hydrogène, mais la masse atomique moyenne μ tient compte des abondances cosmiques d'éléments plus lourds tels l'hélium ou les métaux de sorte que $\mu = 1.4 m_H$. La densité de masse s'exprime donc $\rho = \mu n$ où n est la densité volumique de l'hydrogène. Les équations hydrodynamiques sont résolues par un schéma Godunov du second ordre pour la partie conservative, la fonction de refroidissement étant appliquée après (le solveur utilisé pour les simulations de cette thèse est un solveur MHD de type MUSCL-Hancock (Londrillo & Del Zanna 2000; Fromang et al. 2006)). Les méthodes Godunov ont été largement testées et sont robustes dans le traitement des chocs et des gradients forts (Toro 1999).

Fonction de refroidissement

Le refroidissement net implémenté dans HERACLES \mathcal{L} est défini tel que

$$\mathcal{L} = n^2 \Lambda - n\Gamma \quad \text{en} \quad \text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}. \quad (2.6)$$

7. <http://www.cines.fr/spip.php?rubrique291&lang=fr>

Le chauffage Γ est dû à l'effet photoélectrique sur les grains et le refroidissement Λ est le résultat de l'association de l'émission radiative des raies de structure fine de C II et O I, de la raie Ly α et de la recombinaison des électrons sur les grains. Ces processus, qui sont les échanges thermiques dominants dans le HI, suivent la description analytique des travaux de Wolfire et al. (1995) et Wolfire et al. (2003) et ont été détaillés dans la section 1.3.2. Le refroidissement est appliqué après la résolution des équations d'Euler à chaque pas de temps.

Conductivité thermique

Les équations présentées ci-dessus ne prennent pas en compte la conductivité thermique, bien que Koyama & Inutsuka (2004) aient montré que l'omettre peut créer des instabilités aux plus petites échelles résolues par la grille de la simulation. Ils suggèrent qu'il est nécessaire de résoudre le tiers de la longueur de Field $\lambda_F/3$ décrite dans la section 2.3 pour éviter des problèmes numériques. Cependant, Gressel (2009) montre dans une étude dédiée que résoudre la longueur de Field n'est pas un pré-requis à la stabilité numérique et, de manière similaire à ce que décrit Gazol et al. (2005), le solveur des équations d'Euler employé dans HERACLES comprend une diffusion numérique qui crée une échelle minimale d'instabilité supérieure à la taille de la cellule. Cela peut permettre de compenser les effets de l'instabilité thermique aux plus petites échelles. Le deuxième argument de Koyama & Inutsuka (2004) porte sur la dépendance de la diffusion numérique avec la résolution. Nous verrons dans la section 3.1 que les résultats statistiques sur lesquels mon étude est basée convergent dès la plus basse résolution (simulations 128^3) et que l'influence de la taille de la simulation sur les distributions de densité et de température est très modérée. En outre, Hennebelle & Audit (2007) ont varié la conductivité thermique sur des simulations 2D HERACLES à très haute résolution (5000^2 pixels, pour une taille de cellule de $4 \cdot 10^{-3}$ pc) incluant la même fonction de refroidissement que celle utilisée ici -et donc les mêmes propriétés de l'instabilité thermique- et ont noté que les structures plus massives que $10^{-3} M_\odot \text{ pc}^{-1}$ sont indépendantes de la conductivité thermique. En revanche, le nombre de petites structures diminue quand la conduction augmente, résultat en accord avec ceux de Koyama & Inutsuka (2004). Cependant, la différence entre les différentes simulations n'est que très modérée, et seulement à des échelles bien inférieures à la meilleure résolution des simulations que je vais présenter.

2.2.2 Forçage dans l'espace de Fourier

Forçage de la turbulence

Le type de forçage de la turbulence utilisé est une méthode pseudo-spectrale. Il est décrit en détail dans Eswaran & Pope (1988). Il a été implémenté dans HERACLES par Wolfram Schmidt (Schmidt et al. 2006, 2009). Son principe général est de modifier la vitesse aux petits nombres d'onde (grandes échelles) en injectant artificiellement de l'énergie à ses composantes dans l'espace de Fourier, créant ainsi un champ de vitesse turbulent statistiquement stationnaire. L'énergie injectée aux grandes échelles cascade naturellement vers les petites échelles où elle est dissipée par la dissipation numérique.

Notons L_{boite} la taille de la boîte simulée et N^3 le nombre de pixels sur la grille. La position \mathbf{x} est donnée par les coordonnées $(l_1 \Delta x, l_2 \Delta y, l_3 \Delta z)$ où les l_i sont des nombres entiers tels que $1 \leq l_i \leq N$ et les Δi la taille du pixel dans les directions x , y et z (sur la grille fixe que nous utilisons, $\Delta x = \Delta y = \Delta z = L_{\text{boite}}/N$). Notons $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ la vitesse à la position \mathbf{x} et au temps t .

Sa transformée de Fourier $\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t)$ à la position \mathbf{k} est définie telle que

$$\tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t) = \frac{1}{N^3} \sum_{l_1} \sum_{l_2} \sum_{l_3} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}). \quad (2.7)$$

La résolution de l'équation de conservation d'énergie (2.3) dans l'espace réel permet d'évaluer $\partial \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) / \partial t$ et de l'écrire dans l'espace de Fourier :

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t)}{\partial t} = \tilde{\mathbf{a}}(\mathbf{k}, t). \quad (2.8)$$

Le forçage est assuré par l'ajout d'une accélération de forçage $\tilde{\mathbf{a}}^F(\mathbf{k}, t)$ telle que

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{k}, t)}{\partial t} = \tilde{\mathbf{a}}(\mathbf{k}, t) + \tilde{\mathbf{a}}^F(\mathbf{k}, t) \quad (2.9)$$

où $\tilde{\mathbf{a}}^F(\mathbf{k}, t)$ n'est non nul que pour les nombres d'onde \mathbf{k} tels que $0 < |\mathbf{k}| < 2k_0$. En effet cela n'est appliqué qu'aux plus grandes échelles, et donc seulement pour les points situés dans une sphère de rayon $2k_0$ centrée sur l'origine (mais excluant l'origine). k_0 est le nombre d'onde caractéristique du forçage, ici égal à 2.

La détermination du champ de forçage $\tilde{\mathbf{a}}^F(\mathbf{k}, t)$ est basée sur le processus stochastique d'Ornstein-Uhlenbeck avec un temps d'autocorrélation. L'amplitude donnée au champ de vitesse v_s est un paramètre du code. L'amplitude de la force appliquée est donnée par $F_S = v_s^2 / L_S$ où $L_S = L_{\text{boite}} / k_0$ est l'échelle caractéristique du forçage. Le temps d'autocorrélation du processus stochastique est donc donné par $T_S = (L_S / F_S)^{1/2} = L_S / v_s$. Une décomposition de Helmholtz est ensuite appliquée au champ de vitesse aléatoire produit par le processus stochastique, permettant de contrôler les importances respectives de la compression et de la vorticité du champ de vitesse turbulent.

Décomposition de Helmholtz

Tout champ vectoriel \mathbf{F} peut ˆtre décomposé suivant une composante irrotationnelle (compressive) et une composante solénoïdale (vorticité). Le champ irrotationnel peut ˆtre décrit par un potentiel scalaire Φ et le champ solénoïdal par un potentiel vecteur \mathbf{A} :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\parallel} + \mathbf{F}_{\perp} = -\nabla\Phi + \nabla \times \mathbf{A}, \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{F}_{\parallel} = \nabla \times (-\nabla\Phi) = 0 \quad (2.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_{\perp} = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0. \quad (2.12)$$

Les deux potentiels sont solutions de

$$\nabla^2\Phi = -\nabla \cdot \mathbf{F}, \quad \nabla^2\mathbf{A} = -\nabla \times \mathbf{F}. \quad (2.13)$$

Décomposition de Helmholtz dans l'espace de Fourier

$$\tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{k}) = \tilde{\mathbf{F}}_{\perp}(\mathbf{k}) + \tilde{\mathbf{F}}_{\parallel}(\mathbf{k}) \quad (2.14)$$

avec :

$$\tilde{\mathbf{F}}_{\parallel}(\mathbf{k}) = \mathcal{P}_{\parallel}(\tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{k})) = \frac{1}{k^2} \mathbf{k}[\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{k})] \quad (2.15)$$

$$\tilde{\mathbf{F}}_{\perp}(\mathbf{k}) = \mathcal{P}_{\perp}(\tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{k})) = \tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{k}) - \frac{1}{k^2} \mathbf{k}[\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{F}}(\mathbf{k})] \quad (2.16)$$

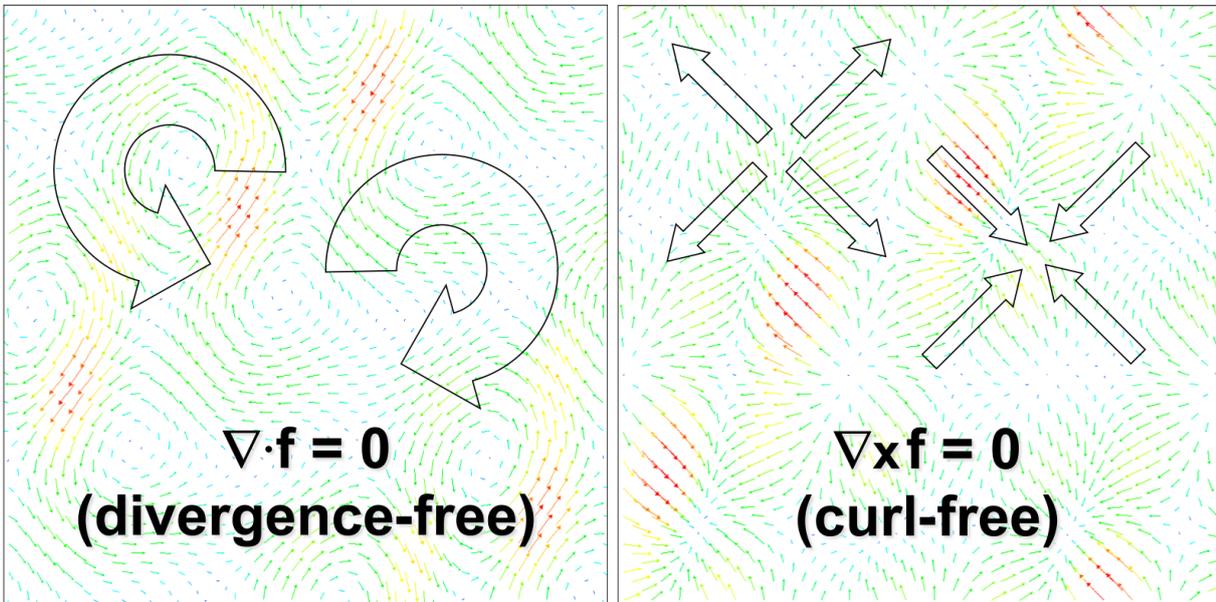


FIGURE 2.1: Illustration des deux types de forçage : **à gauche**, champ purement solénoïdal ; **à droite**, champ purement compressible (illustration tirée de la présentation de C.Federrath, mars 2012, Cosmic Turbulence conference, Tempe).

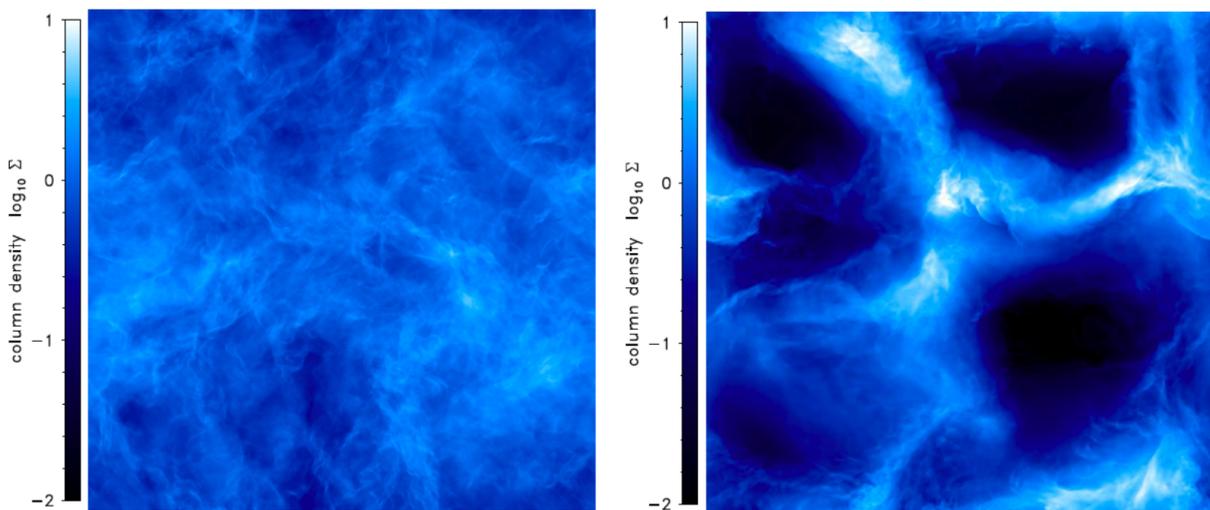


FIGURE 2.2: Federrath et al. (2010, voir fig.2) : cartes de la densité intégrée le long de l'axe de z pour des simulations isothermes avec un forçage solénoïdal (**à gauche**) et compressible (**à droite**).

ainsi

$$\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{F}}_{\perp}(\mathbf{k}) = 0, \quad \mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{F}}_{\parallel}(\mathbf{k}) = 0. \quad (2.17)$$

On peut ainsi définir l'opérateur de projection dans l'espace de Fourier \mathcal{P} :

$$\mathcal{P} = \zeta \mathcal{P}_{\perp} + (1 - \zeta) \mathcal{P}_{\parallel}. \quad (2.18)$$

Pour le facteur de projection spectrale $\zeta = 1$, la projection ne se fera que sur le plan orthogonal à \mathbf{k} , et le champ sera purement solénoïdal. Au contraire, pour $\zeta = 0$, seuls les modes longitudinaux (compressibles) du champ seront conservés. Une illustration en est donnée sur les figures 2.1 et 2.2, la première étant une schématisation avec, à gauche, un champ de force rotationnel pour lequel $\nabla \mathbf{f} = 0$ et, à droite, un champ de force pour lequel $\nabla \times \mathbf{f} = 0$. Les cartes de la densité intégrée de la figure 2.2 sont des simulations isothermes (Federrath et al. 2010) pour lesquelles les deux limites de la projection ont été étudiées. Alors que la vorticité agit principalement comme un mélange, le cas de la turbulence compressible crée un contraste en densité plus élevé, avec des pics plus denses et de larges régions de vide. Les valeurs de ζ comprises entre 0 et 1 génèrent un champ mélangeant les 2 composantes. Comme le notent Federrath et al. (2010), la valeur $\zeta = 0.5$ correspond à un état que nous appellerons « naturel » par la suite. En effet, l'opérateur de projection est proportionnel à l'identité $\mathcal{P} = 1/2 \mathcal{I}$ et la décomposition de Helmholtz n'a aucun effet sur le rapport des modes compressibles et solénoïdaux. On parle aussi d'un mélange 2 : 1 (pour des simulations 3D) signifiant que les modes solénoïdaux occupent deux dimensions sur les trois disponibles, alors que la composante compressive n'en occupe qu'une seule.

2.3 Temps et échelles caractéristiques

L'instabilité thermique met en jeu des temps et des échelles caractéristiques qu'il est important de considérer pour déterminer la taille de la boîte et la résolution que l'on souhaite atteindre.

Hennebelle & Pérault (1999) ont insisté sur le fait que le WNM ne peut être soumis à l'instabilité thermique que si son temps radiatif, ou de refroidissement, est inférieur au temps dynamique dans le nuage. Le temps dynamique t_{dyn} est le temps mis par un atome pour parcourir une distance d   la vitesse du son c_S ,

$$t_{\text{dyn}} = \frac{d}{c_S}. \quad (2.19)$$

Le temps radiatif est le temps caractéristique mis par le milieu pour se refroidir. Il est égal au rapport de l'énergie du milieu U et du transfert d'énergie ϵ auquel il est soumis. Dimensionnellement, on peut l'écrire ainsi :

$$t_{\text{ref}} = \frac{U}{\epsilon} \quad \text{avec} \quad \epsilon \quad \text{en} \quad \text{erg} \quad \text{s}^{-1}. \quad (2.20)$$

La condition fondamentale pour que du WNM puisse être soumis à l'instabilité thermique est donc

$$t_{\text{ref}} < t_{\text{dyn}} \Rightarrow \frac{U}{\epsilon} < \frac{d}{c_S}. \quad (2.21)$$

Une zone de WNM de taille d ayant subi une contraction isobare, étant ainsi devenue thermiquement instable, va chercher à revenir à l'équilibre thermique en se dilatant. Le temps nécessaire à ce processus est le temps dynamique t_{dyn} . Si le temps de refroidissement du gaz t_{ref} est supérieur à t_{dyn} , le gaz reviendra à son état initial avant de pouvoir se refroidir par les processus thermiques. Au contraire, si $t_{\text{ref}} < t_{\text{dyn}}$, le gaz n'aura pas le temps de revenir à son état initial (WNM) et sera refroidi, ainsi poussé vers la zone d'équilibre du CNM.

Echelle caractéristique du refroidissement du WNM statique

Considérant l'équation 2.21 on peut calculer la taille critique en dessous de laquelle le WNM ne sera pas en mesure de transiter vers la zone instable. On considère dans ce cas des conditions typiques du WNM ($T \sim 8000$ K et $n = 0.5 \text{ cm}^{-3}$) et un milieu statique (toute l'énergie est donc considérée comme thermique). Dans ce cas, avec $C_V = k_B/m_H(\gamma - 1)$ la capacité calorifique thermique par unité de masse du gaz, γ étant l'indice adiabatique égal à $5/3$ pour un gaz monoatomique, k_B la constante de Boltzman et m_H la masse de l'hydrogène :

$$U = m_H C_V T \quad \text{l'énergie du gaz et} \quad (2.22)$$

$$\epsilon = n\Lambda \quad \text{le refroidissement appliqué au WNM} \quad (2.23)$$

et le temps de refroidissement devient

$$t_{\text{ref}} = \frac{k_B T}{(\gamma - 1)n\Lambda}. \quad (2.24)$$

Il est ainsi possible de déduire l'échelle du refroidissement dans le WNM

$$\lambda_{\text{ref}} = \frac{k_B T}{(\gamma - 1)n\Lambda} \times c_{S,\text{WNM}} \sim 22 \text{ pc}, \quad (2.25)$$

en considérant le taux de refroidissement Λ décrit dans la section 1.3.2 où $c_{S,\text{WNM}} = \sqrt{\gamma k_B T/m_H}$, $n = 0.5 \text{ cm}^{-3}$ et $T = 8000$ K. Ainsi, pour que la condition $t_{\text{ref}} < t_{\text{dyn}}$ soit respectée, il faut que l'échelle initiale d de la zone perturbée soit supérieure à λ_{ref} pour que l'instabilité thermique puisse s'installer. De manière similaire, une perturbation dynamique de taille inférieure à λ_{ref} ne peut pas induire de transition de phase.

Longueur de Field

La longueur de Field (Field 1965; Begelman & McKee 1990; Audit & Hennebelle 2005) est définie comme l'échelle caractéristique en deçà de laquelle les processus radiatifs de chauffage et de refroidissement deviennent comparables à la diffusion thermique : $\kappa T/\lambda_F^2 \sim n^2 \Lambda$ et donc

$$\lambda_F \sim \left(\frac{\kappa T}{n^2 \Lambda} \right)^{1/2} \quad (2.26)$$

où κ est la conductivité thermique. Sa valeur pour les atomes d'hydrogène dans l'intervalle de température qui nous intéresse est donnée par Parker (1953) : $\kappa = 2.5 \cdot 10^3 T^{1/2} \text{ erg cm}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Pour les valeurs caractéristiques de la température et de la densité du WNM ($T = 8000$ K et $n = 0.5 \text{ cm}^{-3}$), $\kappa = 2.2 \cdot 10^5 \text{ erg cm}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $\lambda_{F,\text{WNM}} \sim 10^{-1} \text{ pc}$ et pour le CNM ($T = 100$ K et $n = 100 \text{ cm}^{-3}$), $\kappa = 2.5 \cdot 10^4 \text{ erg cm}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $\lambda_{F,\text{CNM}} \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ pc}$.

Taille caractéristique des structures froides

Il s'agit de la taille caractéristique d'une structure qui se serait condensée en un temps de refroidissement qui est le temps nécessaire à un nuage initialement dans la phase WNM pour se contracter et atteindre l'équilibre thermique. Nous venons de voir que la taille caractéristique initiale d'un nuage de WNM qui se condense en un temps de refroidissement est de 22 pc. Comme la densité du CNM est environ 100 fois plus élevée que celle du WNM, les structures sont environ 100 fois plus petites ($\eta = n_{\text{CNM}}/n_{\text{WNM}} \sim 100$). La taille caractéristique des structures froides s'obtient en divisant la longueur de refroidissement par 100 : $\lambda_{\text{struc}} = \lambda_{\text{ref}}/\eta \sim 0.2 \text{ pc}$.

Taille caractéristique des chocs dans le CNM

A cause de sa température environ 100 fois inférieure à celle du WNM, la vitesse du son du CNM est environ 10 fois plus petite que celle du WNM ($c_s \propto \sqrt{T}$). Le WNM étant sonique ou subsonique, le nombre de Mach d'une structure froide relativement à son environnement peut atteindre des valeurs autour de 10. Ces mouvements supersoniques peuvent avoir lieu lors d'un choc entre deux structures de CNM. La taille caractéristique d'une couche froide choquée est évaluée par Audit & Hennebelle (2005) à environ 10^{-3} pc.

Il est important de bien connaître les ordres de grandeur de ces échelles, car elles permettent de déterminer la taille de la boîte de la simulation selon les questions auxquelles on tente de répondre. J'y reviendrai en évoquant le choix des paramètres et des conditions initiales des simulations.

2.4 Définition des conditions initiales et des quantités à reproduire

Les simulations qui font l'objet de ce travail sont dédiées à l'étude de l'instabilité thermique et de la formation du CNM à partir d'un gaz entièrement dans la phase WNM. Il est donc important de connaître les propriétés des deux phases et les conditions physiques qui leur sont associées. Je décrirai ici les propriétés globales du H I galactique un peu plus en détail que ce qui a été présenté à la section 1.1. Ces propriétés permettent de déterminer les conditions initiales des simulations, de définir ce que l'on cherche à reproduire par les simulations et d'interpréter les résultats.

2.4.1 Conditions initiales

Malgré leur importance dans la physique du milieu interstellaire, le champ magnétique et la gravité ne sont pas considérés dans ce travail pour concentrer l'étude sur l'impact des modes de vorticité ou de compression des mouvements turbulents sur la formation des structures de CNM. Toutes les simulations qui font l'objet de cette thèse sont donc purement hydrodynamiques.

Densité et température du WNM

Les valeurs typiques de densité et de température du WNM sont $n \sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$ et $T \sim 10^4 \text{ K}$ (Ferrière 2001), mais ces valeurs varient fortement avec le rayon galacto-centrique et la hauteur dans le disque galactique (Kalberla & Dedes 2008). Elles sont aussi sujettes à des variations locales dues à la formation d'étoiles (Joung et al. 2009). Cependant, il est possible d'estimer les valeurs moyennes des densités et des températures du WNM et du CNM en les supposant en équilibre de pression $P = n_{\text{wnm}} T_{\text{wnm}} = n_{\text{cnm}} T_{\text{cnm}}$. Pour la pression moyenne de $P = 4000 \text{ K cm}^{-3}$ obtenue par Jenkins & Tripp (2011) (cette valeur a été mesurée dans le CNM, mais nous l'adoptons ici pour tout le H I puisque nous supposons les deux phases CNM et WNM en équilibre de pression) et en utilisant la courbe d'équilibre thermique (voir fig. 1.10) basée sur les processus de chauffage et de refroidissement de Wolfire et al. (2003), on mesure des densités et températures d'équilibre égales à : $n_{\text{wnm}} = 0.5 \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{wnm}} = 8000 \text{ K}$ et $n_{\text{cnm}} = 111 \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{cnm}} = 36 \text{ K}$. La densité du WNM telle que nous venons de la calculer est élevée par rapport à la description de Dickey & Lockman (1990) qui affirment que la densité totale du H I (CNM plus WNM) est

$n_0 = 0.57 \text{ cm}^{-3}$ et que la densité du WNM est probablement $n_{0,\text{WNM}} \sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$. Cependant, elle est en accord avec d'autres observables ou modélisations. Tout d'abord, et par le calcul effectué, $n_{\text{WNM}} \sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$ est en accord avec la pression mesurée par Jenkins & Tripp (2011) et la modélisation des processus de chauffage et de refroidissement de Wolfire et al. (2003) (voir le chapitre 1.3). Elle s'accorde de plus avec la densité totale (CNM+WNM) au voisinage du Soleil donnée par Kalberla & Kerp (2009) $n_0 = 0.9 \text{ cm}^{-3}$ et nous verrons (section 2.4.2) que ces valeurs permettent de reproduire le rapport de masse du CNM et du WNM, estimé à 40% par Heiles & Troland (2003b). Suivant ces résultats, nous supposons par la suite que $T_{\text{WNM}} \sim 8000 \text{ K}$ et que $n_{\text{WNM}} \sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$ est une valeur parfaitement satisfaisante.

Taille de la boîte

J'ai précédemment décrit (partie 2.3) les échelles caractéristiques liées aux processus de refroidissement du WNM. Tout d'abord, rappelons la condition essentielle pour que le gaz chaud puisse être poussé vers la phase instable, et ainsi se condenser et se refroidir :

$$t_{\text{ref}} < t_{\text{dyn}} \Rightarrow \frac{\Delta U}{\epsilon} < \frac{d}{c_S}. \quad (2.27)$$

Cette condition nous a permis d'évaluer l'échelle caractéristique du refroidissement pour des conditions raisonnables du WNM ($n = 0.5 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 8000 \text{ K}$) : $\lambda_{\text{ref}} \sim 22 \text{ pc}$. Nous pouvons en déduire que la taille de la boîte de la simulation doit être supérieure à 22 pc. Parallèlement, un nuage de WNM qui se condense va donner naissance à une structure de gaz froid dont la taille caractéristique sera environ 100 fois plus petite que λ_{ref} , dû au rapport de densité des deux phases et en supposant qu'elles sont en équilibre de pression. Les structures de CNM ont donc une taille caractéristique de $\sim 2 \times 10^{-1} \text{ pc}$. Pour étudier les propriétés physiques des structures froides créées dans la simulation, il est essentiel d'avoir une résolution inférieure à leur taille, et préférable de les résoudre sur plusieurs pixels. La taille de la boîte choisie est donc de 40 pc dans le but d'être supérieure à l'échelle caractéristique de refroidissement du WNM. De plus, cette taille physique permet d'atteindre une taille de cellule de $4 \times 10^{-2} \text{ pc}$ pour les simulations à plus haute résolution (1024^3). Par contre, cela ne nous permet pas de résoudre les deux plus petites échelles physiques de l'instabilité thermique : la longueur de Field λ_F et la taille caractéristique des chocs du CNM. Nous avons discuté l'importance de la première dans la section 2.2.1 et avons déduit que l'effet est très modéré. Concernant la deuxième échelle non résolue dans cette étude, il est possible que cela mène à sous-estimer la densité des zones les plus denses, mais il semble pour le moment difficile de pouvoir la résoudre dans une étude en trois dimensions.

Conditions initiales

L'objectif principal de cette étude étant de déterminer les conditions favorables à la création de CNM dans des quantités similaires à celles observées, nous choisissons pour le gaz initial des propriétés physiques proches de celles observées dans le WNM dans l'environnement solaire. D'après la figure 2.3 qui sera décrite au paragraphe 2.4.2, il semble raisonnable de considérer des densité et température constantes pour une boîte de 40 pc centrée en $z = 0$. Je considérerai ainsi une température uniforme et égale à 8000 K pour toutes les simulations. Le gaz est initialement statique et le champ de vitesse turbulent est produit par le forçage dans l'espace de Fourier à chaque pas de temps.

TABLE 2.1: Table récapitulative des conditions initiales choisies pour chaque taille de simulation

Taille (cellules)	Quantité physique	Valeur
	L_{boite}	40 pc
	T	8000 K
	conditions aux bords	périodiques
128 ³	nombres de simulations	90
	résolution	0.3 pc
	densité n_0	0.2 à 10 cm ⁻³
	projection spectrale ζ	0 (compressible) à 1 (solénoïdal)
	amplitude à grande échelle v_S	5 à 20 km s ⁻¹
256 ³ et 512 ³	nombre de simulations	6 (de chaque)
	résolution	0.15 pc et 0.08 pc
	densité n_0	1 et 2 cm ⁻³
	projection spectrale ζ	0.1, 0.2, 0.3 et 0.5
	amplitude à grande échelle v_S	7.5, 10, 12.5, 15 km s ⁻¹
1024 ³	nombres de simulations	2
	résolution	0.04 pc
	densité n_0	1 et 2 cm ⁻³
	projection spectrale ζ	0.2 et 0.5
	amplitude à grande échelle v_S	12.5 et 7.5 km s ⁻¹

Dans un premier temps, pour étudier l'impact des propriétés du forçage et de la densité initiale sur la formation de structures froides et sur son efficacité, j'ai produit 90 simulations à petite résolution (128³) en variant :

- la densité initiale autour de celle du WNM ($n_{\text{WNM}} = 0.5 \text{ cm}^{-3}$), de 0.2 cm⁻³ jusqu'à 10 cm⁻³
- les propriétés du champ de vitesse : son amplitude v_S de 5 à 20 km s⁻¹ et sa projection spectrale ζ de 0 à 1, allant ainsi d'un champ purement compressible à un champ purement solénoïdal.

Les différents jeux de paramètres initiaux sont présentés dans la table 2.1.

2.4.2 Ce que l'on cherche à reproduire

Pour restreindre l'espace des paramètres, il est essentiel de définir les quantités physiques que l'on peut déduire des observations et que l'on souhaite reproduire dans les simulations, de manière à s'assurer le meilleur cadre possible de comparaison.

Fraction de masse du CNM

Dans ce travail, je me concentre sur les propriétés du milieu atomique neutre dans l'environnement solaire. D'après Kalberla & Dedes (2008), la distribution radiale de la densité du HI dans le plan galactique suit une loi exponentielle en s'éloignant vers l'extérieur de la Galaxie avec une valeur moyenne de $n_{\text{HI}} \sim 0.9 \text{ cm}^{-3}$ au niveau du rayon solaire (figure 1.6). Cette moyenne est la somme des densités du WNM et du CNM pondérées par leur facteur d'occupation du volume f^v ,

$$n_{\text{HI}} = n_{\text{wnm}} f_{\text{wnm}}^v + n_{\text{cnm}} f_{\text{cnm}}^v \quad (2.28)$$

où

$$f_{\text{wnm}}^{\text{v}} + f_{\text{cnm}}^{\text{v}} = 1. \quad (2.29)$$

Ainsi,

$$f_{\text{cnm}}^{\text{v}} = \frac{n_{\text{HI}} - n_{\text{wnm}}}{n_{\text{cnm}} - n_{\text{wnm}}}. \quad (2.30)$$

On déduit des valeurs précédemment calculées de $n_{\text{WNM}} \sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$ et $n_{\text{CNM}} \sim 111 \text{ cm}^{-3}$ ainsi que de l'équation 2.30 que le CNM occupe moins de 1% du volume du HI. On peut aussi calculer la fraction de masse du CNM $f_{\text{cnm}}^{\text{m}}$ que l'on exprime comme

$$f_{\text{cnm}}^{\text{m}} = \frac{n_{\text{cnm}} f_{\text{cnm}}^{\text{v}}}{n_{\text{HI}}} \sim 44\%. \quad (2.31)$$

Cette valeur est en accord avec les résultats de Heiles & Troland (2003b) qui estiment que 40% de la masse du HI est composée de CNM en comparant des observations à 21 cm de 79 lignes de visée indépendantes en absorption et en émission.

Dispersion de vitesse turbulente du WNM et nombre de Mach

De manière à simuler un volume de HI ayant des conditions physiques réalistes, il est nécessaire d'évaluer l'amplitude des mouvements turbulents, ou de manière équivalente le nombre de Mach, à l'échelle de la boîte de simulation. L'estimation directe du nombre de Mach du WNM à partir des observations est difficile car sa température ne peut pas être facilement et précisément mesurée. Une méthode traditionnelle pour mesurer la température du HI est basée sur la comparaison des observations à 21 cm en absorption et en émission. Étant optiquement mince, le gaz chaud ne produit presque aucune raie détectable en absorption quand il est observé devant une forte source radio. Seules quelques rares détections ont été rapportées jusqu'à présent (Carilli et al. 1998; Kanekar et al. 2003; Begum et al. 2010). Les températures qui en sont déduites sont généralement plus proches du régime thermiquement instable ($T \sim 500 - 6000 \text{ K}$) que de celles du WNM qui découlent du modèle à deux phases ($T \sim 8000 \text{ K}$). Cependant, il existe des pistes indirectes qui indiquent que le WNM est subsonique. Tout d'abord, la valeur de l'exposant $q \sim 1/3$ de la relation $\sigma_{\text{turb}} \propto l^q$ (Larson 1979) est celle attendue pour la turbulence subsonique (voir la section 1.4.2 pour plus de détails). Une autre indication du faible nombre de Mach du WNM vient du fait que les spectres de la raie à 21 cm sont lisses et ne présentent pas de structures. Haud & Kalberla (2007) ont trouvé que les spectres à 21 cm les plus simples du WNM sont bien modélisés par une seule gaussienne de largeur $\sigma_{\text{tot}} = 10.2 \text{ km s}^{-1}$ avec une incertitude de 0.3 km s^{-1} sur l'ajustement. Nous supposons pour la suite que cette valeur est bien représentative de la dispersion de vitesse totale du WNM dans l'environnement solaire.

La dispersion de vitesse totale des mouvements du gaz est la somme quadratique de ses contributions thermique (σ_{therm}) et turbulente (σ_{turb}), intégrées le long de la ligne de visée :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_{\text{therm}}^2 + \sigma_{\text{turb}}^2} \quad (2.32)$$

avec

$$\sigma_{\text{therm}} = \sqrt{\frac{k \int_0^L n(z)T(z)dz}{m \int_0^L n(z)dz}} \quad (2.33)$$

$$\sigma_{\text{turb}} = \sigma_{1\text{pc}} L^{1/3} \quad (\text{voir section 1.4.2}) \quad (2.34)$$

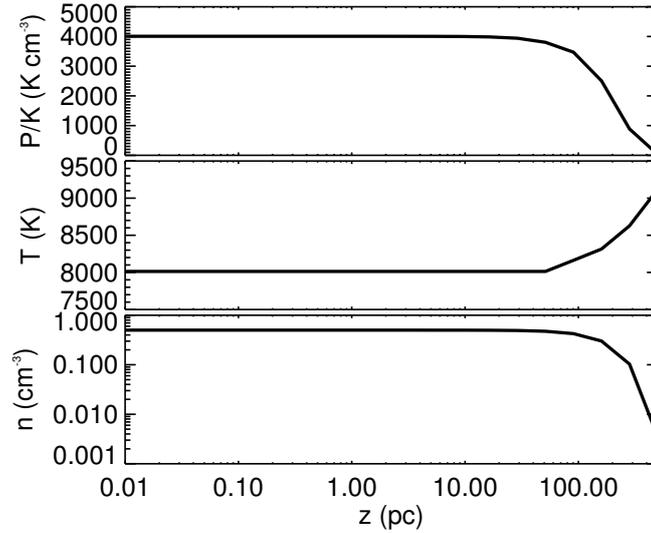


FIGURE 2.3: Distribution verticale de la pression, de la température et de densité du WNM. La densité du WNM dans le plan ($n(z=0) = 0.5 \text{ cm}^{-3}$) est celle correspondant à la branche thermiquement stable de Wolfire et al. (2003) pour la pression moyenne de Jenkins & Tripp (2011). La température est déduite de l'équilibre thermique à la densité $n(z)$ pour chaque position en z en utilisant les processus de chauffage et de refroidissement décrits par Wolfire et al. (2003) et présentés dans la section 1.3. La pression est simplement $P = nT$. Ces distributions illustrent que les variables thermiques (n , T et P) du WNM peuvent initialement être considérées comme constantes dans une boîte de simulation de 40 pc centrée en $z = 0$.

où $n(z)$ est la distribution de la densité avec la latitude z . Selon Dickey & Lockman (1990), le profil vertical en densité du WNM est bien décrit par une gaussienne de la forme $n(z) = n_0 \exp[-(z/\sigma_z)^2]$ avec $\sigma_z = 225 \text{ pc}$ (voir aussi section 1.2.2). On considère ici que la densité du WNM est $n_0 = 0.5 \text{ cm}^{-3}$, comme calculé précédemment. Les profils de température et de pression correspondants peuvent être calculés grâce à la fonction d'équilibre thermique décrite dans le chapitre 1.3. Ces distributions sont représentées sur la figure 2.3. En utilisant l'expression de $T(z)$ ainsi calculée, l'intégration des distributions $n(z)$ et $T(z)$ sur la ligne de visée a pour résultat (voir eq. 2.33)

$$\sigma_{\text{therm}} = 8.3 \text{ km s}^{-1}. \quad (2.35)$$

Pour repère, cette valeur est presque identique à la valeur de l'élargissement thermique d'un gaz isotherme à 8000 K : $\sigma_{8000 \text{ K}} = 8.1 \text{ km s}^{-1}$. Connaissant maintenant σ_{therm} et σ_{tot} , la résolution de l'équation 2.32 nous donne pour la dispersion de vitesse turbulente sur la totalité de la ligne de visée

$$\sigma_{\text{turb}} = 5.9 \text{ km s}^{-1}. \quad (2.36)$$

Le fait que σ_{therm} est supérieure à σ_{turb} , est une autre indication que les mouvements thermiques du WNM sont dominants sur les mouvements turbulents à toutes les échelles de l'environnement solaire.

Si l'on suppose que la contribution de la dispersion turbulente à la largeur de raie observée est représentative des mouvements à l'échelle de hauteur du H I à la position du Soleil ($L = h_z =$

TABLE 2.2: Propriétés observationnelles utilisées pour discriminer les conditions initiales

f_{cnm}^m	40-50%
$\sigma_{\text{turb}}^{40\text{pc}}(\text{WNM})$	$\sim 3 \text{ km s}^{-1}$
$\mathcal{M}(\text{WNM})$	$\lesssim 1$

300 pc), on obtient que la dispersion de vitesse turbulente à l'échelle de 1 pc est

$$\sigma_{1\text{pc}} = \frac{\sigma_{\text{turb}}}{h_z^{1/3}} = 0.89 \text{ km s}^{-1}. \quad (2.37)$$

Ce résultat est proche de celui de Wolfire et al. (2003) qui ont estimé $\sigma_{1\text{pc}} = 1.4 \text{ km s}^{-1}$ pour le WNM. Le fait que ce calcul donne une valeur inférieure à la leur peut être attribué à la prise en compte de la contribution thermique à la largeur de raie. On remarque que $\sigma_{1\text{pc}} = 0.9 \text{ km s}^{-1}$ est aussi la valeur obtenue par Heyer & Brunt (2004) dans les nuages moléculaires (voir section 1.4.2). De manière similaire à Falgarone et al. (2004), ce résultat évoque une relation dynamique étroite entre les phases.

Étant donné que $\sigma_{\text{turb}} = \sigma_{1\text{pc}} L^{1/3}$, la valeur de $\sigma_{1\text{pc}}$ ainsi calculée permet d'estimer la dispersion turbulente du WNM attendue pour 40 pc $\sigma_{\text{turb}}^{40\text{pc}} \sim 3 \text{ km s}^{-1}$.

L'étude des paramètres sur des simulations à basse résolution a pour objectif de déterminer quelles conditions initiales mènent à des conditions du HI proches des propriétés observationnelles présentées dans la section précédente. Je rappelle ici les valeurs de la fraction massique de CNM, de la dispersion de vitesse et du nombre de Mach qui m'ont permis de contraindre les conditions initiales (voir table 2.2). Tout d'abord, le CNM contribue à 40% de la masse de l'hydrogène atomique tout en n'occupant que 1% de son volume. Ensuite, la dispersion de vitesse turbulente à l'échelle de 1 pc est égale à 0.89 km s^{-1} dans le WNM, ce qui donne pour 40 pc $\sigma_{\text{turb}}^{40\text{pc}} \sim 3 \text{ km s}^{-1}$. De plus, le HI est subsonique ou transsonique.

La fraction en masse de gaz froid, la dispersion de vitesse turbulente et le nombre de Mach ainsi définis sont les paramètres choisis ici pour discriminer les conditions initiales des simulations. Dans un premier temps, et pour chacune des 90 simulations à basse résolution (128^3 cellules pour une taille de boîte de 40 pc), j'ai étudié la convergence statistique de chacune de ces grandeurs de manière à déterminer les jeux de conditions initiales qui s'approchent au mieux des propriétés observationnelles. Pour justifier cette étude paramétrique à basse résolution, j'ai étudié l'influence du nombre de cellules de la boîte sur les propriétés statistiques de f_{CNM} , σ_{turb} et \mathcal{M}_{obs} et sur les distributions des champs 3D de température et de densité. Des simulations de tailles 256^3 et 512^3 pour six jeux de conditions initiales différents ont été utilisées.

L'étude paramétrique que je présenterai au chapitre 3 permettra de choisir deux jeux de conditions initiales reproduisant bien les observations. Ces conditions initiales seront utilisées pour augmenter la résolution de deux simulations. En effet, si les simulations à basse résolution sont suffisantes pour déterminer les conditions initiales, elle ne le sont pas pour étudier la structure du CNM en détail. Premièrement, la zone inertielle de la cascade turbulente n'est pas résolue, même dans le cas des simulations 512^3 , à cause du forçage à grande échelle d'une part, et de la dissipation numérique à petite échelle d'autre part. Ensuite, les simulations 1024^3 (pour une taille de boîte de 40 pc) ont juste la résolution nécessaire pour résoudre les structures froides. Ces simulations à haute résolution seront présentées et analysées dans le chapitre 4. Je vérifierai que les quantités que nous cherchions à reproduire (nombre de Mach, dispersion de vitesse et

fraction massique de CNM) sont toujours en accord avec les observations, même avec une résolution différente. De plus, je confirmerai la validité de ces simulations pour une comparaison avec les observations en contrôlant que la pression mesurée par Jenkins & Tripp (2011) et les distributions de densité et de température sont elles aussi en accord avec ce que l'on attend dans du HI multiphasique.

Chapitre 3

Étude paramétrique

Sommaire

3.1	Résolution et convergence	49
3.1.1	Isotropie	50
3.1.2	Influence de la résolution	52
3.1.3	Temps de convergence	53
3.2	Étude paramétrique	54
3.2.1	Cas du forçage naturel de la turbulence : $\zeta = 0.5$	54
3.2.2	Influence de la compressibilité pour $\mathbf{n}_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$	58
3.3	Discussion	60

L'objectif de ce travail est d'étudier la formation du CNM à l'aide de simulations à haute résolution (1024^3). Comme elles sont très couteuses en temps de calcul, le domaine des paramètres est exploré à basse résolution. Ce chapitre décrit cette exploration et valide l'utilisation de simulations 128^3 . Il décrit aussi le temps nécessaire à atteindre un état stationnaire. Il porte sur 90 simulations pour lesquelles varient la densité et les deux paramètres du forçage de la turbulence : l'amplitude du champ de vitesse à grande échelle v_S et sa projection sur les modes compressibles ou solénoïdaux par le facteur ζ .

3.1 Résolution et convergence

Pour étudier l'effet de la résolution et la convergence des simulations, j'ai en particulier considéré l'évolution temporelle des trois quantités physiques suivantes : la fraction de masse du CNM créé, la dispersion de vitesse turbulente σ_{turb} le long de la ligne de visée et le nombre de Mach. Ces trois quantités sont spatialement moyennées à différents pas de temps (toutes les 10^6 années).

Pour évaluer la fraction de masse du CNM, on définit les trois phases thermiques suivant des critères de température, en suivant la description de Audit & Hennebelle (2005) : le gaz ayant une température supérieure à 5000 K est considéré comme étant du WNM, celui ayant $T < 200$ K comme du CNM, et le gaz dont la température se trouve dans l'intervalle [200 K, 5000 K] est le gaz thermiquement instable, comme l'illustre la figure 1.10 (graphe en bas à droite). Les fractions de masse sont calculées en divisant la somme des densités des pixels dont la température répond au critère de la phase concernée par la densité totale de la boîte. Par exemple :

$$f_{\text{CNM}} = \frac{\sum n(T < 200)}{\sum_{i,j,k=0}^{N_{\text{resol}}} n(i, j, k)}. \quad (3.1)$$

La dispersion turbulente est calculée suivant l'expression suivante (voir Miville-Deschênes & Martin 2007, équation 8) :

$$\sigma_{\text{turb}}^2(x, y) = \frac{\sum_{z'=0}^{\text{Lbox}} n(x, y, z') v_z^2(x, y, z')}{\sum_{z'=0}^{\text{Lbox}} n(x, y, z')} - C^2(x, y), \quad (3.2)$$

où $C(x, y)$ est la carte du centroïde de vitesse défini comme suit :

$$C(x, y) = \frac{\sum_{z'=0}^{\text{Lbox}} n(x, y, z') v_z(x, y, z')}{\sum_{z'=0}^{\text{Lbox}} n(x, y, z')}. \quad (3.3)$$

Dans les simulations, le nombre de Mach est généralement calculé comme le rapport de la vitesse sur celle du son

$$\mathcal{M}_{\text{theo}} = \langle |\mathbf{v}| / c_S \rangle_{x,y,z}, \quad (3.4)$$

où $c_S = \sqrt{\gamma P(x, y, z) / \rho(x, y, z)}$. Ce paramètre ne peut pas être déduit directement des observations car les quantités 3D interviennent dans le calcul. Pour la suite, je travaillerai de préférence avec une expression plus proche des observations,

$$\mathcal{M}_{\text{obs}} = \langle \frac{\sigma_{\text{turb}}}{\sigma_{\text{therm}}} \rangle_{x,y}, \quad (3.5)$$

utilisant les quantités intégrées le long de la ligne de visée : les dispersions de vitesse turbulente σ_{turb} et thermique σ_{therm} . Ces dernières ne sont certes pas toujours faciles à évaluer sur des observations, mais cette expression du nombre de Mach permet de rester plus proche d'une étude observationnelle.

La dispersion de vitesse thermique est définie comme suit :

$$\sigma_{\text{therm}}^2 = \frac{k_B}{m_H} \frac{\sum_{z'=0}^{\text{Lbox}} n(x, y, z') T(x, y, z')}{\sum_{z'=0}^{\text{Lbox}} n(x, y, z')}. \quad (3.6)$$

Notons que σ_{turb} et σ_{therm} sont reliées quadratiquement à l'élargissement total σ_{tot} par la relation

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{therm}}^2 + \sigma_{\text{turb}}^2. \quad (3.7)$$

3.1.1 Isotropie

Comme ce travail utilise des quantités intégrées suivant une direction précise, il est important de se demander si ces quantités sont isotropes. En effet, si elles ne le sont pas, l'intégration suivant une seule direction n'est pas suffisante. Il serait alors nécessaire de comparer les intégrations suivant les trois directions spatiales de la simulation.

Dans le cas de simulations hydrodynamiques avec un forçage de la turbulence dans l'espace de Fourier, il n'y a *a priori* aucune direction préférentielle et le milieu est isotrope. Pour confirmer cette hypothèse, j'ai intégré la dispersion de vitesse turbulente suivant les trois axes (x, y et z) d'une simulation donnée ($n=0.2 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.5$, $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$) et ai regardé l'évolution temporelle de leurs moyennes spatiales, représentées par la figure 3.1. Les différentes moyennes temporelles, calculées sur l'intervalle de temps [10 Mans, 40 Mans], sont égales à : $\langle \sigma_x \rangle_{y,z}^t = 3.44 \pm 0.12 \text{ km s}^{-1}$, $\langle \sigma_y \rangle_{x,z}^t = 3.47 \pm 0.14 \text{ km s}^{-1}$ et $\langle \sigma_z \rangle_{x,y}^t = 3.50 \pm 0.17 \text{ km s}^{-1}$. Les différences entre les trois intégrations sont de l'ordre de leurs variations individuelles, justifiant ainsi l'hypothèse d'isotropie du milieu. Ensuite, les intégrations le long de la ligne de visée seront toutes faites suivant l'axe z .

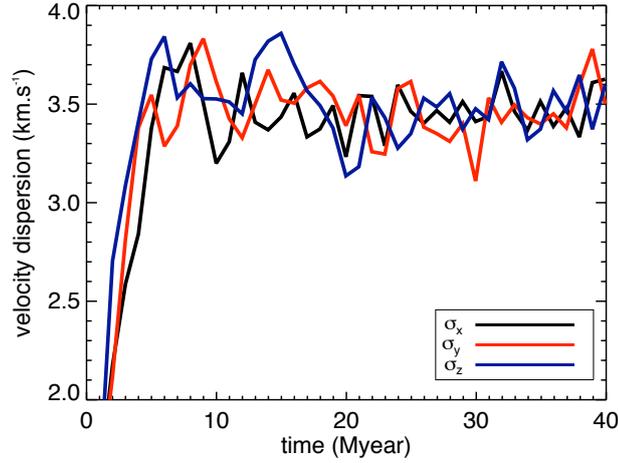


FIGURE 3.1: Simulation $n=0.2 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.5$, $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$. Comparaison des dispersions de vitesse intégrées suivant les trois directions x, y, z . L'écart entre les trois évolutions est du même ordre de grandeur que leurs variations individuelles avec le temps : Le milieu peut être considéré comme isotrope.

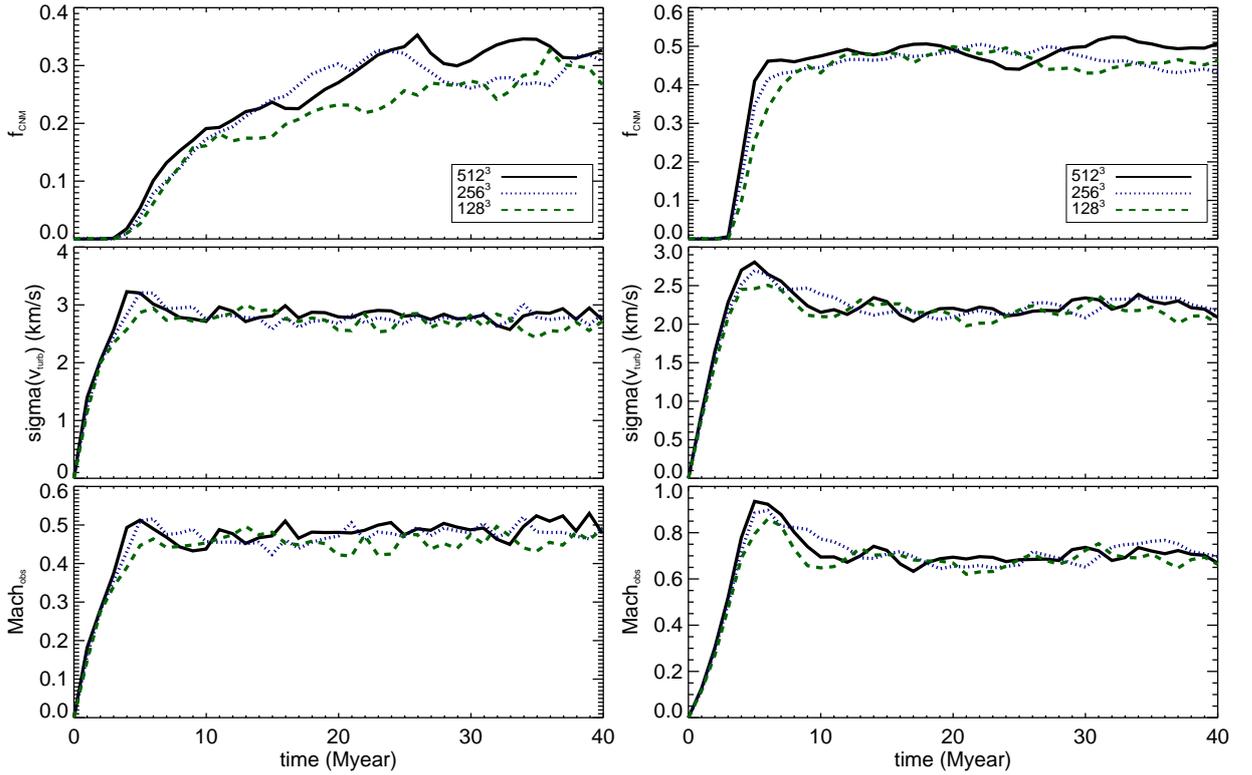


FIGURE 3.2: Évolution temporelle : **en haut**, la fraction de masse du CNM f_{CNM} , **au milieu**, la dispersion de vitesse moyenne $\langle \sigma_{\text{turb}} \rangle_{x,y}$ et **en bas**, le nombre de Mach moyen $\langle \mathcal{M}_{\text{obs}} \rangle_{x,y}$ pour les simulations ayant les conditions initiales suivantes : **à gauche**, $n=1 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.2$, $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$ et **à droite**, $n=2 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.5$, $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$ pour différentes résolutions : 512^3 (trait plein noir), 256^3 (trait pointillés bleus) et 128^3 cellules (trait tirets verts).

TABLE 3.1: Valeurs moyennes (temporelles, calculées sur l'intervalle de temps [10 Mans, 40 Mans]) et écarts types de la dispersion de vitesse turbulente σ_{turb} et du nombre de Mach \mathcal{M}_{obs} , et valeur de la fraction de masse du CNM f_{CNM} à $t = 40$ Mans pour les simulations avec les conditions initiales suivantes : $n_0=1 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.2$, $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$ et différentes résolutions : 512^3 , 256^3 and 128^3 cellules.

taille (pixels)	$\langle \sigma_{turb} \rangle$ (km.s^{-1})	$\sigma(\sigma_{turb})$ (km.s^{-1})	$\langle \mathcal{M}_{obs} \rangle$	$\sigma(\mathcal{M}_{obs})$	f_{CNM} à 40 Mans
128^3	2.7	0.2	0.46	0.02	0.27
256^3	2.8	0.1	0.47	0.02	0.31
512^3	2.8	0.1	0.49	0.02	0.33

3.1.2 Influence de la résolution

Pour étudier l'influence de la résolution des simulations sur les principales statistiques utilisées pour l'étude paramétrique, j'ai exécuté des simulations de différentes tailles (128^3 , 256^3 et 512^3) ayant les mêmes conditions initiales pour six jeux de conditions initiales différents. Je ne présente ici que deux de ces jeux : $n=1 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.2$, $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$ et $n=2 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.5$, $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$. Je représente sur la figure 3.2 l'évolution temporelle des valeurs spatialement moyennées de σ_{turb} et \mathcal{M}_{obs} , et de la fraction de masse du CNM f_{CNM} . Les valeurs moyennes (spatiales et temporelles à partir du temps où un état stationnaire est atteint) de σ_{turb} et \mathcal{M}_{obs} sont données dans la table 3.1 pour la simulation suivante : $n_0=1 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.2$, $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$. Ces valeurs et leurs écarts-types sont semblables, suggérant que la dynamique du gaz converge dès les plus petites résolutions. En revanche, le taux de gaz froid créé semble être plus sensible à la résolution. Les histogrammes de température et de densité sont représentés sur la figure 3.3 et montrent nettement que les simulations 128^3 décrivent mal les pics denses des petites structures froides. En effet, le pic de gaz froid est bien plus bas pour la simulation 128^3 que dans le cas des runs 256^3 et 512^3 , qui eux ont des profils semblables. Parallèlement, les distributions de densité sont moins larges à basse résolution, les densités extrêmes n'étant pas réalisées. Ces profils sont parfaitement cohérents avec l'évolution temporelle de f_{CNM} représentée sur la figure 3.2, le pourcentage en masse de gaz froid évoluant plus lentement à basse résolution. Cependant, les taux de CNM atteints à 40 Mans sont presque semblables, avec $f_{CNM}=0.27$ pour la 128^3 , 0.31 pour la 256^3 et 0.33 pour la 512^3 (dernière colonne de la table 3.1). De plus, si l'on regarde l'évolution de f_{CNM} d'une simulation qui semble plus efficace à créer du CNM ($n=2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.5$, $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$, voir figure 3.2 à droite ; cet aspect sera traité en détail dans la section 3.2), on constate que la fraction de gaz froid n'est plus dépendante de la résolution. Nous en déduisons que l'évaluation de f_{CNM} , même à basse résolution, donne une bonne estimation de la quantité de CNM formé dans la simulation, en se souvenant que f_{CNM} peut augmenter légèrement avec la résolution.

La même étude de l'influence de la résolution menée sur les quatre autres jeux de conditions initiales aboutit à des résultats parfaitement similaires, ce qui permet de conclure que la résolution n'affecte pas les quantités dynamiques telles σ_{turb} et \mathcal{M}_{obs} et qu'elle n'a qu'un effet modéré sur le taux de gaz froid formé f_{CNM} . Une étude statistique sur un grand nombre de simulations contenant seulement 128^3 cellules semble ainsi justifiée, tant que nous ne cherchons pas à en extraire trop d'informations physiques ; une étude complète ne peut être menée qu'avec une meilleure résolution permettant d'être plus confiant dans la fraction de gaz froid et de conclure sur les propriétés des structures de gaz froid.

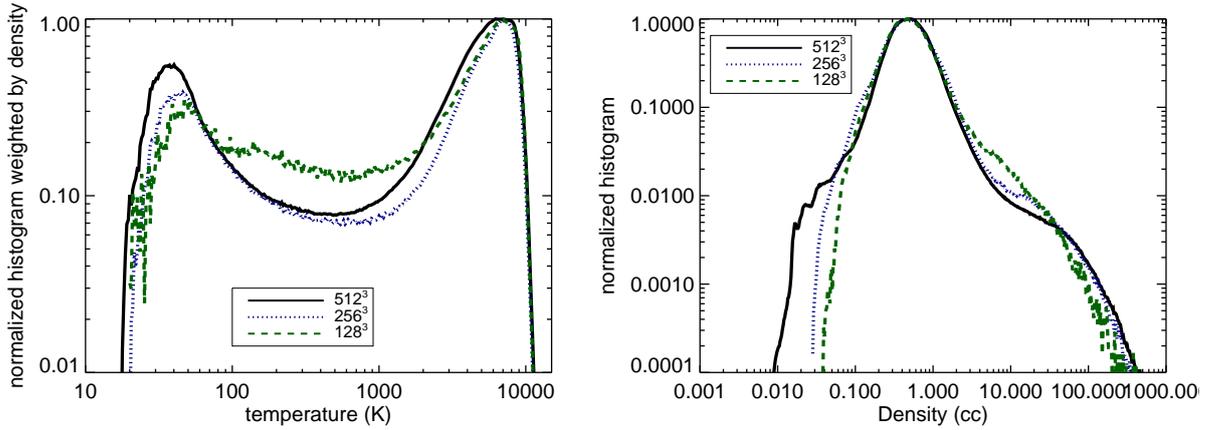


FIGURE 3.3: **À gauche**, histogrammes de température et **à droite** distributions de densité, calculés à $t = 40$ Mans, pour les simulations avec les conditions initiales suivantes : $n=1 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.2$, $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$, et différentes résolutions : 512^3 (trait plein noir), 256^3 (trait pointillés bleus) and 128^3 cellules (trait tirets verts)

3.1.3 Temps de convergence

Préalablement à cette étude, il est important de déterminer le temps pendant lequel les simulations tourneront. Le premier temps caractéristique des simulations est le temps de parcours ou *crossing time* déterminé par

$$t_{\text{cross}} = \frac{L_{\text{boite}}}{c_S}. \quad (3.8)$$

Pour du WNM initial à une température de 8000 K, la vitesse du son est égale à 8.9 km s^{-1} . Donc dans une boîte de 40 pc, $t_{\text{cross}} = 4.4$ Mans. Un deuxième temps caractéristique est lié à la turbulence injectée dans la simulation. Ce temps est donné par le temps d'auto-corrélation du forçage T_S (section 2.2.2) défini tel que

$$T_S = \frac{L_S}{v_S} \quad (3.9)$$

où L_S est l'échelle caractéristique du forçage égale à $L_{\text{boite}}/2$ et v_S l'amplitude à grande échelle. v_S variant de 5 à 20 km s^{-1} , T_S est compris entre 4 et 1 Mans. J'ai aussi évoqué dans la partie 2.3 que le temps de refroidissement du WNM,

$$t_{\text{ref}} = \frac{k_B T}{(\gamma - 1)n\Lambda}, \quad (3.10)$$

est égal à 2.4 Mans pour du WNM initial à 8000 K avec une densité de 0.5 cm^{-3} .

Pour pouvoir atteindre un état dynamique stationnaire, il est préférable de faire tourner la simulation sur plusieurs temps dynamiques, donc sur plusieurs 5 Mans.

D'autre part, il est aussi souhaitable de déterminer un temps maximum, les temps de calcul étant en effet très élevés. Pour ce faire, je me suis basée sur un paramètre physique : le temps caractéristique entre deux explosions de supernovæ dans l'environnement solaire. Elles sont en effet susceptibles de changer considérablement la physique d'un nuage. Une expression analytique du taux de supernovæ de Type-II dans l'environnement solaire par unité de volume est donnée

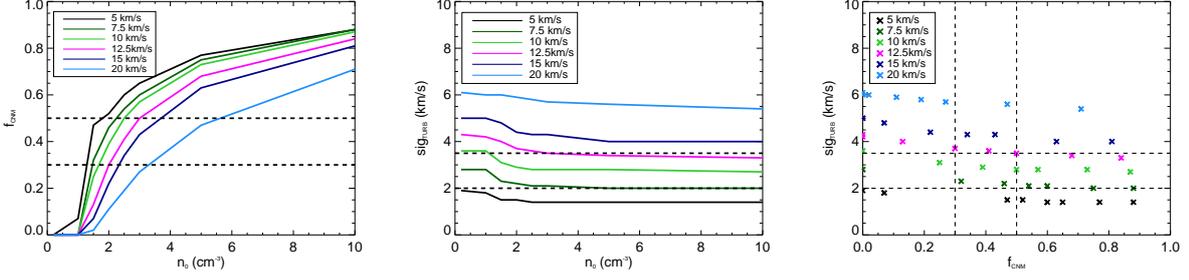


FIGURE 3.4: Évolution de différents paramètres en fonction de la densité initiale et du pourcentage en masse de CNM créé pour différentes amplitudes de vitesse à grande échelle v_S (de 5 à 20 km s^{-1}). **À gauche** : évolution de f_{CNM} avec la densité initiale n_0 , **au milieu** : évolution de la valeur de σ_{turb} en fonction de n_0 et **à droite** : évolution de σ_{turb} en fonction de f_{CNM} . Les lignes en pointillés encadrent les valeurs observationnelles de f_{CNM} et de σ_{turb} que je cherche à reproduire dans les simulations.

par Ferrière (2001) (je ne considère ici que les supernovæ de Type-II, les supernovæ de Type-I étant beaucoup moins fréquentes) :

$$\mathcal{R}_{II}(Z = 0) = 50 \text{ kpc}^{-3} \text{ Mans}^{-1}. \quad (3.11)$$

Le temps caractéristique entre deux supernovæ de Type-II dans l’environnement solaire dans un volume de $(100 \text{ pc})^3$ est $\sim 20 \text{ Mans}$.

J’ai donc décidé d’arrêter les runs à 40 Mans. Cela permet à la dynamique de se développer, et semble raisonnable à la vue du temps caractéristique entre deux explosions de supernovæ.

3.2 Étude paramétrique

Je présente ici l’étude paramétrique réalisée sur 90 simulations de faible résolution (128^3 cellules menant à une taille de pixel de 0.3 pc). J’ai fait varier la densité initiale du WNM (de 0.2 cm^{-3} à 10 cm^{-3}) et les deux paramètres du forçage de la turbulence : son amplitude v_S (de 5 à 20 km s^{-1}) et sa projection, des modes purement compressibles ($\zeta = 0$) aux modes purement solénoïdaux ($\zeta = 1$). J’ai calculé pour chaque simulation et à chaque Méga-année la fraction de masse du CNM f_{CNM} (eq. 3.1), les nombres de Mach moyen $\mathcal{M}_{\text{theo}}$ (eq. 3.4) et \mathcal{M}_{obs} (eq. 3.5), et la dispersion de vitesse turbulente intégrée sur la ligne de visée σ_{turb} (eq. 3.2). Les valeurs présentées dans les tables 3.3 et 3.4 ont été moyennées temporellement sur l’intervalle de temps où un état stationnaire a été atteint ([20 Mans, 40 Mans]). Je présente tout d’abord les simulations pour lesquelles ζ a été fixé à 0.5, puis celles pour lesquelles seule la densité est fixée à 1 cm^{-3} .

3.2.1 Cas du forçage naturel de la turbulence : $\zeta = 0.5$

J’ai dans un premier temps étudié l’influence de la densité sur la formation de gaz froid. Pour ce faire, la projection spectrale du champ de vitesse turbulent est fixée à 0.5, ce qui correspond à un état naturel du champ de vitesse. En effet, lorsque $\zeta = 0.5$, la décomposition de Helmholtz est égale à l’opérateur identité et ne change pas le champ de vitesse issu des processus stochastiques. Je n’ai donc varié dans ce cas que la densité initiale n_0 et l’amplitude du champ de vitesse turbulent injecté v_S . Notons que, la température initiale étant toujours égale à 8000 K et le gaz

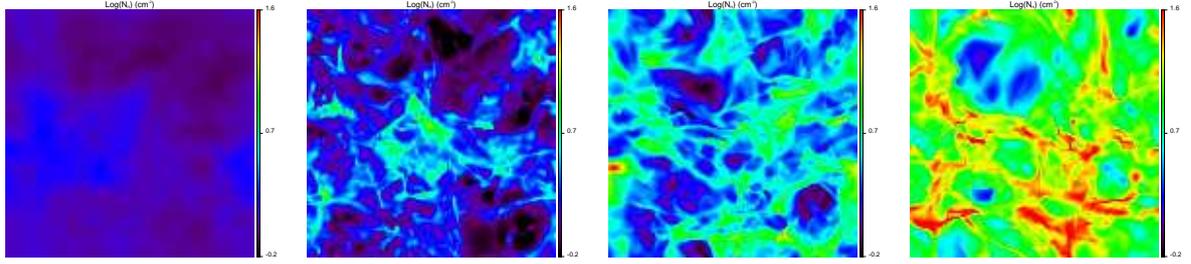


FIGURE 3.5: Cartes du logarithme de la densité intégrée selon la direction z . La densité initiale n_0 augmente de **gauche** à **droite** et a les valeurs 1.0, 1.5, 3.0 et 10.0 cm^{-3} . Le facteur de projection spectrale et l'amplitude de la vitesse à grande échelle sont fixés à $\zeta = 0.5$ et $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$. Toutes les cartes sont faites sur le même intervalle de densité de colonne allant de 0.6 à $40 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$.

étant considéré comme parfait, augmenter la densité initiale équivaut à augmenter la pression initiale du WNM. Les principaux résultats statistiques de ces 48 simulations sont présentés dans la table 3.3 et résumés dans la figure 3.4.

On remarque tout d'abord que les simulations pour lesquelles le WNM a une densité initiale comprise entre 0.2 et 1.0 cm^{-3} ne transitent pas vers le gaz froid et que l'efficacité de la formation de CNM augmente rapidement avec la densité pour $n_0 > 1 \text{ cm}^{-3}$ (fig. 3.4 à gauche). En effet, pour $n_0 = 0.2$ ou 1.0 cm^{-3} , la fraction massique de gaz froid est toujours nulle, ou extrêmement faible, alors qu'une faible augmentation de la densité ($n_0 = 1.5 \text{ cm}^{-3}$) mène à $f_{\text{CNM}} = 0.3-0.4$ et que des densités initiales supérieures à $n_0 = 3.0 \text{ cm}^{-3}$ permettent généralement à plus de la moitié de la masse de transiter. Notons que pour une densité initiale de 1.5 cm^{-3} , la pression équivalente est égale à 12000 K cm^{-3} , valeur déjà bien supérieure à la pression mesurée dans le milieu interstellaire et situant le gaz dans le régime thermiquement instable. En effet, à ces valeurs de densité et de pression, le gaz se situe au-dessus du pic de la branche stable du WNM, et donc dans une zone de refroidissement (voir fig. 1.8), lui permettant d'évoluer de manière très rapide et efficace vers le gaz froid. La figure 3.5, qui présentent les cartes de la densité intégrée pour différentes valeurs de n_0 , met en évidence la différence de structure entre les simulations selon qu'elles transitent ou non. La carte la plus à gauche, qui ne contient que du WNM, est complètement lisse. La densité initiale augmentant, les structures se densifient et la densité de colonne augmente fortement.

Parallèlement, la dispersion de vitesse moyenne décroît légèrement avec la densité initiale (fig. 3.4 au milieu) et donc avec le taux en masse de CNM créé dans la simulation (fig. 3.4 à droite). Pour essayer de mieux comprendre cela, j'ai étudié les distributions des différentes dispersions de vitesse : σ_{turb} (eq. 3.2), σ_{therm} (eq. 3.6) et σ_{tot} (eq. 3.7) pour les différentes phases thermiques du gaz d'une simulation donnée ($n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$ et $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$). Leurs histogrammes sont représentés sur le graphe 3.6. Par définition, σ_{therm} est très dépendant de la température. σ_{turb} dépend aussi fortement de la phase du gaz dans laquelle il est calculé. L'histogramme de σ_{turb} dans le CNM ($T < 200 \text{ K}$) pique à de très petites valeurs, entre 0.1 et 0.2 km s^{-1} , et présente une large queue atteignant des valeurs proches de 5 km s^{-1} . Pour mieux comprendre la forme de cet histogramme, il est utile de regarder des lignes de visée types. La figure 3.7 présente les profils de densité, de température et de vitesse (composante suivant z) pour deux lignes de visée pour lesquelles $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM}) = 0.12 \text{ km s}^{-1}$ à gauche et $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM}) = 4.7 \text{ km s}^{-1}$ à droite. La ligne de visée

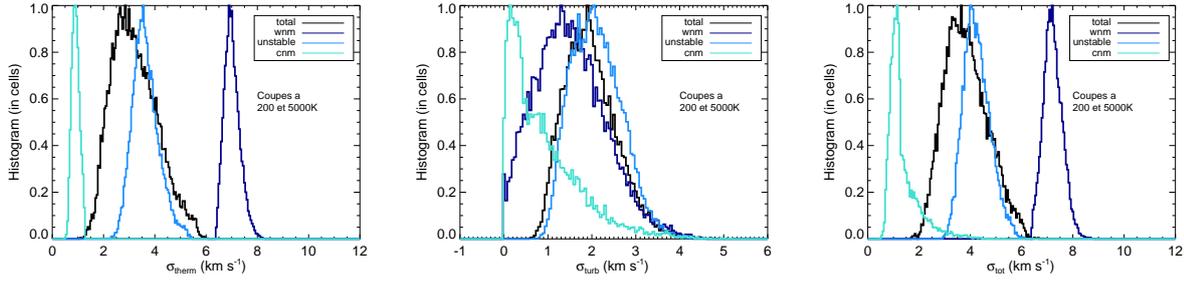


FIGURE 3.6: Histogrammes des différentes dispersions de vitesse : **à gauche** σ_{therm} , **au milieu** σ_{turb} et **à droite** σ_{tot} , pour différents intervalles en température : **en noir**, toute la boîte, **en bleu foncé**, le WNM ($T > 5000$ K), **en bleu** : le gaz instable ($200 \text{ K} < T < 5000 \text{ K}$) et **en turquoise** le CNM ($T < 200$ K) de la simulation $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$ et $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$.

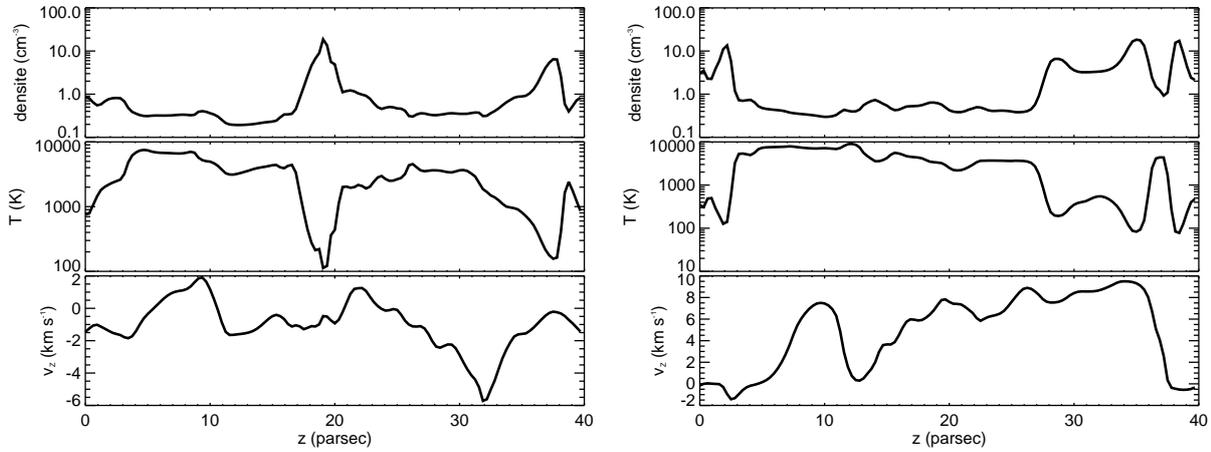


FIGURE 3.7: Profils de densité, température et vitesse (composante suivant z) pour une simulation donnée ($n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$ et $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$) pour deux lignes de visée différentes caractérisées par la valeur de σ_{turb} . **À gauche** : $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM}) = 0.12 \text{ km s}^{-1}$ et **à droite** : $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM}) = 4.7 \text{ km s}^{-1}$.

avec une faible dispersion de vitesse présente deux structures CNM ayant des températures très inférieures à $T < 200 \text{ K}$. Les deux grumeaux ont une structure interne en vitesse quasi homogène et leur vitesse relative est presque nulle, ce qui explique la très faible valeur de σ_{turb} pour le CNM. Au contraire, si les structures de la ligne de visée présentée sur la partie de droite ont, elles aussi, des vitesses internes quasi homogènes, leur vitesse relative est élevée et est proche de 9 km s^{-1} . La forme de l'histogramme de $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM})$ révèle donc que les structures froides individuelles ont $\sigma_{\text{turb}} \sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$ et que les valeurs plus grandes proviennent des vitesses relatives entre les structures CNM. La comparaison des trois graphes de la figure 3.6 indique aussi que la forme des histogrammes de σ_{tot} est très nettement dominée par les mouvements thermiques, suggérant un nombre de Mach subsonique. Cette étude montre d'ores et déjà que les structures de gaz froid ont probablement des mouvements internes subsoniques et que le nombre de Mach supersonique (Heiles & Troland 2003b) qui leur est associé serait plutôt dû à leurs mouvements relatifs. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre concernant les simulations à haute résolution. En effet, comme il est mentionné dans la section 3.1.2, les simulations avec 128^3 cellules ne permettent pas de résoudre les structures froides.

TABLE 3.2: Temps caractéristique du refroidissement du WNM t_{ref} et amplitude critique de la turbulence $v_{\text{S,crit}}$ en fonction de la densité initiale. Les valeurs de la température et de l'échelle caractéristique du forçage utilisées, sont dans tous les calculs, $T=8000$ K et $L_{\text{S}} = 20$ pc.

n_0 (cm^{-3})	t_{ref} (Mans)	$v_{\text{S,crit}}$ (km s^{-1})
0.2	3.0	6.4
1.0	1.8	11.1
1.5	1.4	14.0
2.0	1.2	17.0
2.5	1.0	20.0
3.0	0.9	23.0
5.0	0.6	35.0
10.0	0.3	65.0

Revenons à la légère diminution de σ_{turb} avec la densité (figure 3.4) ; elle s'explique naturellement par l'augmentation de f_{CNM} qui va de paire avec une concentration locale de la masse. La pondération de la dispersion de vitesse turbulente par la densité et le fait que σ_{turb} dépende de la taille comme l^q , donnent plus de poids aux petites échelles dans lesquelles se trouve une fraction significative de la masse.

Il est important de relever sur les graphes de la figure 3.4 et sur la table 3.3 qu'une faible amplitude de la turbulence est plus efficace pour créer du gaz froid qu'une forte amplitude, même pour de très hautes densités initiales, comme le notent Audit & Hennebelle (2005). En effet, alors qu'une amplitude de $v_{\text{S}}=5 \text{ km s}^{-1}$ permet d'atteindre $f_{\text{CNM}}=0.88$ pour une densité initiale de 10 cm^{-3} , une amplitude de 20 km s^{-1} ne crée que 71% de CNM en masse pour la même densité. Cela est encore plus frappant à plus faible densité, comme 1.5 cm^{-3} . En effet, alors que $v_{\text{S}}=20 \text{ km s}^{-1}$ permet tout juste de commencer à faire transiter le WNM après 40 Mans, $v_{\text{S}}=5 \text{ km s}^{-1}$ forme déjà presque 50% de CNM en masse. Il est possible d'interpréter cela grâce à la relation 2.21 reliant le temps nécessaire au WNM pour transiter et le temps dynamique, ici temps caractéristique de la turbulence :

$$t_{\text{ref}} = \frac{k_{\text{B}}T}{(\gamma - 1)n\Lambda} < t_{\text{dyn}} = T_{\text{S}} = \frac{L_{\text{S}}}{v_{\text{S}}}. \quad (3.12)$$

En effet, augmenter v_{S} fait diminuer T_{S} , laissant de moins en moins de temps à l'instabilité thermique pour se développer. La formule 3.12 permet d'évaluer une amplitude critique de la turbulence au-dessus de laquelle la transition vers le CNM perd de son efficacité :

$$v_{\text{S,crit}} = \frac{L_{\text{S}}}{t_{\text{ref}}}. \quad (3.13)$$

Les valeurs de $v_{\text{S,crit}}$ pour les différentes densités utilisées sont données dans la table 3.2. On remarque que $v_{\text{S,crit}}$ n'atteint pas 20 km s^{-1} avant une densité initiale de 2.5 cm^{-3} . L'amplitude critique se trouve donc souvent au centre de notre intervalle d'étude (5 à 20 km s^{-1}), ce qui explique pourquoi la transition est inefficace aux plus basses densités pour les plus grandes amplitudes.

De manière assez attendue, le nombre de Mach, lui, augmente avec l'amplitude du forçage. En effet, augmenter v_{S} pour une même densité augmente l'amplitude des mouvements turbulents

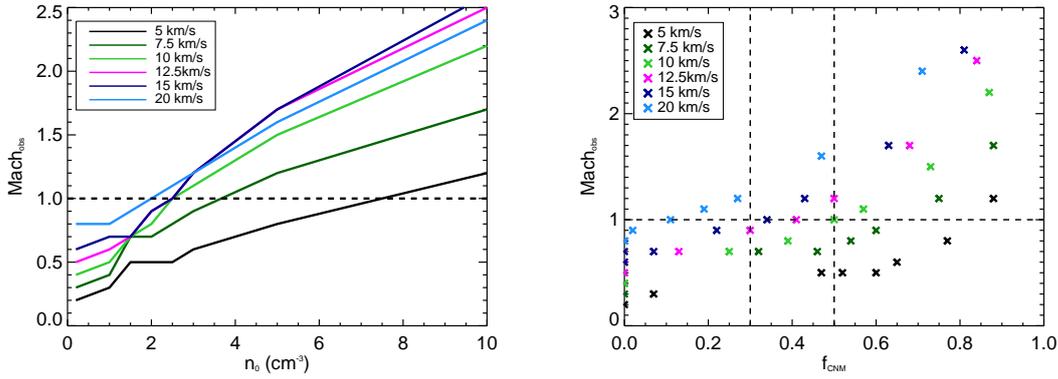


FIGURE 3.8: Nombre de Mach observationnel \mathcal{M}_{obs} en fonction **à gauche** de la densité initiale n_0 et **à droite** de la fraction en masse de CNM, pour différentes amplitudes du champ de vitesse turbulent à grande échelle et $\zeta = 0.5$.

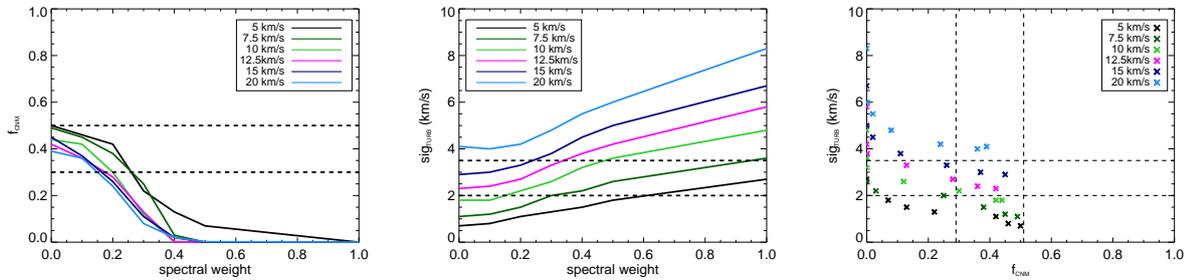


FIGURE 3.9: Évolution de différents paramètres en fonction de la projection spectrale ζ et du pourcentage en masse de CNM créé pour différentes amplitudes de vitesse à grande échelle v_S (de 5 à 20 km s^{-1}). **À gauche** : évolution de f_{CNM} avec la projection spectrale ζ , **au milieu** : évolution de la valeur de σ_{turb} en fonction de ζ et **à droite** : évolution de σ_{turb} en fonction de f_{CNM} .

et donc le nombre de Mach. Parallèlement, la figure 3.8 illustre que le nombre de Mach observationnel \mathcal{M}_{obs} devient très vite supersonique avec l'augmentation de la densité et ainsi avec la fraction de masse de CNM. En augmentant la fraction massique de gaz froid, on augmente le nombre de grumeaux. Ceux-ci ont des vitesses relatives héritées de la dispersion de vitesse du WNM qui sont supersoniques par rapport à leur température basse.

3.2.2 Influence de la compressibilité pour $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$

Les travaux de Federrath et al. (2008, 2010) sur des simulations isothermes ont montré que la structure du gaz varie en fonction du poids de la vorticité et de la compressibilité du champ de vitesse turbulent. Mais quelle est l'influence de la nature du champ de vitesse turbulent sur la formation de CNM dans le cadre de l'instabilité thermique? Pour tenter de répondre à cette question et parallèlement à l'étude de l'influence de la densité initiale avec un forçage de la turbulence naturel, j'ai exploré différentes valeurs de la projection spectrale du champ de vitesse turbulent avec une densité initiale constante n_0 , fixé à 1.0 cm^{-3} de manière à rester le plus proche possible de la densité du WNM. L'idée est de voir si une combinaison différente des modes solénoïdaux *versus* compressibles peut provoquer la transition de phase à basse densité (on a

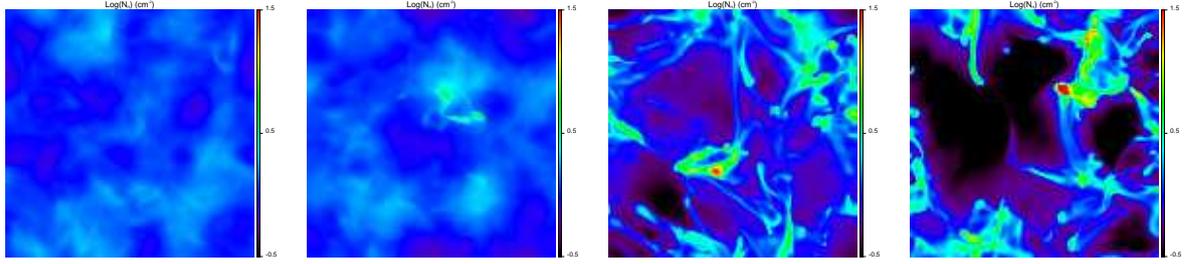


FIGURE 3.10: Cartes du logarithme de la densité intégrée selon la direction z . Le facteur de projection spectrale diminue de **gauche** à **droite** et a les valeurs 0.5, 0.4, 0.2 et 0.0. La densité initiale et l'amplitude de la vitesse à grande échelle sont fixées à $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ et $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$. Toutes les cartes sont faites sur le même intervalle de densité de colonne allant de 0.3 à $32 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$.

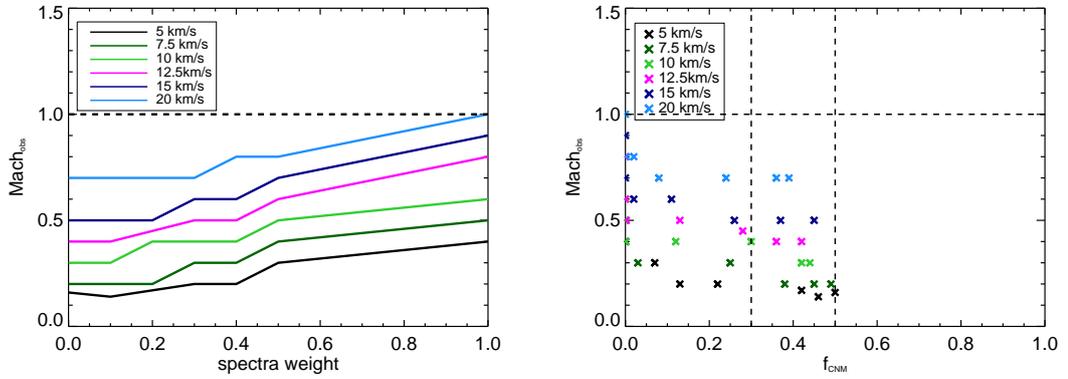


FIGURE 3.11: Nombre de Mach observationnel \mathcal{M}_{obs} en fonction **à gauche** de la projection spectrale ζ et **à droite** de la fraction en masse de CNM, pour différentes amplitudes du champ de vitesse turbulent à grande échelle et $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$.

vu précédemment que c'est inefficace pour $\zeta=0.5$ et $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$). L'amplitude du champ de vitesse v_S varie toujours de 5 à 20 km s^{-1} , et le champ projeté est soit purement compressible (rotationnel nul, $\zeta = 0$), soit purement solénoïdal (divergence nulle, $\zeta = 1$), soit un mélange des deux ($0.1 \leq \zeta \leq 0.9$). Rappelons que l'influence des modes compressibles diminue quand ζ augmente. De même que précédemment, les valeurs moyennées spatialement puis temporellement du nombre de Mach, de la fraction en masse de gaz froid et de la dispersion de vitesse turbulente le long de la ligne de visée, sont résumées dans la table 3.4 pour les 42 simulations. La figure 3.9 illustre l'évolution de f_{CNM} et σ_{turb} en fonction soit de l'indice de projection ζ , soit de la fraction f_{CNM} .

On observe tout d'abord que des champs de vitesse avec une majorité de modes solénoïdaux ou avec un équilibre entre la compressibilité et la vorticité du champ de vitesse ne déclenchent pas la transition du WNM vers le CNM avec cette valeur intermédiaire de la densité. Comme l'illustre la figure 3.9 (gauche), la simulation crée de plus en plus de gaz froid lorsque les modes compressibles prennent de l'importance. Il faut effectivement que ζ soit inférieur à 0.3 pour atteindre 30% de CNM en masse (table 3.4). Les cartes de la densité intégrée de la figure 3.10 confirment cela. En effet, la structure de la simulation ayant un facteur de projection spectrale

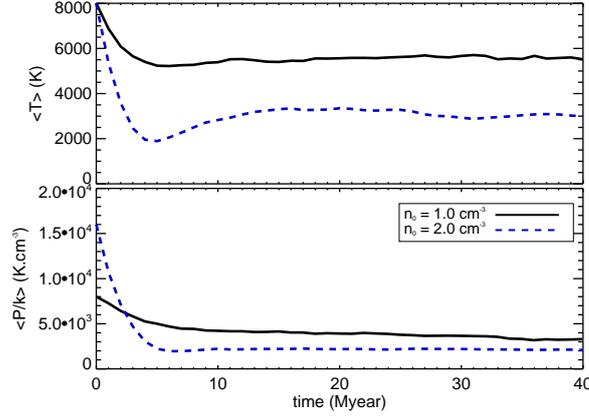


FIGURE 3.12: Évolution temporelle de la température et de la pression pour deux simulations : $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.2$, $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$ en trait plein noir et $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$, $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$ en trait tirets bleus.

de 0.5 (à gauche, équilibre entre les modes compressibles et solénoïdaux) est complètement lisse, comme cela est attendu pour du WNM. Les cartes de densités de colonne se structurent au fur et à mesure que ζ s'approche de 0.0 et donc que l'importance des modes compressibles augmente. De plus, de la même manière que le cas précédent et pour la même raison, la transition devient moins efficace quand l'amplitude de v_S augmente : pour $\zeta = 0.2$, f_{CNM} vaut 0.46 pour $v_S = 5 \text{ km s}^{-1}$, mais la masse de CNM n'atteint que 36% pour $v_S = 20 \text{ km s}^{-1}$.

Enfin, on note à la figure 3.9 que σ_{turb} diminue avec f_{CNM} comme dans l'étude précédente. Par contre on remarque également que σ_{turb} augmente continûment avec ζ , même lorsque la fraction de CNM est nulle. On en conclut que l'agitation turbulente mesurée par σ_{turb} est sensible à la répartition des mouvements turbulents dans les modes solénoïdaux et compressibles. Pour une même énergie turbulente injectée, σ_{turb} augmente avec la fraction de l'énergie qui est injectée dans les modes solénoïdaux. En effet les modes solénoïdaux mélangent efficacement la matière, rendant la densité plus uniforme que dans le cas où les modes compressibles dominent ce qui crée de forts contrastes en densité (voir figure 2.2) très corrélés avec le champ de vitesse. Dans ce cas, le calcul de σ_{turb} donne des valeurs nécessairement plus petites puisque la pondération par la densité va donner beaucoup plus de poids aux régions de compression où le champ de vitesse est relativement uniforme. Cet effet se voit également dans le calcul du nombre de Mach qui ici augmente avec ζ , contrairement à ce que l'on pourrait attendre. En effet dans l'étude précédente à $\zeta = 0.5$, j'ai montré que le nombre de Mach augmente avec f_{CNM} du fait de l'augmentation de la masse de gaz froid (i.e. une diminution de σ_{therm}). Ici, on aurait pu s'attendre à une diminution du nombre de Mach avec ζ puisque f_{CNM} est plus élevé (et donc σ_{therm} plus petit) lorsque ζ est petit (majorité de modes compressibles). En fait à la figure 3.11 on observe l'inverse, ce qui montre l'importance de la répartition des modes compressibles et solénoïdaux dans le champ de vitesse.

3.3 Discussion

Je viens de présenter 90 simulations en étudiant d'une part l'influence de la densité initiale sur la transition et de l'autre celle des modes compressibles.

Retenons un premier résultat important : toutes les simulations qui transitent vers le CNM et qui ont des propriétés en accord avec les observations ($f_{\text{CNM}} \sim 0.4$, $\sigma_{\text{turb}} \sim 3 \text{ km s}^{-1}$), ont un nombre de Mach sub ou transsonique. Contrairement à un gaz isotherme et donc grâce à l'instabilité thermique, il n'est pas nécessaire, et est même plutôt inefficace, d'injecter une turbulence supersonique pour déstabiliser le WNM et créer un gaz multiphasique. Ce résultat rejoint l'idée récemment présentée par Vázquez-Semadeni (2012) et s'explique grâce à la relation 2.21 : lorsque t_{dyn} est très petit devant t_{ref} , les compressions et dépressions turbulentes agissent bien plus rapidement que l'instabilité thermique, ce qui l'empêche de se développer. Au contraire, lorsque $t_{\text{ref}} \ll t_{\text{dyn}}$, le gaz a le temps de se refroidir pendant que la turbulence le comprime et de rejoindre la courbe d'équilibre du CNM avant de se dilater. Ce raisonnement est de plus parfaitement en accord avec l'observation suivante : les simulations sont moins efficaces à créer du CNM lorsque l'amplitude de la turbulence augmente. Walch et al. (2011) ont étudié l'impact de la métallicité sur la formation de CNM dans des simulations hydrodynamiques du HI bistable et de turbulence forcée en Fourier. Ils observent que, dans des conditions solaires, le milieu à deux phases n'apparaît que pour des nombres de Mach faibles. Ce qui est cohérent avec les résultats de Gazol et al. (2005) qui concluent de leurs simulations hydrodynamiques à deux dimensions que lorsque le nombre de Mach augmente, t_{dyn} diminue et les structures sont transitoires et s'éloignent de l'équilibre thermique. Parallèlement, Heitsch et al. (2005) infèrent de leurs simulations de formation de nuages moléculaires par des flots convergents de HI que l'instabilité thermique domine sur les autres lorsque la densité est élevée et la vitesse du flot faible.

Le deuxième résultat important montre que le WNM, dans des conditions idoines ($n_0 = 0.2 \text{ cm}^{-3}$ et $T = 8000 \text{ K}$), ne peut transiter vers le gaz froid, quelles que soient les conditions de la turbulence examinées. Une légère augmentation de la densité initiale (1 cm^{-3}) permet de déclencher la transition à condition que les modes compressibles du champ de vitesse injecté soient majoritaires. Par contre, une autre légère hausse de $n_0 \gtrsim 1.5 \text{ cm}^{-3}$ et donc de la pression initiale est très efficace à former du CNM. Cela est très bien illustré sur la figure 3.2. La simulation avec une densité initiale égale à 1 cm^{-3} (graphe de gauche) a besoin d'environ 20 Mans pour former 30% de CNM en masse. En revanche, une légère hausse de la densité à $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$ (graphe de droite) permet d'atteindre plus de 40% de CNM extrêmement rapidement une fois que la turbulence est pleinement développée, en environ 2 Mans. Cela peut s'expliquer par la position initiale du WNM par rapport à l'équilibre du gaz soumis à l'instabilité thermique (figure 1.8). En effet, avec $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ et $T = 8000 \text{ K}$, et donc une pression égale à 8000 K cm^{-3} , le gaz se trouve tout juste au-dessus du pic de pression de l'équilibre du WNM, rendant ainsi possible mais difficile sa transition. Pour $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$ ($T = 8000 \text{ K}$ et $P = 16000 \text{ K cm}^{-3}$), le gaz se trouve dans une zone de refroidissement bien au dessus de la courbe d'équilibre et doit donc se refroidir pour l'atteindre, se retrouvant ainsi dans le régime instable qui lui permet de transiter bien plus facilement vers la phase froide sous l'effet de la turbulence. La figure 3.12 montre que la température moyenne de la boîte chute bien plus dans le cas le plus dense initialement ($\langle T \rangle_{n_0=2\text{cc}} \sim 3100 \text{ K}$) que dans le cas à plus faible densité ($\langle T \rangle_{n_0=1\text{cc}} \sim 5500 \text{ K}$), illustrant l'efficacité du gaz à se refroidir. Il est remarquable que même si la pression de départ est élevée, les pressions moyennes se stabilisent dans l'intervalle autorisant la bistabilité du gaz selon le modèle de Field et al. (1969) avec $\langle P \rangle_{n_0=1\text{cc}} \sim 3800 \text{ K cm}^{-3}$ et $\langle P \rangle_{n_0=2\text{cc}} \sim 2200 \text{ K cm}^{-3}$, valeurs qui correspondent à celles observées dans le milieu interstellaire local (Jenkins & Tripp 2011).

Finalement, la simulation avec $n_0=1.0 \text{ cm}^{-3}$, $v_S=12.5 \text{ km s}^{-1}$ et un champ purement compres-

sible ($\zeta = 0$) forme une fraction significative de CNM, proche de ce qui est observé, mais en un temps extrêmement long. De plus, la convergence de la dispersion de vitesse turbulente moyenne et du nombre de Mach est elle aussi étonnamment longue (environ 10 MAns), ce qui suggère que la turbulence a du mal à se développer pleinement, c'est-à-dire à répartir l'énergie des modes compressibles vers les modes sinusoïdaux qui sont responsables de la cascade turbulente.

Ces simulations à basse résolution montrent principalement que le gaz WNM à des températures, densités et avec des mouvements turbulents caractéristiques de ce qui est observé dans l'environnement solaire, ne transite pas vers le CNM. Selon Dickey & Lockman (1990) et Wolfire et al. (2003), la valeur typique de la densité du WNM dans le disque se trouve entre 0.2 et 0.6 cm^{-3} . Les simulations avec une densité initiale inférieure à 1 cm^{-3} ne transitent pas vers la phase froide dans tout l'intervalle de turbulence étudié. Cependant, toutes les simulations avec une densité initiale supérieure à 1.5 cm^{-3} transitent et le taux de gaz froid créé augmente avec la densité initiale et donc avec la pression initiale. À des densités intermédiaires ($n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$), une majorité de modes compressibles est nécessaire pour que le WNM transite, mais c'est inefficace. Une compression est donc nécessaire à déplacer le WNM vers le régime thermiquement instable. Dans la simulation, elle peut être reproduite soit par (1) l'augmentation de la pression initiale soit par (2) un champ de vitesse majoritairement compressible. Ce résultat est cohérent avec l'idée généralisée que la turbulence à grande échelle est produite par des flots convergents (Ferrière 2001; Elmegreen & Scalo 2004; McKee & Ostriker 2007) souvent modélisés par des explosions de supernovæ dans les simulations à grande échelle (de Avillez & Breitschwerdt 2007; Kim et al. 2010, 2011) ou par des flots entrants dans les simulations à plus petite échelle (Hennebelle & Audit 2007; Audit & Hennebelle 2010).

Cette étude des paramètres permet de choisir maintenant les conditions initiales qui créent des propriétés similaires à celles observées et de les utiliser pour faire tourner des simulations avec une bien meilleure résolution. Rappelons que les observables que nous souhaitons reproduire sont un nombre de Mach sub ou transsonique, une dispersion de vitesse turbulente du WNM proche de 3 km s^{-1} (pour une boîte de 40 pc) et une fraction massique de CNM comprise entre 0.3 et 0.5 . Concernant les simulations avec une turbulence naturelle ($\zeta = 0.5$), il est assez aisé de faire ressortir l'amplitude nécessaire à créer $\sigma_{\text{turb}} \sim 3 \text{ km s}^{-1}$ dans le WNM sur les simulations à très basse densité qui ne transitent pas, ces simulations n'étant composées que de gaz chaud. Face aux valeurs obtenues (fig. 3.4 et table 3.3), $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$ donne la valeur la plus proche avec $\sigma_{\text{turb}} = 2.73 \text{ km s}^{-1}$. L'amplitude choisie, il est possible de contraindre la densité initiale grâce à f_{CNM} . Les densités comprises entre 1.5 et 2.5 cm^{-3} permettent de créer une quantité de gaz froid en accord avec les observations : 32% pour $n_0 = 1.5 \text{ cm}^{-3}$, 46% pour $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$ et 54% pour $n_0 = 2.5 \text{ cm}^{-3}$. Pour la suite, nous garderons $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$ qui représente une hausse de la densité assez élevée pour faire une différence tout en restant assez faible pour être facilement atteinte par du WNM comprimé. Concernant le jeu de simulations à densité initiale constante, le même raisonnement pour σ_{turb} n'est pas possible, car sa valeur dépend des deux paramètres de la turbulence qui changent : ζ et v_S . Tout d'abord, seules les simulations avec $\zeta \leq 0.2$ permettent de créer assez de CNM et, dans ce cas, une amplitude dans l'intervalle $10\text{-}15 \text{ km s}^{-1}$ donne des valeurs de σ_{turb} entre 2 et 3 km s^{-1} . Nous avons vu que la dispersion de vitesse turbulente diminue légèrement avec la quantité de gaz froid formé. Il paraît donc raisonnable de considérer une valeur de σ_{turb} légèrement inférieure à 3 km s^{-1} . Les deux paramètres $\zeta = 0.2$ et $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$ répondent bien à ce critère. Les deux jeux de conditions initiales choisis pour les simulations à plus haute résolution (1024^3 cellules) sont donc :

- $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.2$ et $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$

– $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$ et $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$.

Ces deux simulations seront ensuite appelées respectivement 1024n01 et 1024n02.

TABLE 3.3: Résultats statistiques sur les simulations 128^3 avec un forçage naturel de la turbulence ($\zeta = 0.5$) : les deux premières colonnes sont la densité (cm^{-3}) et l’amplitude de la vitesse à grande échelle (en km s^{-1}), les dernières colonnes donnent les valeurs statistiques obtenues pour : les nombres de Mach théorique et observationnel, la fraction de masse du CNM et la dispersion de vitesse turbulente intégrée le long de la ligne de visée (direction z , en km s^{-1}) moyennées sur l’intervalle de temps [20 Mans, 40 Mans]

Densité initiale (cm^{-3})	Amplitude du forçage (km s^{-1})	Nombre de Mach théorique	Nombre de Mach observationnel	$\langle f_{\text{CNM}} \rangle$	$\sigma(f_{\text{CNM}})$	$\langle \sigma_{\text{turb}} \rangle_{x,y}^t$ (km s^{-1})
0.2	20	1.8	0.8	0.0	0.0	6.1
0.2	15	1.3	0.6	0.0	0.0	5.0
0.2	12.5	1.1	0.5	0.0	0.0	4.3
0.2	10	0.8	0.4	0.0	0.0	3.6
0.2	07.5	0.6	0.3	0.0	0.0	2.8
0.2	05	0.4	0.2	0.0	0.0	1.9
1.0	20	1.9	0.8	0.002	0.001	6.0
1.0	15	1.4	0.7	0.000	0.00	5.0
1.0	12.5	1.2	0.6	0.000	0.00	4.2
1.0	10	0.9	0.5	0.000	0.00	3.6
1.0	07.5	0.7	0.4	0.000	0.00	2.8
1.0	05	0.5	0.3	0.07	0.03	1.8
1.5	20	2.0	0.9	0.02	0.02	6.0
1.5	15	1.6	0.7	0.07	0.02	4.8
1.5	12.5	1.5	0.7	0.13	0.02	4.0
1.5	10	1.3	0.7	0.25	0.02	3.1
1.5	07.5	1.1	0.5	0.32	0.01	2.3
1.5	05	0.7	0.4	0.47	0.02	1.5
2.0	20	2.3	1.0	0.11	0.02	5.9
2.0	15	2.0	0.9	0.22	0.02	4.4
2.0	12.5	1.9	0.9	0.30	0.02	3.7
2.0	10	1.6	0.8	0.39	0.02	2.9
2.0	07.5	1.3	0.7	0.46	0.02	2.2
2.0	05	0.9	0.5	0.52	0.02	1.5
2.5	20	2.6	1.1	0.19	0.02	5.8
2.5	15	2.3	1.0	0.34	0.03	4.3
2.5	12.5	2.2	1.0	0.41	0.02	3.6
2.5	10	1.9	1.0	0.50	0.01	2.8
2.5	07.5	1.5	0.8	0.54	0.02	2.1
2.5	05	1.0	0.5	0.60	0.01	1.4
3.0	20	2.9	1.2	0.27	0.03	5.7
3.0	15	2.7	1.2	0.43	0.02	4.3
3.0	12.5	2.4	1.2	0.50	0.02	3.5
3.0	10	2.1	1.1	0.57	0.02	2.8
3.0	07.5	1.6	0.9	0.60	0.01	2.1
3.0	05	1.1	0.6	0.65	0.01	1.4
5.0	20	3.8	1.6	0.47	0.02	5.6
5.0	15	3.6	1.7	0.63	0.02	4.0

5.0	12.5	3.3	1.7	0.68	0.01	3.4
5.0	10	2.7	1.5	0.73	0.01	2.8
5.0	07.5	2.1	1.2	0.75	0.01	2.0
5.0	05	1.4	0.8	0.77	0.01	1.4
10.0	20	5.6	2.4	0.71	0.01	5.4
10.0	15	4.9	2.6	0.81	0.01	4.0
10.0	12.5	4.4	2.5	0.84	0.008	3.3
10.0	10	3.6	2.2	0.87	0.005	2.7
10.0	07.5	2.8	1.7	0.88	0.004	2.0
10.0	05	1.9	1.2	0.88	0.003	1.4

TABLE 3.4: Résultats statistiques sur les simulations 128^3 avec une densité initiale fixée à $n=1\text{ cm}^{-3}$: les deux premières colonnes sont les paramètres de la turbulence, c'est-à-dire le taux de modes compressibles et solénoïdaux et l'amplitude de la vitesse à grande échelle (en km s^{-1}), les dernières colonnes donnent les valeurs statistiques obtenues pour les nombres de Mach théorique et observationnel, la fraction de masse du CNM et la dispersion de vitesse turbulente intégrée le long de la ligne de visée (direction z , en km s^{-1}) moyennées sur l'intervalle de temps [20 Mans, 40 Mans].

Facteur de projection spectrale	Amplitude du forçage (km s^{-1})	Nombre de Mach théorique	Nombre de Mach observationnel	$\langle f_{\text{CNM}} \rangle$	$\sigma(f_{\text{CNM}})$	$\langle \sigma_{\text{turb}} \rangle_{x,y}^t$ (km s^{-1})
0.0	20	1.8	0.7	0.39	0.05	4.1
0.0	15	1.1	0.5	0.45	0.03	2.9
0.0	12.5	0.8	0.4	0.42	0.03	2.3
0.0	10	0.6	0.3	0.44	0.03	1.8
0.0	07	0.4	0.2	0.49	0.04	1.1
0.0	05	0.2	0.13	0.50	0.07	0.7
0.1	20	1.7	0.7	0.36	0.04	4.0
0.1	15	1.1	0.5	0.39	0.04	3.0
0.1	12.5	0.8	0.4	0.36	0.02	2.4
0.1	10	0.6	0.3	0.42	0.04	1.8
0.1	07	0.4	0.2	0.45	0.05	1.2
0.1	05	0.2	0.14	0.46	0.09	0.8
0.2	20	1.7	0.7	0.24	0.03	4.2
0.2	15	1.1	0.5	0.26	0.03	3.3
0.2	12.5	1.0	0.45	0.28	0.03	2.7
0.2	10	0.7	0.4	0.30	0.03	2.2
0.2	07	0.4	0.2	0.38	0.02	1.5
0.2	05	0.3	0.17	0.42	0.05	1.1
0.3	20	1.7	0.7	0.08	0.02	4.8
0.3	15	1.2	0.6	0.11	0.02	3.8
0.3	12.5	1.0	0.5	0.13	0.03	3.3
0.3	10	0.7	0.4	0.12	0.04	2.6
0.3	07	0.6	0.3	0.25	0.03	2.0
0.3	05	0.4	0.2	0.22	0.05	1.3
0.4	20	1.8	0.8	0.02	0.02	5.5
0.4	15	1.3	0.6	0.01	0.01	4.4
0.4	12.5	1.1	0.5	0.002	0.001	3.8

0.4	10	0.8	0.4	0.001	0.001	3.2
0.4	07	0.6	0.3	0.02	0.01	2.2
0.4	05	0.5	0.2	0.08	0.06	1.5
0.5	20	1.9	0.8	0.002	0.002	6.0
0.5	15	1.4	0.7	0.000	0.00	5.0
0.5	12.5	1.2	0.6	0.000	0.00	4.2
0.5	10	0.9	0.5	0.000	0.00	3.6
0.5	07	0.7	0.4	0.000	0.00	2.6
0.5	05	0.5	0.3	0.04	0.03	1.8
1.0	20	2.7	1.0	0.000	0.00	8.3
1.0	15	2.0	0.9	0.000	0.00	6.7
1.0	12.5	1.6	0.8	0.000	0.00	5.8
1.0	10	1.3	0.6	0.000	0.00	4.8
1.0	07	0.9	0.5	0.000	0.00	3.6
1.0	05	0.7	0.4	0.000	0.00	2.7

Chapitre 4

Simulations à haute résolution

Sommaire

4.1	Fraction de gaz dans les différentes phases et PDFs	70
4.1.1	Distribution thermique du gaz	70
4.1.2	Distribution de la pression	74
4.1.3	Distribution de la densité	75
4.2	Spectres de puissance 2D	78
4.3	Propriétés des structures froides	82
4.3.1	Évaluation de la taille caractéristique des grumeaux	82
4.3.2	Relation masse-échelle	82
4.3.3	Relation dispersion de vitesse-échelle	83
4.4	Discussion	86

J'étudierai ici le détail des propriétés physiques de deux simulations à haute résolution qui, pour les mêmes conditions initiales à basse résolution, forment 30 à 50% de masse de gaz froid, avec un nombre de Mach du WNM subsonique et une dispersion de vitesse turbulente proche de 2.8 km s^{-1} . Les conditions initiales de ces deux simulations sont les suivantes :

- un cas, appelé 1024n01, ayant une densité initiale légèrement plus élevée que la valeur nominale pour le WNM et un forçage majoritairement compressible, avec : $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.2$ et $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$
- un deuxième cas, appelé 1024n02, avec une densité initiale plus élevée et donc une augmentation de pression d'un facteur 4 par rapport à la pression supposée du WNM, avec : $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$ et $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$.

Elles ont tourné pendant 16 Mans. D'après les graphes de la figure 3.2, 1024n02 a ainsi largement atteint un état statistique stationnaire. Ce n'est probablement pas le cas de 1024n01, pour laquelle la fraction de froid se stabilise beaucoup moins vite. Cependant, en considérant le temps cpu déjà utilisé pour ces deux simulations (près de 100000 heures cpu pour chacune) et le fait qu'il semblait plus intéressant de les comparer au même temps, il a été décidé de les arrêter là. Nous verrons que la fraction de gaz froid créé est, dans les deux cas, tout à fait satisfaisante.

La figure 4.1 représente des coupes de densité en cm^{-3} (haut), de température en K (milieu) et de vitesse en km s^{-1} (bas, seule la composante suivant z est représentée ici), avec à gauche 1024n01 et à droite 1024n02. On remarque tout de suite que, comme on l'attendait, les cartes de température sont anti-corrélées aux cartes de densité, les zones les plus denses étant aussi les plus froides. Une corrélation est plus difficile à établir visuellement entre la densité et la composante

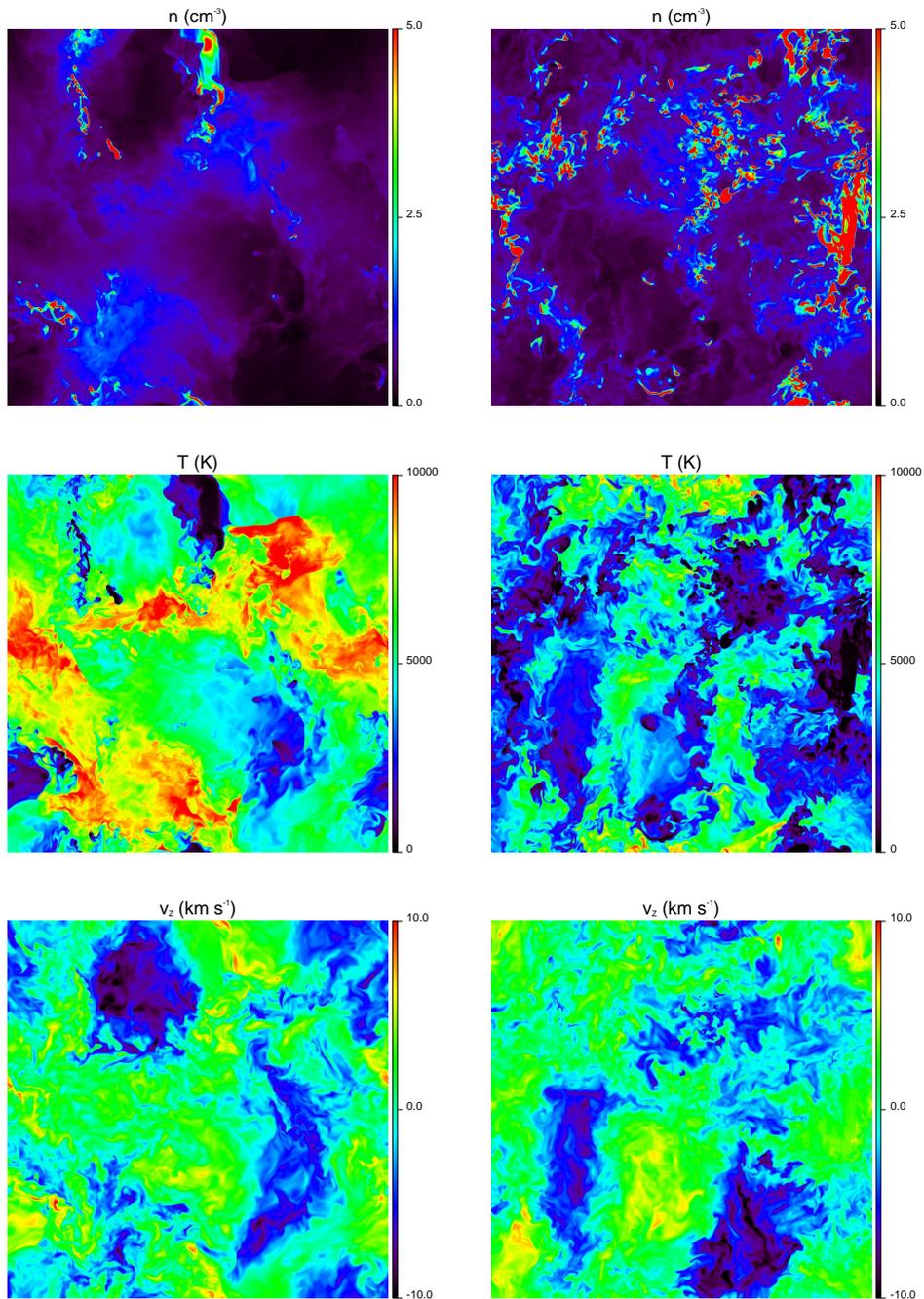


FIGURE 4.1: Coupes de densité en cm^{-3} (**en haut**), de température en K (**au milieu**) et de vitesse en km s^{-1} (**en bas**, seule la composante suivant z est représentée ici), avec **à gauche** 1024n01 et **à droite** 1024n02.

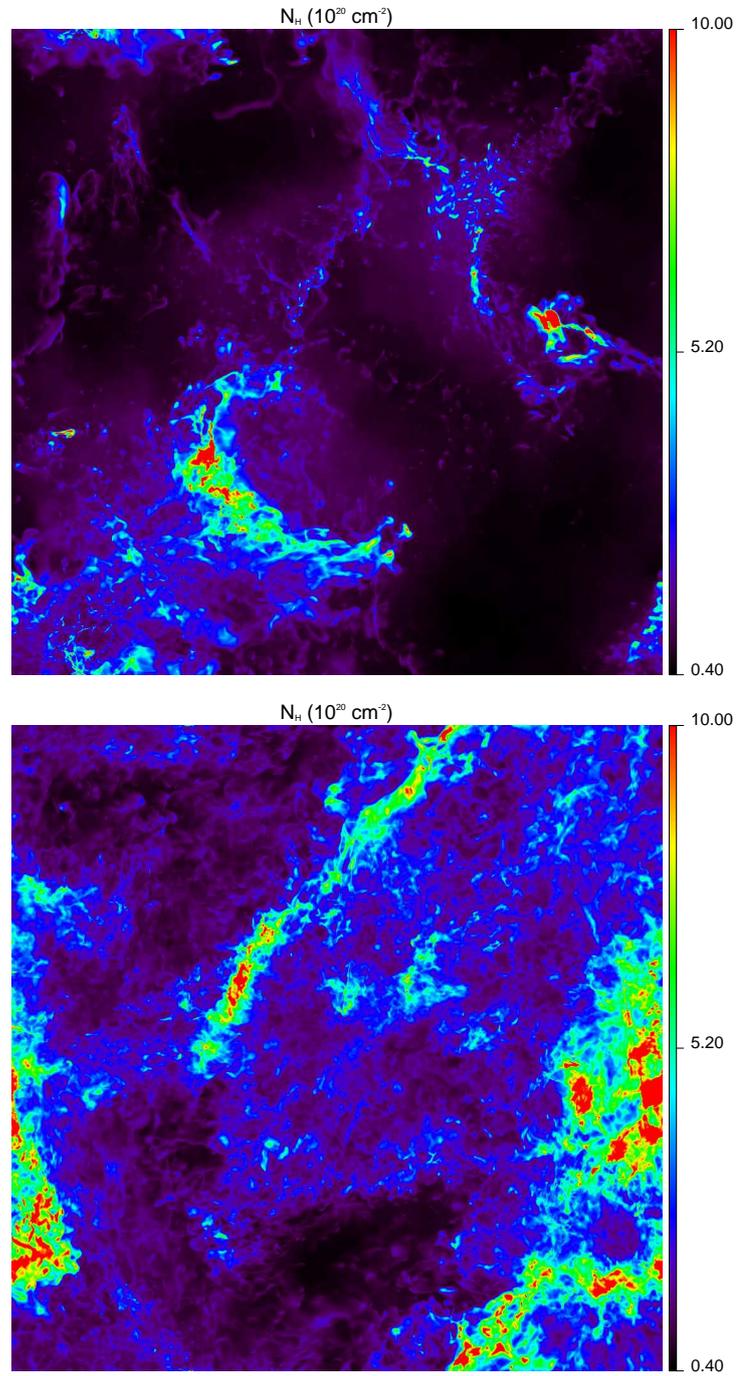


FIGURE 4.2: Cartes de densité de colonne en 10^{-20} cm^{-2} à $t = 16 \text{ Mans}$, la densité étant intégrée suivant l'axe des z pour **en haut** 1024n01 et **en bas** 1024n02.

TABLE 4.1: Valeurs du nombre de Mach théorique total, puis calculé seulement pour les pixels ayant une température supérieure à 200 K, du nombre de Mach observationnel et de la dispersion de vitesse turbulente pour les deux simulations à haute résolution.

Simulation	$\mathcal{M}_{\text{theo}}$	$\mathcal{M}_{\text{theo}}(T>200)$	\mathcal{M}_{obs}	σ_{turb} (km s ⁻¹)
1024N01	0.85	0.80	0.47	2.77
1024N02	1.20	1.20	0.68	2.20

v_z de la vitesse. En effet, les structures denses ne se retrouvent pas dans les cartes de vitesses, et les zones aux vitesses les plus extrêmes semblent plutôt correspondre à du gaz très peu dense.

La figure 4.2 représente les cartes de la densité de colonne intégrée suivant l'axe des z . Les coupes de densité ainsi que les cartes de la densité intégrée révèlent beaucoup plus de structures (grumeaux et filaments) pour le cas 1024n02 que dans la simulation 1024n01, suggérant que 1024n02 est plus efficace à créer du gaz froid que 1024n01. Nous reviendrons ensuite sur ce point. La table 4.1 résume pour les deux simulations les valeurs de $\mathcal{M}_{\text{theo}}$ calculées tout d'abord sur toute la boîte puis seulement pour les pixels dont la température est supérieure à 200 K, de \mathcal{M}_{obs} et de σ_{turb} . Les nombres de Mach calculés de manière théorique montrent que 1024n01 est subsonique et 1024n02 transsonique. Calculer le nombre de Mach en enlevant les pixels les plus froids n'a pas d'influence sur le résultat, ce qui semble indiquer que le gaz est ici dominé par les mouvements du WNM. Nous reviendrons sur ce point dans l'étude de la dispersion de vitesse des grumeaux. Le nombre de Mach dit observationnel \mathcal{M}_{obs} est ici très nettement subsonique et en accord avec les observations. Finalement, les valeurs calculées de σ_{turb} montrent elles aussi que l'amplitude de la turbulence observée dans le HI est bien reproduite dans ces simulations, bien que σ_{turb} soit un peu inférieur à la dispersion de vitesse estimée d'un nuage de WNM de 40 pc ($\sim 3 \text{ km s}^{-1}$). Nous avons déjà vu que cela est dû aux structures froides pour lesquelles la dispersion de vitesse est nettement inférieure.

Nous allons maintenant comparer, de manière plus détaillée, ces deux simulations aux observations et aux travaux numériques précédents.

4.1 Fraction de gaz dans les différentes phases et PDFs

4.1.1 Distribution thermique du gaz

Tout d'abord, intéressons-nous à la distribution du gaz dans l'espace P, n, T . On remarque en premier lieu que les témoins d'un milieu multiphasique sont bien là. En effet, les histogrammes de température pondérés par la densité (fig 4.3) ont une forme très nettement bimodale, avec un pic dans la phase chaude et un pic dans la phase froide. De même, les distributions massiques du gaz dans une représentation pression-densité (fig. 4.4) montrent clairement deux zones préférentielles : l'une à haute densité et l'autre à basse densité, suggérant de nouveau du CNM et du WNM.

Cependant, les propriétés du gaz chaud semblent être quelque peu différentes dans les deux simulations. En effet, si le gaz froid des deux simulations pique à des températures similaires (40 K pour 1024n01 et 50 K pour 1024n02), c'est moins vrai pour le gaz chaud : alors que le WNM de 1024n01 a une température moyenne de 7000 K, relativement proche de ce qui est attendu dans le modèle à deux phases, le gaz chaud de 1024n02 pique à une température de 3500 K, inférieure d'un facteur 2. Cela se retrouve tout à fait dans la distribution du gaz dans

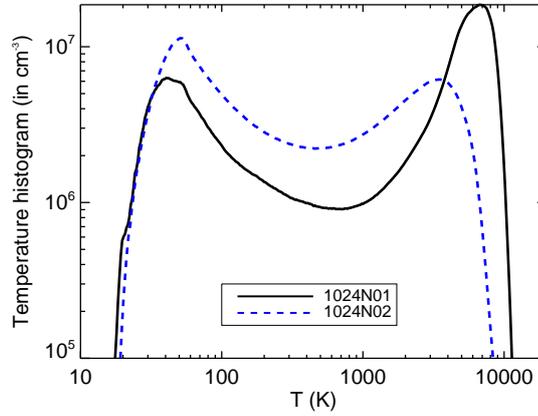


FIGURE 4.3: Histogrammes de température pondérés par la densité à $t = 16$ Mns : 1024n01 en trait plein noir et 1024n02 en trait-tiret bleu. Dans le cas de la simulation 1024n02, l'histogramme est normalisé par un facteur 2 pour être comparable à celui de 1024n01.

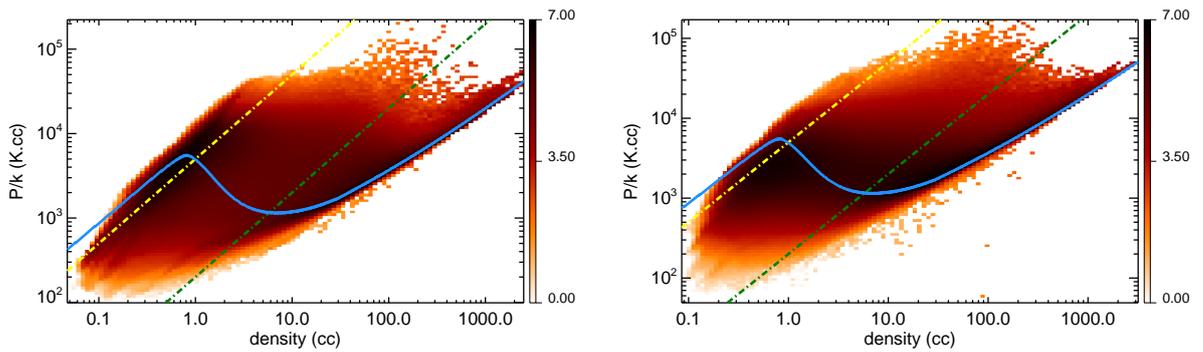


FIGURE 4.4: Distribution de la masse dans un diagramme pression-densité à $t = 16$ Mns avec **à gauche** la simulation 1024n01 et **à droite** 1024n02. L'unité de l'histogramme 2D est le logarithme de la densité en cm^{-3} . La ligne continue bleue représente la courbe d'équilibre thermique, calculée en prenant en compte les principaux processus thermiques du H I implémentés dans HERACLES. Les lignes tirets-pointillés sont les isothermes à 200 K (vert) et à 5000 K (jaune).

TABLE 4.2: Fractions massiques des trois phases thermiques du HI à $t = 16$ Mans : froid ($T < 200$ K), chaud et instable. Deux limites en température sont considérées pour séparer le gaz instable du WNM : 5000 et 2000 K. Un seuil en densité a aussi été utilisé pour comparaison. Il correspond aux limites de la partie de la courbe d'équilibre pour laquelle $d(\log P/k)/d \log(n) < 0$. Les taux d'occupation du volume par le CNM $f_{\text{vol,CNM}}$ et par le WNM $f_{\text{vol,WNM}}$ sont aussi donnés dans tous les cas.

Simulation	f_{CNM} $T < 200$ K	f_{UNSTABLE} $200 \text{ K} < T < 5000$ K	f_{WNM} $T > 5000$ K	$f_{\text{vol,CNM}}$	$f_{\text{vol,WNM}}$
1024N01	0.30	0.29	0.41	1%	66%
1024N02	0.51	0.46	0.03	4%	14%
	$T < 200$ K	$200 \text{ K} < T < 2000$ K	$T > 2000$ K		
1024N01	0.30	0.10	0.59	1%	95%
1024N02	0.51	0.25	0.24	4%	73%
	$n > 7.0 \text{ cm}^{-3}$	$0.8 \text{ cm}^{-3} < n < 7.0 \text{ cm}^{-3}$	$n < 0.8 \text{ cm}^{-3}$		
1024N01	0.33	0.32	0.35	1%	75%
1024N02	0.54	0.31	0.15	4%	60%

les diagrammes $P - n$ de la figure 4.4. En effet, si l'on regarde les basses densités, la pression du gaz de 1024n02 est plus faible que celle de 1024n01 à densité égale. Ainsi, alors que le gaz peu dense de 1024n01 suit la courbe d'équilibre du WNM, celui de 1024n02 se trouve décalé sous la courbe dans une zone où le chauffage est dominant. Les distributions de pression dans les deux simulations de la figure 4.5 (gauche) montrent bien que la pression moyenne de 1024n02 (ligne tirets bleue) est inférieure à celle de 1024n01 (trait plein noir). D'un autre côté, les histogrammes de densité (figure 4.5, droite) montrent que, dans les deux cas, le gaz peu dense pique à la même densité de $0.5\text{-}0.6 \text{ cm}^{-3}$, tout à fait semblable à celle estimée par les observations pour le WNM galactique.

Deux éléments sont à prendre en compte pour tenter d'expliquer la présence de ce gaz hors de la courbe d'équilibre. Tout d'abord, augmenter la densité initiale de la boîte fait diminuer le temps de refroidissement du WNM (eq. 2.24) : t_{ref} passe de 1.75 Mans pour $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ à 1.15 Mans pour $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$. On peut donc supposer que le gaz à faible densité et chaud situé sous la courbe d'équilibre dans le cas de 1024n02 peut être considéré comme du WNM qui ne se réchauffe pas assez vite pour atteindre la courbe d'équilibre à cause du court temps de refroidissement. Ensuite, la courbe d'équilibre tracée dans les graphes de la figure 4.4 est établie pour un gaz statique et ne prend pas en compte l'apport d'énergie dû à la turbulence. Il est ainsi possible de comprendre comment du WNM peut se retrouver dans une zone hors équilibre et à une température inférieure à celle prédite par le modèle à deux phases.

Les fractions massiques des différentes phases ont été calculées avec deux seuils différents en température et un seuil en densité. On évalue mieux ainsi la quantité de gaz ayant une densité en accord avec du WNM, mais une température et une pression inférieures à ce qui est attendu. Les résultats sont dans la table 4.2. On remarque tout d'abord que les fractions de CNM sont bien reproduites avec 0.3 pour 1024n01 et 0.5 pour 1024n02, quel que soit le critère choisi, encadrant bien la contrainte observationnelle de Heiles & Troland (2003b) qui concluent qu'environ 40% de

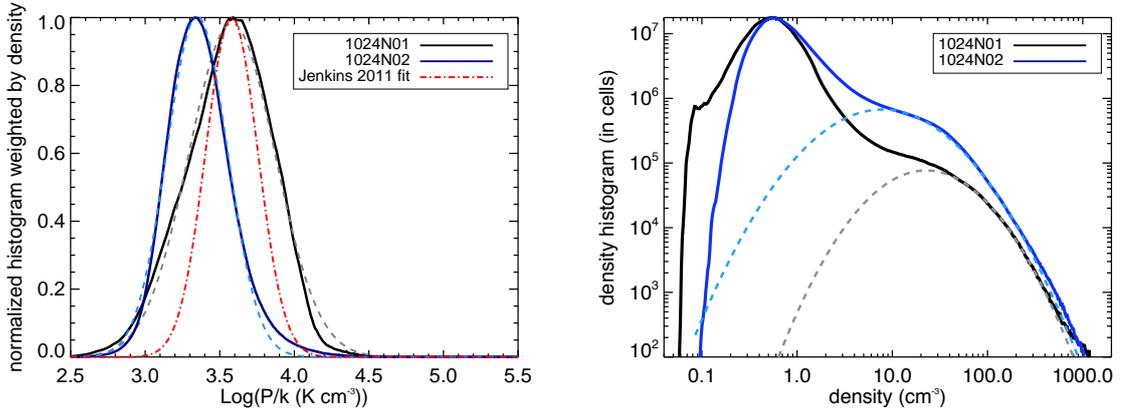


FIGURE 4.5: Distribution de la pression pondérée par la densité **à gauche** et distribution de la densité **à droite** à $t = 16$ M ans pour 1024n01 en trait plein noir et 1024n02 en trait plein bleu. Les lignes en trait tirets sont les ajustements lognormaux sur toute la distribution pour la pression et sur l'aile à haute densité de la distribution totale de la densité. La ligne rouge (tirets-pointillés) est l'ajustement de pression obtenu sur des données par Jenkins & Tripp (2011).

la masse du HI est du CNM. Le calcul de la partie 2.4.1 a permis d'estimer la fraction massique de CNM à 44% et un taux d'occupation du volume à 1% à partir des propriétés déduites des observations. Le taux d'occupation du CNM est aussi bien reproduit avec 1% pour 1024n01 et 4% pour 1024n02.

Concernant le gaz chaud, les différentes limites en température montrent qu'environ 20% de la masse se trouvent entre 2000 et 5000 K dans les deux simulations. Dans 1024n02, la plus efficace à créer du gaz froid, le régime instable contient une très grande partie de la masse (46% entre 200 et 5000 K), dont plus de la moitié a une température inférieure à 2000 K ; dans 1024n01, moins efficace, seuls 10% de la masse se trouvent dans le régime instable à une température inférieure à 2000 K et une partie importante de la boîte est stable dans le WNM au-delà de 5000 K (40%). Les seuils en densité illustrent que les fractions de masse se trouvant dans le régime instable sont identiques dans les deux simulations et que la balance se fait plutôt directement entre le WNM et le CNM. Dans le cas de 1024n01, les fractions massiques se répartissent comme 1/3,1/3,1/3, comme l'observent Heiles & Troland (2003b). Pour 1024n02, plus efficace à créer du CNM, la fraction de WNM est inférieure à celle de 1024n01 d'un facteur 2, et les trois phases ne sont plus aussi équitablement réparties.

Des coupes de la densité (en cm^{-3}) des deux simulations sont présentées sur la figure 4.6. Sur les cartes sont tracés des isocontours de température avec $T = 200$ K en noir et $T = 2000$ K en blanc. Cette dernière température a été choisie plus basse que la limite à 5000 K précédente pour permettre de voir la distribution du gaz instable. En effet, on peut voir sur les histogrammes de température que 5000 K est très proche du pic de la phase la plus chaude, voire au-delà. Le gaz compris entre 2000 et 5000 K, très lié au WNM, est très largement distribué dans la boîte et les isocontours à 5000 K manquent de clarté. Les coupes de la figure 4.6 montrent que le gaz thermiquement instable inférieur à 2000 K est, lui, préférentiellement situé autour des structures froides, formant des couches autour des régions les plus denses. Ce résultat est semblable à celui obtenu par Gazol & Kim (2010), bien que la distribution du gaz instable des simulations présentées ici -qui sont transsoniques- semble plus proche de leur simulation à haut nombre de

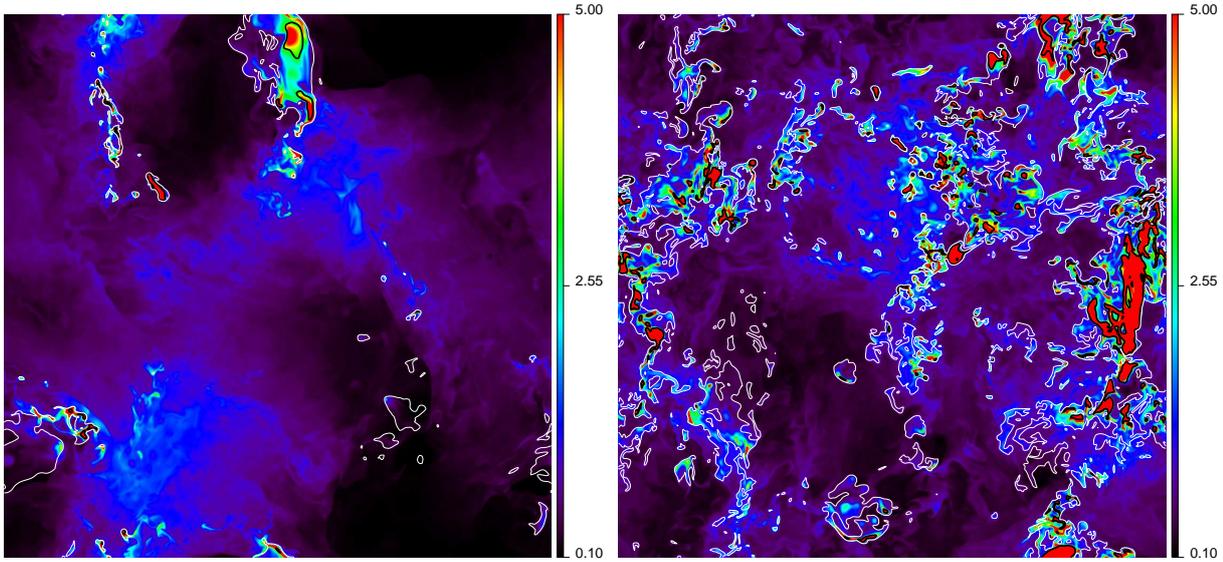


FIGURE 4.6: Coupes en densité (en cm^{-3}) à $t = 16$ Mans sur lesquelles sont tracés des isocontours en température à 200 K (contour noir) et 2000 K (contour blanc) ; à gauche : 1024n01 et à droite : 1024n02

Mach (4.5) que de celle à faible nombre de Mach (0.2). Ils observent en effet qu'avec un faible nombre de Mach (0.2), le gaz instable ne se trouve que dans une bande très étroite à l'interface des deux phases thermiques stables. Les limites entre les phases sont donc nettes. Au contraire, avec un nombre de Mach plus élevé (4.5) le gaz instable est plus largement distribué. Ce qui s'explique par le fait que l'instabilité thermique n'est presque pas perturbée par la turbulence à faible nombre de Mach. Avec un nombre de Mach transsonique, les simulations présentées ici se situent entre les deux. Pourtant, la morphologie des cartes est bien plus proche de leur simulation à haut nombre de Mach que de celle avec $\mathcal{M} = 0.2$. Bien que la turbulence des simulations reste ici modérée, elle est suffisante à entretenir le régime thermiquement instable.

4.1.2 Distribution de la pression

Selon Jenkins & Tripp (2011), la pression de la phase froide suit une distribution lognormale avec une moyenne de $\log_{10}(P/k)$ égale à 3.58 (3800 K cm^{-3}) et des valeurs maximales et minimales (incluant 99% des données) respectivement égales à 4.11 (13000 K cm^{-3}) et 3.04 (1100 K cm^{-3}). La valeur minimale de la pression mentionnée par Jenkins & Tripp (2011) correspond presque exactement à la pression minimale permettant au HI d'être bistable (3.06 dex ou 1150 K cm^{-3}). D'un autre côté, la pression maximale citée par Jenkins & Tripp (2011) est sensiblement supérieure à la pression maximale permettant l'existence du WNM (3.74 dex ou 5500 K cm^{-3}). Le gaz ainsi sur-pressurisé est donc très probablement du CNM ou du gaz instable en phase de refroidissement et donc transitoire. Ces valeurs sont illustrées sur la figure 1.10 par des isobares dans le diagramme pression-densité. Afin de comparer les distributions de pression des simulations à ces récentes observations, j'ai tracé les histogrammes pondérés de la pression pour les deux simulations et les ai ajustés avec des lognormales. J'ai, pour ce faire, utilisé la même expression que Jenkins & Tripp (2011) :

$$\frac{dn}{d \log P/k} = a_0 \exp - \frac{(\log P/k - a_1)^2}{2a_2^2}. \quad (4.1)$$

TABLE 4.3: Valeurs des coefficients des ajustements lognormaux, obtenus avec une incertitude relative de 0.5% , des distributions de pression pour les deux simulations et valeurs de l’ajustement de Jenkins & Tripp (2011) aux observations pour comparaison.

Données	a_0	a_1	a_2
1024N01	1.0	3.58	0.29
1024N02	1.0	3.35	0.20
Jenkins & Tripp (2011)	1.0	3.58	0.175

Les distributions de pression des simulations sont très bien ajustées par des lognormales et sont représentées sur la figure 4.5 (gauche). Les valeurs des coefficients $a_i, i \in \{0, 1, 2\}$ sont données dans la table 4.3 et les ajustements sont tracés en lignes tirets sur le graphe 4.5 (gauche) : 1024n01 en noir et 1024n02 en bleu. La ligne en pointillés rouges est la lognormale ajustée par Jenkins & Tripp (2011) sur les données. La pression de 1024n01 pique à exactement la même valeur de pression que les données de Jenkins & Tripp (2011), c’est-à-dire à 3800 K cm^{-3} . Le pic de pression de 1024n02 reste proche, bien qu’un peu inférieur avec une valeur de 3.35 dex et donc 2200 K cm^{-3} . Il est remarquable que ces deux valeurs tombent parfaitement dans l’intervalle de pression calculé à partir du modèle à deux phases de Field et al. (1969) et qui permet au gaz de se distribuer suivant deux phases thermiques. Notons aussi que la pression de 1024n02, beaucoup plus efficace à créer du gaz froid, se stabilise à une valeur inférieure à celle de 1024n01, bien que la pression de 1024n02 ($P_0 = 4.2 \text{ K cc}$) soit initialement supérieure à celle de 1024n01 ($P_0 = 3.9 \text{ K cc}$).

Par ailleurs, les élargissements des distributions, égaux à 0.29 dex pour 1024n01 et 0.20 dex pour 1024n02, sont aussi compatibles avec les observations bien qu’un peu supérieurs. Gazol et al. (2005) ont étudié les distributions de pression dans des simulations de taille 100 pc combinant l’instabilité thermique et la turbulence. Les mouvements turbulents, purement solénoïdaux, sont entraînés dans l’espace de Fourier pour différentes amplitudes et échelles d’injection. Ils observent que la largeur de la distribution de pression augmente avec l’amplitude du forçage, donc avec le nombre de Mach du forçage et la quantité de gaz instable -il a déjà été évoqué qu’une forte turbulence empêche l’instabilité thermique de s’installer et entretient le gaz dans le régime thermiquement instable (Walch et al. 2011; Vázquez-Semadeni 2012). Augmenter le nombre de Mach crée en effet de plus fortes compressions, augmentant le contraste en densité et les écarts en pression. Il n’est donc pas surprenant que 1024n01, pour laquelle les modes compressibles sont plus importants, présente une distribution plus large que 1024n02.

4.1.3 Distribution de la densité

La distribution de la densité a une grande importance dans l’étude de la turbulence. De nombreuses simulations de nuages moléculaires (Vázquez-Semadeni 1994; Passot & Vázquez-Semadeni 1998; Federrath et al. 2008) ont prouvé que la distribution de densité d’un gaz turbulent isotherme suit une lognormale dont l’élargissement dépend du nombre de Mach tel que $\sigma^2 = \ln(1 + \mathcal{M}^2 \beta^2)$. Cependant, la distribution de densité d’un gaz bistable est plus complexe et présente souvent une forme bimodale (Hennebelle et al. 2008; Audit & Hennebelle 2005, 2010). Piontek & Ostriker (2005), Gazol et al. (2005) et Walch et al. (2011) ont montré que les PDFs de densité s’élargissent et perdent cette forme bimodale caractéristique d’un milieu biphasique quand le nombre de Mach augmente, donc dans les cas de forte turbulence. Les distributions de densité de mes simulations sont représentées sur la figure 4.5 (1024n01 en noir et 1024n02 en bleu). Elles représentent bien un gaz transsonique et thermiquement bistable avec deux pics

(les deux pics sont ici moins marqués que dans certains des travaux cités précédemment car les histogrammes de la figure 4.5 ne sont pas pondérés par la densité), l'un peu dense à $0.4\text{-}0.5\text{ cm}^{-3}$, semblable à la densité moyenne du WNM, et l'autre dans la région dense à 20 cm^{-3} pour 1024n01 et 10 cm^{-3} pour 1024n02, également en accord avec la densité moyenne du CNM.

Parce qu'il semble que la PDF de la densité de colonne des nuages moléculaires soit bien décrite par une lognormale (Kainulainen et al. 2009), il est intéressant de savoir si cette propriété est héritée du HI thermiquement bistable ou si elle est une caractéristique de la turbulence isotherme supersonique qui semble être une description possible des nuages moléculaires. On peut ainsi se demander, pour tenter de relier la structure en densité bimodale du HI à celle des nuages moléculaires, s'il est possible de modéliser la distribution de densité du CNM par une lognormale. J'ai donc regardé si les PDFs de densités des simulations pouvaient être modélisées par une somme de lognormales. J'ai tout d'abord tenté d'ajuster la distribution totale de la densité avec deux lognormales, l'une pouvant correspondre au WNM et l'autre au CNM. Ces ajustements sont représentés sur les graphes de la figure 4.7 avec à gauche 1024n01 et à droite 1024n02. Dans les deux cas, le pic à basses densités est à peu près bien ajusté par une lognormale, mais les queues ne le sont pas. Concernant la partie à haute densité, il est possible d'ajuster la courbe au delà de 10 cm^{-3} par l'aile droite d'une lognormale. Cependant, cet ajustement très large ne paraît pas reproduire le CNM car son aile gauche atteint des valeurs de densité bien inférieures ($10^{-2}, 10^{-1}\text{ cm}^{-3}$) à ce qui est attendu pour du gaz atomique dense. De plus, la somme des deux lognormales (courbe tirets rouges, fig. 4.7) ne reproduit pas bien l'histogramme, en particulier dans la zone instable.

J'ai aussi regardé s'il était possible d'associer des lognormales aux différentes phases du gaz en regardant chacune de leurs distributions. J'ai ainsi tracé les histogrammes de densité pour chacune des trois phases que j'ai sélectionnées selon leur température : le WNM pour lequel $T > 5000\text{ K}$, le gaz instable avec $200\text{ K} < T < 5000\text{ K}$ et le CNM avec $T < 200\text{ K}$. Leurs distributions sont représentées sur les graphes de la figure 4.8 avec, à gauche, 1024n01 et, à droite, 1024n02. Le WNM est tracé en bleu, le gaz instable en vert et le CNM en rouge. J'ai ensuite regardé pour chacune d'entre elles s'il était possible de les ajuster avec une lognormale (courbes en tirets de la figure 4.8). Si les histogrammes du WNM sont proches d'une distribution lognormale, ce n'est pas le cas du gaz instable ou du CNM. En effet, le gaz instable garde la trace de l'instabilité thermique avec une forme quasi bimodale. Quant au gaz CNM, il semble impossible de pouvoir le représenter avec une simple lognormale. De plus, la somme des trois lognormales tracées en violet sur les graphes 4.8 ne reproduit pas mieux la distribution pour le gaz instable et moins bien les deux ailes à basses et hautes densités que les deux lognormales des graphes 4.7.

On peut aussi se demander si la branche à haute densité de la distribution peut être ajustée par une loi de puissance. Une telle queue de la PDF de la densité de colonne a récemment été observée par Kainulainen et al. (2009, 2011) qui l'interprètent comme le résultat de la gravité. Il existe une autre interprétation de telles lois de puissance à haute densité reliée à l'indice polytropique effectif γ_{eff} du gaz (Passot & Vázquez-Semadeni 1998). Comme le note Vázquez-Semadeni (2012), l'équilibre entre les processus de refroidissement et de chauffage induit une dépendance entre la pression et la densité de la forme $P \propto \rho^{\gamma_{\text{eff}}}$ (Elmegreen 1991; Vázquez-Semadeni et al. 1996), où γ_{eff} est l'indice polytropique effectif. Il est important de noter que γ_{eff} est différent de l'indice adiabatique γ , égal au rapport des capacités calorifiques du gaz et dont la valeur est $5/3$ pour un gaz parfait adiabatique monoatomique. L'indice γ_{eff} est lui un paramètre qui permet d'évaluer la capacité du gaz à se refroidir et sa compressibilité. Pour un flot isobare, $\gamma_{\text{eff}} \rightarrow 0$ et

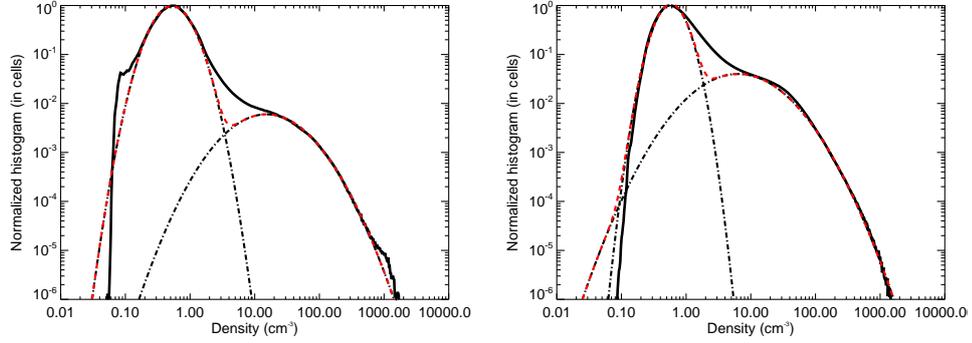


FIGURE 4.7: Distributions de densité à $t = 16$ Mans en trait noir plein pour, **à gauche**, 1024n01 et, **à droite**, 1024n02. En traits tirets sont représentés les ajustements de lognormales sur les parties à basses et hautes densités. La courbe en tirets rouges est la somme de ces deux lognormales.

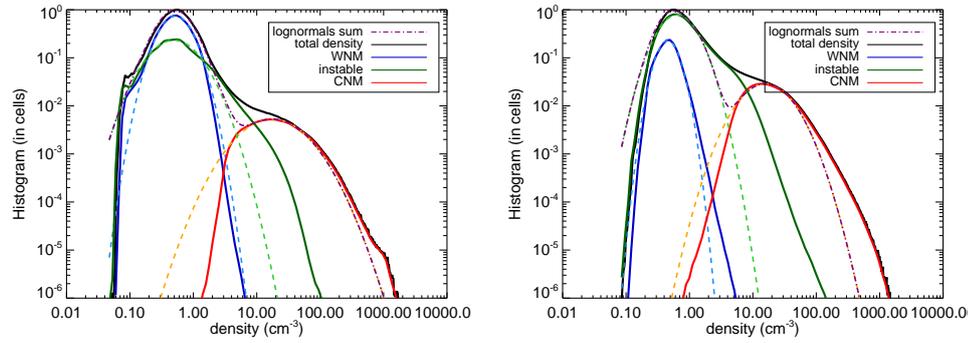


FIGURE 4.8: Décomposition de la distribution de la densité à $t = 16$ Mans selon les trois composants thermiques pour, **à gauche**, 1024n01 et, **à droite**, 1024n02 : le WNM ($T > 5000$ K, bleu), le gaz instable ($200 \text{ K} < T < 5000 \text{ K}$, vert) et le CNM ($T < 200$ K, rouge). Les ajustements de lognormales sont tracés en pointillés pour chacune des phases. La distribution totale est tracée en noir et la somme des lognormales en violet, tirets-pointillés.

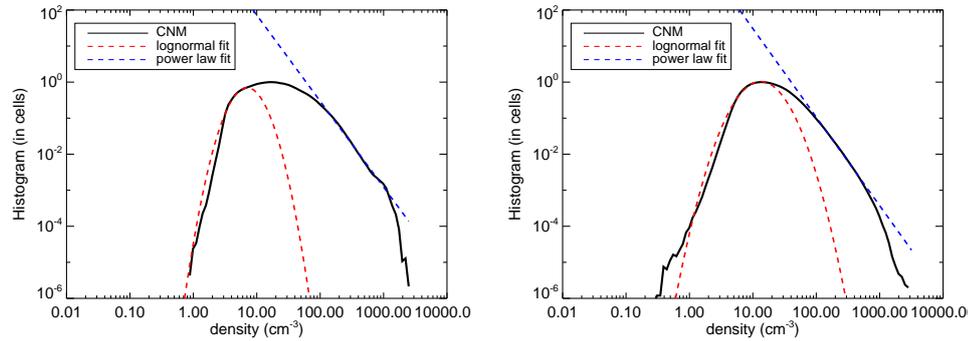


FIGURE 4.9: Distributions de la densité à $t = 16$ Mans du CNM ($T < 200 \text{ K}$) pour, **à gauche**, 1024n01 et, **à droite**, 1024n02. Les lognormales sont tracées en rouge, pointillés et la loi de puissance à haute densité en bleu, pointillés.

$\gamma_{\text{eff}} \rightarrow 1$ pour un flot isotherme (Vázquez-Semadeni et al. 1995). Vázquez-Semadeni et al. (1995) calculent que γ_{eff} est compris entre 0.33 et 0.66 pour le HI thermiquement instable. Depuis, de nombreuses études ont été menées sur l'impact de l'indice polytropique effectif sur la distribution de densité d'une simulation isotherme. En particulier, les travaux de Passot & Vázquez-Semadeni (1998) montrent que la distribution de la densité s'écarte d'une simple lognormale lorsque $\gamma_{\text{eff}} \neq 1$ et que les histogrammes développent une queue en loi de puissance soit à droite lorsque $\gamma_{\text{eff}} < 1$, soit à gauche lorsque $\gamma_{\text{eff}} > 1$. J'ai donc aussi cherché à décomposer la distribution de la densité du CNM suivant une lognormale et une loi de puissance. Les meilleurs résultats obtenus, présentés sur la figure 4.9, ne sont pas très convaincants. D'une part, aux hautes densités, la loi de puissance est ajustée sur moins d'une décade. De l'autre, aux basses densités, il est difficile, voire impossible, d'ajuster l'aile de gauche de la distribution par une lognormale assez large pour bien reproduire le pic.

Finalement, la meilleure façon d'ajuster la distribution de densité semble être la première : ajuster une lognormale sur chacun des deux pics. Cependant cette méthode ne permet ni de conclure sur les propriétés du CNM car, son ajustement étant très large (voire trop pour 1024n02), il descend à des densités bien trop basses pour du CNM, ni de correctement reproduire la distribution de densité dans son ensemble.

En conclusion, la PDF de la densité est bimodale. Elle peut, au premier ordre, être approximée par une somme de deux lognormales. Mais cette paramétrisation est réductrice et largement non physique.

4.2 Spectres de puissance 2D

Une autre caractéristique de la structure du milieu interstellaire est son auto-similarité due à la turbulence. Un des outils pour l'étudier est le spectre de puissance. Nous avons vu que le spectre de puissance de l'émission du HI est souvent proche des résultats estimés par Kolmogorov (1941) pour une turbulence incompressible (-8/3 en 2D et -11/3 en 3D), avec des pentes aux alentours de -3.0, -3.6 (Miville-Deschênes et al. 2003a; Miville-Deschênes & Martin 2007), alors que les nuages moléculaires ont généralement un spectre plus plat, avec des pentes proches de -2.4 (Falgarone et al. 2004), suggérant plus de structures aux petites échelles.

Pour étudier la structure du gaz dans les simulations, j'ai calculé les spectres de puissance sur toutes les coupes de densité et de vitesse suivant l'axe des z . Seule la composante de la vitesse suivant l'axe z est prise en compte, car c'est la seule composante sur laquelle les observations fournissent de l'information. De plus, comme nous l'avons vu, les simulations hydrodynamiques (sans champ magnétique) et avec un forçage de la turbulence dans l'espace de Fourier sont isotropes, ce qui signifie que les composantes de la vitesse suivant x et y ont la même statistique. J'ai aussi fait tourner une simulation isotherme 1024³ en désactivant le module de chauffage et de refroidissement dans HERACLES, avec la même densité et les mêmes conditions de turbulence que 1024n01 ($n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.2$ et $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$) et une température de 8000 K. Il s'agit donc d'une simulation subsonique pour laquelle un spectre de puissance Kolmogorov est attendu. Comme je l'ai mentionné à la section 1.4.2, Kim & Ryu (2005) ont montré que le spectre de puissance de la densité de simulations isothermes avec un nombre de Mach sonique $\mathcal{M}_{\text{rms}} \sim 1$ a une pente proche de -11/3 correspondant à la loi de Kolmogorov en trois dimensions et que la pente s'aplatit lorsque le nombre de Mach augmente, reflétant le développement des structures denses par les chocs.

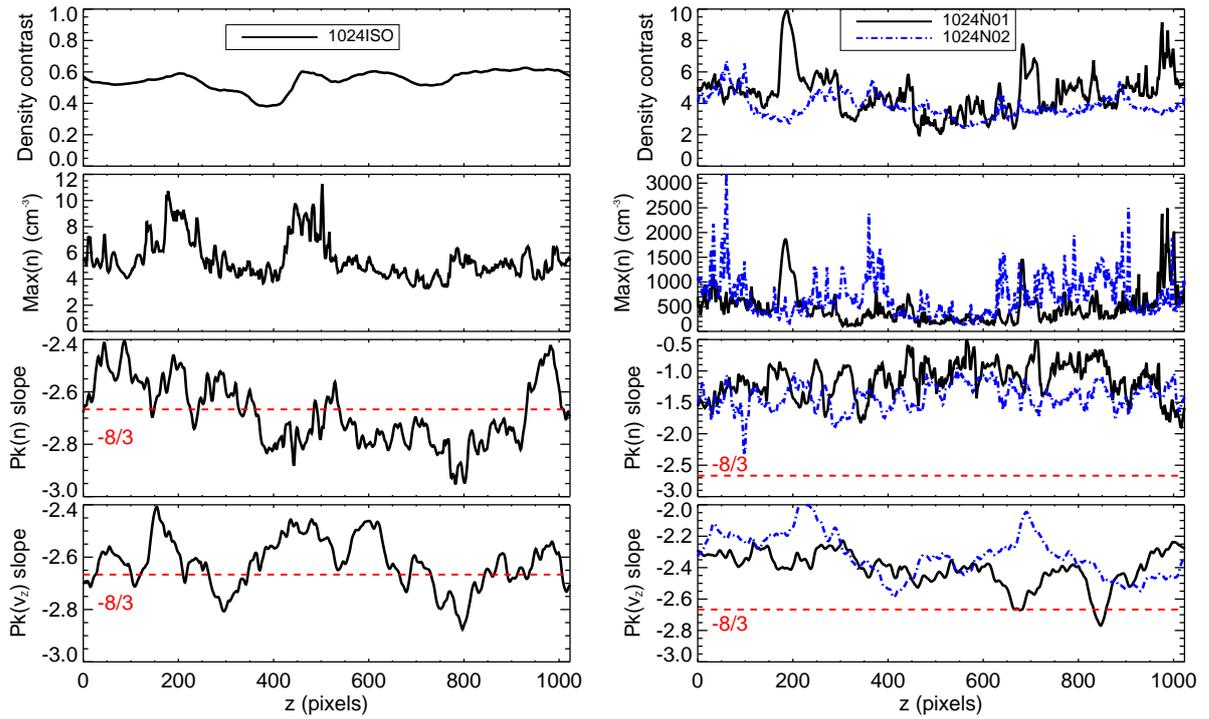


FIGURE 4.10: Valeurs (de haut en bas) du contraste de densité $\sigma(n)/\langle n \rangle$, de la valeur maximale de la densité, et des pentes des spectres de puissance 2D des champs de densité et de vitesse pour les 1024 coupes de la simulation. En rouge est tracée la valeur $-8/3$ du spectre de puissance 2D de Kolmogorov (1941). **À gauche** : simulation isotherme avec les mêmes conditions de turbulence que 1024n01 ($\zeta = 0.2$, $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$), $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ et $T = 8000 \text{ K}$; **à droite** : simulations 1024n01 (noir) et 1024n02 (bleu).

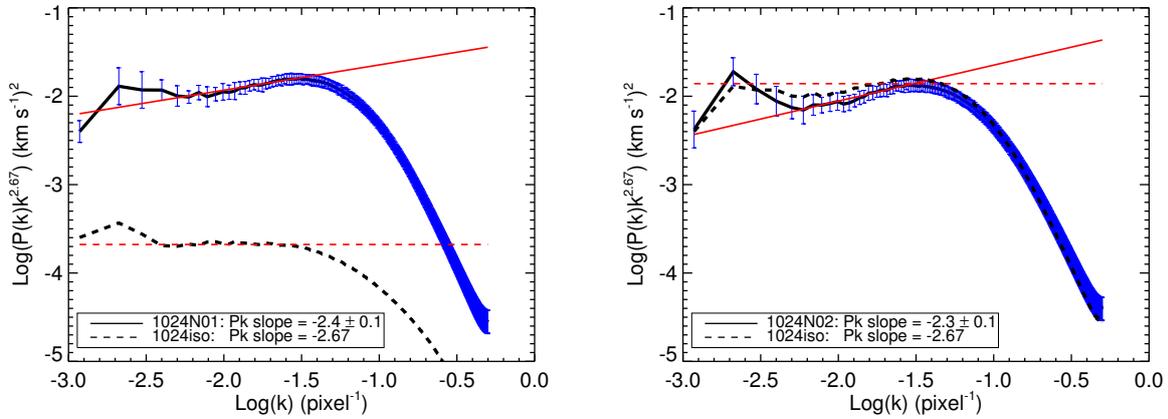


FIGURE 4.11: Spectres de puissance 2D, moyens et compensés $P(k)k^{8/3}$ de la vitesse pour 1024n01 (**gauche**) et 1024n02 (**droite**) avec les barres d'erreur, ainsi que celui de la simulation isotherme (ligne tirets). Les lignes rouges (pleines pour les simulations avec instabilité thermique et en tirets pour la simulation isotherme) sont les ajustements en loi de puissance de la zone inertielle. Les valeurs données pour les pentes des ajustements sont celles d'un spectre de puissance non compensé. Les incertitudes (à 1 sigma) sur l'ajustement de la pente sont données pour les simulations non isothermes, la valeur du cas isotherme étant initialement fixée.

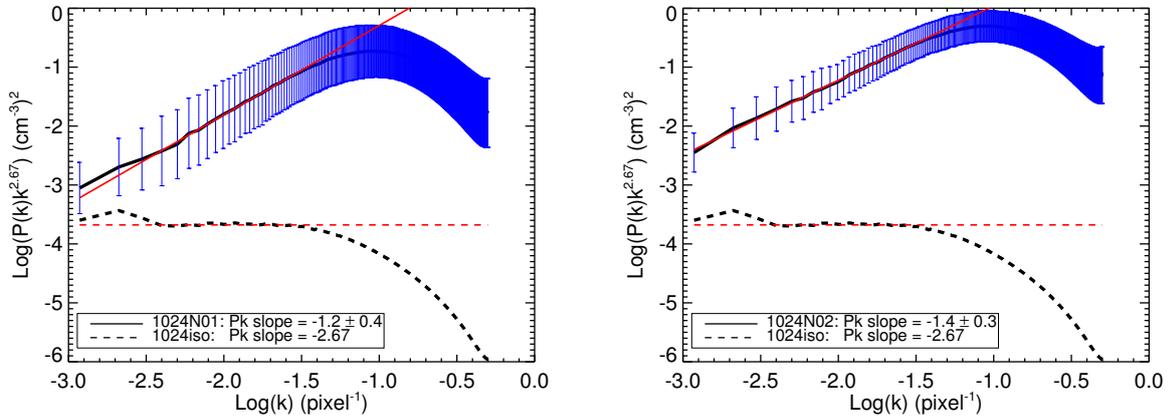


FIGURE 4.12: Spectres de puissance 2D, moyens et compensés $P(k)k^{8/3}$ de la densité pour 1024n01 (**gauche**) et 1024n02 (**droite**) avec les barres d'erreur, ainsi que celui de la simulation isotherme (ligne tirets). Les lignes rouges (pleines pour les simulations avec instabilité thermique et en tirets pour la simulation isotherme) sont les ajustements en loi de puissance de la zone inertielle. Les valeurs données pour les pentes des ajustements sont celles d'un spectre de puissance non compensé. Les incertitudes (à 1 sigma) sur l'ajustement de la pente sont données pour les simulations non isothermes, la valeur du cas isotherme étant initialement fixée.

Les valeurs des pentes des spectres de puissance de la densité et de la vitesse sont représentées sur les graphes de la figure 4.10 pour les 1024 coupes suivant z , avec à gauche, la simulation isotherme et, à droite, 1024n01 et 1024n02. Le contraste en densité $\sigma(n)/\langle n \rangle$ et la valeur maximale de la densité sont aussi tracés pour chaque carte. Les figures 4.11 et 4.12 représentent les spectres de puissance moyens et compensés $P(k)k^{8/3}$ pour v_z (fig. 4.11) et la densité (fig. 4.12) avec les barres d'erreur indiquant la variation (1σ) de $P(k)$ des 1024 coupes. Sur ces quatre graphes sont aussi représentés les spectres de puissance moyens de la simulation isotherme (ligne tirets) et les ajustements en loi de puissance de la zone inertielle (en rouge, lignes pleines pour les simulations avec instabilité thermique et en tirets pour la simulation isotherme).

De manière attendue d'après les résultats de Kim & Ryu (2005), les spectres de puissance de la densité et de la vitesse de la simulation isotherme subsonique suivent la loi de Kolmogorov. En général, l'estimation de la pente du spectre de puissance dans le régime inertiel de la turbulence simulée numériquement ne peut se faire que sur une gamme d'échelles réduite du fait du forçage à grande échelle et de la dissipation numérique à petite échelle. La grande taille des simulations utilisées ici (1024^3) et l'utilisation d'un forçage en Fourier rendent possible cette estimation. J'ai évalué l'intervalle d'échelle où la pente du spectre de puissance peut être mesurée à l'aide de la simulation isotherme subsonique dont le résultat est connu ($P(k) \propto k^{-8/3}$ en 2D). La loi d'échelle est bien reproduite sur la décade $0.003 < k < 0.03$ (ou $-2.52 < \text{Log}(k) < -1.52$). Toutes les pentes des ajustements présentés ici ont été calculées sur cet intervalle.

Concernant les simulations avec instabilité thermique, les spectres de puissance de la vitesse sont compatibles avec Kolmogorov, bien qu'un peu plus plats, avec des pentes de -2.4 pour 1024n01 et -2.3 pour 1024n02 (la valeur pour la turbulence subsonique est -2.66). En revanche, les spectres de puissance de la densité sont bien plus plats que Kolmogorov avec des pentes de -1.3 pour 1024n01 et -1.4 pour 1024n02. Cela s'explique par le fort contraste en densité des simulations avec instabilité thermique. Il est en effet proche de 4 et présente une importante dispersion ($\langle C_{n01} \rangle = 4.6 \pm 1.4$ et $\langle C_{n02} \rangle = 3.8 \pm 0.7$) alors que le contraste de densité de la simulation isotherme est quasi constant d'une coupe à l'autre et reste proche de 0.6 (fig. 4.10).

Gazol & Kim (2010) ont étudié l'impact du forçage de la turbulence sur les pentes des spectres de puissance de la densité. Ils observent que le spectre de puissance s'aplatit avec l'augmentation du nombre de Mach. Ce comportement est similaire à celui observé par Kim & Ryu (2005) sur des simulations de turbulence isotherme et compressible et s'explique grâce à l'équation 1.35 (Vázquez-Semadeni 2012) : les fluctuations de densité augmentent avec le nombre de Mach. Le même comportement de la pente du spectre de puissance est ici observé, dans un milieu thermiquement bistable. Selon Hennebelle & Audit (2007), l'augmentation des fluctuations de densité, et donc du contraste en densité de la matière, est aussi le résultat de l'instabilité thermique qui domine pour les faibles nombre de Mach alors que les chocs supersoniques dominent à haut nombre de Mach. Les simulations avec instabilité thermique (1024n01 et 1024n02) sont en effet bien plus structurées à petite échelle que la simulation isotherme, fait illustré par un spectre de puissance de la densité nettement plus plat, alors que les spectres de puissance de la vitesse sont cohérents avec les résultats sur la turbulence incompressible de Kolmogorov (1941). Ces résultats montrent que les spectres de puissance de la densité et de la vitesse d'une turbulence bistable transsonique et d'une turbulence isotherme supersonique ont le même comportement. Dans le cas isotherme, le spectre de puissance de la densité s'aplatit en effet avec le nombre de Mach (Kim & Ryu 2005) alors que le spectre de puissance de la vitesse reste proche de la loi de Kolmogorov

(Kritsuk et al. 2007).

4.3 Propriétés des structures froides

Deux autres traceurs de l'auto-similarité du milieu interstellaire créée par la cascade turbulente sont les relations masse-échelle $M \propto L^\alpha$ (Larson 1981; Elmegreen & Falgarone 1996; Roman-Duval et al. 2010) et dispersion de vitesse-échelle $\sigma_{\text{turb}} = \sigma_{1\text{pc}} L^\gamma$ (Larson 1981; Heyer & Brunt 2004) des structures observées dans les nuages moléculaires. La question qui se pose alors est la suivante : les grumeaux de CNM, qui sont les précurseurs de la matière moléculaire, suivent-ils les mêmes lois ?

4.3.1 Évaluation de la taille caractéristique des grumeaux

Pour étudier la distribution de la masse et celle de la dispersion de vitesse des grumeaux de gaz froid en fonction de leur taille, j'ai sélectionné les régions ayant une densité supérieure à 5 cm^{-3} et j'ai regroupé les pixels appartenant spatialement à une même structure. Pour évaluer leur taille, on calcule tout d'abord leur matrice d'inertie

$$\mathcal{I} = \begin{pmatrix} \mathcal{I}_{11} & \mathcal{I}_{12} & \mathcal{I}_{13} \\ \mathcal{I}_{21} & \mathcal{I}_{22} & \mathcal{I}_{23} \\ \mathcal{I}_{31} & \mathcal{I}_{32} & \mathcal{I}_{33} \end{pmatrix}$$

définie telle que

$$\mathcal{I}_{ii} = \int (x_j^2 + x_k^2) dm = (\Delta x)^3 \sum_{l=0}^N \rho(l) (x_j^2(l) + x_k^2(l)) \quad (4.2)$$

$$\mathcal{I}_{ij} = - \int x_i x_j dm = -(\Delta x)^3 \sum_{l=0}^N \rho(l) x_i(l) x_j(l) \quad (4.3)$$

$$\mathcal{I}_{ji} = \mathcal{I}_{ij} \quad \text{avec } i, j, k \in \{1, 2, 3\} \quad \text{et } i \neq j \neq k. \quad (4.4)$$

Les x_i , $i \in \{1, 2, 3\}$, sont les coordonnées des pixels suivant les directions x, y et z par rapport au centre de la structure, dm la masse infinitésimale, N le nombre de pixels contenus dans une structure, Δx la taille d'un pixel et ρ la densité de masse (kg cm^{-3}). La matrice d'inertie est symétrique, et donc diagonalisable. Il est ainsi possible de calculer ses valeurs propres, et l'on note λ_1 la plus grande d'entre elles. Suivant Hennebelle et al. (2007), on estime la taille caractéristique de la structure par

$$L = \sqrt{\frac{\lambda_1}{M}}, \quad (4.5)$$

où M est la masse de la structure. Audit & Hennebelle (2010) ont essayé d'autres combinaisons, comme la moyenne géométrique des trois valeurs propres, et ont conclu que l'influence sur les résultats est très modérée.

4.3.2 Relation masse-échelle

La relation masse-échelle est représentée sur les graphes de la figure 4.13 avec, à gauche 1024n01 et, à droite, 1024n02. Les ajustements représentés en rouge ont des pentes de 2.25 ± 0.05 et 2.28 ± 0.03 pour respectivement 1024n01 et 1024n02. Ces résultats sont en accord avec les

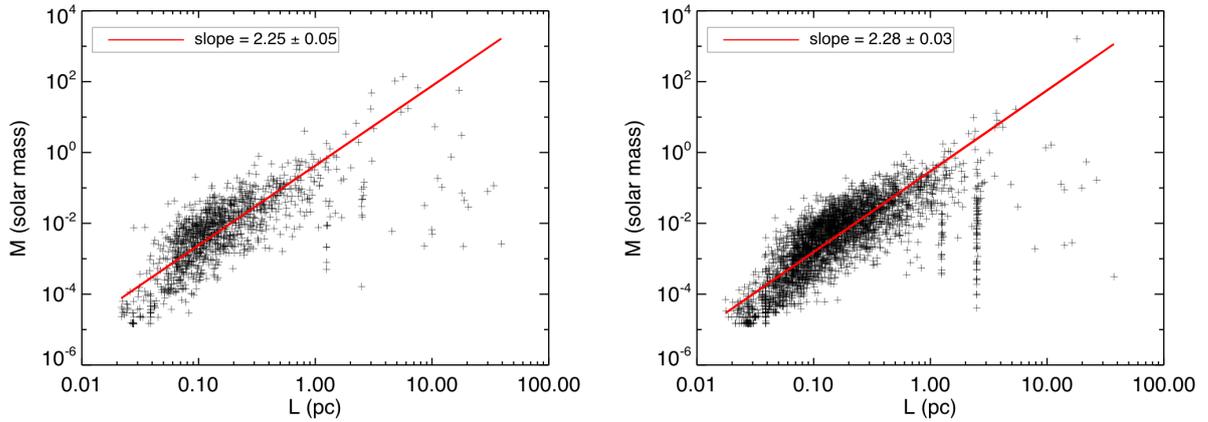


FIGURE 4.13: Distribution à $t = 16$ Mans de la masse des structures froides en fonction de leur taille pour **à gauche** 1024n01 et **à droite** 1024n02. Le trait rouge est l'ajustement en loi d'échelle du nuage de points calculé pour les structures ayant une taille inférieure ou égale à 1 pc pour mieux le positionner dans le nuage de points.

travaux numériques antérieurs, bien que les conditions des simulations et les algorithmes soient différents. En effet, Kritsuk et al. (2007) ont étudié cette relation sur leurs simulations isothermes en sélectionnant une séquence de sous-boîtes de tailles $l_1 > l_2 > \dots > l_n$, la masse étant calculée pour chacune d'elles. Ils obtiennent un indice égal à 2.39 ± 0.1 . Federrath et al. (2009) suivent la même méthode que Kritsuk et al. (2007) tout en faisant varier les modes du forçage sur des simulations isothermes et obtiennent des indices égaux à 2.11 pour un champ de force solénoïdal d'une part et à 2.03 pour un champ de force purement compressible d'autre part. Dernièrement, Audit & Hennebelle (2010) ont obtenu un indice égal à 2.25 sur des simulations du H I incluant l'instabilité thermique pour lesquelles la turbulence est entraînée par des flots convergents. Ces indices sont aussi parfaitement en accord avec les résultats mesurés sur des observations CO par Elmegreen & Falgarone (1996) qui obtiennent une valeur comprise entre 2.2 et 2.5 sur un large échantillon de nuages moléculaires indépendants. Plus récemment, Roman-Duval et al. (2010) ont mesuré un indice de 2.36 sur 580 nuages moléculaires; ces travaux ont confirmé la structure fractale des nuages moléculaires. Les résultats obtenus ici sur les simulations du milieu diffus étant compatibles avec ce qui est observé pour les nuages moléculaires laissent penser que leur structure est héritée de celle du milieu diffus à partir duquel ils se sont formés et non une signature d'une turbulence supersonique dominée par les chocs.

4.3.3 Relation dispersion de vitesse - échelle

La relation entre la dispersion de vitesse des structures et leur taille est généralement utilisée comme un diagnostic de la turbulence dans les nuages moléculaires. Il est intéressant de quantifier cette relation pour les structures froides issues d'un écoulement turbulent et thermiquement bistable. C'est ce que j'ai fait à partir des structures froides identifiées précédemment à partir d'un seuil en densité de 5 cm^{-3} .

La dispersion de vitesse est calculée de la manière suivante

$$\sigma(|\mathbf{v}|) = \frac{\sum_0^N \rho (|\mathbf{v}| - |\mathbf{v}_0|)^2}{\sum_0^N \rho}, \quad (4.6)$$

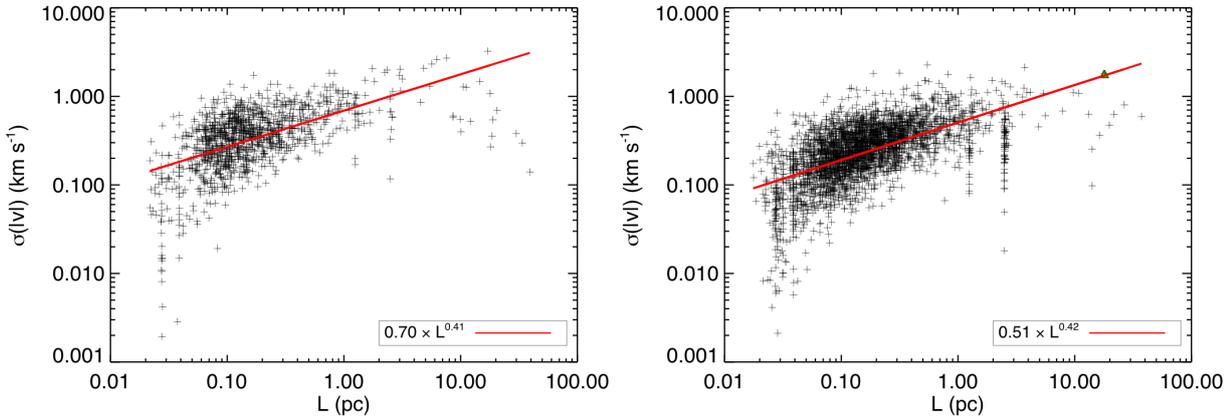


FIGURE 4.14: Distribution à $t = 16$ Mans de la dispersion de vitesse des structures froides en fonction de leur taille pour **à gauche** 1024n01 et **à droite** 1024n02. Le trait rouge est l'ajustement en loi d'échelle du nuage de points.

où N est le nombre de pixels composant la structure, ρ la densité de chaque pixel et v_0 la moyenne de la vitesse de la structure, pondérée par la densité et calculée ainsi :

$$v_0 = \frac{\sum_0^N \rho |\mathbf{v}|}{\sum_0^N \rho}. \quad (4.7)$$

La relation entre $\sigma(|\mathbf{v}|)$ et la taille des structures est tracée sur les graphes de la figure 4.14 avec **à gauche** 1024n01 et **à droite** 1024n02. Les ajustements obtenus sur les nuages de points sont $0.70 L^{0.41}$ et $0.51 L^{0.42}$ pour respectivement 1024n01 et 1024n02. Les indices γ égaux à 0.41 ± 0.02 et 0.42 ± 0.01 sont très proches de ceux obtenus par Audit & Hennebelle (2010), compris entre 0.33 pour un seuil en densité de $n_c = 100 \text{ cm}^{-3}$ et 0.53 pour $n_c = 10 \text{ cm}^{-3}$. Ils sont aussi très proches des valeurs mesurées sur les observations : 0.37 dans des nuages HI (Larson 1979) et moléculaires (Larson 1981), et 0.5 sur une étude de nombreux nuages moléculaires faite plus récemment par Heyer & Brunt (2004). Toutes ces valeurs sont également proches de la valeur estimée de $\gamma = 1/3$ pour la turbulence subsonique (voir équation 1.32). En revanche les valeurs que j'obtiens pour la constante multiplicative $\sigma_{1\text{pc}}$ (0.70 et 0.51) sont nettement inférieures à celles données par Audit & Hennebelle (2010) qui sont comprises entre 1.2 et 3.3 km s^{-1} pour la simulation à deux phases. Cela peut être interprété par la différence de forçage. En effet, la turbulence de leur simulation est produite par des flots convergents de WNM ayant un nombre de Mach proche de 1.5. Ce type de forçage est très efficace à créer des structures froides mais il conduit à un nombre de Mach du WNM qui est au-delà de ce qui est observé.

Pour étudier plus en détail la valeur obtenue pour $\sigma_{1\text{pc}} = \sigma(|\mathbf{v}|) L_{\text{pc}}^{-\gamma}$ dans les simulations, on trace les histogrammes (comptés en nombre de grumeaux) de deux manières différentes : en utilisant tout d'abord les valeurs de γ mesurées sur les ajustements des figures 4.14, puis en utilisant la valeur théorique $\gamma = 1/3$ attendue pour la turbulence subsonique pour comparer les résultats aux travaux de Wolfire et al. (2003) et à la valeur estimée à 0.89 km s^{-1} dans la partie 2.4.2. Les deux histogrammes sont extrêmement proches et piquent à $0.5\text{-}0.6 \text{ km s}^{-1}$ et $0.8\text{-}0.9 \text{ km s}^{-1}$ pour 1024n01 et 1024n02 respectivement, et de manière identique pour les deux calculs (table 4.4). Ces valeurs sont en accord avec ce que nous essayons de reproduire dans ces simulations. En effet, la valeur de $\sigma_{1\text{pc}} = 0.89 \text{ km s}^{-1}$ a été utilisée pour évaluer la dispersion de vitesse à reproduire

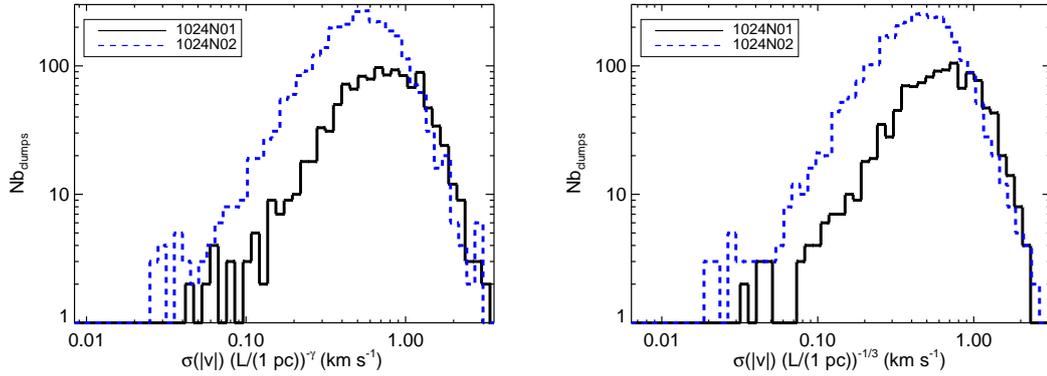


FIGURE 4.15: Histogrammes de $\sigma_{1pc} = \sigma(|\mathbf{v}|) L_{pc}^{-\gamma}$, calculé de deux manières différentes : **à gauche**, les valeurs de γ mesurées sur les ajustements des figures 4.14 sont utilisées, **à droite**, on utilise la valeur théorique $\gamma = 1/3$ attendue pour la turbulence subsonique afin de comparer ces résultats aux travaux de Wolfire et al. (2003) et à la valeur estimée dans la partie 2.4.2.

pour du WNM dans une boîte de 40 pc. Le fait que cette valeur soit aussi bien reproduite pour les structures du CNM indique que la dynamique des grumeaux de gaz froid est intimement liée à celle du WNM.

TABLE 4.4: Table récapitulative des valeurs obtenues au cours de l'étude des grumeaux des simulations 1024n01 et 1024n02 pour la dispersion de vitesse turbulente à 1 pc σ_{1pc} , les dispersions de vitesses turbulente $\langle\sigma(|\mathbf{v}|)\rangle$ et thermique $\langle\sigma_{\text{therm}}\rangle$ moyennes, et la dispersion de vitesse relative entre grumeaux σ_{nn} .

Simulation	σ_{1pc}	$\langle\sigma(\mathbf{v})\rangle$	$\langle\sigma_{\text{therm}}\rangle$	σ_{nn}
1024N01	0.5	0.4	1.7	2.3
1024N02	0.8	0.3	1.3	1.9

Par ailleurs, si l'on calcule les moyennes des dispersions de vitesse des structures froides, on obtient $\langle\sigma(|\mathbf{v}|)\rangle = 0.4 \text{ km s}^{-1}$ pour 1024n01 et 0.3 km s^{-1} pour 1024n02, nettement inférieures aux dispersions de vitesse thermiques moyennes des grumeaux : 1.7 km s^{-1} pour 1024n01 et 1.3 km s^{-1} pour 1024n02⁸. Les structures froides individuelles sont donc bien subsoniques. En revanche, les mouvements relatifs des grumeaux sont eux plus importants. On peut en effet calculer la dispersion de vitesse d'un nuage à l'autre σ_{nn} de la façon suivante, N_g étant le nombre de grumeaux :

$$\sigma_{nn}^2 = \frac{\sum_0^{N_g} (v_0 - \langle v_0 \rangle)^2}{N_g}. \quad (4.8)$$

On obtient $\sigma_{nn} = 2.3 \text{ km s}^{-1}$ pour 1024n01 et 1.9 km s^{-1} pour 1024n02 (table 4.4). Ces valeurs sont très proches des dispersions de vitesse totales des boîtes (2.77 km s^{-1} pour 1024n01 et 2.20 km s^{-1} pour 1024n02) indiquant que les mouvements des grumeaux sont liés à ceux du WNM. L'élargissement observé des raies est donc dû aux mouvements relatifs des régions froides mais ne sont pas le résultat de mouvements supersoniques internes. Ces résultats sont en accord

8. Ces vitesses correspondent respectivement à des températures moyennes de 350 K et 200 K. Elles sont légèrement supérieures à la température moyenne attendue pour du gaz CNM car le seuil en densité choisi pour sélectionner les grumeaux est assez bas

avec ceux de Heitsch et al. (2005, 2006) qui arrivent à la même conclusion sur des simulations de formation de nuages moléculaires par des flots convergents de H I.

4.4 Discussion

Nous venons d’analyser les propriétés des deux simulations 1024^3 du H I thermiquement bistable produites pour étudier en détail le lien entre la turbulence et l’instabilité thermique dans la structuration de la matière. Les deux simulations diffèrent par leur densité initiale et donc par leur pression P_0 , puisque leur température T_0 est égale dans les deux cas. Leurs principales caractéristiques initiales sont :

1. une hausse d’un facteur 4 de la pression du WNM par rapport à la valeur moyenne observée et un forçage de la turbulence avec une répartition naturelle de l’énergie dans les modes compressibles et solénoïdaux pour 1024n02 et
2. une pression plus proche de la valeur moyenne observée mais une turbulence entretenue avec une majorité de l’énergie dans les modes compressibles pour 1024n01.

Nous avons vu dans un premier temps que ces simulations reproduisent bien les quantités physiques observées qui ont servi de contraintes lors de l’étude des paramètres au chapitre 3 : la dispersion de vitesse turbulente σ_{turb} évaluée pour 40 pc à $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$, la fraction de masse du CNM autour de 40% pour un taux d’occupation du volume allant de 1 à 4% et le nombre de Mach transsonique. Il est important de noter ici que l’instabilité thermique permet aux simulations de créer un fort contraste en densité sans qu’une turbulence supersonique soit nécessaire, contrairement à ce qu’il se passe dans les flots isothermes. Par ailleurs, la masse du gaz se répartit de manière semblable à ce qui est observé par Heiles & Troland (2003b) entre le régime instable et le WNM définis par un critère en densité. Finalement, les pressions sont en très bon accord avec celles observées par Jenkins & Tripp (2011), à la fois en terme de moyenne et de dispersion. Il est remarquable que les pressions moyennes se stabilisent dans l’intervalle autorisant le gaz à être thermiquement bistable (Field et al. 1969; Wolfire et al. 2003) bien que les pressions initiales soient élevées.

Résultats principaux

Je résume ici différentes propriétés du H I qui sont, de manière générale, similaires dans les deux simulations.

1. Comme pour les travaux de Seifried et al. (2011) et Audit & Hennebelle (2005), on observe une anti-corrélation des cartes de densité et de la température. Ce résultat n’est pas surprenant puisque les zones les plus denses sont aussi les plus froides. Par ailleurs, ces zones présentent de forts gradients de température et de densité, créant des fronts abrupts autour des structures.
2. Le gaz thermiquement instable, défini pour des températures comprises entre 200 et 5000 K, a deux comportements. Le gaz compris entre 200 et 2000 K se situe à l’interface du CNM et du gaz chaud comme le notent aussi Gazol & Kim (2010). En revanche, le gaz au-delà de 2000 K est très lié au WNM et est largement distribué dans la boîte de simulation.
3. Les distributions de la densité sont bimodales et portent la caractéristique d’un gaz thermiquement bistable comme l’ont remarqué Piontek & Ostriker (2004) et Audit & Hennebelle (2010) dans leurs simulations d’un gaz multiphasique. Cette caractéristique est observable ici car la turbulence est transsonique. En effet, une turbulence trop forte entretient le gaz

dans le régime où il est thermiquement instable (Gazol et al. 2005; Walch et al. 2011) et annule la bimodalité de la distribution. Pour tenter d'interpréter cette bimodalité en terme de phases et parce que les fluctuations de densité des flots isothermes sont bien modélisées par des lognormales dont la largeur dépend du nombre de Mach, j'ai essayé d'ajuster les distributions par des lois lognormales. J'ai tout d'abord tenté d'ajuster deux lognormales sur la distribution de la densité totale, puis ai essayé sur chacune des phases séparément. Finalement, parce qu'il a été démontré que l'instabilité thermique crée un indice polytropique effectif du gaz tel que $P \propto \rho^{\gamma_{\text{eff}}}$ (Elmegreen 1991; Vázquez-Semadeni et al. 1996) et que cet indice peut engendrer une queue en loi de puissance aux grandes densités (Passot & Vázquez-Semadeni 1998), j'ai essayé d'ajuster la distribution de densité du CNM par une lognormale et une loi d'échelle. Aucune de ces tentatives ne donne de résultat convaincant, les lognormales ne reproduisant pas bien les distributions, et la loi de puissance ne pouvant être ajustée sur toute une décade en densité. Le meilleur ajustement est celui de la distribution totale par deux lognormales bien que cette paramétrisation n'ait pas d'interprétation physique.

4. Les spectres de puissance de la vitesse des simulations avec instabilité thermique suivent la loi de Kolmogorov de $-8/3$ en 2D avec des pentes égales à -2.4 pour 1024n01 et -2.3 pour 1024n02. En revanche, les spectres de puissance de la densité sont beaucoup plus plats (-1.3 et -1.4), ce qui est causé par le fort contraste en densité (autour de 4). Selon Hennebelle & Audit (2007), ce fort contraste en densité résulte de l'instabilité thermique qui domine pour les faibles nombres de Mach. Ces résultats montrent que le comportement des spectres de puissance de la densité et de la vitesse du gaz bistable transsonique a les mêmes propriétés que les simulations isothermes supersoniques pour lesquelles le spectre de puissance de la densité s'aplatit avec le nombre de Mach (Kim & Ryu 2005) et le spectre de puissance de la vitesse est proche de l'estimation de Kolmogorov (1941) (Kritsuk et al. 2007). Les spectres de la densité sont ici caractéristiques d'une structure fortement contrastée tandis que les spectres de la vitesse suivent ceux de la turbulence incompressible.
5. La loi masse-échelle des grumeaux de gaz froid ayant une densité supérieure à 5 cm^{-3} est ici bien reproduite avec des exposants égaux à 2.25 et 2.28. Ces valeurs concordent avec celles observées (Elmegreen & Falgarone 1996; Roman-Duval et al. 2010) ainsi qu'avec celles estimées sur des simulations numériques, bien que les conditions et la méthodologie diffèrent (Kritsuk et al. 2007; Federrath et al. 2009; Audit & Hennebelle 2010). Ces résultats suggèrent que la structure auto-similaire des nuages moléculaires pourrait être héritée de celle du HI à partir duquel ils se sont formés. L'indice γ de la relation dispersion de vitesse-échelle est lui aussi bien reproduit dans les deux simulations et prend comme valeurs 0.41 et 0.42. Ces valeurs sont elles-aussi semblables à celles obtenues sur les simulations numériques du HI (Audit & Hennebelle 2010) mais aussi à partir des observations de nuages moléculaires (Larson 1981; Heyer & Brunt 2004) et elles sont proches de l'indice attendu $\gamma = 1/3$ dans le cas d'une turbulence subsonique.
6. Une dernière chose qu'il m'a semblé important d'évaluer dans cette analyse est la valeur de la dispersion de vitesse interne des grumeaux normalisée à l'échelle de 1 pc $\sigma_{1\text{pc}} = \sigma(|\mathbf{v}|) L^{-\gamma}$. Les valeurs finales de $\sigma_{1\text{pc}}$ sont ici égales à 0.5 et 0.8 km s^{-1} pour respectivement 1024n01 et 1024n02. Elles sont en accord avec celle estimée dans le WNM à partir des observations ($\sigma_{1\text{pc}} = 0.89 \text{ km s}^{-1}$, voir partie 2.4.2) ce qui indique que les mouvements des grumeaux de CNM sont étroitement liés à ceux du WNM. Par ailleurs, les dispersions de vitesse turbulente des grumeaux, de l'ordre de 0.4 km s^{-1} , sont nettement inférieures à celles de leurs mouvements thermiques, de l'ordre de 1.5 km s^{-1} . Les mouvements internes

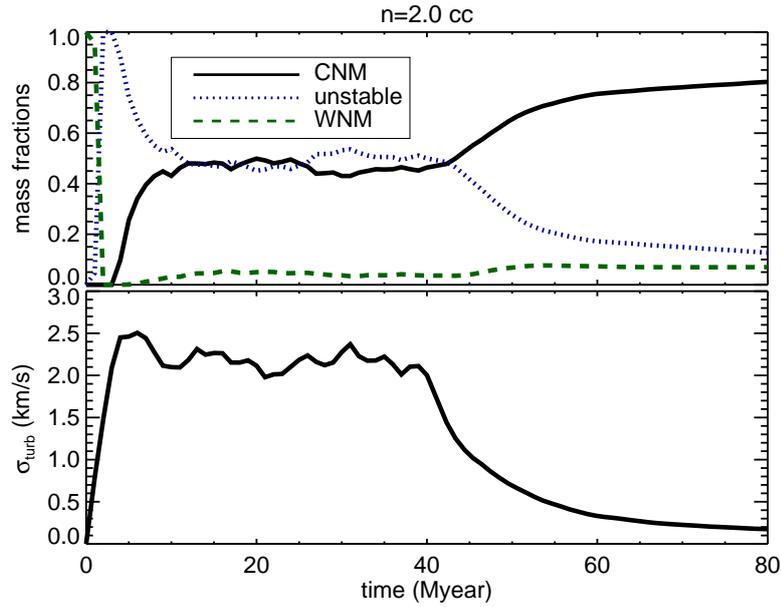


FIGURE 4.16: Évolution temporelle de la dispersion de vitesse turbulente (**bas**) et des fractions de masse (**haut**) des phases CNM (trait plein noir), instable pour $200\text{ K} < T < 5000\text{ K}$ (trait pointillés bleus) et WNM (trait tirets verts). La turbulence de cette simulations à basse résolution (128^3) est entretenue pendant les 40 premiers millions d'années puis coupée à 40 Mans.

des structures froides sont donc nettement subsoniques. En revanche, la dispersion de vitesse nuage-nuage est égale à 2.3 km s^{-1} pour 1024n01 et à 1.9 km s^{-1} pour 1024n02. Ces valeurs sont semblables à celles des dispersions totales de vitesse des boîtes (2.8 km s^{-1} pour 1024n01 et 2.2 km s^{-1} pour 1024n02) et confirment que les mouvements relatifs des grumeaux sont liés à la dynamique du WNM. Ce qui suggère que les mouvements entre ces structures sont supersoniques par rapport à la température du CNM. Ces résultats confirment ceux de Heitsch et al. (2005, 2006) qui concluent que l'élargissement observé des raies, est dû aux mouvements relatifs des structures froides mais ne résulte pas de mouvements supersoniques internes.

Différences entre les deux simulations

Bien que les deux simulations reproduisent un nombre important d'observables, il existe des différences significatives entre les deux.

La première est le temps que prend chaque simulation à fabriquer du froid. Il apparaît clairement qu'une hausse de pression, due à un flot convergent par exemple, rend la transition vers la phase CNM beaucoup plus efficace qu'une turbulence majoritairement compressible. Ce travail montre qu'une augmentation de la pression d'un facteur 4 mène à une production efficace de gaz froid.

La deuxième est l'écart net de température du WNM entre les deux simulations. La 1024n01 a un histogramme de T plus classique tandis que la 1024n02 a beaucoup plus de gaz thermiquement instable. Ici il est intéressant de voir que la compression de départ ($n = 2.0\text{ cm}^{-3}$ est clairement dans le régime instable) pousse une grande partie du WNM à des densités et des températures du régime thermiquement instable. Les perturbations du gaz induites par la tur-

bulence entretenue empêche le WNM de revenir à son état stable. La répartition du gaz instable évolue en effet lorsque le forçage de la turbulence est coupé. La figure 4.16 illustre l'évolution temporelle de la dispersion de vitesse turbulente et des fractions de masse des différentes phases (CNM, WNM et instable entre 200 et 5000 K) d'une simulation à basse résolution (128^3) pour laquelle le forçage de la turbulence a été coupé à 40 Mpc et qui a les mêmes conditions initiales que 1024n02 : $n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$, une projection spectrale naturelle $\zeta = 0.5$ et $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$. Alors que le WNM se stabilise à 8000 K, une grande majorité du gaz thermiquement instable transite vers le CNM, dont la quantité augmente très nettement. Le processus de compression menant à $n = 2.0 \text{ cm}^{-3}$ est donc très efficace même s'il est passager. De plus, il est irréversible, puisque le CNM subsiste dans le régime de turbulence en déclin.

Cette augmentation de pression peut se produire dans le cas de la rencontre de deux flots ayant une vitesse relative ΔV . On peut calculer simplement la vitesse relative nécessaire pour que se produise une augmentation isotherme de la pression de P_1 à P_2 :

$$\Delta V = \left[(P_2 - P_1) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \right]^{1/2} \quad (4.9)$$

où $\rho = \mu m_p n$ et $P = \rho k_B T / \mu m_p$. Considérant le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire $n_1 = 0.5 \text{ cm}^{-3}$ (densité caractéristique du WNM), $n_2 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$ (densité initiale de 1024n02) et $T = 8000 \text{ K}$, on obtient $\Delta V = 10.3 \text{ km s}^{-1}$. L'augmentation de pression requise pour placer le WNM dans des conditions très favorables pour la transition de phase peut donc se produire avec des flots convergents ayant une vitesse relative de 10 km s^{-1} , ce qui est tout à fait possible dans le cas d'explosions de supernovæ ou de vents stellaires. Il nous semble donc plus probable que la formation du H I froid se passe par une augmentation de la pression locale du WNM plutôt que par l'injection d'énergie turbulente à majorité de modes compressibles (tout en restant sub/transsonique par rapport au WNM).

Ces simulations de la turbulence du H I biphasique, de taille 1024^3 avec un forçage en Fourier sont les premières réalisées à réunir ces trois paramètres. Leur haute résolution a permis une analyse approfondie des structures de CNM et le forçage pseudo-spectral l'étude des spectres de puissance pour lesquels la cascade est reproduite sur une décade spatiale. Comme nous l'évoquerons dans le chapitre suivant, elles serviront de référence pour guider l'analyse et l'interprétation des données à 21 cm.

Chapitre 5

Comparaison aux observations

Sommaire

5.1	Propriétés générales du H I dans le voisinage solaire	92
5.1.1	Observations à 21 cm au Green Bank Telescope	92
5.1.2	Description générale des données à 21 cm du H I à haute latitude	92
5.1.3	Décomposition en gaussiennes des spectres et propriétés du CNM et du WNM	94
5.1.4	Structure des cirrus	95
5.2	Observations synthétiques du H I	101
5.2.1	Raie d'émission à 21 cm	101
5.2.2	Température de brillance	102
5.2.3	Modélisation de la raie à 21 cm	103
5.2.4	Cartes des grandeurs intégrées	104
5.3	Auto-absorption	105
5.3.1	Spectres et canaux synthétiques de l'émission à 21cm	105
5.3.2	Effets de l'auto-absorption	105
5.3.3	Correction de l'auto-absorption	110
5.4	Comparaison aux observations	115
5.4.1	Séparation des phases grâce à la décomposition en gaussiennes	115
5.4.2	Spectres de puissance	119
5.5	Conclusion	120

L'une des grandes difficultés pour analyser et interpréter les observations est que toute l'information que nous recevons des objets observés est intégrée le long de la ligne de visée ce qui ne nous donne pas accès aux informations en trois dimensions. Si nous mesurons l'émission en un point du ciel, nous n'avons accès qu'à la somme des photons émis et il est impossible de savoir exactement comment cette émission est répartie le long de la ligne de visée. De plus certains phénomènes, comme l'auto-absorption viennent encore compliquer notre interprétation. En effet, dans le cas simple, dit optiquement mince où tous les photons émis par le H I le long de la ligne de visée nous arrivent, il est assez facile d'en déduire certaines propriétés fondamentales comme la densité de colonne et la dispersion de vitesse. Dans le cas contraire, dit optiquement épais, un nuage dense et froid se trouve spatialement en avant de la ligne de visée. Ce nuage a tendance à absorber les photons émis par un nuage chaud se trouvant en arrière dans la ligne de visée réduisant ainsi l'émission totale que nous recevons. Ce phénomène nous fait sous-estimer la densité de colonne totale du H I et est difficile à corriger. Nous avons aussi précédemment

abordé le problème de l'élargissement des raies du CNM par ses mouvements turbulents. Les simulations suggèrent que cet élargissement n'est pas dominé par les mouvements internes d'une même structure dense mais plutôt par les mouvements relatifs de plusieurs structures sur la ligne de visée. Cela reste difficile à vérifier directement à partir des observations.

L'objectif ici est la création des observations synthétiques de la raie à 21 cm dans le but de développer un cadre de comparaison simulations-observations adéquat. En effet, interpréter les observations synthétiques est plus aisé puisque les simulations nous donnent accès à l'information en trois dimensions et peut nous donner des pistes pour l'interprétation des observations.

5.1 Propriétés générales du HI dans le voisinage solaire

Je décris dans cette section un travail en cours auquel je participe (Miville-Deschênes et al., en préparation) basé sur l'analyse de données à 21 cm de nuages à haute latitude galactique. Ma contribution concerne surtout la validation d'outils et de méthodes d'analyse des données, à l'aide d'observations synthétiques à 21 cm construites à partir des simulations numériques. Je présente ici brièvement les données utilisées et quelques résultats observationnels utiles pour la suite.

5.1.1 Observations à 21 cm au Green Bank Telescope

Ce projet est basé sur des observations de nuages à haute latitude galactique obtenues au Green Bank Telescope (GBT), un radio-télescope de 100 m permettant d'observer la raie à 21 cm avec une résolution angulaire de 9'. Plus de 800 degrés carrés ont été observés au GBT dans le cadre de ce projet. Ces observations ont été regroupées en 14 champs différents. 13 d'entre eux sont dans l'hémisphère galactique nord et sont présentés dans la figure 5.1. Ces observations explorent un intervalle de densité de colonne du HI, des zones les plus diffuses du ciel (N1, SP) aux premières étapes de la formation des nuages moléculaires (UMA, POL).

Un travail important de traitement des données GBT a été fait (Boothroyd et al. 2011), entre autres pour corriger l'effet de la contamination par les lobes secondaires (*stray radiation*), ce qui permet d'obtenir une mesure précise de la température de brillance en fonction de la vitesse et une incertitude sur l'émission intégrée de l'ordre de 3 K km s^{-1} (ce qui correspond à $N_{HI} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ dans le cas optiquement mince).

Ces 14 champs sont la base de l'analyse de Planck Collaboration et al. (2011) qui combine les observations GBT et les données du satellite Planck pour déterminer les propriétés de la poussière dans l'environnement du Soleil et dans le halo de notre Galaxie. Plusieurs autres publications sur les propriétés du HI sont en préparation.

5.1.2 Description générale des données à 21 cm du HI à haute latitude

Une série de 84 spectres choisis au hasard dans la totalité des observations GBT est présentée à la figure 5.2. Elle permet de visualiser la diversité des formes spectrales observées à haute latitude avec une résolution angulaire de 9' et une résolution en vitesse de 0.8 km s^{-1} . De manière générale on constate que les spectres présentent toujours une structure large sur laquelle se superposent des structures étroites de brillance et de complexité variables. Cette description est en accord avec la présence de gaz sous deux phases à des températures très différentes, avec la composante chaude présente sur toutes les lignes de visée. Plusieurs de ces spectres sont très peu structurés ; sur ces lignes de visée le HI est clairement dominé par la phase WNM. En général l'apparition

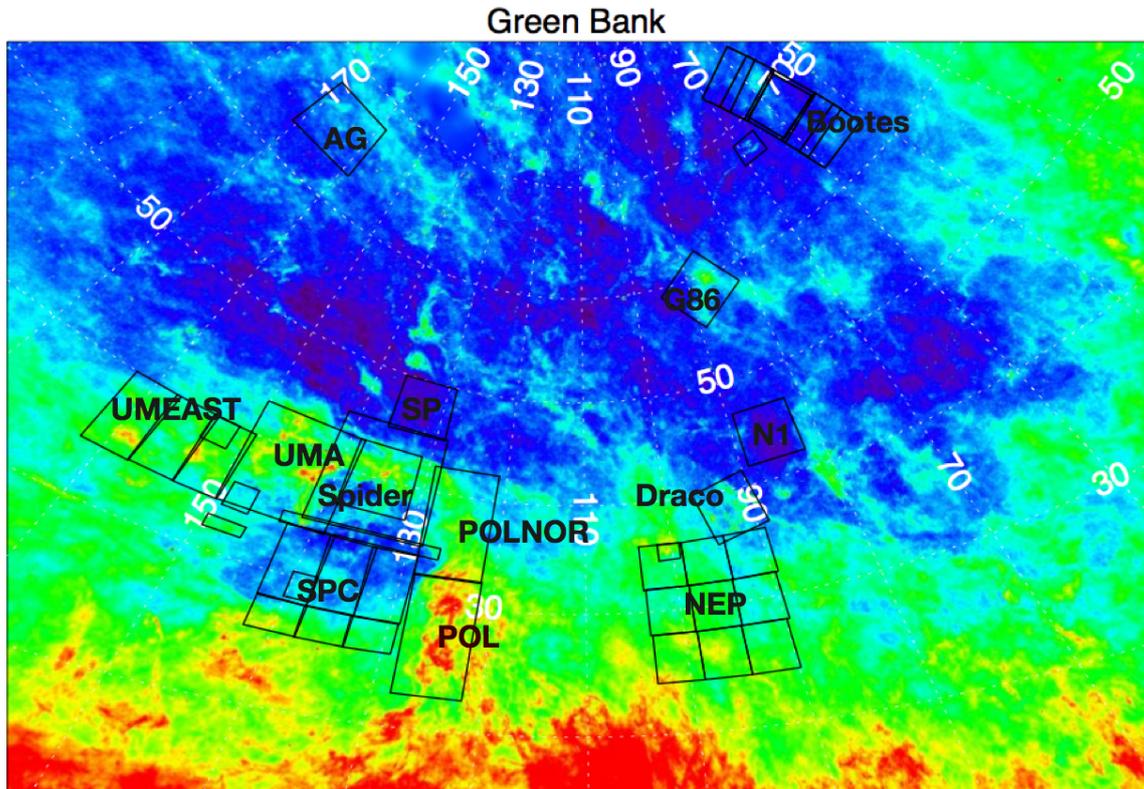


FIGURE 5.1: Une fraction du ciel à haute latitude galactique ($100\ \mu\text{m}$, IRAS). Les rectangles noirs indiquent les régions qui ont été observées avec le Green Bank Telescope (GBT). Ces observations ont été regroupées en 13 champs dont les noms sont donnés ici.

de structures plus étroites dans les spectres est observée lorsque la brillance augmente ; le CNM apparaît donc dans des zones de densité de colonne plus élevée. Ceci n'est pas une règle absolue car on observe aussi des structures spectrales étroites de très faible brillance (quelques K).

Dans cette figure, l'intervalle en vitesse présenté est de -30 à $30\ \text{km s}^{-1}$, centré sur les vitesses du HI local. Hors de cet intervalle, il existe aussi de l'émission qui correspond au HI situé dans le halo de notre Galaxie : ce sont les nuages à vitesse intermédiaire et les nuages à haute vitesse (voir Planck Collaboration et al. 2011, pour une description de l'émission à $21\ \text{cm}$ de ces nuages).

Il est également intéressant de visualiser les cartes par canal, c'est-à-dire les cartes de la température de brillance pour chaque intervalle en vitesse. À titre d'exemple, la figure 5.3 présente ces canaux en vitesse obtenus au GBT pour le champ SPIDER, un cirrus qui fait partie de la *North Celestial Loop* (Meyerdierks et al. 1991), une grande boucle de gaz neutre observée à $21\ \text{cm}$ et dans l'infrarouge/submillimétrique. Ce nuage est principalement atomique mais il présente les signes du début de la transition vers le gaz moléculaire (excès d'émission de la poussière par rapport au HI et faible émission CO, Barriault et al. 2010; Planck Collaboration et al. 2011).

Les observations GBT présentées à la figure 5.3 sont exceptionnelles. Elles montrent l'émission du HI avec une résolution de $9'$ sur plus de 100 degrés carrés. En faisant l'hypothèse que ce nuage est à une distance de $100\ \text{pc}$, ces observations révèlent la structure du HI sur des échelles physiques de 0.25 à $17\ \text{pc}$, une gamme d'échelles explorées avec les simulations présentées dans cette thèse. L'émission dans ces cartes par canal est un mélange complexe de la structure en densité et en

vitesse du milieu. On ne peut donc pas interpréter simplement ces cartes mais l'aspect clairement filamentaire révèle une dynamique particulière, potentiellement liée à la présence du champ magnétique. On remarque également qu'il existe une grande cohérence spatiale, d'un canal en vitesse à l'autre, même pour des structures à petite échelle. Cela se traduit aussi lorsqu'on inspecte les spectres à 21 cm : les structures spectrales étroites vues sur un spectre sont en général présentes sur les spectres voisins. Nous verrons ensuite que cette cohérence spatiale et spectrale peut être exploitée pour décomposer les spectres à 21 cm en une somme de gaussiennes et ainsi séparer l'émission provenant des différentes phases du HI.

5.1.3 Décomposition en gaussiennes des spectres et propriétés du CNM et du WNM

Pour un gaz sub/transsonique les mouvements thermiques sont dominants et la forme spectrale d'une raie d'émission se rapproche d'une gaussienne. Le cas du HI est plus complexe du fait de la présence de gaz à différentes températures sur la ligne de visée mais si, comme on l'a vu, le CNM est constitué de structures discrètes individuellement sub/transsoniques (potentiellement plusieurs sur la ligne de visée) et que le WNM est aussi sub/transsonique, on peut envisager de décomposer les spectres à 21 cm comme une somme de gaussiennes. Du fait de leur grand écart en température, les deux phases du HI ont des élargissements thermiques très différents : 0.9 km/s pour du gaz à 100 K et 8.1 km/s pour du gaz à 8000 K. On s'attend donc naturellement à ce que les spectres à 21 cm présentent des structures spectrales étroites superposées à des structures beaucoup plus larges. En pratique, le WNM étant un milieu inter-nuages qui remplit la majorité du volume occupé par le HI on peut espérer ajuster les spectres avec une gaussienne large et plusieurs gaussiennes étroites.

La décomposition en gaussiennes est une méthode souvent utilisée pour estimer les paramètres du HI dans la comparaison d'observations à 21 cm en émission et en absorption (Heiles & Troland 2003a). Étant donné que le WNM et le gaz thermiquement instable ne sont pas vus en absorption, la comparaison émission/absorption permet de gagner en confiance sur le résultat de la décomposition. Par contre cette méthode est beaucoup plus difficile à appliquer pour décomposer uniquement les spectres en émission (Haud 2000). La figure 5.4 présente un exemple de ce type de décomposition. Cet exemple est particulier car la décomposition en gaussiennes est ici simple et évidente, ce qui n'est que rarement le cas. En regardant les spectres présentés à la figure 5.2, on constate que la forme des spectres est généralement trop complexe pour qu'une solution unique existe. En effet les spectres sont accidentés mais relativement lisses. Autrement dit, la structure spectrale est présente à différentes échelles. Cela traduit le fait que les nuages CNM sur la ligne de visée se superposent en vitesse, ce qui ne permet pas de les séparer facilement. Une fraction importante du gaz est aussi à des températures intermédiaires et thermiquement instables, ce qui introduit des structures spectrales à des échelles intermédiaires entre le CNM et le WNM. Ce sera illustré et discuté plus loin à l'aide des simulations numériques.

Miville-Deschênes et al. (en préparation) développent une méthode permettant d'optimiser cette décomposition en profitant de la cohérence spatiale. L'analyse détaillée des données à 21 cm révèle en effet que la forme des spectres change relativement lentement spatialement. C'est cette cohérence spatiale qui permet d'identifier des solutions plus crédibles que d'autres. En pratique une solution est considérée plus probable si les spectres voisins peuvent être décomposés avec une solution similaire. La description détaillée de cette méthode n'est pas le sujet de cette thèse. Je présente seulement les résultats de cette décomposition sur certains champs observés au GBT

et discute des implications concernant certaines propriétés du WNM et du CNM.

J'ai appliqué cette méthode de décomposition en gaussiennes sur les 13 champs observés au GBT. Les résultats pour trois champs sont présentés aux figures 5.5 à 5.7. Ces trois champs représentent trois cas différents de l'état de la formation du CNM. Le champ SP (figure 5.5) est un des plus diffus de notre échantillon. Dans ce cas la majorité de l'émission à 21 cm a été décomposée dans des gaussiennes larges avec $\sigma \sim 10 - 11 \text{ km s}^{-1}$. Dans ce champ, seulement 6% de l'émission sont représentés par des structures spectrales étroites avec $\sigma < 6 \text{ km s}^{-1}$. L'histogramme des valeurs de σ des gaussiennes identifiées dans cette décomposition est clairement bimodal, avec une composante à $\sigma \sim 2 - 3 \text{ km s}^{-1}$ et une à $\sigma \sim 10 - 11 \text{ km s}^{-1}$ qui dominent clairement. Ces deux composantes sont parfaitement compatibles avec notre représentation du HI comme un milieu biphasique. Les cartes de la figure 5.5 présentent la distribution spatiale de ces deux composantes : celle de gauche a été construite en utilisant uniquement les gaussiennes larges ($\sigma > 6 \text{ km s}^{-1}$) et celle de droite les gaussiennes étroites ($\sigma < 6 \text{ km s}^{-1}$). On remarque que le CNM a une structure nettement différente de celle du WNM. Le CNM est beaucoup plus structuré à petite échelle tandis que le WNM est plus diffus et uniforme.

Les figures 5.6 et 5.7 présentent deux champs (SPC et UMA) où l'émission à 21 cm est plus forte. Dans les deux cas, et comme pour le champ SP discuté précédemment, l'histogramme des valeurs de σ des gaussiennes est bimodal avec des valeurs qui sont représentatives des deux phases du HI. Le champ SPC représente un cas intermédiaire où la masse du CNM est comparable à celle du WNM : précisément 39% de l'émission sont représentés par des gaussiennes avec $\sigma < 6 \text{ km s}^{-1}$. Dans le cas du champ UMA, 65% de l'émission sont dans des composantes étroites, donc la majorité de la masse se trouve dans la phase froide. Ce nuage est d'ailleurs connu pour avoir une fraction significative de sa masse sous forme moléculaire (Pound & Goodman 1997; Barriault et al. 2010).

5.1.4 Structure des cirrus

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le milieu HI est biphasique ce qui produit une distribution légèrement bimodale de la densité. Il est intéressant de voir si cette bimodalité est également présente dans les observations. La statistique de la densité n'étant pas directement accessible à l'observateur, la figure 5.8 présente l'histogramme de la densité de colonne pour les trois champs GBT étudiés précédemment. Il est cependant difficile de tirer des conclusions claires de ces histogrammes ; ils présentent de la structure mais pas de bimodalité évidente. En revanche il est intéressant de noter que l'histogramme du champ UMA, celui dominé par le CNM, a une forme très proche d'une lognormale, comme ce qui est observé dans certains nuages moléculaires (Kainulainen et al. 2011).

Le spectre de puissance nous permet aussi de qualifier la structure du milieu. Nous avons calculé le spectre de puissance des cartes de densité de colonne du CNM et du WNM des trois champs. Aucune différence notable n'a été mise en évidence pour SPC et UMA ; le CNM et le WNM semblent avoir une pente de l'ordre de -2.8 à -3.0. Pour le champ SP, la structure est clairement différente visuellement ; le CNM est constitué de structures compactes qui occupent une fraction relativement faible de la surface du champ tandis que le WNM est observé partout avec de la structure à toutes les échelles. Cependant, ce champ est plus petit que les deux autres et la dynamique spatiale n'est pas suffisante pour estimer la pente du spectre de puissance avec précision.

Une autre façon d’explorer les modifications de la structure de la matière qui accompagne sa condensation est de comparer le spectre de puissance du gaz atomique et du gaz moléculaire. Une analyse de ce type est présentée à la figure 5.9 pour le champ UMA. La carte de gauche représente l’émission de la poussière à $100\ \mu\text{m}$ (IRAS), la carte du centre est la densité de colonne du H I aux vitesses du gaz local (i.e. CNM+WNM) et la carte de droite est une estimation de la densité de colonne du gaz moléculaire. Cette dernière est obtenue suivant :

$$I_{H_2} = I_{100\mu\text{m}} - \alpha N_{HI}. \quad (5.1)$$

On estime le coefficient α en effectuant une corrélation de la carte à $100\ \mu\text{m}$ et de la densité de colonne du H I. La différence (I_{H_2}) donne la contribution du gaz moléculaire à l’émission de la poussière observée à $100\ \mu\text{m}$. Dans ce type d’environnement relativement diffus, on fait généralement l’hypothèse que la poussière est uniformément éclairée et que son émission permet de tracer la totalité de la densité de colonne sur la ligne de visée.

Les spectres de puissance de ces trois cartes sont également présentés à la figure 5.9. On constate que le H I a une pente de -2.8 tandis que la composante moléculaire est beaucoup plus structurée à petite échelle avec une pente de -2.3. C’est une différence significative qui illustre la modification de la structure de la matière qui accompagne son refroidissement.

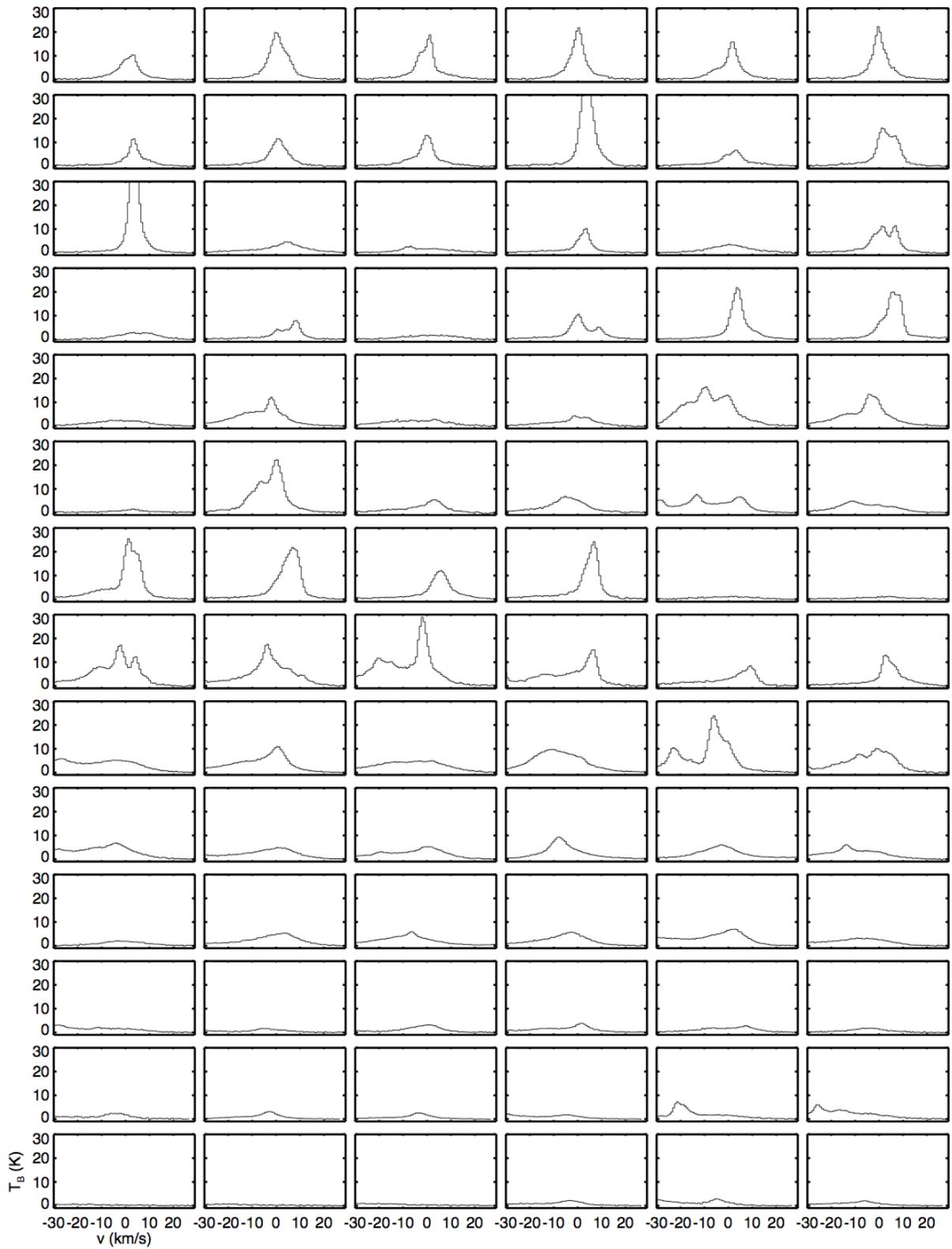


FIGURE 5.2: Sélection aléatoire de spectres à 21 cm tirés des données GBT de champs à haute latitude galactique. L'intervalle en vitesse présenté ici est centré sur les vitesses du gaz local.

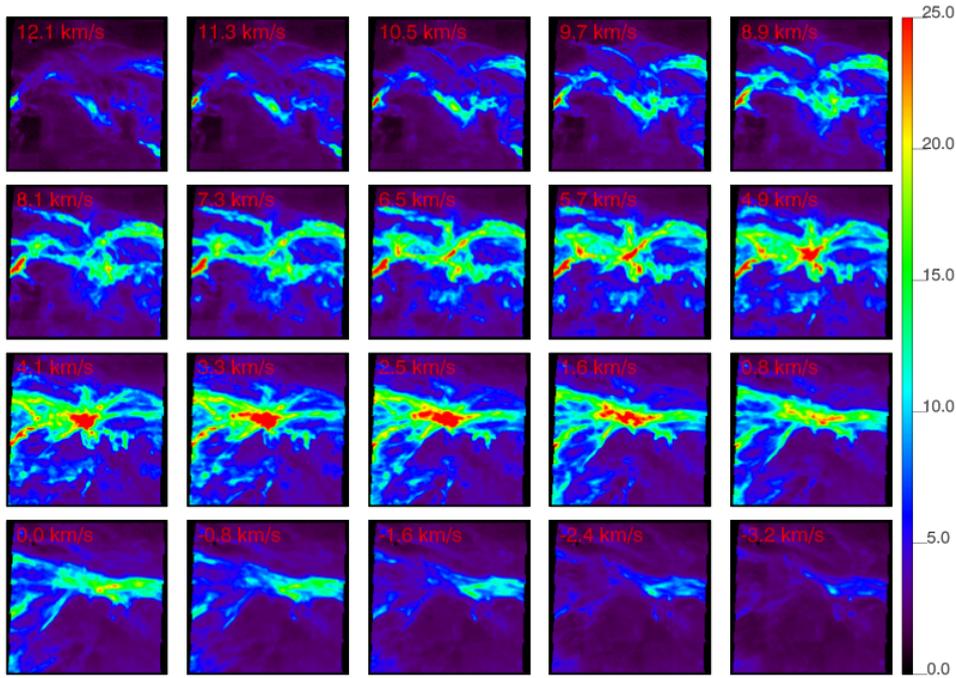


FIGURE 5.3: Canaux en vitesse de la température de brillance (donnée en Kelvin) du champ SPIDER. Observations GBT.

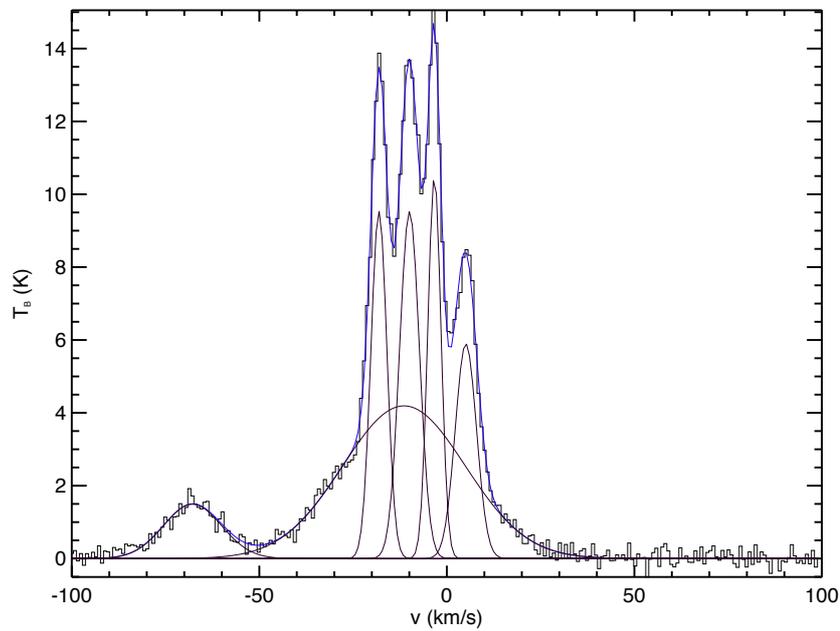


FIGURE 5.4: Exemple d'un spectre à 21 cm dans le nuage de Polaris, décomposé ici en une somme de 6 gaussiennes qui révèle la présence des deux phases thermiques du HI ainsi que d'un nuage à vitesse intermédiaire (IVC) vers $v \sim -67$ km/s.

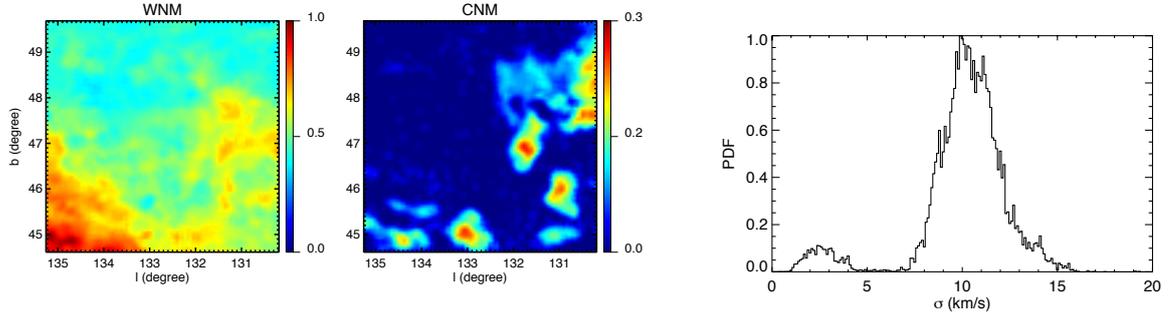


FIGURE 5.5: Champ SP : **à gauche**, cartes de la densité de colonne du WNM et du CNM exprimées en 10^{20} cm^{-2} ; **à droite**, histogramme normalisé des σ des gaussiennes de la composante locale (LVC, $v > -20 \text{ km s}^{-1}$) pondéré par la densité de colonne de chaque gaussienne. 6% de la masse se trouvent dans les gaussiennes avec $\sigma < 6 \text{ km s}^{-1}$.

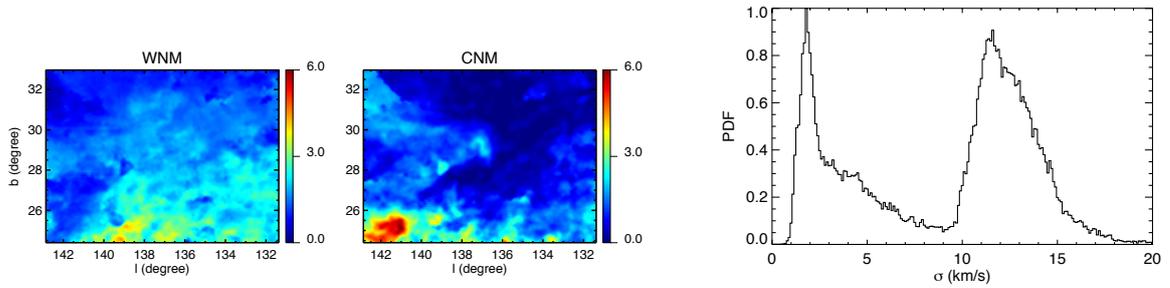


FIGURE 5.6: Champ SPC : **à gauche**, cartes de la densité de colonne du WNM et du CNM exprimées en 10^{20} cm^{-2} ; **à droite**, histogramme normalisé des σ des gaussiennes de la composante locale (LVC, $v > -25 \text{ km s}^{-1}$) pondéré par la densité de colonne de chaque gaussienne. 39% de la masse se trouvent dans les gaussiennes avec $\sigma < 6 \text{ km s}^{-1}$.

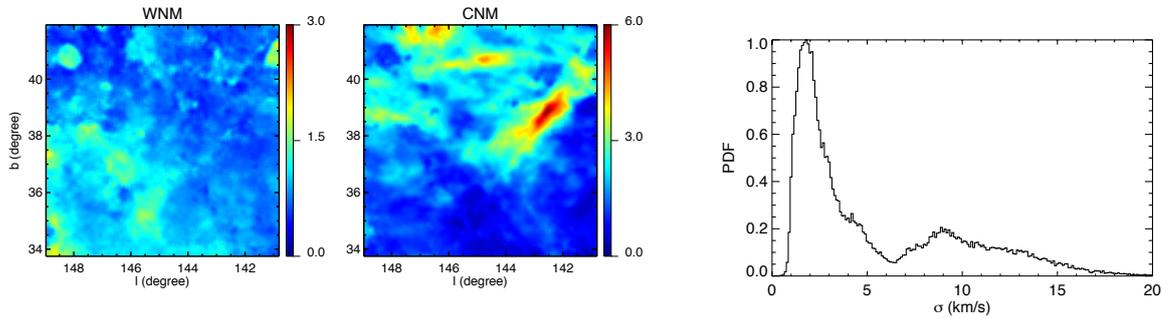


FIGURE 5.7: Champ UMA : **à gauche**, cartes de la densité de colonne du WNM et du CNM exprimées en 10^{20} cm^{-2} ; **à droite**, histogramme normalisé des σ des gaussiennes de la composante locale (LVC, $v > -20 \text{ km s}^{-1}$) pondéré par la densité de colonne de chaque gaussienne. 65% de la masse se trouvent dans les gaussiennes avec $\sigma < 6 \text{ km s}^{-1}$.

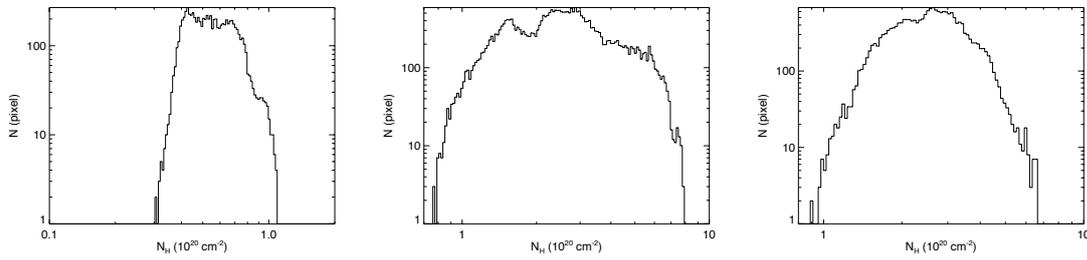


FIGURE 5.8: Histogrammes de la densité de colonne totale des champs SP (**gauche**), SPC (**centre**) et UMA (**droite**).

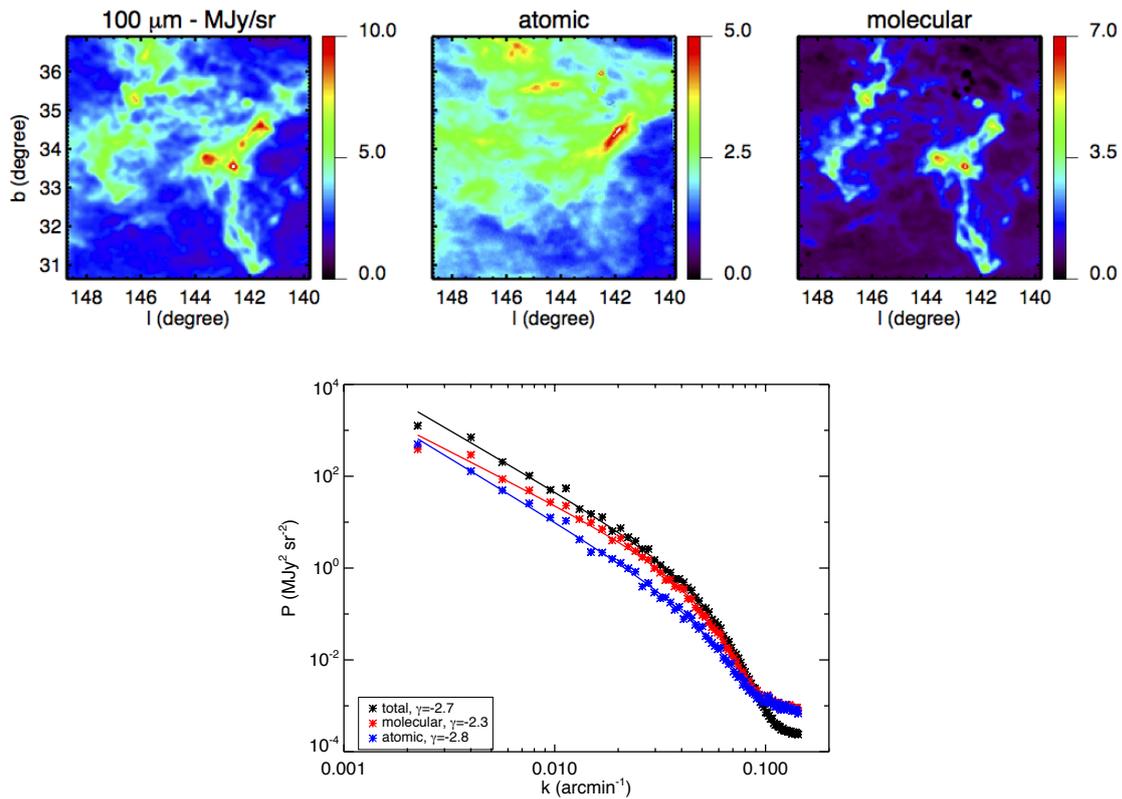


FIGURE 5.9: Le champ UMA. Émission de la poussière à $100\ \mu\text{m}$ (**gauche**), densité de colonne du HI (somme des canaux en vitesse correspondant au gaz local) convertie en MJy sr^{-1} (**au centre**) et émission de la poussière associée au gaz moléculaire (**droite**) obtenue après la soustraction de la contribution du HI à la carte à $100\ \mu\text{m}$ (voir texte). Le graphe du bas présente le spectre de puissance des trois cartes.

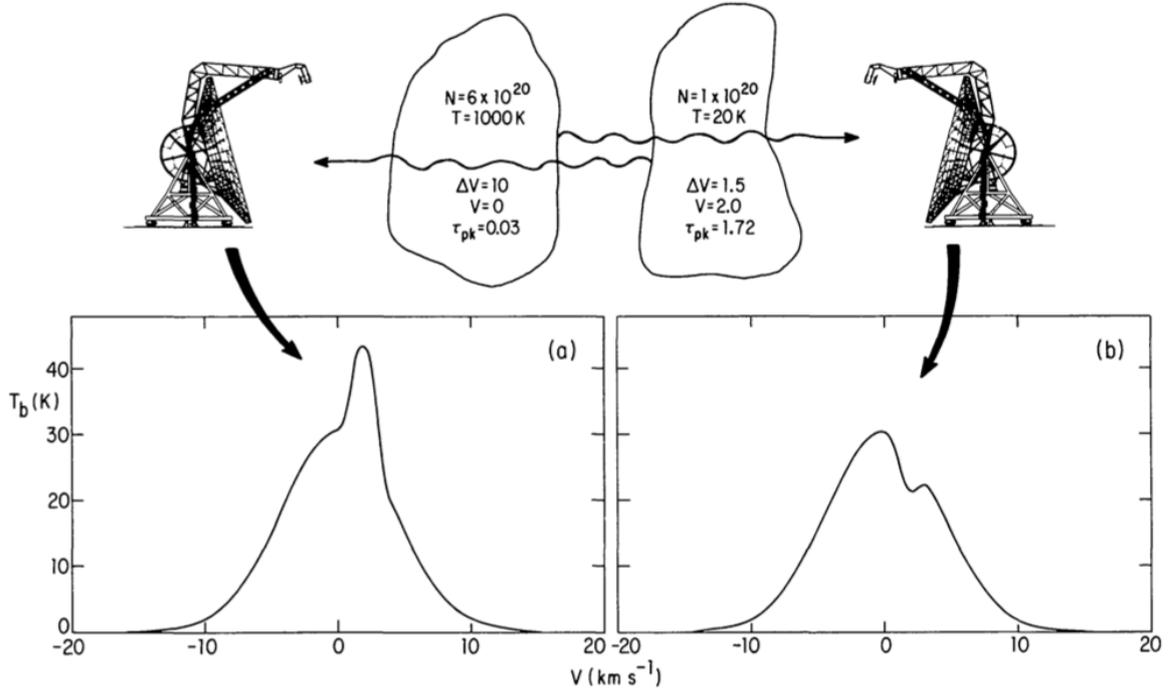


FIGURE 5.10: Schéma de la géométrie de l'auto-absorption à 21 cm tiré de Dickey & Lockman (1990). Les structures du profil d'émission dépendent de la position relative des nuages chauds et froids par rapport à l'observateur. Le profil de **droite** est auto-absorbant.

5.2 Observations synthétiques du H I

5.2.1 Raie d'émission à 21 cm

La raie à 21 cm est le principal traceur du H I. Elle correspond à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène : l'énergie de l'atome est plus élevée de $6 \cdot 10^{-6}$ eV lorsque les spins de l'électron et du proton sont parallèles que lorsqu'ils sont anti-parallèles. Cette transition fortement interdite a une probabilité d'émission spontanée $A_{ul} = 2.87 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ ce qui lui donne une durée de vie $1/A_{ul} = 1.1 \cdot 10^7$ ans. L'atome d'hydrogène étant très majoritaire dans l'Univers, cette transition est malgré tout aisément observable. La température d'excitation T_x de la raie est définie telle que

$$\frac{n_2}{3n_1} = \exp -E/(kT_x) \quad (5.2)$$

où n_1 et n_2 sont respectivement les densités atomiques du niveau fondamental de la transition et du niveau excité de la transition. La température correspondant à l'énergie de séparation E/k est très faible : 70 mK. La température d'excitation est appelée température de spin T_S par convention dans le cadre de la raie à 21 cm. Les populations n_1 et n_2 , et donc T_S , sont déterminées par l'excitation des atomes H I par collisions, par le rayonnement du fond diffus cosmologique à 2.7 K et indirectement par les photons Ly α . Si l'émission du fond fait tendre la température vers 2.7 K, les deux autres mécanismes poussent T_S vers la température cinétique du gaz T_K . Si l'on néglige les collisions des atomes avec les électrons, ce qui semble raisonnable pour le milieu neutre, l'excitation par collisions entre atomes d'hydrogène devient dominante sur

le rayonnement quand (Kulkarni & Heiles 1987)

$$n_{\text{HI}} > n_{\text{crit}} = 4.7 \cdot 10^{-3} (T_{\text{k}}/10^3 \text{ K})^{0.77} \text{ cm}^{-3}. \quad (5.3)$$

Cette densité est assez basse pour que la condition soit respectée pour le milieu interstellaire galactique et que l'on puisse considérer $T_{\text{S}} = T_{\text{k}}$ (Field 1958).

5.2.2 Température de brillance

L'intensité spécifique $B(\nu)$ d'un corps au voisinage de la fréquence ν , aussi appelée brillance dans le cas d'une source étendue, ne dépend que de sa température et de sa capacité à absorber les radiations de fréquence ν . Pour un corps noir, qui absorbe complètement toutes les radiations qu'il reçoit, la brillance spectrale ne dépend plus que de sa température et de la fréquence considérée. Elle est donnée par la loi de Planck

$$B(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (5.4)$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, k la constante de Boltzmann et T la température du corps qui émet une radiation. Pour les ondes radio, $h\nu$ devient beaucoup plus petit que kT , la loi de Planck se simplifie et donne la loi de Rayleigh

$$B(\nu) = \frac{2kT}{c^2} \nu^2. \quad (5.5)$$

La température de brillance est la température qu'aurait un corps noir d'intensité $B(\nu)$. En radioastronomie (étude de la raie à 21 cm), l'approximation de Rayleigh-Jeans nous permet d'exprimer l'intensité spécifique $B(\nu)$ en fonction de la température de brillance T_{B} (Kulkarni & Heiles (1987)) :

$$B = 2\nu^2 k T_{\text{B}} c^{-2} \quad (5.6)$$

L'équation de transfert de la raie à 21 cm peut s'écrire :

$$\frac{dT_{\text{B}}(u)}{d\tau(u)} = T_{\text{S}} - T_{\text{B}}(u) \quad (5.7)$$

où τ est la profondeur optique le long de la ligne de visée à la vitesse u . La solution de l'équation de transfert s'écrit simplement dans le cas d'un nuage de H I isolé et isotherme (Kulkarni & Heiles 1987)

$$T_{\text{B}}(u) = T_{\text{bg}} e^{-\tau(u)} + T_{\text{S}} [1 - e^{-\tau(u)}] \quad (5.8)$$

où T_{bg} est la température de brillance de la radiation d'arrière-plan et où $\tau(u)$ est reliée au nombre d'atomes ayant une vitesse u sur la ligne de visée $N(u)$ (densité de colonne à la vitesse u) par :

$$\tau(u) = \frac{N(u)}{C T_{\text{S}}} \quad (5.9)$$

avec $C = 1.83 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} (\text{km s}^{-1})^{-1}$. Deux cas extrêmes se présentent alors pour un nuage isolé sans radiation d'arrière plan ($T_{\text{S}} \gg T_{\text{bg}}$) : le cas optiquement mince pour lequel $\tau(u) \ll 1$ et celui optiquement épais $\tau(u) \gg 1$.

Cas optiquement mince : dans ce cas, pour lequel tous les photons émis à 21 cm arrivent jusqu'à l'observateur, $T_{\text{B}} = T_{\text{S}} \tau(u) = N(u)/C$ et la mesure de la température de brillance est

proportionnelle à la densité de colonne pour chaque canal en vitesse.

Cas optiquement épais : dans ce cas, la température de brillance est égale à la température de spin (ou cinétique) des atomes, et l'émission reçue n'est plus directement dépendante de la densité de colonne du nuage, la rendant ainsi bien plus difficile à déterminer.

5.2.3 Modélisation de la raie à 21 cm

Les observations du HI sont des cubes d'émission dans l'espace position-position-vitesse (ppv) : chaque position (x, y) observée donne un spectre d'émission exprimé comme la température de brillance T_B en fonction du décalage en vitesse. Il est possible de modéliser ces spectres en fonction des variables 3D dans l'espace ppp disponibles dans la simulation : la densité $n(x, y, z)$, la température $T(x, y, z)$ et la composante de la vitesse suivant l'axe z $v_z(x, y, z)$, puis d'intégrer les spectres pour créer des cartes synthétiques.

Cas général

Les champs 3D n , v_z et T de la simulation nous donnent une information moyenne en chaque cellule (x, y, z) . En chaque (x, y, z) , on peut considérer le nuage isotherme à l'équilibre thermodynamique et sans mouvement turbulent car l'échelle est très petite. La distribution des particules $N(x, y, z, u)dz$ dans l'espace des vitesses suit, en chaque cellule (x, y, z) , la loi de Maxwell-Boltzmann,

$$N(x, y, z, u)dz = \frac{n(x, y, z)}{\sqrt{2\pi}\Delta} \times \exp\left(-\frac{(u - v_z(x, y, z))^2}{2\Delta^2}\right)dz, \quad (5.10)$$

avec $\Delta = \sqrt{kT(x, y, z)/m_H}$ l'élargissement thermique.

On peut ainsi déduire une expression générale de T_B prenant en compte l'auto-absorption du HI : les cellules froides en avant du nuage (en z') absorbent le rayonnement des cellules situées en z tel que $z > z'$ (Gibson et al. 2000) :

$$T_B(x, y, u) = \sum_z T(x, y, z)[1 - \exp(-\tau(x, y, z, u))] \times \exp\left(-\sum_{z' < z} \tau(x, y, z', u)\right) \quad (5.11)$$

où l'opacité de la raie à 21 cm est définie à la vitesse u telle que

$$\tau(x, y, z, u)dz = \frac{N(x, y, z, u)}{C \times T(x, y, z)}dz. \quad (5.12)$$

Cas optiquement mince

Le HI est généralement considéré comme optiquement mince du fait de sa température et de l'effet de l'auto-absorption très difficile à traiter. Dans ce cas, l'opacité étant négligée ($\tau \ll 1$), le calcul de la température de brillance se simplifie pour devenir, comme décrite par Miville-Deschênes & Martin (2007) :

$$T_B(x, y, u) = \int_0^H T(x, y, z) \times \tau(x, y, z, u)dz \quad (5.13)$$

$$= \frac{1}{C} \int_0^H N(x, y, z, u)dz \quad (5.14)$$

$$= \frac{1}{C \sqrt{2\pi}\Delta} \int_0^H n(x, y, z) \times \exp\left(-\frac{(u - v_z(x, y, z))^2}{2\Delta^2}\right)dz \quad (5.15)$$

où :

- T_B est la température de brillance à la position sur le ciel (x, y) dans l'intervalle de vitesse $[u, u + du]$.
- $\Delta = kT(x, y, z)/m_H + \sigma_{psf}^2$ représente l'élargissement thermique de la raie à 21 cm, avec k la constante de Boltzmann et m_H la masse de l'atome d'hydrogène. On suppose que la réponse spectrale suit une loi gaussienne de largeur σ_{psf} .
- $n(x, y, z), v_z(x, y, z), T(x, y, z)$ sont les champs physiques en trois dimensions (densité, composante de la vitesse le long de la ligne de visée, température) issus de la simulation.
- H est la profondeur du nuage.

5.2.4 Cartes des grandeurs intégrées

Les spectres ainsi obtenus, il est possible de calculer les cartes des grandeurs intégrées de la densité de colonne, du centroïde de vitesse et de la dispersion de vitesse selon les relations suivantes :

- **densité de colonne**

$$N_H^{\text{obs}}(x, y) = 1.823 \times 10^{18} \sum_u T_B(x, y, u) \Delta u \quad (5.16)$$

- **centroïde de vitesse**

$$C^{\text{obs}}(x, y) = \frac{\sum_u u \cdot T_B(x, y, u)}{\sum_u T_B(x, y, u)} \quad (5.17)$$

- **dispersion de vitesse**

$$(\sigma^{\text{obs}})^2(x, y) = \frac{\sum_u u^2 \cdot T_B(x, y, u)}{\sum_u T_B(x, y, u)} \quad (5.18)$$

leurs expressions théoriques étant

- **densité de colonne**

$$N_H^{\text{theo}}(x, y) = \int_0^H n(x, y, z) dz \quad (5.19)$$

- **centroïde de vitesse**

$$C^{\text{theo}}(x, y) = \frac{\int_0^H n(x, y, z) \cdot v_z(x, y, z) dz}{\int_0^H n(x, y, z) dz} \quad (5.20)$$

- **dispersion de vitesse**

$$(\sigma^{\text{theo}})^2(x, y) = \sigma_{\text{turb}}^2 + \sigma_{\text{therm}}^2 \quad (5.21)$$

où

$$\sigma_{\text{turb}}^2(x, y) = \frac{\int_0^H n(x, y, z) \cdot v_z^2(x, y, z) dz}{\int_0^H n(x, y, z) dz} \quad (5.22)$$

$$\sigma_{\text{therm}}^2(x, y) = \frac{k}{m} \frac{\int_0^H n(x, y, z) \cdot T(x, y, z) dz}{\int_0^H n(x, y, z) dz}. \quad (5.23)$$

Les grandeurs théoriques et observationnelles ne sont égales que dans le cas d'un nuage optiquement mince. En effet, nous avons vu que la densité de colonne n'est proportionnelle à la température de brillance que lorsque $\tau \ll 1$. Dans le cas contraire, toute l'émission ne nous arrive pas et la densité de colonne totale est sous-estimée. Nous reviendrons ensuite sur ces notions en comparant des observations synthétiques avec et sans prise en compte de l'auto-absorption.

5.3 Auto-absorption

Je présente ici les observations synthétiques créées à partir des deux simulations puis la comparaison des résultats obtenus avec et sans prise en compte de l'opacité lors du calcul des spectres de température de brillance.

5.3.1 Spectres et canaux synthétiques de l'émission à 21cm

Les figures 5.11 et 5.12 présentent 50 spectres synthétiques sélectionnés aléatoirement dans chaque simulation. Leur calcul prend en compte l'auto-absorption du H I pour plus de réalisme. Ils sont réalisés avec une résolution en vitesse de 0.2 km s^{-1} . Ces spectres synthétiques sont semblables aux spectres des observations à 21 cm du GBT présentés sur la figure 5.2. Ils se composent d'une base large qui trace le WNM sur laquelle peuvent s'ajouter des pics plus étroits qui décrivent l'émission des structures froides, certaines lignes de visée très peu structurées ne contenant que du WNM. Les structures étroites du CNM sont observées pour les valeurs les plus élevées de la température de brillance correspondant aux zones où la densité de colonne est la plus grande. Enfin, ces spectres synthétiques sont lisses bien que structurés indiquant que les mouvements turbulents ne peuvent pas être très dominants sur les mouvements thermiques. Par ailleurs, les canaux en vitesse représentés par les figures 5.13 et 5.14 -on montre ici les canaux tous les 0.8 km s^{-1} - illustrent ici la même cohérence spatiale que ceux issus des observations du champ SPIDER (figure 5.3) et une structure filamentaire.

La principale différence entre les observations synthétiques et les observations issues du GBT est la largeur des spectres illustrée par les intervalles en vitesse sur lesquels ils sont tracés : l'émission issue des observations du H I local s'étend sur 60 km s^{-1} alors que la largeur des spectres synthétiques est inférieure à 40 km s^{-1} . Cela n'est pas surprenant puisque la profondeur des lignes de visée issues des simulations est de seulement 40 pc, ce qui est très inférieur à la réalité des observations et, comme je l'ai évoqué à maintes reprises, la dispersion de vitesse turbulente augmente avec l'échelle. De plus, on ne considère que les mouvements internes à la simulation, la boîte étant ici considérée comme statique. La rotation de la Galaxie n'est donc pas prise en compte. L'effet est surtout visible sur la base large émise par le gaz chaud puisque le WNM se distribue de manière continue.

5.3.2 Effets de l'auto-absorption

La figure 5.15 présente à gauche les cartes de la densité de colonne estimée à partir des spectres optiquement minces pour les deux simulations. Ce cas théorique suppose que toute l'émission à 21 cm arrive à l'observateur. La densité de colonne estimée est, dans ce cas, la densité de colonne réelle de la boîte. Les cartes de droite de la figure 5.15 sont estimées à partir des spectres calculés avec prise en compte de l'opacité (équation 5.11). Ces spectres sont équivalents au résultat d'une observation. Pour chaque simulation, les cartes avec et sans auto-absorption sont créées sur le même intervalle de densité de colonne allant de 0.4 à $6.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ pour 1024n01 et de 0.5 à $8.0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ pour 1024n02. Il apparaît ainsi clairement que les estimations de la densité de colonne à partir des spectres observables sous-estiment la quantité de matière le long d'une partie des lignes de visée et ce d'autant plus que le gaz est froid (et donc dense).

Je montre sur la figure 5.16 les distributions de la température, de la densité et de la vitesse (composante v_z) suivant l'axe z et les spectres sans et avec auto-absorption pour trois lignes de

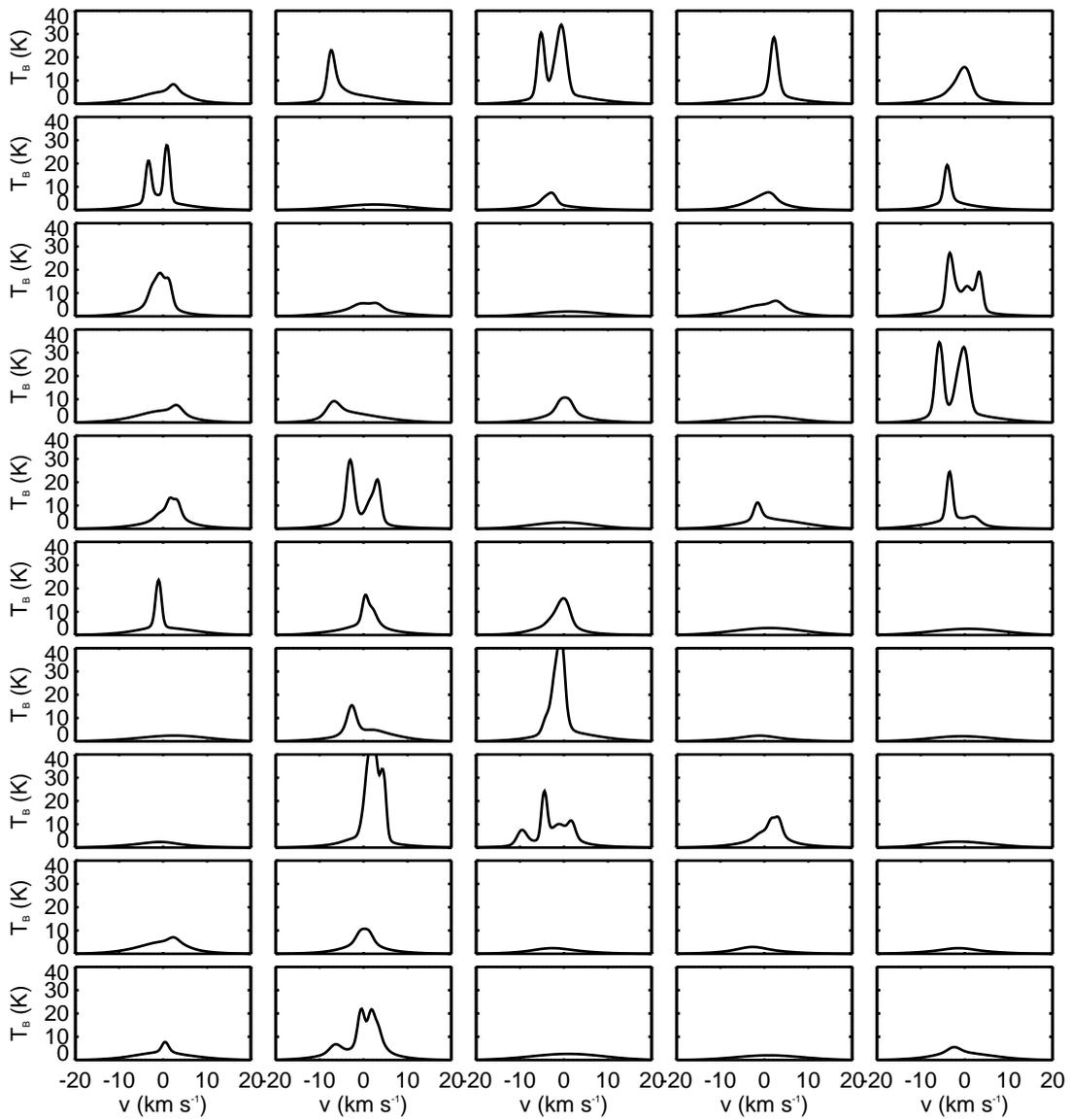


FIGURE 5.11: Sélection aléatoire de spectres synthétiques à 21 cm créés à partir de 1024n01

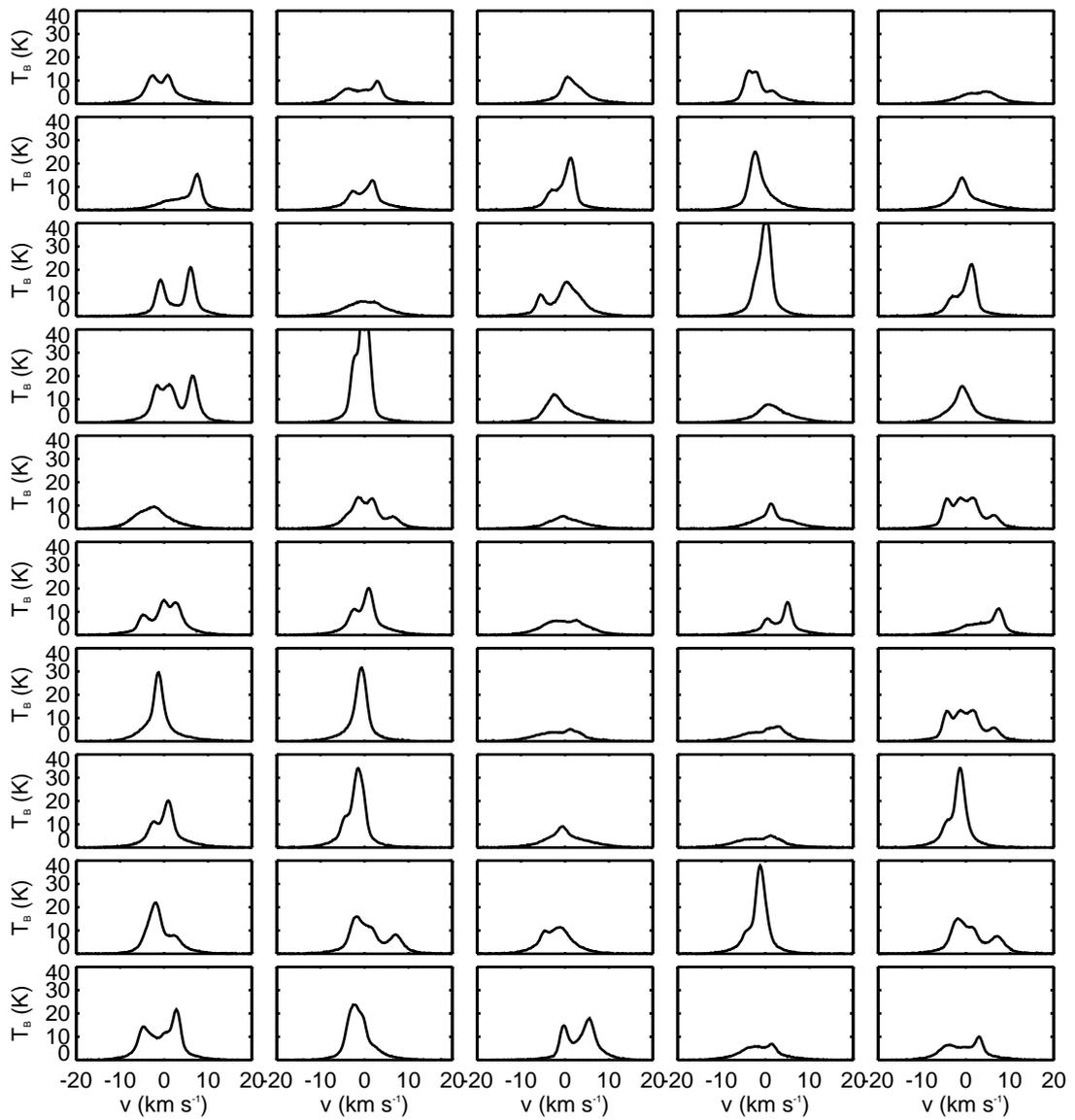


FIGURE 5.12: Sélection aléatoire de spectres synthétiques à 21 cm créés à partir de 1024n02

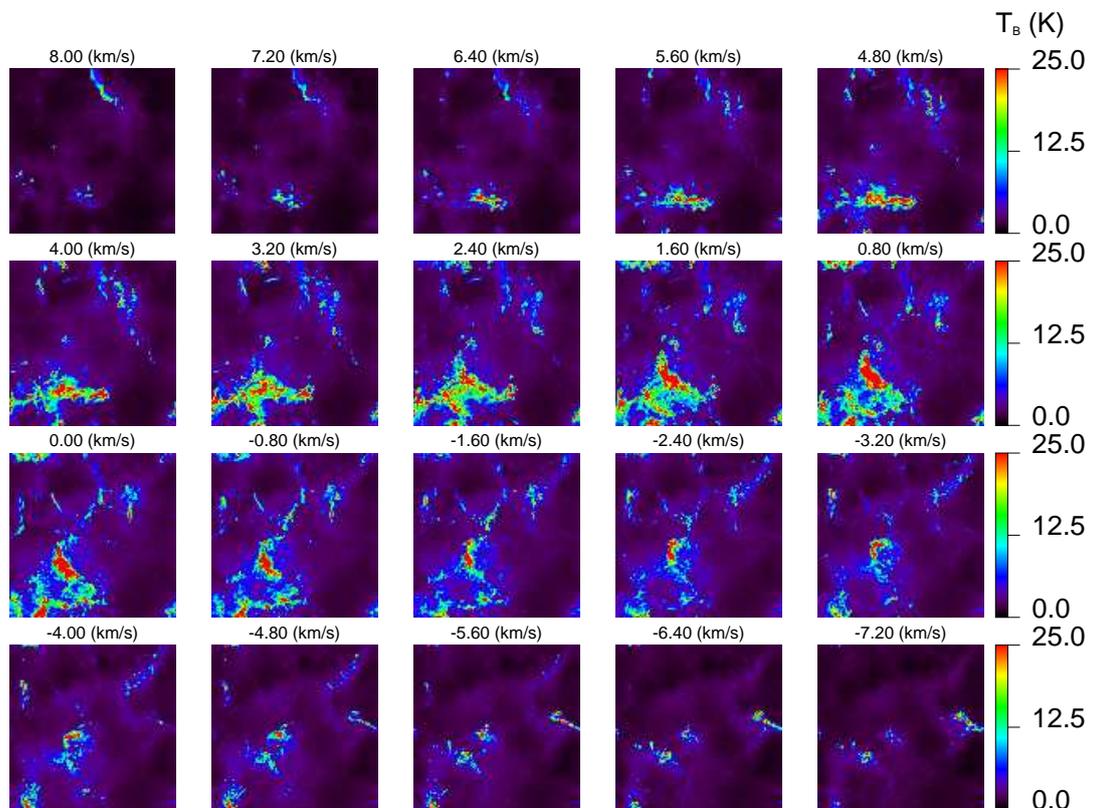


FIGURE 5.13: Cartes de canaux en vitesse pour la simulation 1024n01.

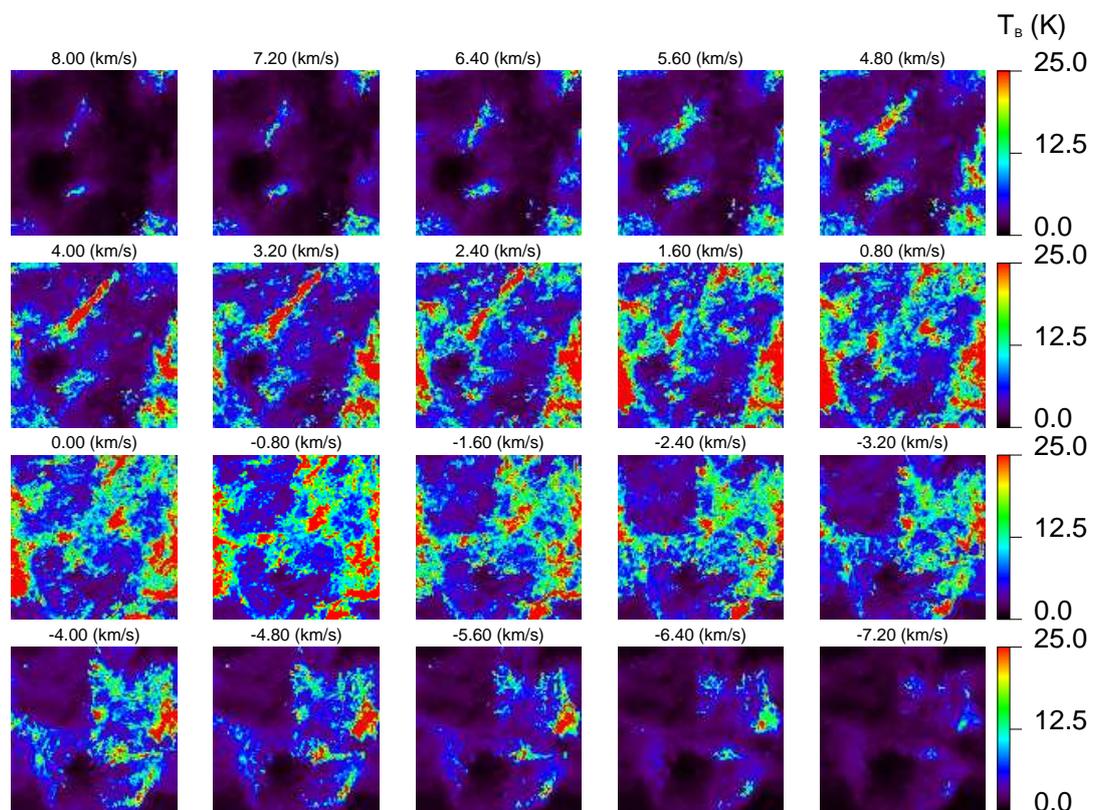


FIGURE 5.14: Cartes de canaux en vitesse pour la simulation 1024n02.

visée caractéristiques de la simulation 1024n01. La première (en haut) se trouve dans une zone où la densité de colonne est faible ($N_{\text{H}} = 4.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$). La ligne de visée ne contient que du WNM, comme le montrent les valeurs de la densité, qui ne dépassent pas 1.0 cm^{-3} , et de la température, toujours proche de 8000 K. Dans ce cas, les deux spectres sont des gaussiennes absolument identiques. En effet, l'opacité dépendant de l'inverse de la température, l'approximation d'une raie optiquement mince est tout à fait justifiée pour le WNM.

La deuxième ligne de visée (au milieu, fig. 5.16) a une densité de colonne plus élevée, mais modérée : $N_{\text{H}(\text{mince})} = 7.2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ dans le cas théorique et $N_{\text{H}(\text{epais})} = 4.6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ dans le cas des observables. 35% de la densité de colonne sont ici perdus avec l'auto-absorption. De nombreuses structures froides se trouvent le long de la ligne de visée. Elles se répartissent dans deux zones en vitesse, l'une proche de 0 km s^{-1} et l'autre de -10 km s^{-1} . Cet écart en vitesse crée ainsi deux pics distincts dans les spectres. En effet, les émissions des structures ayant des vitesses v_z proches ont tendance à se confondre en un même pic. L'effet de l'auto-absorption est ici très net : la température de brillance des structures froides placées en arrière de la ligne de visée est réduite du fait de l'absorption des photons à 21 cm par les structures plus en avant. Ainsi, le pic centré autour de 1 km s^{-1} est réduit de 200 K à 35 K.

La dernière ligne de visée (en bas, fig. 5.16) a une forte densité de colonne ($N_{\text{H}(\text{mince})} = 39 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ dans le cas théorique et $N_{\text{H}(\text{epais})} = 2.8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ dans le cas des observables), créée par l'intégration de deux grumeaux extrêmement denses le long de la ligne de visée. Ces grumeaux, de l'ordre de 1 pc, avec une densité proche de 1000 cm^{-3} et une température très basse de $\sim 10 - 20 \text{ K}$, sont semblables aux grumeaux non gravitationnellement liés observés dans des nuages de HI contenant du matériel moléculaire, comme Polaris, récemment observé par Herschel (Miville-Deschênes et al. 2010). Ici, à cause de ces grumeaux très froids, 93% de l'émission sont perdus par l'effet de l'auto-absorption, ce qui réduit la température de brillance de 2300 K à 30 K. Leur vitesse relative étant très faible, leurs émissions se confondent en un seul pic dans le cas optiquement mince. En revanche, le spectre optiquement épais porte la trace de l'auto-absorption avec une légère séparation en haut du pic.

Cette étude montre que l'effet de l'auto-absorption n'est pas négligeable, même dans le cas des cirrus. Une correction peut être appliquée pour tenter de réduire son impact. La partie suivante présente deux méthodes de correction et les teste sur les simulations, ce qui permet d'évaluer leur efficacité.

5.3.3 Correction de l'auto-absorption

La méthode généralement utilisée pour tenter de corriger les effets de l'auto-absorption consiste à considérer une température constante sur la ligne de visée. En effet, l'opacité est fonction de l'inverse de la température telle que $\tau(u) = N(u)/CT_{\text{S}}$, et si l'on revient à la solution de l'équation de transfert 5.8, en négligeant les radiations d'arrière-plan

$$T_{\text{B}}(u) = T_{\text{S}}[1 - e^{-N(u)/CT_{\text{S}}}], \quad (5.24)$$

on obtient :

$$N(u) = -CT_{\text{S}} \ln \left[1 - \frac{T_{\text{B}}(u)}{T_{\text{S}}} \right]. \quad (5.25)$$

Ainsi, la densité de colonne étant la somme $N_{\text{H}} = \sum_u N(u)$,

$$N_{\text{H}} = \sum_u \left(-CT_{\text{S}} \ln \left[1 - \frac{T_{\text{B}}(u)}{T_{\text{S}}} \right] \right) du. \quad (5.26)$$

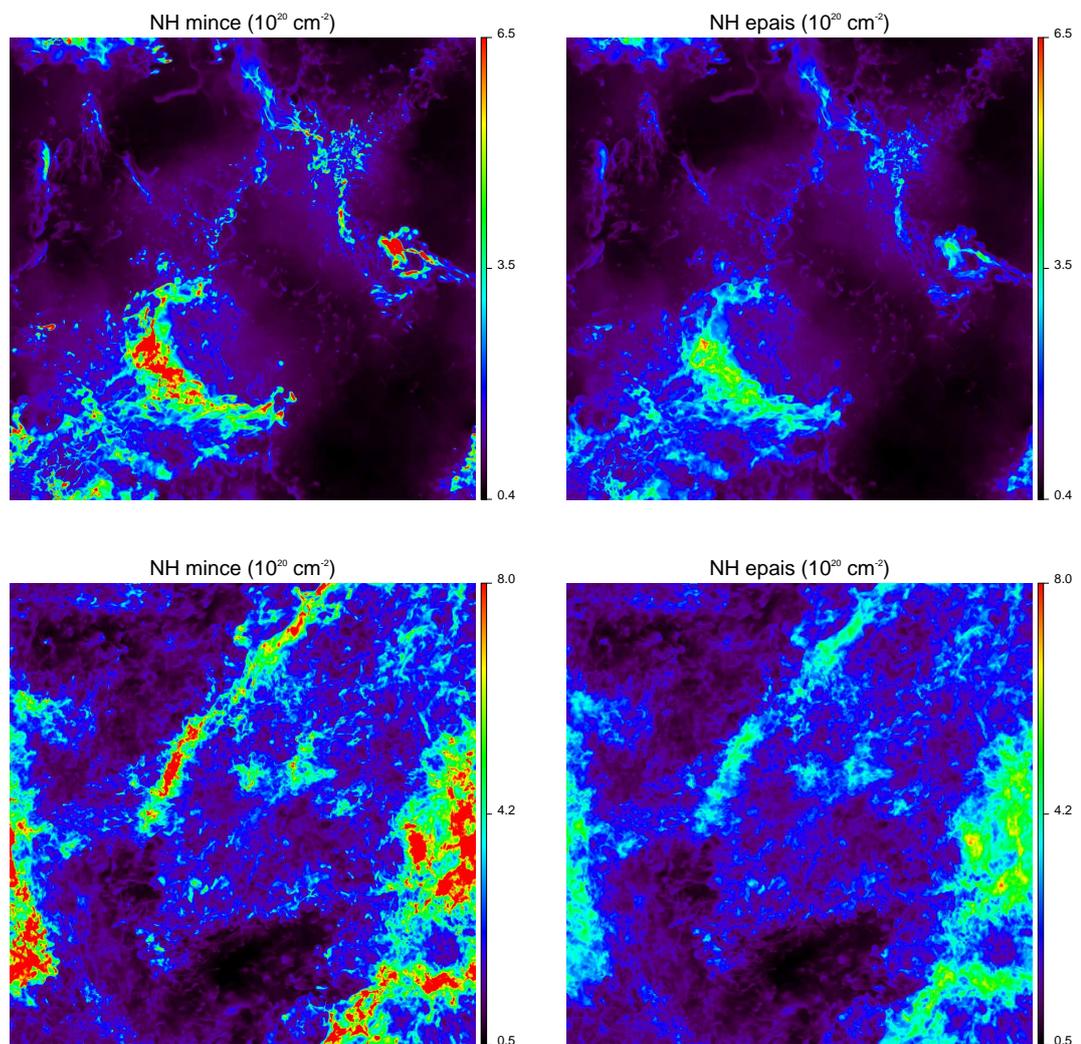


FIGURE 5.15: Cartes de densité de colonne théorique (simple intégration de la densité le long de la ligne de visée, **gauche**) et avec prise en compte de l'auto-absorption (intégration à partir de spectres d'émission calculés avec opacité, **droite**) pour 1024n01 **en haut** et 1024n02 **en bas**.

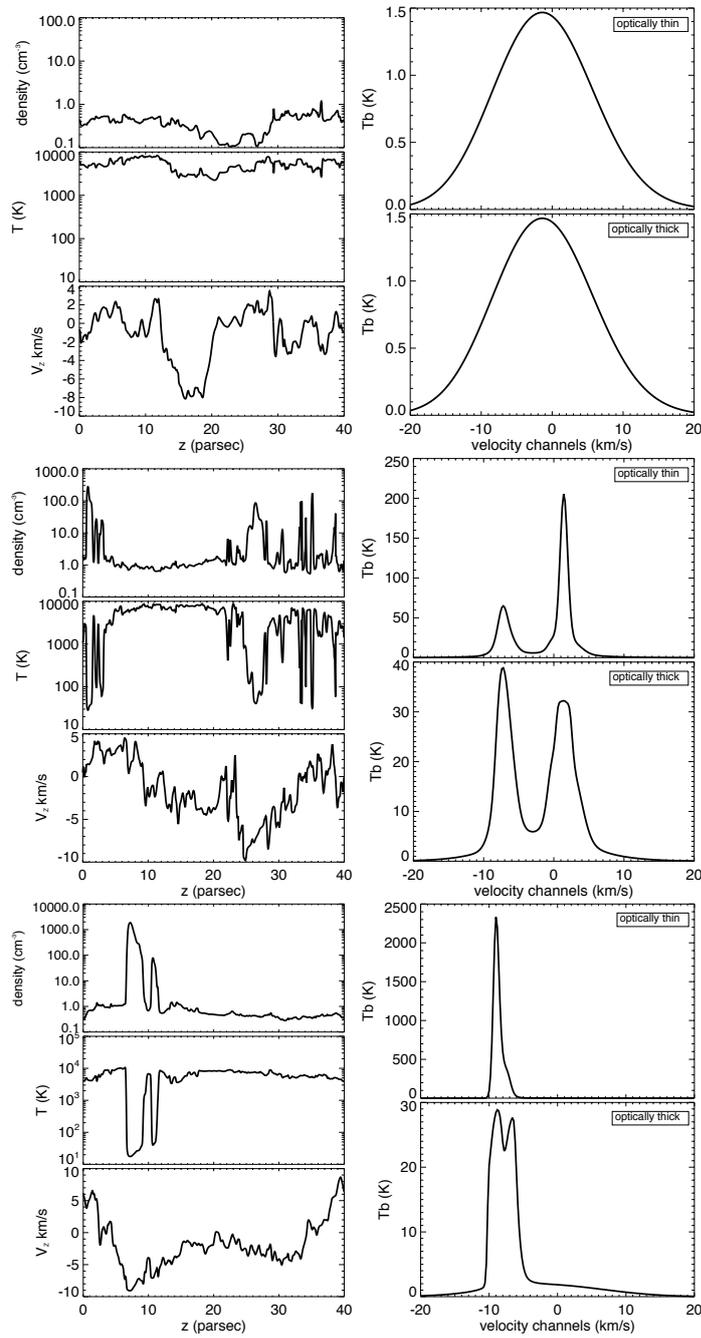


FIGURE 5.16: **A gauche**, distribution le long de la ligne de visée de la température (en K), la densité (en cm^{-3}) et la composante de la vitesse suivant z (en km s^{-1}), **à droite**, spectres d'émission optiquement mince (graphe du haut) et optiquement épais, pour trois lignes de visée choisies pour leurs caractéristiques : **en haut**, la ligne de visée ne contient que du WNM, **au milieu**, l'auto-absorption a un effet modéré et **en bas**, l'auto-absorption est extrêmement forte. Notons que les échelles des spectres d'émission varient entre les cas optiquement mince et optiquement épais pour les deux dernières lignes de visée (au milieu et en bas).

Plusieurs méthodes ont été explorées ici pour tenter de déterminer la température la plus adaptée à corriger l'effet de l'auto-absorption. La première, la plus couramment utilisée, est de supposer que $T_S = 80$ K sur toutes les lignes de visée (Lockman & Condon 2005). J'ai ensuite regardé s'il était avantageux d'utiliser la méthode de décomposition en gaussiennes pour déterminer une température pour chaque composante de l'émission sur la ligne de visée. Ces tests ont été effectués sur une simulation à basse résolution, avec 128^3 cellules, ayant les mêmes conditions initiales que 1024n01 ($n_0 = 1\text{cm}^{-3}$, $\zeta = 0.2$ et $v_S = 12.5\text{km s}^{-1}$). Comme nous venons de le voir, l'auto-absorption affecte la densité de colonne du HI déduite des spectres d'émission. Pour évaluer l'effet des méthodes de correction utilisées, regardons les histogrammes de densité de colonne.

Première méthode : $T = 80$ K

Dans ce cas, la correction est simplement appliquée à chaque ligne de visée en supposant que $T_S = 80$ K. Ce premier résultat permet de corriger une partie de la densité de colonne comme on peut le voir sur les cartes et l'historgramme de la figure 5.17. Cependant, les pics d'émission les plus forts ne sont pas bien reproduits.

On observe que, globalement, l'effet de l'auto-absorption n'affecte qu'une faible fraction des lignes de visée. L'historgramme de la densité de colonne estimée sans correction (courbe rouge de la figure 5.17) se superpose très bien à celle de la véritable densité de colonne (courbe noire) jusqu'à des densités de colonne de l'ordre de $4 - 5 \cdot 10^{20}\text{cm}^{-2}$. On remarque finalement que la correction classique supposant une température uniforme sur la ligne de visée de $T_S = 80$ K permet de faire une très bonne approximation sauf pour les quelques pixels les plus brillants.

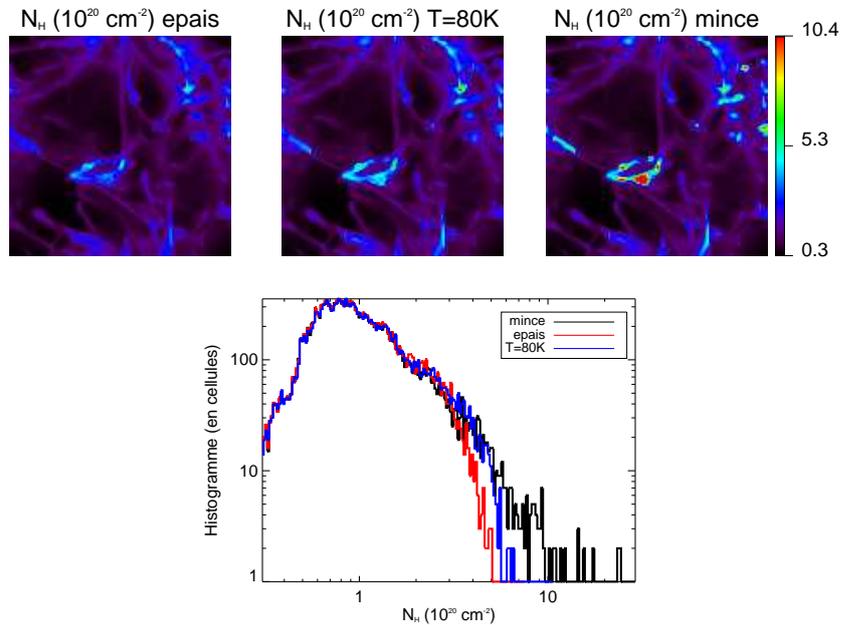


FIGURE 5.17: **En haut**, cartes de densité de colonne pour, **à gauche**, le cas optiquement épais, **au milieu**, celui corrigé par $T = 80$ K et, **à droite**, celui optiquement mince. Toutes les cartes sont représentées sur le même intervalle de densité de colonne allant de 0.3 à $10.4 \cdot 10^{20}\text{cm}^{-2}$. **En bas**, histogrammes de densité de colonne pour les différents cas cités ci-dessus.

Deuxième méthode : $T \sim \sigma^2$

Pour essayer d'améliorer la méthode précédente, j'ai exploré une méthode qui utilise la décomposition des spectres en gaussiennes. L'idée est d'appliquer une correction pour chaque gaussienne composant le spectre. En effet, pour chacune d'elles, on peut évaluer une température en fonction de sa largeur telle que

$$T_S = \frac{m_H}{k} \sigma^2 = 121 \left[\frac{\sigma^2}{\text{km s}^{-1}} \right] K, \quad (5.27)$$

si l'on suppose que l'élargissement est purement thermique. Lorsque la valeur de $121\sigma^2$ est inférieure à la valeur maximale de la température de brillance, l'équation 5.26 n'est pas définie et on considère que $T_S = 1.1 \max(T_B)$. Ainsi la correction est appliquée sur chaque gaussienne de la ligne de visée avant de toutes les intégrer pour obtenir la densité de colonne totale de la ligne de visée. Cette méthode est inefficace comme le montre la figure 5.18 : la carte de densité de colonne est identique à celle du cas optiquement épais, et les histogrammes (en rouge pour le cas optiquement épais et en bleu pour la correction) se superposent pour toutes les valeurs de N_H . Cela est surtout causé par la surestimation de la température car la contribution de la turbulence au σ de chaque composante gaussienne est non négligeable.

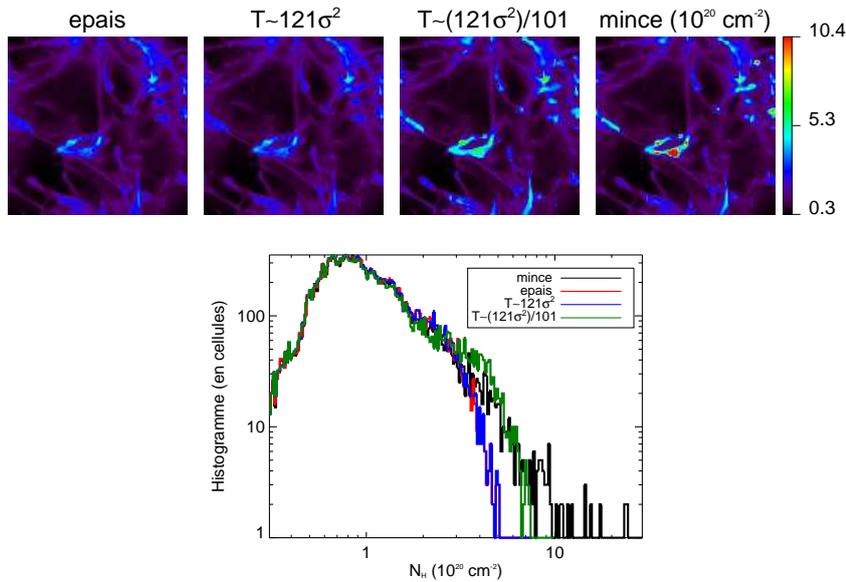


FIGURE 5.18: **En haut**, cartes de densité de colonne pour, de gauche à droite, le cas optiquement épais, une correction simple par $T \sim 121 [\sigma^2/\text{km s}^{-1}] K$, une correction par $T = f(\sigma, \mathcal{M}_{\text{obs}})$ avec $\mathcal{M}_{\text{obs}}=10$ et le cas optiquement mince. Toutes les cartes sont représentées sur le même intervalle de densité de colonne allant de 0.3 à $10.4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. **En bas**, histogrammes de densité de colonne pour les différents cas cités ci-dessus.

J'ai donc étudié la possibilité de corriger l'effet de l'auto-absorption en essayant d'estimer la contribution de la turbulence au σ de chaque composante gaussienne. En effet, il est possible d'évaluer plus précisément l'élargissement thermique en utilisant le fait que le nombre de Mach et la largeur de raie sont reliés aux dispersions de vitesse thermique et turbulente par les relations suivantes :

$$\mathcal{M}_{\text{obs}} = \frac{\sigma_{\text{turb}}}{\sigma_{\text{therm}}} \quad (5.28)$$

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{turb}}^2 + \sigma_{\text{therm}}^2. \quad (5.29)$$

Ainsi, l'élargissement thermique est relié au nombre de Mach par :

$$\sigma_{\text{therm}} = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sqrt{\mathcal{M}_{\text{obs}}^2 + 1}}. \quad (5.30)$$

La troisième carte en partant de la gauche et l'histogramme en vert de la figure 5.18 présentent les résultats obtenus pour un nombre de Mach égal à 10. Cette valeur est extrême et n'est pas réaliste dans le HI. Elle révèle que les structures de plus grande densité de colonne pourraient être produites par la superposition de plusieurs structures CNM indépendantes sur la ligne de visée. Ce nombre de Mach élevé serait alors plutôt représentatif de la dispersion de vitesse nuage-nuage. Bien qu'il semble peu réaliste dans le milieu atomique neutre, il est nécessaire de l'atteindre par le calcul pour observer un effet significatif de la correction pour les zones les plus brillantes de la carte. En effet, avec des nombres de Mach de 2 ou 3, plus réalistes pour le CNM, cette correction n'a qu'un effet mineur. Malgré cette valeur extrême, les pics les plus intenses de l'émission ne sont pas tellement mieux reproduits que dans l'approximation de $T_S = 80$ K, tout en étant bien plus longue à appliquer puisqu'elle requiert une décomposition des spectres en gaussiennes.

Cette étude nous a permis d'évaluer les effets de l'auto-absorption sur l'estimation de la densité de colonne. On en conclut que, pour le type de milieu simulé ici, l'effet n'est important que pour une faible fraction des pixels, où la densité de colonne est supérieure à $4 - 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. J'ai exploré une méthode pour corriger les effets d'opacité basée sur une décomposition des spectres en gaussiennes. Les résultats obtenus montrent qu'il est nécessaire d'estimer la contribution de la turbulence à chaque gaussienne et qu'un nombre de Mach unique n'est pas satisfaisant. En fait, l'étude montre surtout que la méthode classique, qui utilise une température de spin constante de $T_S = 80$ K, donne les meilleurs résultats.

5.4 Comparaison aux observations

Nous venons de voir que l'auto-absorption est certes difficile à corriger mais qu'elle n'affecte qu'une petite fraction de l'émission dans nos simulations. Dans la suite de cette étude sur les observations synthétiques, je ne considérerai plus que les spectres à 21 cm construits en prenant en compte l'opacité, dans le souci d'être plus proche de la réalité. Par contre je n'appliquerai pas de correction d'opacité sur les spectres synthétisés, pour pouvoir comparer directement avec les observations à 21 cm présentées en début de chapitre pour lesquelles aucune correction d'opacité n'a été faite.

Dans cette section je présenterai les résultats de l'analyse des observations synthétiques, décomposées en gaussiennes par la procédure aussi utilisée sur les observations. L'objectif est d'une part de valider cette méthode sur des simulations, puisqu'il y est effectivement possible de séparer les phases grâce aux informations en trois dimensions et, d'autre part, de fournir de nouveaux diagnostics permettant d'évaluer le réalisme des simulations.

5.4.1 Séparation des phases grâce à la décomposition en gaussiennes

Histogrammes de sigma et températures

Les figures 5.19 et 5.20 présentent tout d'abord les histogrammes pondérés par la densité de colonne des valeurs de σ des gaussiennes obtenues lors de la décomposition. Ces PDFs présentent une forme bimodale, avec un pic pour des faibles valeurs de σ et un pic pour les grandes valeurs.

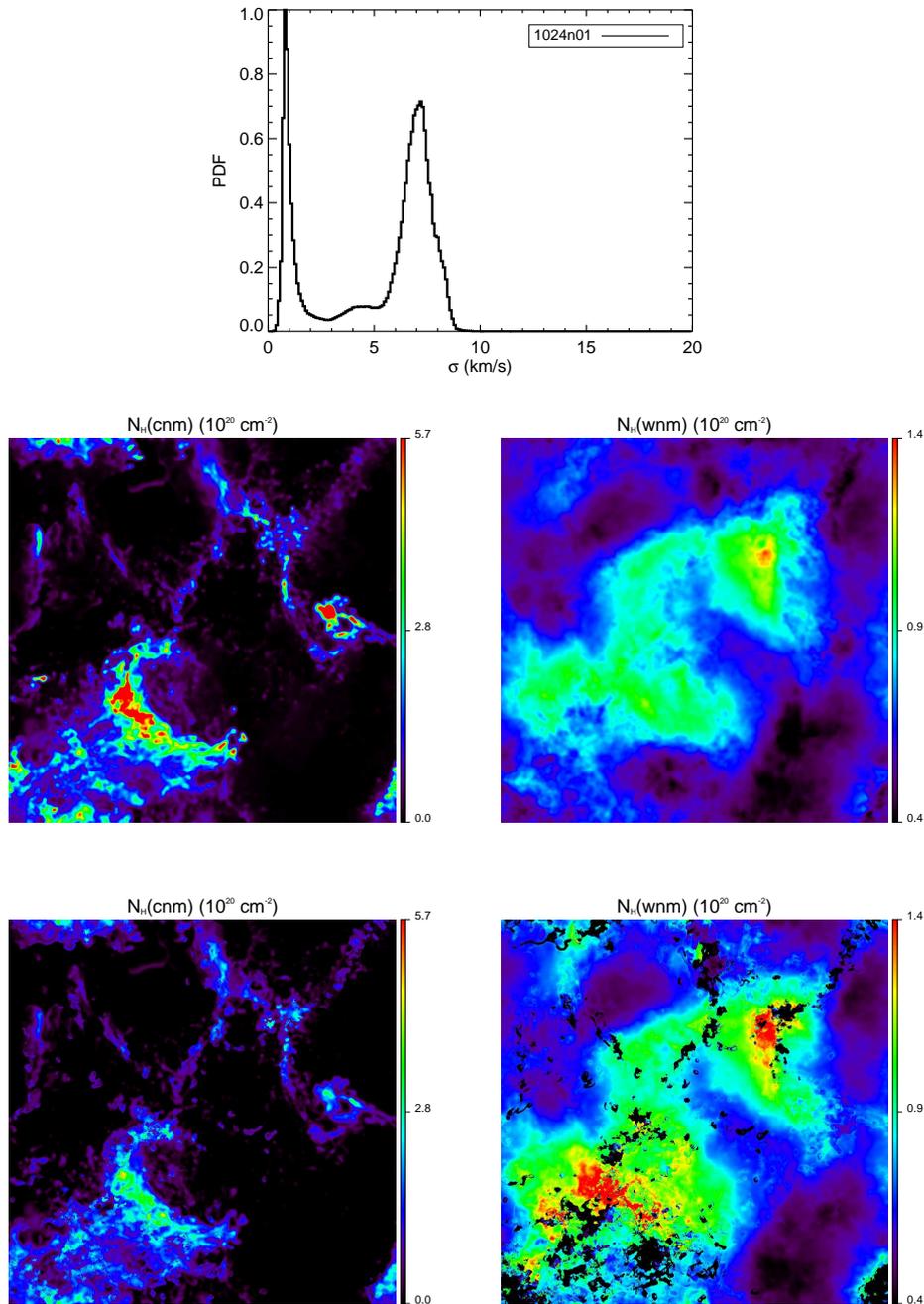


FIGURE 5.19: 1024n01 : cartes des composantes WNM et CNM exprimées en 10^{20} cm^{-2} . Les cartes du **haut** sont créées directement à partir de la simulation, celles du **bas** à partir de la décomposition en gaussiennes des spectres synthétiques. L’histogramme présenté en **haut** est la PDF normalisée des σ des gaussiennes en km s^{-1} pondéré par la densité de colonne. Les gaussiennes ayant un $\sigma < 5 \text{ km s}^{-1}$ représentent 35% de la masse. Théoriquement, 45% de la masse ont une température inférieure à 3000 K.

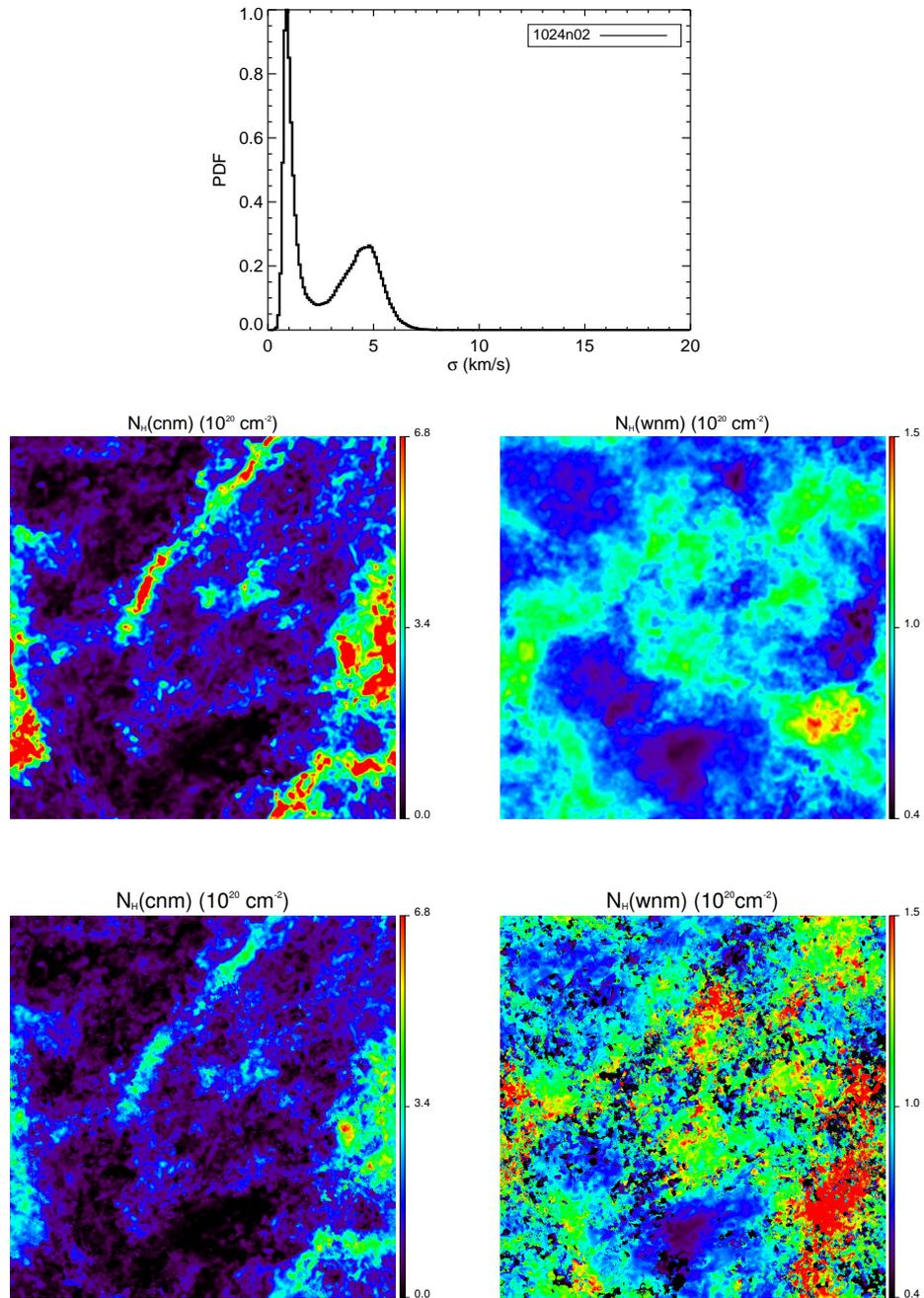


FIGURE 5.20: 1024n02 : cartes des composantes WNM et CNM exprimées en 10^{20} cm^{-2} . Les cartes du **haut** sont créées directement à partir de la simulation, celles du **bas** à partir de la décomposition en gaussiennes des spectres synthétiques. L'historgramme présenté en **haut** est la PDF normalisée des σ des gaussiennes en km s^{-1} pondéré par la densité de colonne. Les gaussiennes ayant un $\sigma < 3 \text{ km s}^{-1}$ représentent 55% de la masse. Théoriquement, 66% de la masse ont une température inférieure à 1000 K.

La ressemblance avec des histogrammes semblables obtenus à partir des observations est frappante (figures 5.5 à 5.7). L'élargissement thermique étant proportionnel à la température par la relation $\sigma_{\text{therm}} = \sqrt{k_{\text{B}}T/m_{\text{H}}}$, cet histogramme est directement représentatif de la distribution de température, si l'on considère que $\sigma_{\text{turb}} \ll \sigma_{\text{therm}}$. Cette approximation permet de relativement bien évaluer la température du WNM. En effet, le pic du gaz chaud de 1024n01 a une largeur de 7 km s^{-1} , ce qui correspond à 6000 K, comparée à la température moyenne de 7000 K estimée sur l'histogramme 3D de la température. Concernant 1024n02, le pic se trouve à 5 km s^{-1} correspondant à une température de 3000 K, pour une valeur théorique de 3500 K. Les pics des histogrammes correspondant aux petites valeurs de σ , et donc au gaz froid, sont proches de 1 km s^{-1} pour les deux simulations, ce qui équivaut à une température de 120 K, légèrement supérieure aux résultats obtenus théoriquement de 40-50 K. Nous avons vu à plusieurs reprises que si les structures froides ont une structure interne subsonique, leurs mouvements relatifs sont susceptibles d'élargir la raie, ce qui explique les nombres de Mach légèrement supersoniques observés (Heiles & Troland 2003b). Il semble donc approprié de considérer un nombre de Mach aux alentours de 1 ou 2 pour appliquer une correction sur le calcul de la température en utilisant la relation 5.30 qui relie \mathcal{M}_{obs} à σ_{therm} . Ainsi, pour \mathcal{M}_{obs} égal à 1, la température est proche de 60 K, et pour $\mathcal{M}_{\text{obs}}=2$, $T \sim 25 \text{ K}$, permettant de retrouver la valeur du pic de température théorique du CNM. Les histogrammes bimodaux des largeurs de gaussiennes portent donc bien la trace de l'instabilité thermique du H I et donnent une bonne estimation des températures des deux phases.

L'intervalle de σ est plus réduit, pour les grandes comme pour les petites valeurs, que dans le cas des observations. Cela peut s'expliquer par la profondeur de la ligne de visée. En effet, les spectres synthétiques ne sont intégrés que sur 40 pc alors que les lignes de visée peuvent s'étaler sur plusieurs centaines de parsecs. Et, comme je l'ai évoqué à plusieurs reprises, la dispersion de vitesse turbulente augmente avec l'échelle telle que $\sigma_{\text{turb}} \sim L^{1/3}$. L'échelle caractéristique de hauteur du WNM étant évaluée à $L \sim 300 \text{ pc}$ (Kalberla & Kerp 2009; Dickey & Lockman 1990), la dispersion de vitesse est réduite d'un facteur 2 entre les observations et les simulations telle que $\sigma_{\text{L}} \sim 2.0 \sigma_{40\text{pc}}$, ce qui permet de retrouver les dispersions de vitesse observées, plus proches de 10 km s^{-1} . Concernant le gaz froid, la différence est plutôt interprétée par le nombre de structures froides le long de la ligne de visée. L'échelle de hauteur du CNM, bien qu'inférieure à celle du WNM est aussi supérieure à 40 pc; on peut donc supposer que la ligne de visée croise un plus grand nombre de grumeaux dans l'espace réel que dans la simulation. Le nombre de structures augmentant, il est raisonnable de supposer que la dispersion de vitesse turbulente due à leurs mouvements relatifs augmente aussi, déplaçant et élargissant le pic de l'histogramme des σ aux petites valeurs.

Séparation des phases

Les deux pics des histogrammes de σ étant bien marqués, il est relativement aisé de déterminer une valeur de σ , et donc une température, permettant de séparer les deux phases. Pour 1024n01, la coupe est faite à 5 km s^{-1} ($\sim 3000 \text{ K}$) et à 3 km s^{-1} ($\sim 1000 \text{ K}$) pour 1024n02. Les figures 5.19 et 5.20 présentent tout d'abord les cartes théoriques du CNM et du WNM. Ces cartes sont fabriquées directement à partir des champs 3D issus de la simulation. Seuls les pixels ayant une température inférieure au seuil choisi sont considérés lors de l'intégration de la densité (en cm^{-3}) pour créer la carte de CNM, et inversement pour le WNM (cartes du haut des figures 5.19 et 5.20). Elles sont convoluées par une fonction d'appareil de 9 arcmin égale à celle du GBT. Parallèlement, il est possible d'intégrer les gaussiennes ayant une largeur inférieure au seuil en σ choisi pour créer une carte de densité de colonne du CNM; l'intégration de la carte de densité de

TABLE 5.1: Fractions de masse du CNM pour chacune des simulations dans les cas théorique et de décomposition en gaussiennes. Les valeurs seuils de σ_{seuil} et T_{seuil} sont données à titre indicatif pour les deux simulations.

Simulation	σ_{seuil}	T_{seuil}	f_{CNM} théorique	f_{CNM} gaussiennes
1024n01	3 km s ⁻¹	3000 K	45%	35%
1024n02	5 km s ⁻¹	1000 K	66%	55%

colonne du WNM se faisant sur les gaussiennes pour lesquelles $\sigma > \sigma_{\text{seuil}}$. Ces cartes sont celles du bas sur les figures 5.19 et 5.20.

Tout d’abord, la structure des cartes de CNM est très bien reproduite par l’intégration des gaussiennes étroites, bien que la densité de colonne soit un peu inférieure à celle des cartes théoriques. Mais, la reconstruction des cartes du WNM est plus délicate. En effet, dans les deux cas, des trous inattendus peuvent être observés dans les cartes, alors que la théorie montre du WNM sur toutes les lignes de visée. Il est possible, dans certains cas, que le code ajuste le spectre avec des gaussiennes trop étroites et s’ajuste mal à la composante large. En revanche, si les cartes du CNM reproduites à partir de la décomposition en gaussiennes sous-estiment la densité de colonne du CNM, celles du WNM la surestiment. Cela suggère qu’une partie du gaz froid est interprétée comme du WNM, ce que confirment les fractions de masse des deux phases. En effet, pour les deux simulations, la fraction de CNM est sous-estimée d’environ 10% (voir table 5.1) : les calculs à partir de la décomposition donnent 35% de masse dans le CNM pour 1024n01 et 55% pour 1024n02, alors que les calculs théoriques ont respectivement pour résultats 45% et 66%.

Malgré ces différences, cette première étude est très encourageante. Elle montre que la méthode de décomposition en gaussiennes permet d’estimer, au moins au premier ordre, des paramètres physiques importants du milieu. L’utilisation des simulations numériques offre un cadre idéal pour valider et améliorer la méthode.

5.4.2 Spectres de puissance

Comme il a été présenté au début de ce chapitre, certains éléments laissent penser que le spectre de puissance de la densité de colonne du gaz froid est plus plat que celui de la phase tiède, c’est-à-dire que la condensation du gaz s’accompagne d’une amplification des structures à petite échelle. C’est ce que nous avons vu pour le CNM et le WNM du champ SP (section 5.1.4) et c’est également ce qui semble être le cas lorsque l’on compare la structure du gaz moléculaire et celle du gaz atomique dans UMA (figure 5.9).

Ici j’ai étudié la structure en densité du WNM et du CNM des simulations numériques à partir d’une estimation du spectre de puissance de leur densité de colonne respective. Pour ce faire, j’ai utilisé les cartes de densité de colonne présentées par les figures 5.19 et 5.20, c’est-à-dire d’une part celles dites théoriques, construites à partir d’une projection du cube de densité 3D en séparant les phases tiède et froide à l’aide d’un seuil en température et, d’autre part, les cartes de densité de colonne des deux phases estimées à partir de la séparation en gaussiennes.

Les spectres de puissance de ces cartes sont présentés à la figure 5.21. Pour pouvoir comparer directement les spectres de puissance des cartes tirées de la décomposition en gaussiennes et des

TABLE 5.2: Valeurs des pentes des spectres de puissances pour les cartes de densité de colonne du CNM et du WNM pour les deux simulations. Les spectres de puissance sont calculés sur les cartes créées théoriquement avec un seuil en température, puis sur les cartes produites par intégration des gaussiennes avec un seuil en σ .

Simulation	CNM			WNM		
	théorie	théorie convoluée	décomposition en gaussiennes	théorie	théorie convoluée	décomposition en gaussiennes
1024n01	-2.15	-2.27	-2.53	-3.14	-3.27	-2.26
1024n02	-2.57	-2.70	-2.48	-2.75	-2.70	-1.70

cartes théoriques, ces dernières ont été convoluées avec une gaussienne de 9' (FWHM) (ce sont les courbes en rose). Les pentes mesurées sur ces différents spectres de puissance sont compilées dans la table 5.2.

Tout d'abord il est intéressant de comparer le spectre de puissance du CNM et du WNM dans le cas théorique. Pour les deux simulations, on constate que le spectre de puissance du CNM est significativement plus plat que celui du WNM, en accord avec les observations. Par ailleurs on remarque une différence significative entre les deux simulations. La simulation 1024n01 présente une différence beaucoup plus nette entre le CNM (-2.15) et le WNM (-3.14) que la simulation 1024n02 (CNM : -2.57, WNM : -2.75). On remarque par ailleurs que la fraction de CNM de la 1024n01 est plus faible ; on s'attend en effet à ce que cette différence soit plus marquée lorsque le CNM occupe une plus petite fraction du volume.

Par ailleurs, les pentes estimées sur les cartes déduites de la séparation en gaussiennes ne sont clairement pas crédibles. Les effets de traitement sont encore trop importants pour conclure. On notera par contre que la puissance dans la carte WNM est supérieure à celle estimée théoriquement (le spectre de puissance du WNM de la décomposition en gaussiennes est significativement au-dessus du spectre de puissance théorique - figure 5.21 droite). Ce qui confirme qu'une fraction non négligeable de l'émission provenant du CNM est passée dans la carte du WNM ; il est effectivement possible que plusieurs structures CNM sur la ligne de visée produisent une structure spectrale large décomposée comme une seule gaussienne large. Une analyse plus détaillée de certaines lignes de visée problématiques reste à faire.

5.5 Conclusion

J'ai présenté dans ce chapitre la méthodologie pour construire des observations synthétiques à partir des simulations numériques dans le cas optiquement mince mais aussi en tenant compte proprement de l'auto-absorption de la raie à 21 cm. L'effet de l'auto-absorption est relativement limité, c'est-à-dire qu'une grande partie des lignes de visée n'est pas touchée. L'auto-absorption n'affecte en effet que les zones les plus denses. Cependant, l'effet n'est pas négligeable et une correction peut-être apportée. J'ai testé deux méthodes, l'une classiquement utilisée et l'autre basée sur la décomposition en gaussiennes, et conclu qu'aux densités de colonne du H I observées à haute latitude, la méthode classique de correction ($T_s = 80$ K) semble la plus adaptée.

La décomposition en gaussiennes des spectres d'émission du H I m'a semblé une piste in-

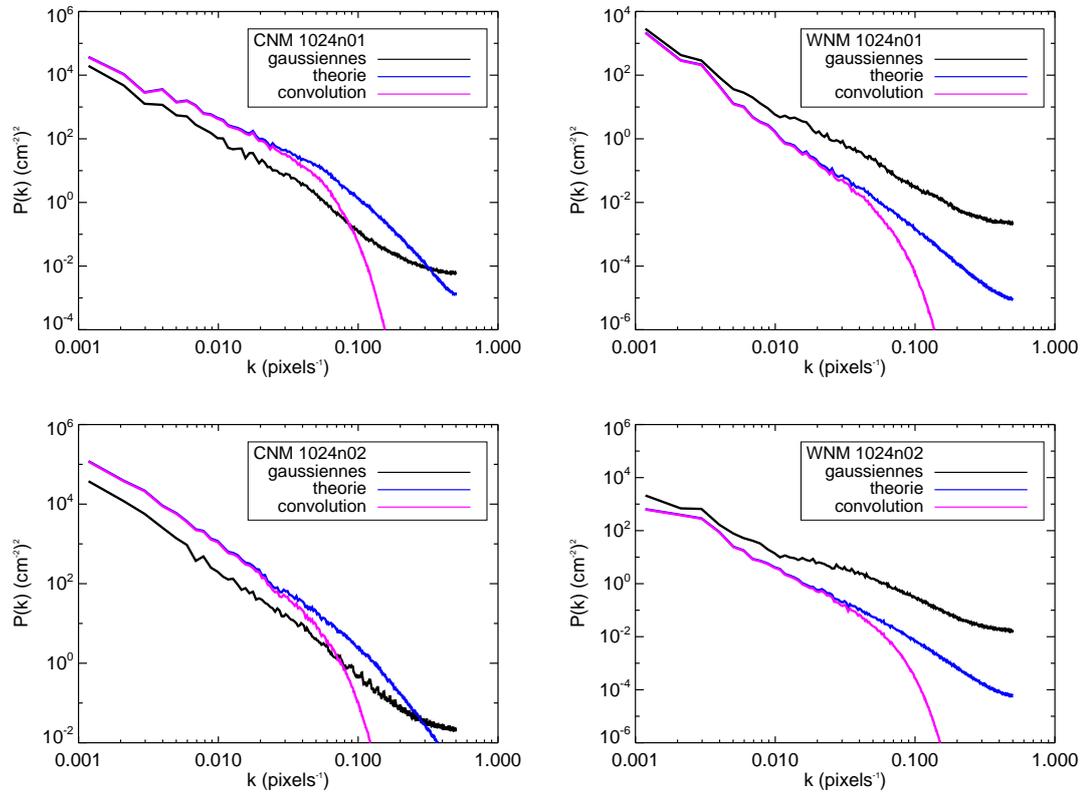


FIGURE 5.21: Spectres de puissance des cartes de densité de colonne du CNM et du WNM pour les deux simulations. On compare sur chaque graphe les spectres de puissance des cartes théoriques avec et sans convolution et ceux des cartes reproduites par l'intégration des gaussiennes.

téressante à explorer. Je l'ai donc appliquée aux spectres synthétiques produits à partir des simulations. Les cartes de la densité de colonne du CNM et du WNM déduites de cette décomposition souffrent encore d'effets de traitement mais elles sont, au premier ordre, en très bon accord avec les cartes théoriques. Cette méthode permet certainement d'extraire des observations des informations physiques nouvelles. La comparaison avec les simulations numériques permet de la valider, de l'optimiser et de développer de nouveaux outils d'analyse. En particulier, les histogrammes des σ des gaussiennes permettent de faire une bonne approximation de la masse contenue dans chacune des phases. Par ailleurs, la décomposition de l'émission suivant les deux phases peut donner des informations intéressantes sur les spectres de puissance du CNM et du WNM.

Cette analyse a aussi porté sur l'étude de la structure de la matière dans les deux phases. L'analyse des spectres de puissance, des observations et des simulations, montre que la matière froide et condensée est plus structurée à petite échelle que le gaz diffus, comme l'illustrent les pentes des spectres de puissances plus plates dans le cas des cartes théoriques de CNM que dans celui des cartes de WNM. On remarque aussi que les PDFs de la densité de colonne ne présentent pas de bimodalité marquée, autant dans les observations que dans celles déduites des simulations numériques. La bimodalité de la distribution en densité semble donc être atténuée par la projection 3D-2D.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

J'ai ici présenté les simulations de turbulence du milieu atomique neutre biphasique produites au cours de ma thèse dans le but d'étudier la transition du WNM vers le CNM et de définir un cadre adapté pour une comparaison avec les observations de la raie à 21 cm. L'originalité de ce travail se trouve dans le lien continué établi entre les simulations et les observations : la définition de quantités à reproduire, leur utilisation lors de la restriction de l'espace des paramètres et lors de la validation des simulations à haute résolution, et finalement, la production d'observations synthétiques permettant de comparer les informations fournies par les espaces *ppv* et *ppv*.

Conditions permettant au WNM de transiter

Nous avons montré que, peu importe leur amplitude et leurs propriétés, les mouvements turbulents ne permettent pas de provoquer la transition vers le CNM lorsque le WNM initial se trouve dans les conditions physiques moyennes observées ($n = 0.5 \text{ cm}^{-3}$, $T = 8000 \text{ K}$ et $P = 4000 \text{ K cm}^{-3}$), qui sont aussi des conditions de stabilité du WNM selon les modèles multiphasiques (Field et al. 1969; McKee & Ostriker 1977). Les simulations à basse résolution (128^3 - 512^3) indiquent qu'une compression est nécessaire pour déclencher la transition. Cette dernière peut être simulée soit par (1) une majorité de modes compressibles dans le forçage de la turbulence, soit par (2) une augmentation de la pression initiale du WNM. L'analyse des simulations 1024^3 a montré que l'augmentation de la pression initiale du WNM d'un facteur 4 (modélisée ici par l'augmentation de la densité de 0.5 cm^{-3} à 2.0 cm^{-3}) est le processus le plus efficace, et qu'il peut être réalisé par des flots convergents dont la vitesse relative serait $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$, vitesse très réaliste dans le milieu interstellaire.

Caractéristiques de l'instabilité thermique

Dans ce manuscrit, j'ai étudié en détail les diverses propriétés physiques du gaz thermiquement bistable modélisé à l'aide de simulations 1024^3 . Les distributions de température et de densité ont une forme bimodale caractéristique d'un milieu biphasique, comme le mentionnent Piontek & Ostriker (2004) et Gazol et al. (2005). De même, la distribution de la pression en fonction de la densité montre bien deux phases, l'une composée de WNM, l'autre de CNM. Nous avons aussi remarqué que les pressions s'accordent très bien aux observations (Jenkins & Tripp 2011) et se stabilisent dans l'intervalle qui permet au gaz d'être biphasique (Field et al. 1969; Wolfire et al. 2003), même lorsque la pression de départ est significativement plus élevée. De plus, la quantité de gaz instable situé à des températures et densités intermédiaires est significative. Le gaz instable froid se situe à l'interface du CNM et du WNM, autour des structures, comme l'ont observé Gazol & Kim (2010). Le gaz instable chaud est, lui, très lié au WNM. La turbulence

entretient une partie du gaz dans le régime instable : lorsque le forçage est coupé et que la turbulence est en déclin, le gaz instable se transforme presque entièrement en CNM (comme l'ont aussi montré Walch et al. 2011). Ce résultat est encore préliminaire et il demande à être étudié plus en détail mais il apparaît que l'injection permanente d'énergie turbulente n'est pas nécessaire pour maintenir la structure très contrastée observée dans le gaz interstellaire froid, comme c'est le cas pour un fluide isotherme compressible. Ce résultat reflète bien la nature particulière de la turbulence thermiquement bistable.

Nombre de Mach du CNM

Nous avons vu à plusieurs reprises que les grumeaux de gaz froid ont une structure interne subsonique alors que leurs mouvements relatifs sont intimement liés à la dynamique du WNM, ce qui les rend supersoniques par rapport à la faible température des grumeaux. En effet, l'histogramme de $\sigma_{\text{turb,CNM}}$ calculé sur une simulation 128^3 pique autour de 0.2 km s^{-1} , alors que la vitesse thermique d'un gaz à 80 K est égale à 0.8 km s^{-1} . De plus, comme le mentionnent Heitsch et al. (2005, 2006), les distributions de la vitesse et de la densité le long de la ligne de visée suggèrent que l'élargissement des raies à 21 cm observées est dû aux mouvements relatifs des structures. Finalement, cela a été confirmé sur les simulations 1024^3 par l'étude, d'une part, des dispersions de vitesse interne, qui sont subsoniques, et, d'autre part, de la dispersion de vitesse interne qui est de l'ordre de la dispersion de vitesse totale de la boîte, ce qui confirme que les mouvements relatifs des structures sont liés à ceux du WNM.

Structure du H I

Comme l'ont observé Hennebelle et al. (2007) sur des simulations à deux dimensions, nous avons montré que le fort contraste de densité des simulations qui résulte de l'instabilité thermique aplatit le spectre de puissance de la densité. Par ailleurs, nous avons montré que le spectre de puissance de la vitesse reste caractéristique d'une turbulence compressible subsonique. De plus, nous avons montré que le spectre de puissance de la densité de colonne du CNM est plus plat que celui du WNM ; il s'aplatit donc avec la formation de structures froides à petite échelle. Ce comportement est semblable à celui observé dans le champ Ursa-Major ; nous avons montré que dans ce champ où l'on observe les premières étapes de la formation d'un nuage moléculaire, le spectre de puissance de la matière moléculaire est plus plat que celui du H I. Finalement, un des résultats importants de ce travail concerne les structures froides identifiées dans les simulations (celles dont la densité est supérieure à 5.0 cm^{-3}). En effet, ces dernières reproduisent bien les lois de puissance reliant la masse et la dispersion de vitesse à l'échelle qui sont observés dans les nuages moléculaires. Il est en effet remarquable que les relations obtenues pour le CNM ($M \propto L^{2.25}$ et $\sigma \propto L^{0.4}$) coïncident avec celles observées dans les nuages moléculaires bien que nous n'ayions pas simulé des nuages moléculaires.

On peut ainsi se demander si les nuages moléculaires héritent leur structure et leur dynamique du H I. L'exposant γ de la loi $\sigma \propto L^\gamma$ des nuages moléculaires (Larson 1981) peut être interprété comme le résultat de mouvements turbulents subsoniques. Cette interprétation est controversée ; l'exposant γ pourrait aussi s'expliquer par une turbulence supersonique ou du simple fait de la gravité (Elmegreen & Scalo 2004). Cette question reste ouverte : l'exposant du spectre de puissance de la densité de colonne des nuages moléculaires et sa distribution lognormale indiquent de forts contrastes en densité généralement associés à la turbulence supersonique, même si les chocs n'ont pas encore été observés directement dans les nuages moléculaires. En revanche, nous avons vu que l'instabilité thermique peut aussi être responsable de forts contrastes de densité et que les propriétés structurelles observées dans les nuages moléculaires, telles que les relations masse-échelle et dispersion de vitesse-échelle, l'aplatissement du spectre de puissance

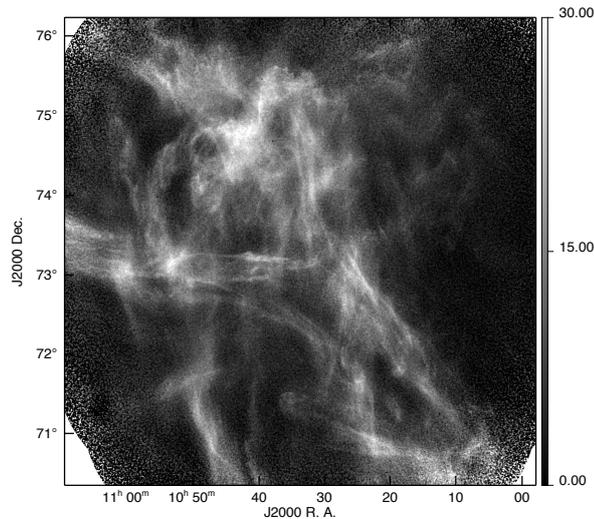


FIGURE 6.1: Canal en vitesse de la température de brillance (donnée en Kelvin) du champs SPIDER. Observations obtenues au DRAO. Le canal, d'une largeur de 0.8 km/s, est centré à 7.6 km/s.

de la densité avec l'augmentation de la densité, sont très bien reproduites dans les simulations du milieu atomique ici présentées. Il n'est donc pas exclu que la turbulence des nuages moléculaires soit directement liée à celle multiphasique et transsonique du H I. Dans ce scénario, les nuages moléculaires seraient des entités transitoires, dont la formation est associée à celle du CNM.

Étant donné la ressemblance morphologique et dynamique des structures CNM et des nuages moléculaires, il me semble très intéressant d'étudier la formation du gaz moléculaire à partir des grumeaux denses du H I. Une des pistes que je souhaite explorer est de produire des simulations qui incluraient la formation de H_2 et le refroidissement par H_2 . En effet, certains grumeaux très froids et très denses dans les simulations ne semblent pas réalistes car les conditions physiques qui y règnent permettent de former des molécules. Les travaux très récents de Clark et al. (2012) ont exploré ce sujet à l'aide de simulations de flots convergents de WNM. Le court temps de formation de H_2 remarqué par ces auteurs est en accord avec le temps de formation des structures de CNM dans les simulations présentées dans cette thèse.

De telles simulations pourront être comparées aux données à haute résolution disponibles grâce aux observations à 21 cm du radio-télescope DRAO et à celles en infrarouge du satellite Herschel. La comparaison des données à 21 cm et celles en infrarouge montrent une forte corrélation entre l'émission du gaz et celle de la poussière (Joncas et al. 1992; Boulanger et al. 1996; Planck Collaboration et al. 2011) jusqu'à un seuil en densité de colonne où un excès d'émission de la poussière est observé. Cet excès est attribué à la présence de gaz moléculaire puisque les régions où il apparaît sont favorables à la formation de H_2 . En particulier, nous souhaitons étudier le champ SPIDER (figure 6.1) où un excès d'émission de poussière sans contrepartie CO a été mis en évidence par Barriault et al. (2010) et par Planck (Planck Collaboration et al. 2011), ce qui nous permettra d'étudier la transition H I- H_2 à petite échelle.

Observations artificielles

La comparaison simulations-observations confirme aussi que les simulations présentées ici reproduisent bien le H I. Les spectres à 21 cm artificiels sont lisses, bien que structurés et semblables aux observations. Les observations synthétiques ont permis d'évaluer les effets de

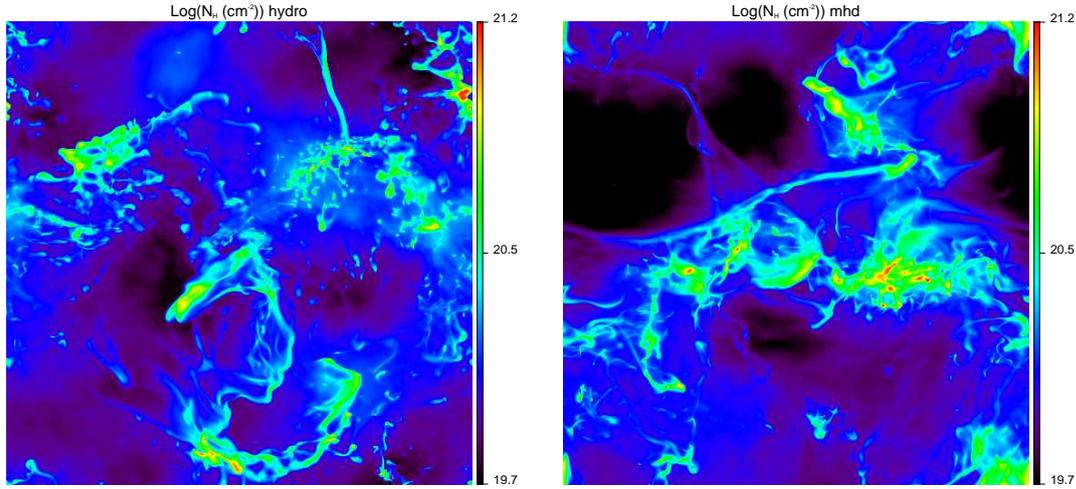


FIGURE 6.2: Cartes du logarithme de la densité de colonne de simulations 512³. **À gauche**, cas hydrodynamique et **à droite**, cas MHD incluant un champ magnétique initial de $1 \cdot 10^{-6}$ Gauss parallèle à l'axe x . Les conditions initiales sont $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.2$ et $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$.

l'auto-absorption qui ne sont importants que pour les densités de colonne les plus élevées qui correspondent, dans les simulations, aux lignes de visée comprenant le plus de CNM en masse et où la transition vers H_2 est probable. Elles ont aussi permis de tester une méthode de décomposition en gaussiennes comme outil de séparation des phases chaude et froide. Cette méthode est efficace au premier ordre, les fractions de masse étant à peu près bien estimées, mais pose encore quelques problèmes. La quantité de CNM est en effet sous-estimée dans les deux simulations et il est difficile de reconstruire les cartes de WNM.

Ces premiers résultats sont néanmoins très encourageants, offrant une perspective vraiment nouvelle concernant l'analyse des données à 21 cm. L'utilisation des simulations numériques nous offre un cadre permettant de travailler au développement et à l'amélioration de la méthode de décomposition en gaussiennes. En effet, nous possédons maintenant des simulations reproduisant assez bien le HI pour être utilisées comme un outil de test. Ceci nous permettra d'étudier plus en détail les résultats de la décomposition en gaussiennes sur les différents champs du GBT, puis sur ceux de DRAO (figure 6.1). Leur interprétation pourrait nécessiter de nouvelles simulations, celles disponibles ne s'appliquant pas obligatoirement au cas par cas puisque nous avons reproduit des grandeurs moyennées sur tout le ciel. Dans ce travail nous croyons avoir clairement montré l'avantage de l'utilisation de simulations numériques pour l'interprétation des données à 21 cm, ouvrant de belles perspectives pour l'analyse en cours de nombreuses observations de nuages à haute latitude auxquelles je suis associée.

Effets du champ magnétique et de la gravité

Les travaux présentés dans cette thèse ne prennent pas en compte le champ magnétique et la gravité. La gravité aurait pour effet d'augmenter encore la fragmentation du gaz, alors que le champ magnétique aurait plutôt un effet stabilisateur. Certaines études (Hennebelle & Pérault 1999; Inoue et al. 2007; Inoue & Inutsuka 2008, 2009) ont commencé à explorer l'influence du champ magnétique sur la dynamique spécifique provoquée par l'instabilité thermique. Il semble que l'ajout de la pression magnétique modifie la transition de phase car la pression thermique ne réagit pas directement pour compenser la pression dynamique imposée par les flots convergents.

En effet, puisque le champ magnétique peut opposer une pression à la pression dynamique, la pression thermique est plus basse et la transition de phase devient moins efficace que dans le cas hydrodynamique. Ces études ont aussi montré que l'efficacité de la formation des structures froides dans le cas MHD est maximale quand le flot convergent est parallèle aux lignes de champ.

Une des étapes suivant directement mon travail de thèse sera donc l'inclusion du champ magnétique dans les simulations dans un premier temps, puis la gravité. En effet, un travail préliminaire montre qu'en plus d'avoir un effet sur la transition de phase, le champ magnétique favorise la formation des filaments plutôt que des grumeaux (voir figure 6.2). Il semble donc intéressant de quantifier cet effet par une comparaison entre le cas purement hydrodynamique et le cas MHD, mais aussi par une étude plus poussée des propriétés des filaments dans les observations à haute résolution maintenant disponibles grâce au satellite Herschel.

Dans ce cadre, et grâce aux données en polarisation de Planck, une des perspectives les plus importantes de ce travail concerne l'étude des propriétés du champ magnétique interstellaire. En effet, la production de simulations MHD permettra de créer des cartes synthétiques de polarisation de la poussière qui pourront être confrontées aux récentes données du satellite Planck. Cette comparaison permettra de contraindre les propriétés du champ magnétique qui est probablement un ingrédient de la physique du milieu interstellaire aussi important que la turbulence et la gravité mais pour lequel encore peu de choses sont connues. La combinaison simulations numériques-observations me semble être, dans ce cas aussi, un axe de recherche très prometteur.

Bibliographie

- Audit E., Hennebelle P., Apr. 2005, A&A, 433, 1
- Audit E., Hennebelle P., Feb. 2010, A&A, 511, A76+
- Bakes E.L.O., Tielens A.G.G.M., Jun. 1994, ApJ, 427, 822
- Banerjee R., Vázquez-Semadeni E., Hennebelle P., Klessen R.S., 2009, MNRAS, 398, 1082
- Barriault L., Joncas G., Falgarone E., et al., 2010, MNRAS, 406, 2713
- Begelman M.C., McKee C.F., Aug. 1990, ApJ, 358, 375
- Begum A., Stanimirović S., Peek J.E., et al., Oct. 2010, ApJ, 722, 395
- Boothroyd A.I., Blagrove K., Lockman F.J., et al., Dec. 2011, A&A, 536, A81
- Boulanger F., Abergel A., Bernard J., et al., Aug. 1996, A&A, 312, 256
- Brunt C.M., Apr. 2010, A&A, 513, A67
- Brunt C.M., Heyer M.H., Feb. 2002, ApJ, 566, 276
- Burton W.B., 1976, ARA&A, 14, 275
- Carilli C.L., Dwarakanath K.S., Goss W.M., 1998, ApJ, 502, L79+
- Celnik W., Rohlfs K., Braunsfurth E., Jun. 1979, A&A, 76, 24
- Clark B.G., Nov. 1965, ApJ, 142, 1398
- Clark P.C., Glover S.C.O., Klessen R.S., Bonnell I.A., Aug. 2012, MNRAS, 424, 2599
- Crovisier J., Jan. 1981, A&A, 94, 162
- Crovisier J., Dickey J.M., Jun. 1983, A&A, 122, 282
- de Avillez M.A., Breitschwerdt D., Aug. 2007, ApJ, 665, L35
- Dickey J.M., Lockman F.J., 1990, ARA&A, 28, 215
- Dickey J.M., Salpeter E.E., Terzian Y., Jan. 1977, ApJ, 211, L77
- Dickey J.M., McClure-Griffiths N.M., Stanimirović S., Gaensler B.M., Green A.J., Nov. 2001, ApJ, 561, 264
- Dickey J.M., McClure-Griffiths N.M., Gaensler B.M., Green A.J., Mar. 2003, ApJ, 585, 801

- Draine B.T., Apr. 1978, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 36, 595
- Elmegreen B.G., 1991, In : C. J. Lada & N. D. Kylafis (ed.) *NATO ASIC Proc. 342 : The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, 35
- Elmegreen B.G., Falgarone E., Nov. 1996, *ApJ*, 471, 816
- Elmegreen B.G., Scalo J., Sep. 2004, *ARA&A*, 42, 211
- Esquivel A., Lazarian A., 2005, *ApJ*, 631, 320
- Eswaran V., Pope S.B., 1988, *Computers and Fluids*, 16, 257
- Ewen H.I., Purcell E.M., Sep. 1951, *Nature*, 168, 356
- Falgarone E., Hily-Blant P., Levrier F., Aug. 2004, *Astrophysics and Space Science*, 292, 89
- Falgarone E., Levrier F., Hily-Blant P., 2007, In : M.-A. Miville-Deschênes & F. Boulanger (ed.) *EAS Publications Series*, vol. 23 of *EAS Publications Series*, 73–86
- Federrath C., Klessen R.S., Schmidt W., Dec. 2008, *ApJ*, 688, L79
- Federrath C., Klessen R.S., Schmidt W., Feb. 2009, *ApJ*, 692, 364
- Federrath C., Roman-Duval J., Klessen R.S., Schmidt W., Mac Low M., Mar. 2010, *A&A*, 512, A81+
- Ferrière K.M., Dec 2001, *Rev. Mod. Phys.*, 73, 1031
- Field G., jan. 1958, *Proceedings of the IRE*, 46, 240
- Field G.B., Jan. 1962, In : L. Woltjer (ed.) *The Distribution and Motion of Interstellar Matter in Galaxies*, 183
- Field G.B., Aug. 1965, *ApJ*, 142, 531
- Field G.B., Goldsmith D.W., Habing H.J., Mar. 1969, *ApJ*, 155, L149+
- Fromang S., Hennebelle P., Teyssier R., Oct. 2006, *A&A*, 457, 371
- Gazol A., Kim J., Nov. 2010, *ApJ*, 723, 482
- Gazol A., Vázquez-Semadeni E., Sánchez-Salcedo F.J., Scalo J., Aug. 2001, *ApJ*, 557, L121
- Gazol A., Vázquez-Semadeni E., Kim J., Sep. 2005, *ApJ*, 630, 911
- Gibson S.J., Taylor A.R., Higgs L.A., Dewdney P.E., Sep. 2000, *ApJ*, 540, 851
- Glover S.C.O., Mac Low M.M., 2007, *ApJ*, 659, 1317
- Goldsmith D.W., Habing H.J., Field G.B., Oct. 1969, *ApJ*, 158, 173
- González M., Audit E., Huynh P., Mar. 2007, *A&A*, 464, 429
- Green D.A., May 1993, *MNRAS*, 262, 327
- Gressel O., May 2009, *A&A*, 498, 661

- Guillard P., Jan. 2010, PhD Thesis, H2 MAGIE : H2 as a Major Agent to Galaxy Interaction and Evolution, Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay
- Guillard P., Boulanger F., Pineau des Forêts G., et al., 2012, ApJ, 749, 158
- Habing H.J., Jan. 1968, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 19, 421
- Hagen J.P., Lilley A.E., McClain E.F., Sep. 1955, ApJ, 122, 361
- Hartmann L., Ballesteros-Paredes J., Bergin E.A., Dec. 2001, ApJ, 562, 852
- Haud U., 2000, A&A, 364, 83
- Haud U., Kalberla P.M.W., May 2007, A&A, 466, 555
- Heiles C., Apr. 2001, ApJ, 551, L105
- Heiles C., Jenkins E.B., Feb. 1976, A&A, 46, 333
- Heiles C., Troland T.H., Apr. 2003a, Astrophysical Journal Supplement Series, 145, 329
- Heiles C., Troland T.H., Apr. 2003b, ApJ, 586, 1067
- Heitsch F., Hartmann L., 2008, ApJ, 689, 290
- Heitsch F., Burkert A., Hartmann L.W., Slyz A.D., Devriendt J.E.G., Nov. 2005, ApJ, 633, L113
- Heitsch F., Slyz A.D., Devriendt J.E.G., Hartmann L.W., Burkert A., Sep. 2006, ApJ, 648, 1052
- Heitsch F., Naab T., Walch S., 2011, MNRAS, 415, 271
- Hennebelle P., Audit E., Apr. 2007, A&A, 465, 431
- Hennebelle P., Pérault M., Nov. 1999, A&A, 351, 309
- Hennebelle P., Pérault M., 2000, A&A, 359, 1124
- Hennebelle P., Audit E., Miville-Deschênes M.A., Apr. 2007, A&A, 465, 445
- Hennebelle P., Banerjee R., Vázquez-Semadeni E., Klessen R.S., Audit E., Aug. 2008, A&A, 486, L43
- Heyer M.H., Brunt C.M., Nov. 2004, ApJ, 615, L45
- Hollenbach D.J., Werner M.W., Salpeter E.E., 1971, ApJ, 163, 165
- Inoue T., Inutsuka S.i., 2008, ApJ, 687, 303
- Inoue T., Inutsuka S.i., 2009, ApJ, 704, 161
- Inoue T., Inutsuka S.i., Koyama H., 2007, ApJ, 658, L99
- Jenkins E.B., Tripp T.M., Jun. 2011, ApJ, 734, 65
- Joncas G., Boulanger F., Dewdney P.E., Sep. 1992, ApJ, 397, 165
- Joulain K., 1998, PhD thesis, Structures dissipatives du milieu interstellaire : modelisation et signatures chimiques, Ecole Norm. Sup. Paris

- Joung M.R., Mac Low M.M., Bryan G.L., Oct. 2009, ApJ, 704, 137
- Kainulainen J., Beuther H., Henning T., Plume R., Dec. 2009, A&A, 508, L35
- Kainulainen J., Beuther H., Banerjee R., Federrath C., Henning T., Jun. 2011, A&A, 530, A64
- Kalberla P.M.W., Dedes L., Sep. 2008, A&A, 487, 951
- Kalberla P.M.W., Kerp J., Sep. 2009, ARA&A, 47, 27
- Kalberla P.M.W., Dedes L., Kerp J., Haud U., Jul. 2007, A&A, 469, 511
- Kanekar N., Subrahmanyan R., Chengalur J.N., Safouris V., 2003, MNRAS, 346, L57
- Kim C.G., Kim W.T., Ostriker E.C., Sep. 2010, ApJ, 720, 1454
- Kim C.G., Kim W.T., Ostriker E.C., Dec. 2011, ApJ, 743, 25
- Kim J., Ryu D., Sep. 2005, ApJ, 630, L45
- Kolmogorov A.N., 1941, Royal Society of London Proceedings Series A - reprinted in 1991, 434, 9
- Koyama H., Inutsuka S., Apr. 2000, ApJ, 532, 980
- Koyama H., Inutsuka S.i., Jan. 2002, ApJ, 564, L97
- Koyama H., Inutsuka S.i., Feb. 2004, ApJ, 602, L25
- Kritsuk A.G., Norman M.L., 2002, ApJ, 569, L127
- Kritsuk A.G., Norman M.L., 2004, ApJ, 601, L55
- Kritsuk A.G., Norman M.L., Padoan P., Wagner R., Aug. 2007, ApJ, 665, 416
- Kritsuk A.G., Ustyugov S.D., Norman M.L., Padoan P., Apr. 2009, In : N. V. Pogorelov, E. Audit, P. Colella, & G. P. Zank (ed.) Numerical Modeling of Space Plasma Flows : ASTRONUM-2008, vol. 406 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 15
- Kulkarni S.R., Heiles C., 1987, In : Hollenbach D.J., Thronson H.A. Jr. (eds.) Interstellar Processes, vol. 134 of Astrophysics and Space Science Library, 87–122
- Larson R.B., Feb. 1979, MNRAS, 186, 479
- Larson R.B., Mar. 1981, MNRAS, 194, 809
- Lequeux J., 2002, Le milieu interstellaire, Savoirs actuels. Astrophysique, EDP Sciences
- Lockman F.J., Aug. 1984, ApJ, 283, 90
- Lockman F.J., Condon J.J., Apr. 2005, AJ, 129, 1968
- Loken C., Gruner D., Groer L., et al., 2010, Journal of Physics : Conference Series, 256, 012026, URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/256/i=1/a=012026>
- Londrillo P., Del Zanna L., Feb. 2000, ApJ, 530, 508

- Malhotra S., Jul. 1995, ApJ, 448, 138
- McKee C.F., 1995, In : A. Ferrara, C. F. McKee, C. Heiles, & P. R. Shapiro (ed.) The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium, vol. 80 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 292—+
- McKee C.F., Ostriker E.C., 2007, ARA&A, 45, 565
- McKee C.F., Ostriker J.P., Nov. 1977, ApJ, 218, 148
- Meyerdierks H., Heithausen A., Reif K., 1991, A&A, 245, 247
- Miville-Deschênes M., Joncas G., Falgarone E., Boulanger F., Nov. 2003a, A&A, 411, 109
- Miville-Deschênes M., Levrier F., Falgarone E., Aug. 2003b, ApJ, 593, 831
- Miville-Deschênes M.A., Martin P.G., Jul. 2007, A&A, 469, 189
- Miville-Deschênes M.A., Martin P.G., Abergel A., et al., Jul. 2010, A&A, 518, L104
- Muller C.A., Oort J.H., Sep. 1951, Nature, 168, 357
- Oort J.H., Jan. 1962, In : L. Woltjer (ed.) The Distribution and Motion of Interstellar Matter in Galaxies, 3
- Osterbrock D.E., Ferland G.J., 2006, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei, University science books, Sausalito, California
- Ostriker E.C., McKee C.F., Leroy A.K., 2010, ApJ, 721, 975
- Padoan P., Nordlund Å., Sep. 2002, ApJ, 576, 870
- Padoan P., Nordlund A., Jones B.J.T., Jun. 1997, MNRAS, 288, 145
- Parker E.N., May 1953, ApJ, 117, 431
- Passot T., Vázquez-Semadeni E., Oct 1998, Phys. Rev. E, 58, 4501
- Piontek R.A., Ostriker E.C., Feb. 2004, ApJ, 601, 905
- Piontek R.A., Ostriker E.C., Aug. 2005, ApJ, 629, 849
- Piontek R.A., Ostriker E.C., Jul. 2007, ApJ, 663, 183
- Planck Collaboration, Abergel A., Ade P.A.R., et al., Dec. 2011, A&A, 536, A24
- Pound M.W., Goodman A.A., 1997, ApJ, 482, 334
- Richardson L.F., Jul. 1922, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 48, 282
- Roman-Duval J., Jackson J.M., Heyer M., Rathborne J., Simon R., Nov. 2010, ApJ, 723, 492
- Sánchez-Salcedo F.J., Vázquez-Semadeni E., Gazol A., 2002, ApJ, 577, 768
- Savage B.D., Sembach K.R., 1996, ARA&A, 34, 279
- Schmidt W., Hillebrandt W., Niemeyer J.C., 2006, Computers and Fluids, 35, 353

- Schmidt W., Federrath C., Hupp M., Kern S., Niemeyer J.C., Jan. 2009, A&A, 494, 127
- Seifried D., Schmidt W., Niemeyer J.C., Feb. 2011, A&A, 526, A14
- Spitzer L., 1978, Physical processes in the interstellar medium, New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p.
- Spitzer L. Jr., Jul. 1956, ApJ, 124, 20
- Toro E., 1999, Riemann Solvers and Numerical Methods for fluid dynamics, Berlin : Springer Verlag
- Vázquez-Semadeni E., Mar. 1994, ApJ, 423, 681
- Vázquez-Semadeni E., Feb. 2012, ArXiv e-prints 1202.4498
- Vázquez-Semadeni E., Passot T., Pouquet A., Mar. 1995, ApJ, 441, 702
- Vázquez-Semadeni E., Passot T., Pouquet A., Dec. 1996, ApJ, 473, 881
- Vázquez-Semadeni E., Gazol A., Scalo J., Sep. 2000, ApJ, 540, 271
- Vázquez-Semadeni E., Ryu D., Passot T., González R.F., Gazol A., May 2006, ApJ, 643, 245
- Vázquez-Semadeni E., Gómez G.C., Jappsen A.K., et al., Mar. 2007, ApJ, 657, 870
- Vishniac E.T., 1994, ApJ, 428, 186
- von Hoerner S., 1951, Zeitschrift für Astrophysik, 30, 17
- von Weizsäcker C.F., Sep. 1951, ApJ, 114, 165
- Walch S., Wunsch R., Burkert A., Glover S., Whitworth A., May 2011, ApJ, 733, 47
- Watson W.D., Aug. 1972, ApJ, 176, 103
- Wolfire M.G., Hollenbach D., McKee C.F., Tielens A.G.G.M., Bakes E.L.O., Apr. 1995, ApJ, 443, 152
- Wolfire M.G., McKee C.F., Hollenbach D., Tielens A.G.G.M., Apr. 2003, ApJ, 587, 278

Annexe A

Publication

Publication soumise au journal A&A le 15 janvier 2013

The structure of the thermally bistable and turbulent atomic gas in the local interstellar medium

E. Saury^{1,2}, M.-A. Miville-Deschênes^{1,2}, P. Hennebelle³, E. Audit⁴, and W. Schmidt⁵

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS UMR 8617, Université Paris-Sud 11, Bâtiment 121, 91405, Orsay, France
email : eleonore.saury@ias.u-psud.fr

² Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, University of Toronto, 60 St. George St., Toronto, ON M5S 3H8, Canada

³ Laboratoire de Radioastronomie, CNRS UMR 8112, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris, France

⁴ Laboratoire AIM, CEA/DSM - CNRS - Université Paris Diderot, IRFU/SaP, 91191, Gif-sur-Yvette, France

⁵ Institut für Astrophysik, Universität Göttingen, Friedrich-Hund Platz 1, D-37077 Göttingen, Germany

Received January 15, 2013 / Accepted ??

ABSTRACT

This paper is a numerical study of the condensation of the warm neutral medium (WNM) into cold neutral medium (CNM) structures under the effect of turbulence and thermal instability. It addresses the specific question of the CNM formation in the physical condition of the local interstellar medium (ISM). Using low resolution simulations we explored the impact of the WNM initial density and properties of the turbulence (stirring in Fourier with a varying mix of solenoidal and compressive modes) on the cold gas formation to identify the parameter space that is compatible with well established observational constraints of the H I in the local ISM. Two sets of initial conditions which match the observations were selected to produce high resolution simulations (1024^3) allowing to study in detail the properties of the produced dense structures.

For typical values of the density, pressure and velocity dispersion of the WNM in the solar neighborhood, the turbulent motions of the H I can not provoke the phase transition from WNM to CNM, whatever their amplitude and their distribution in solenoidal and compressive modes. On the other hand we show that a quasi-isothermal increase in WNM density of a factor of 2 to 4 is enough to induce the phase transition, leading to the transition of about 40 percent of the gas to the cold phase within 1 Myr. Given the observed properties of the H I in the local ISM, the WNM and individual CNM structures in the local ISM are sub or transsonic and their dynamics are tightly interwoven. The velocity field bears the evidence of subsonic turbulence with a 2D power spectrum following the Kolmogorov law as $P(k) \propto k^{-8/3}$ while the density is highly contrasted with a significantly shallower power spectrum, reminiscent of what is observed in the cold ISM. Supra-thermal line width observed for CNM might be the result of relative velocity between cold structures. Finally, the cold structures denser than 5 cm^{-3} reproduce well the laws $M \propto L^{2.25-2.28}$ and $\sigma(\mathbf{v}) \propto 0.5 - 0.8 L^{1/3}$ generally observed in molecular clouds.

Key words. turbulence - instabilities - hydrodynamics - ISM:clouds - ISM:structure

1. Introduction

Understanding the star formation process remains one of the main area of research of modern astrophysics. It is directly linked to the way interstellar gas is organized and how dense and cold structures form. Turbulence plays a fundamental role here. It creates local increases of density that are amplified by gravity and that, in some cases, might lead to gravitational contraction. At the same time the kinetic energy of turbulent motions needs to be dissipated in order for the gravitational collapse to happen. The overall star formation process is therefore directly linked to the way turbulence shapes the density structure of the ISM and how kinetic energy is transferred from large to small scales.

Molecular clouds, where star formation occurs, exhibit supra-thermal line widths and large contrast of density revealed by a log-normal PDF of column density (Vázquez-Semadeni & García 2001; Goodman et al. 2009; Federrath et al. 2010; Brunt 2010) and by power spectra of column density shallower (-2.5 , Bensch et al. 2001) than predicted for subsonic or transonic turbulence (-3.66), and than what is observed in the diffuse H I (Miville-Deschênes et al. 2003). For these reasons they are often modeled as isothermal and supersonic turbulent flows. On the other hand, because turbulence should dissipate in one dynamical time if it is not maintained at large scale it is thought that star

formation might occur within a dynamical (or free fall) time. In this scenario the gravitational collapse occurs along the cloud formation. Therefore, the initial conditions of the star formation process depend on the structure of the cold clouds in the atomic phase (H I).

Most of the mass of the Galactic interstellar medium (ISM) is H I and there are clear observational evidences that it is thermally bi-stable (Dickey et al. 2003); it consists of two thermally stable states at significantly different temperatures (the Cold Neutral Medium - CNM - and the Warm Neutral Medium - WNM). This is a natural result of the density and temperature dependence of the cooling processes at play in the diffuse ISM. Like molecular clouds the structure of the H I is highly complex with large density contrasts (the CNM fills only about 1 percent of the volume but has a density 100 times larger than the WNM) but here the combination of turbulence and thermal instability (Field 1965; Field et al. 1969) is the main driver of the structure. It is important to note that the nature of the density fluctuations in an isothermal and supersonic flow is conceptually different than in a thermally bi-stable fluid. An isothermal turbulent flow with supersonic velocity fluctuations will naturally develop strong density fluctuations ($\Delta\rho/\rho \sim M_s^2$, Vázquez-Semadeni 2012b). In such a flow the density fluctuations are transient, associated

with the compression and depression of the turbulent motions. In a two-phase medium, once a high density structure is created by a local compression it remains at high density even when the gas re-expand because it is in pressure equilibrium with the inter-cloud medium. A two-phase medium will therefore produce long-lived high density structures contrary to supersonic flows in which the fluctuations appear and disappear on dynamical timescales. Therefore the thermally bistable H I offers a natural way of producing highly structured initial conditions for the star formation in molecular clouds.

Because of the complex dynamical processes involved, dedicated numerical simulations are useful to develop insights on the exact scenario that leads to the formation of cold structures in the H I. Several studies based on numerical simulations have explored the thermally bi-stable physics of the H I since the early one-dimensional work of Hennebelle & Pérault (1999) who showed the effect of compression in a WNM converging flow on the triggering of the phase transition and the production of CNM structures. Similarly Koyama & Inutsuka (2000, 2002) studied the impact of the propagation of a shock wave into WNM. They showed how CNM structures form in the post-shock region through the thermal instability which operates faster than the duration of the shock (galactic spiral shock or supernova). In both cases the resulting density contrast between the CNM and WNM is ~ 100 . To obtain a similar contrast in isothermal supersonic turbulence, Mach numbers of the order of 10 are required. These studies have been extended to two and three dimensions simulations of thermally bistable flows with turbulence induced by a converging flow (Audit & Hennebelle 2005; Hennebelle & Audit 2007; Hennebelle et al. 2007; Audit & Hennebelle 2010; Heitsch et al. 2005, 2006), by the magnetorotational instability (Piontek & Ostriker 2004, 2005, 2007; Piontek et al. 2009) or by a driving in Fourier space (Gazol et al. 2005; Gazol & Kim 2010; Seifried et al. 2011).

It was established that compression of the WNM in transonic converging flows triggers the thermal instability; the increase in density can be such that the gas cools rapidly to temperatures of a few tens of degrees. The cold gas then fragments into clumps, in particular through the Kelvin-Helmholtz instability (Heitsch et al. 2006). The thermal pressure of the cold gas is in approximate equilibrium with the sum of the ram and thermal pressure of the surrounding warm gas. Once pushed at high enough densities, the cold structures can have densities and temperature close to values typical of molecular clouds (Vázquez-Semadeni et al. 2006; Banerjee et al. 2009).

In general previous works showed that the efficiency of the formation of the CNM depends directly on the nature and amplitude of the injected energy. One question we wanted to explore in this study is related to the driving of the compression. Most studies have explored the case of converging flows where the increase of the WNM density needed to trigger the thermal instability is obtained by a sustained ram pressure. The origin of such large scale convergent flows is unclear so here we want to see if compression in turbulent motions alone, driven at large scales, could lead to the production of cold gas. In more details, we wanted to see if turbulent motions, at the level they are observed in the WNM, can induce the phase transition and if not, what are the required physical conditions of the WNM to trigger the formation of cold structures. To do so, like Gazol et al. (2005); Gazol & Kim (2010); Seifried et al. (2011), we used turbulent forcing in Fourier space. In addition, similarly to the study of Federrath et al. (2010) based on isothermal simulations of molecular clouds, we wanted to study the impact of compressive and solenoidal modes in the injected turbulent field.

In this paper we present a parameter study of WNM initial density and turbulent forcing properties on the formation of the CNM in forced turbulence and thermally bi-stable flows. In a similar study, Seifried et al. (2011) chose initial densities (1 to 3 cm^{-3}) that are in the thermally unstable regime, to expect the production of a two-phase medium. Our intent is to expand the parameter space to identify the dynamical conditions that lead to the formation of the cold phase. In addition, one fundamental aspect of the current study is that we guide our parameter search based on all available observational constraints of the local ISM. We present 90 simulations performed on a 128^3 grid allowing to identify more precisely the physical conditions that favor the formation of cold structures while reproducing in detail the observed properties of the H I in the local ISM. For two specific cases that match the observations we performed two 1024^3 simulations in order to study in greater details the properties of the H I: temperature, pressure and density histograms, power spectra, power laws of the cold structures.

The paper is organized as follow. HERACLES, the numerical code used in this study is briefly presented in § 2. The observational constraints used to lead the parameter study are detailed in § 3. The methodology is presented in § 4. The results of the parametric study and of the high resolution simulations are presented in § 5 and § 6, and then discussed in § 7. The main conclusions of the study are given in § 8.

2. Numerical methods

Despite their great importance in the interstellar medium, we won't consider magnetic field or gravity in this study to focus on the impact of vortical and compressive turbulence motions on the formation of CNM. All the following simulations are thus hydrodynamical. We performed our simulations with HERACLES (González et al. 2007). The numerical methods are similar to those described in paper from Audit & Hennebelle (2005).

2.1. Euler equations and Godunov scheme

The Euler equations for a radiatively cooling gas are the classical equations of hydrodynamics in order to treat the flows at high Reynolds number, which is the case in the ISM. An external force \mathbf{f} is adding to generate the turbulent motions. It has the dimension of an acceleration. We also include cooling and heating terms based on the prescription of Wolfire et al. (2003) (see Fig. 1) in the net cooling rate \mathcal{L} .

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot [\rho \mathbf{u}] = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t [\rho \mathbf{u}] + \nabla \cdot [\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P] = \rho \mathbf{f}, \quad (2)$$

$$\partial_t E + \nabla \cdot [\mathbf{u}(E + P)] = \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} - \mathcal{L}(\rho, T) \quad (3)$$

where ρ is the mass density, \mathbf{u} the velocity, P the pressure and E the total energy. The considered atomic gas is perfect and ideal with an adiabatic index $\gamma = 5/3$ and a mean atomic weight $\mu = 1.4 m_{\text{H}}$ (m_{H} is the mass of the proton). The weight μ takes into account the cosmic abundance of other elements : helium and metals, and so the mass density $\rho = \mu \times n$. The net cooling function is defined as $\mathcal{L} = n^2 \Lambda - n \Gamma$ (expressed in $\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$), where Λ is the cooling and Γ the heating. They include the most relevant processes in the diffuse medium for our range of temperature [10K, 1000K] and are plotted and quickly described on the Figure 1 (for more details, see Audit & Hennebelle 2005). The equations solver in HERACLES is a second order Godunov

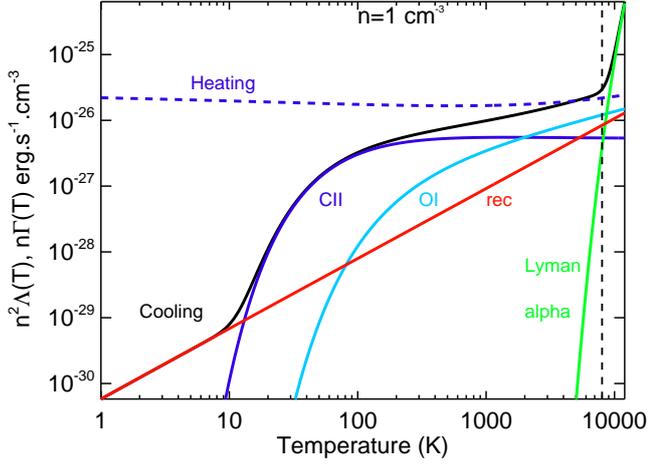


Fig. 1. Heating and cooling processes implemented in HERACLES based on Wolfire et al. (2003). We represent the respective energy densities versus the temperature at the fixed density $n=1 \text{ cm}^{-3}$, typical of the WNM. The total cooling (black solid curve) is decomposed in its different components: CII (dark blue), OI (light blue), recombination on interstellar grains (red), Lyman α (green). The dashed blue line is the heating dominated by the photo-electric effect on small dust grains. We considered a spatially uniform radiation field with the spectrum and intensity of the Habing field ($G_0/1.7$ where G_0 is the Draine flux) (Habing 1968; Draine 1978).

scheme (see Audit & Hennebelle 2010) for the conservative part. It is a MHD solver of type MUSCL-Handcock (Londrillo & Del Zanna 2000; Fromang et al. 2006). The cooling is applied after (see Audit & Hennebelle 2005).

2.2. Turbulence forcing

The force field \mathbf{f} generates the large scale motions and is applied in Fourier space. We define the amplitude given to the field as v_S . The magnitude of the applied force is thus $F_S = v_S^2/L_S$ where $L_S = L_{\text{box}}/k_0$ is the characteristic integration scale and $k_0 = 2$ the characteristic wave number of the stirring. The auto-correlation time of the process is given by $T_S = (L_S/F_S)^{1/2} = L_S/v_S$. The stirring is applied at large scale, and thus to the small wave numbers k that fulfill $0 < |k| < 2k_0$. The modes of the turbulent forcing are computed with the stochastic process of Ornstein-Uhlenbeck (Eswaran & Pope 1988; Schmidt et al. 2006). The method is similar to Schmidt et al. (2009) and Federrath et al. (2010). A Helmholtz decomposition is applied to the random field and project it on its compressive and solenoidal components:

$$\mathcal{P}_{ij}^{\zeta} = \zeta \mathcal{P}_{ij}^{\perp} + (1 - \zeta) \mathcal{P}_{ij}^{\parallel} = \zeta \delta_{ij} + (1 - 2\zeta) \frac{k_i k_j}{|k|^2}. \quad (4)$$

Choosing a spectral weight $\zeta = 1$ creates a physical force divergence free, i.e. purely solenoidal. Taking $\zeta < 1$ generates dilatational components which compress or rarify the gas. Finally, $\zeta = 0$ creates a rotation-free field, i.e. purely compressive. In a natural state, meaning that the energy is naturally distributed between the compressive and solenoidal modes as the 2:1 mixing, ζ takes the value of 0.5. In this case, the Helmholtz operator is proportional to the identity operator and the projection does not alter the energy repartition between the different modes.

3. Observational constraints

In this section we present global properties of the Galactic H I as deduced from the observations. These properties guided us in the choice of the initial conditions of the simulations and on the qualification of the results obtained. The simulations presented in this study are dedicated to the H I thermal instability and to the formation of CNM out of pure WNM gas. What are reasonable properties of the WNM and what are exactly the observational constraints ?

3.1. Pressure and thermal bi-stability of the H I

Because of the density and temperature dependence of the heating and cooling processes in the diffuse ISM (see Fig. 1) it has been shown early on by Field (1965); Field et al. (1969) and updated by Wolfire et al. (1995, 2003) that there is a range of pressure where the neutral atomic gas can be in two thermally stable phases in pressure equilibrium. This is generally displayed in diagrams like the ones shown in Fig. 2 where the solid curves in the two panels indicate the locus of thermal equilibrium in the $P - n$ and $T - n$ parameter spaces.

The thermal stability is not preserved everywhere along these curve but only where $dP/dn > 0$. The two dash-dotted vertical lines mark the boundaries in density where the H I is thermally unstable. Any perturbation of the gas sitting on the equilibrium curve in the thermally unstable range would move towards the cold or warm branches. From Fig. 2 one can appreciate the steepness of the equilibrium curve in $T - n$ space, highlighting the great difference in temperature and density of the two stable phases of the H I.

It is important to point out that the bi-stability of the H I is only present in a given range of pressure, determined by the maximum density of the warm branch ($n \sim 0.8 \text{ cm}^{-3}$) and the minimum density of the cold branch ($n \sim 7 \text{ cm}^{-3}$). For $P < 1000 \text{ K cm}^{-3}$ there is no CNM and for $P > 6000 \text{ K cm}^{-3}$ all the H I is cold.

On the top panel the dashed curve gives the average pressure observed in the local ISM. According to Jenkins & Tripp (2011) the pressure of the cold phase follows a log-normal distribution with an average of $\log_{10}(P/k)$ equals to 3.58 and minimum and maximum values (at the 99 percent level) equal to 3.04 and 4.11. The minimum CNM pressure reported by Jenkins & Tripp (2011) corresponds exactly to the minimum CNM pressure (3.06 dex) allowed by the thermal instability (see Fig. 2) as predicted by the modeling of the heating and cooling processes of Wolfire et al. (2003). On the other hand, the maximum pressure reported by Jenkins & Tripp (2011) is significantly higher than the maximum pressure allowed for the thermally stable WNM (3.74). In fact, the mass fraction of the CNM found at higher pressure by Jenkins & Tripp (2011) is about 30 percent. In those cases most of the WNM is in the thermally unstable regime or in a cooling phase; in any case the warm gas is an over-pressured state that is likely to be transient.

3.2. WNM density and temperature

Here we want to estimate what is the true density (as opposed to space-averaged) and temperature of the WNM in the local ISM. Typical numbers cited are $n \sim 0.2 - 0.5 \text{ cm}^{-3}$ and $T \sim 6000 - 10^4 \text{ K}$ (Ferrière 2001), but, as emphasized by Kalberla & Dedes (2008), the density of the WNM varies greatly with galacto-centric radius and galactic height z . It is also subject to

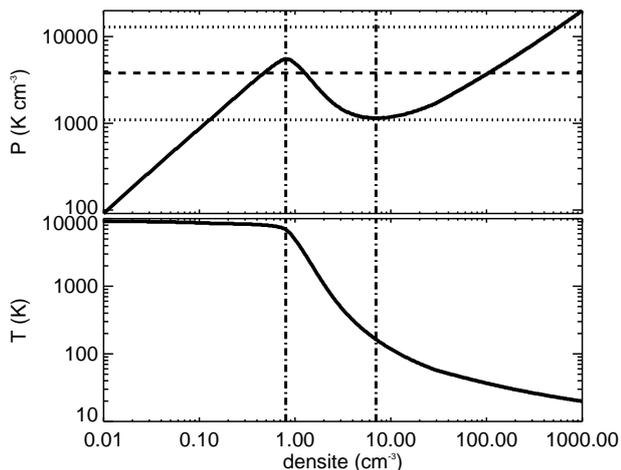


Fig. 2. Equilibrium temperature and pressure as a function of density. These equilibrium curves were computed equating the heating and cooling processes described in Wolfire et al. (2003). The dashed line corresponds to the average pressure of the cold diffuse ISM measured by Jenkins & Tripp (2011). The dotted lines show the maximum and minimum pressures that include 99 percent of the data of Jenkins & Tripp (2011). The dash-dotted lines show the density range of the thermally unstable phase.

local variations due to star formation activity (e.g. supernovae, Joungh et al. 2009) and between the arm and inter-arm regions.

According to Dickey & Lockman (1990) (see also Celnik et al. 1979; Malhotra 1995; Kalberla et al. 2007), the distribution of the H I density with z close to the Sun can be decomposed in a narrow Gaussian of HWHM=106 pc, a larger Gaussian of HWHM=265 pc and an exponential with a scale height of 403 pc. Generally the narrow Gaussian is attributed to the CNM and the sum of the two others to the WNM. In this scheme, and still following Dickey & Lockman (1990), the space-average density of the CNM and WNM at $z = 0$ are 0.395 cm^{-3} and 0.172 cm^{-3} respectively. These values are weighted by the volume filling factor f and thus correspond to nf , where n is the true volume density. The filling factor of the WNM is difficult to estimate; according to Kalberla & Kerp (2009) it is ~ 0.4 which implies a true density of $n_{\text{WNM}} = 0.43 \text{ cm}^{-3}$.

This value is close to the one that can be derived based on the knowledge of the heating and cooling processes. For the average pressure of $P = 3980 \text{ K cm}^{-3}$ found by (Jenkins & Tripp 2011), using the heating and cooling curves of Wolfire et al. (2003) and assuming a spatially uniform radiation field with the spectrum and intensity of the Habing field ($G_0/1.7$ where G_0 is the Draine flux – Habing 1968; Draine 1978), the equilibrium density and temperature of the WNM are $n_{\text{wnm}} = 0.5 \text{ cm}^{-3}$ and $T_{\text{wnm}} = 7960 \text{ K}$.

Fig. 3 shows how n , T and P vary with z assuming a scale height of HWHM=265 pc for the WNM disk at $R = R_\odot$ (Dickey & Lockman 1990; Malhotra 1995; Kalberla et al. 2007). Assuming a true volume density $n_{\text{WNM}} = 0.5 \text{ cm}^{-3}$ at $z = 0$, the corresponding temperature profile $T(z)$ of the WNM can be estimated using the thermal equilibrium curve based on the heating and cooling processes described in Wolfire et al. (2003). It shows that the variations with z of the WNM properties due to the hydrostatic equilibrium become important only at scales larger than 100 pc.

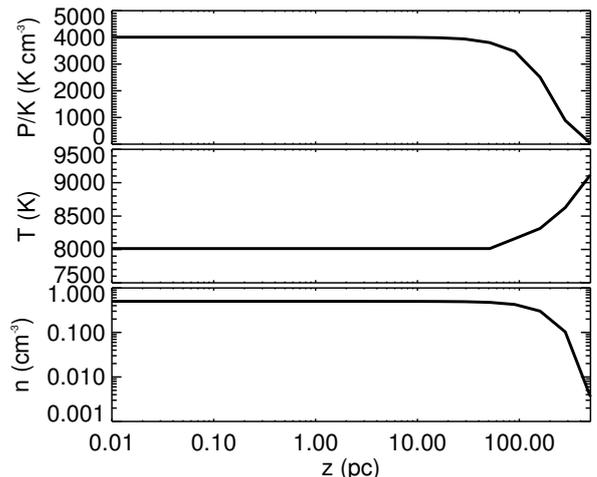


Fig. 3. Vertical distribution of the WNM density, temperature and pressure. The density profile assumes $n(z = 0) = 0.5 \text{ cm}^{-3}$, in accordance with the mean pressure of Jenkins & Tripp (2011) and the heating and cooling processes described in Wolfire et al. (2003). The scale height of the WNM is the value of Dickey & Lockman (1990) : HWHM = 265 pc. The temperature is computed at each position z assuming thermal equilibrium at density $n(z)$. The pressure is simply $P/k = nT$.

3.3. WNM turbulent velocity dispersion and Mach number

Apart from its density and temperature, the other relevant parameter for this study is the level of turbulence in the WNM, or equivalently its Mach number. The direct estimate of the Mach number of the WNM is difficult due to the fact that its temperature can not be easily measured. The traditional method to estimate the H I temperature is based on a comparison of 21 cm absorption and emission measurements. Due to its low opacity, the warm phase produces almost undetectable absorption once observed in front of a strong radio-continuum source. Only a few detections were reported so far (e.g. Carilli et al. 1998; Kanekar et al. 2003; Begum et al. 2010), with deduced temperatures closer to the thermally unstable regime ($T \sim 500 - 6000 \text{ K}$) than to what is expected for the WNM ($T \sim 8000 \text{ K}$).

Nevertheless there are indirect evidences that the warm ISM is subsonic. Recent findings on the warm ionized medium (WIM) by Gaensler et al. (2011) confirmed the work of Armstrong et al. (1995) and Redfield & Linsky (2004) that showed that the WIM has the properties of a low Mach number and incompressible turbulent flow. Regarding the WNM, an indication of its low Mach number comes from the smoothness of the 21 cm profiles. Haud & Kalberla (2007) found that the simplest 21 cm spectra of the LAB data (Kalberla et al. 2005) at high Galactic latitudes are well modeled by a single Gaussian of $\sigma_{\text{tot}} = 10.2 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$. Here we assume this value to be representative of the WNM total velocity dispersion in the Solar neighborhood.

The WNM velocity dispersion is the quadratic sum of the thermal (σ_{therm}) and turbulent (σ_{turb}) contribution to the gas motions, integrated along the line of sight. Considering the specific line of sight at the Galactic pole, the thermal contribution to the line width of the WNM is an integral over Galactic height z :

$$\sigma_{\text{therm}} = \left[\frac{k}{m} \frac{\int_0^L n(z)T(z)dz}{\int_0^L n(z)dz} \right]^{1/2} \quad (5)$$

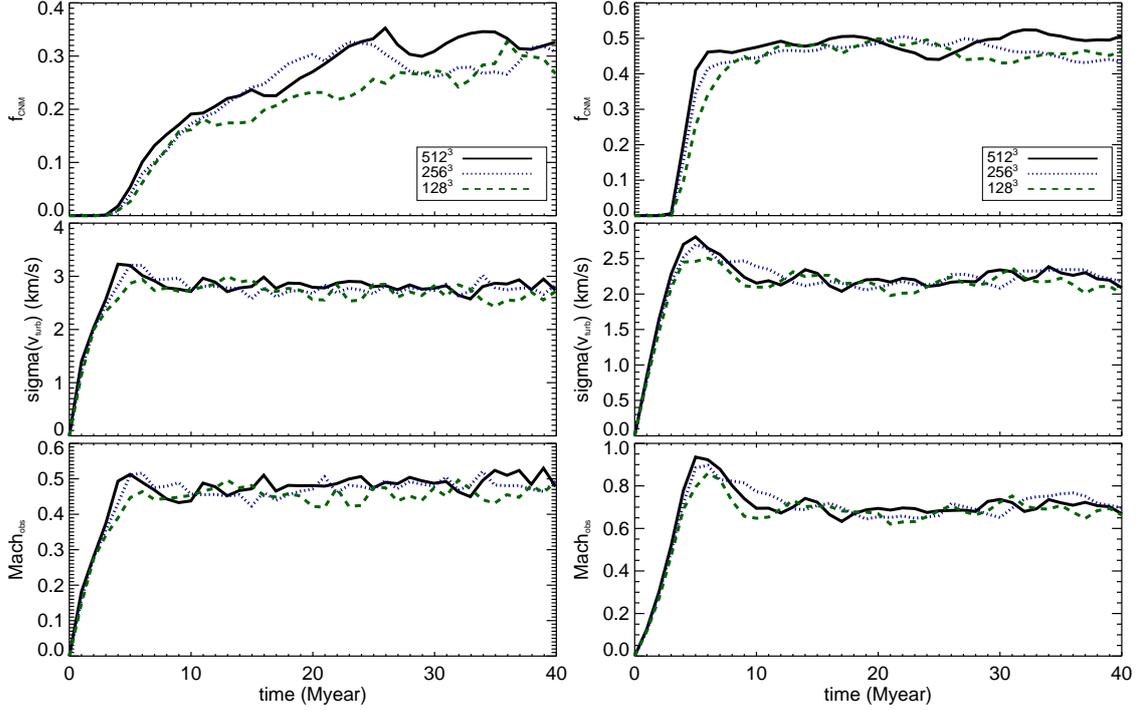


Fig. 4. Time evolution of the CNM mass fraction f_{CNM} , the mean velocity dispersion σ_{turb} and the mean Mach number M_{obs} for simulations with the following initial conditions: *on the left* $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.2$, $v_s = 12.5 \text{ km s}^{-1}$, *on the right* $n = 2 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$, $v_s = 7.5 \text{ km s}^{-1}$, and different resolutions: 512³ (solid black line), 256³ (dotted blue line) and 128³ cells (dashed green line).

where $n(z)$ is assumed to be a Gaussian with HWHM=265 pc (Dickey & Lockman 1990). Using the corresponding $T(z)$ shown in Fig 3, integrating Eq. 5 gives $\sigma_{\text{therm}} = 8.3 \text{ km s}^{-1}$, a value essentially identical to the thermal width of an isothermal 8000 K gas ($\sigma_{\text{therm}} = 8.1 \text{ km s}^{-1}$) which reflects the fact that the WNM temperature does not vary significantly with Galactic height. Assuming $\sigma_{\text{tot}} = 10.2 \text{ km s}^{-1}$ (Haud & Kalberla 2007), the contribution of turbulent motions to the observed line width is $\sigma_{\text{turb}} = 5.9 \text{ km s}^{-1}$. The fact that $\sigma_{\text{turb}} < \sigma_{\text{therm}}$ is another indication that thermal motions dominates over turbulent motions at any scale in the Solar neighborhood.

Due to the nature of the turbulent cascade, the turbulent velocity dispersion increases with scale like $\sigma_{\text{turb}} = \sigma(1)l^q$, where $q \sim 1/3$ for subsonic turbulence and, following the notation of Wolfire et al. (2003), $\sigma(1)$ is the velocity dispersion (in km s^{-1}) at a scale of 1 pc and l is the scale (in pc). Assuming that the turbulent contribution to the observed line width is representative of motions at the scale of the H I scale height at the Sun location ($l = h_z = 265 \text{ pc}$), one obtains $\sigma(1) = 0.92 \text{ km s}^{-1}$. This calculation is similar to the one of Wolfire et al. (2003) who estimated $\sigma(1) = 1.4 \text{ km s}^{-1}$ for the WNM. The fact that we obtain a significantly lower value can be attributed mostly to the fact that we took into account the thermal contribution to the line width.

3.4. CNM mass fraction and volume filling factor

One important quantity we want to reproduce in the simulations is the amount of mass in the cold phase. The CNM mass fraction was estimated to 40 percent by Heiles & Troland (2003) by comparing 21 cm absorption and emission measurements on 79 random lines-of-sights. This is also compatible with the decomposition of the H I density distribution with z of Dickey & Lockman (1990); their narrow component ($h = 106 \text{ pc}$) that can

be associated to the CNM contributes to 44 percent of the total H I surface density of the disk. Because the scale height of the CNM is smaller than that of the WNM, the CNM mass fraction varies with z . The CNM contributes to 60 percent of the H I mass for $z < 200 \text{ pc}$.

Like for the WNM one can compute the expected CNM volume density based on the heating and cooling processes (Wolfire et al. 2003). For the average pressure of Jenkins & Tripp (2011) ($P = 3980 \text{ K cm}^{-3}$) the equilibrium density and temperature are $n_{\text{cnm}} = 111 \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{cnm}} = 35.9 \text{ K}$. Following Dickey & Lockman (1990), the space-average density of the CNM is $\sim 0.4 \text{ cm}^{-3}$ at $z = 0$, which implies a volume filling factor of the cold phase lower than 1%.

4. Methodology

Based on the observational constraints described in the previous section, we conclude that the WNM in the Solar neighborhood has a mean temperature $T \sim 8000 \text{ K}$, a mean density of $n \sim 0.2 - 0.5 \text{ cm}^{-3}$ and subsonic turbulent motions following $\sigma_{\text{turb}} = 0.92 (l/1\text{pc})^{1/3} (\text{km s}^{-1})$. The first step of this study is to evaluate what are the plausible physical conditions that lead to the formation of CNM gas, of the order of 40 percent in mass, from WNM gas with such physical properties. We explored those conditions with 90 simulations at low resolution (128³ cells). In this section we validate this choice by testing the use of 128³ simulations for the exploration of the parameter space by comparing with higher resolution (256³ and 512³) simulations, after having described the characteristic scales involved in the simulations. Two sets of initial conditions that match the observations will then be used to produce high resolution simulations (1024³).

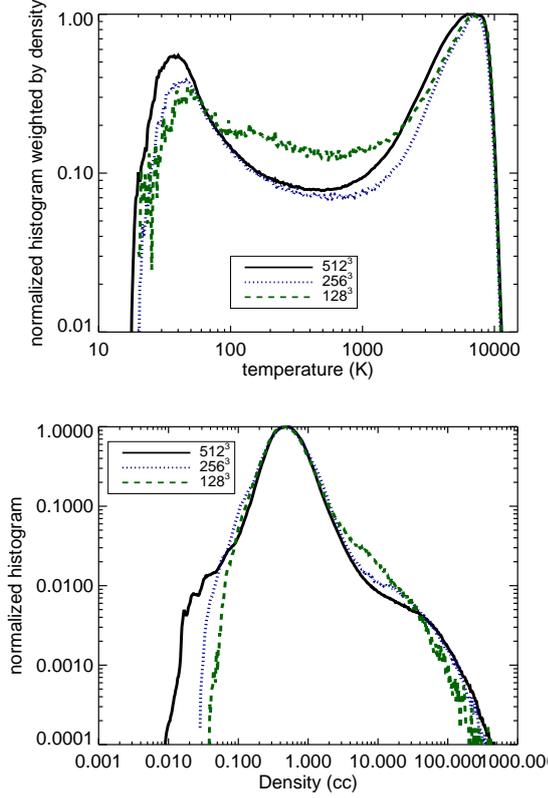


Fig. 5. Temperature histogram weighted by density (*on top*) and density pdf (*at the bottom*) for simulations with the following initial conditions: $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta=0.2$, $v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}$, and different resolutions: 512^3 (solid black line), 256^3 (dotted blue line) and 128^3 cells (dashed green line) at 40 Myr.

4.1. Characteristic scales

4.1.1. Dynamical time and cooling scale of the WNM

If, during the perturbation of an initial WNM cloud, the cooling processes act slower than the compressive ones, the gas will tend to return to its initial state of temperature and density by decompression. The transition WNM-CNM becomes possible when the radiative time is lower than the dynamical time (Hennebelle & Pérault 1999), allowing the condensed gas to keep its higher density even during the decompression:

$$t_{\text{cool}} < t_{\text{dyn}}. \quad (6)$$

The dynamical time is defined as the time needed by an atom to cross the cloud (of size d) at the sound speed velocity c_S :

$$t_{\text{dyn}} = \frac{d}{c_S}. \quad (7)$$

The radiative time is the characteristic time needed by the medium to cool. It is thus equal to the ratio of the energy (U) and the energy transfer (ϵ) applied to the medium:

$$t_{\text{cool}} = \frac{U}{\epsilon}. \quad (8)$$

We thus can calculate the critical size below which the WNM will be unstable and will condense into the unstable regime or CNM structures. We consider typical conditions of the WNM ($T = 8000 \text{ K}$ and $n = 0.5 \text{ cm}^{-3}$) and a static medium, assuming

that the energy is fully thermal. Using equation 6 and the heat capacity per mass unity $C_V = k_B/m_H(\gamma - 1)$:

$$U = m_H C_V T \quad \text{the gas energy and} \quad (9)$$

$$\epsilon = n\Lambda \quad \text{the cooling applied to the WNM} \quad (10)$$

The cooling time thus becomes:

$$t_{\text{cool}} = \frac{k_B T}{(\gamma - 1)n\Lambda}. \quad (11)$$

Considering the main cooling processes of the diffuse H I described in Section 3.1 to evaluate Λ and $c_S = \sqrt{\gamma k_B T / (1.4 m_H)}$, one obtains for the WNM cooling scale:

$$t_{\text{cool}} < t_{\text{dyn}} \Rightarrow d > \lambda_{\text{cool}} = t_{\text{cool}} \times c_{S, \text{WNM}} \sim 22 \text{ pc}. \quad (12)$$

Thus, for the condition $t_{\text{cool}} < t_{\text{dyn}}$ to be observed and the thermal instability to develop, the initial scale d of the perturbed zone must be greater than $\lambda_{\text{cool}} \sim 22 \text{ pc}$. Similarly, a perturbation of size lower than λ_{cool} do not efficiently trigger the phase transition.

4.1.2. Sizes of the simulations

To study the WNM-CNM transition it is important to evaluate the scales of cold structures to adjust the numerical resolution. To first order one can estimate the size of a cold structure resulting from the condensation of a WNM cloud with a typical size of 22 pc. Because the CNM density is a hundred times higher than the WNM density, the CNM structures should be a hundred times smaller than the initial WNM cloud, leading to a rough size of 0.2 pc. In fact, as illustrated by Hennebelle & Audit (2007), the size of the CNM clumps follow a distribution with a maximal size of 0.6 pc. Moreover, the Field length λ_F (Field 1965; Begelman & McKee 1990), which give the typical scale of the thermal front between the WNM and the CNM, and the front shock in the CNM are of the order of 10^{-3} pc . In principle, simulations of the thermally bistable H I require a scale range from 10^{-3} to $\sim 20 \text{ pc}$ but, as suggested by Hennebelle & Audit (2007), the important scale to resolve in simulations of thermally bistable and turbulent H I is the 'sound crossing scale' which is the sound speed times the cooling time. As mentioned earlier, for typical values of the density, this scale is $\sim 22 \text{ pc}$ and $\sim 0.2 \text{ pc}$ in the WNM and CNM respectively.

We chose to assure the phase transition with a box size equal to 40 pc and therefore larger than λ_{cool} . In this study we used first a box size of 128^3 , leading to a resolution of 0.3 pc. Even though we barely resolve the typical cold structure scale, using higher resolution simulations we will demonstrate that this set up can be used to explore efficiently the parameter space for the formation of the CNM. The second part of the results presented in this paper is dedicated to the detailed study of 1024^3 simulations (resolution of 0.04 pc) for specific initial conditions.

4.2. Effect of resolution

Here we validate the use of low resolution simulations in the context of a parameter exploration study. Figure 4 shows the evolution over time of the CNM massive fraction, the dispersion of the line of sight turbulent velocity σ_{turb} and the observational Mach number for two representative simulations ($[n=1 \text{ cm}^{-3}, \zeta=0.2, v_S = 12.5 \text{ km s}^{-1}]$ and $[n=2 \text{ cm}^{-3}, \zeta=0.5, v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}]$) done on 128^3 , 256^3 and 512^3 grids.

We calculate the cold mass fraction f_{CNM} as the sum of the density in the pixels where $T < 200 \text{ K}$ over the total density in

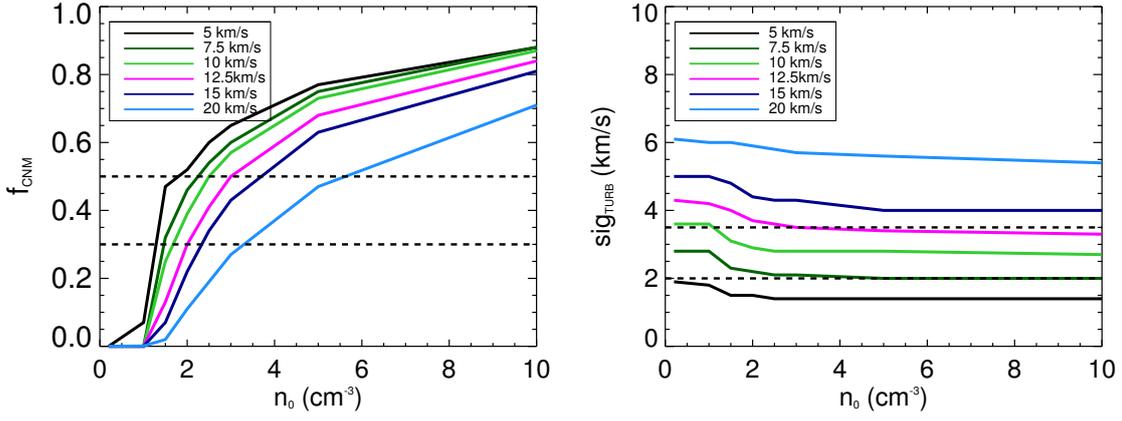


Fig. 6. Behavior of f_{CNM} (on the left) and σ_{turb} (on the right) with the variation of the initial condition n_0 , for the different values of the large scale velocity v_S (from 5 to 20 km s⁻¹). The dotted lines frame the observational values of f_{CNM} and σ_{turb} that we want to reproduce.

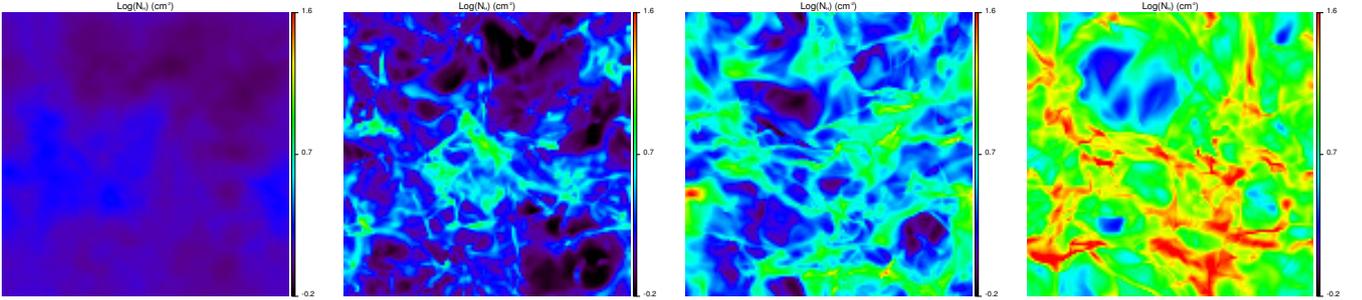


Fig. 7. Maps of the logarithm of the column density (density integrated along the direction z). The initial density increases from the left to the right and takes the following values: 1.0, 1.5, 3.0, 10.0 cm⁻³. The projection weight and the large scale velocity are fixed to $\zeta = 0.5$ at $v_S = 7.5$ km s⁻¹. All maps are displayed with the same column density range [$0.6 \cdot 10^{20}$ cm⁻², $40 \cdot 10^{20}$ cm⁻²].

the box. The turbulent velocity dispersion is computed the following way (see Miville-Deschênes & Martin 2007, equation 8):

$$\sigma_{\text{turb}}^2(x, y) = \frac{\sum_{z'=0}^{L_{\text{box}}} n(x, y, z') v_z^2(x, y, z')}{\sum_{z'=0}^{L_{\text{box}}} n(x, y, z')} - C^2(x, y) \quad (13)$$

where $C(x, y)$ is the velocity centroid map:

$$C(x, y) = \frac{\sum_{z'=0}^{L_{\text{box}}} n(x, y, z') v_z(x, y, z')}{\sum_{z'=0}^{L_{\text{box}}} n(x, y, z')}. \quad (14)$$

In numerical simulations, the Mach number is often computed as the ratio of the velocity and the sound speed on each cell:

$$\mathcal{M}_{\text{theo}} = \langle |\mathbf{u}|/c_s \rangle_{x,y,z} \quad (15)$$

where $c_S = \sqrt{(\gamma P(x, y, z))/\rho(x, y, z)}$. Because this parameter can not be directly deduced from observations we consider an expression for the Mach number calculated from integrated quantities along the line of sight: the turbulent velocity dispersion and the thermal velocity dispersion:

$$\mathcal{M}_{\text{obs}} = \langle \frac{\sigma_{\text{turb}}}{\sigma_{\text{therm}}} \rangle_{x,y} \quad (16)$$

where the thermal velocity dispersion is defined as

$$\sigma_{\text{therm}}^2 = \frac{k_B}{m_H} \frac{\sum_{z'=0}^{L_{\text{box}}} n(x, y, z') T(x, y, z')}{\sum_{z'=0}^{L_{\text{box}}} n(x, y, z')}. \quad (17)$$

Obviously the total¹ velocity dispersion is simply

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{turb}}^2 + \sigma_{\text{therm}}^2. \quad (18)$$

All quantities shown in Fig 4 are spaced averaged over the box at different time steps. The mean values of σ_{turb} and \mathcal{M}_{obs} are in the same range, and their variations are of the same order, as illustrated in Figure 4. These two quantities are thus statistically well represented even in small resolution simulations.

The temperature and density pdfs (Fig. 5) and time evolution (Fig. 4) show that the ratio of cold gas depends on the numerical resolution. Higher resolution runs lead to a slightly higher amount of cold gas. The cold peak of the temperature histogram (Fig. 5) is lower in the 128³ and 256³ cases. The time evolution of f_{CNM} is increasing slower for the smallest resolution run and f_{CNM} is then lower. However the massive fractions of gas with $T < 200$ K reached at 40 Myr are similar (0.27, 0.31 and 0.33). We then deduce that the estimation of f_{CNM} on 128³ simulations is still worthwhile if we remember that it increases slightly with resolution.

The same resolution study on simulations with different initial conditions presents similar results. Like Seifried et al. (2011), we conclude that the resolution does not affect the time evolution of σ_{turb} and \mathcal{M}_{obs} and has a moderate effect on the formation of CNM. Therefore doing a statistical study on small simulations (128³) is legitimate. Higher resolution simulations are needed to study in details the CNM properties, especially its structure.

¹ or observed in the case of an optically thin line

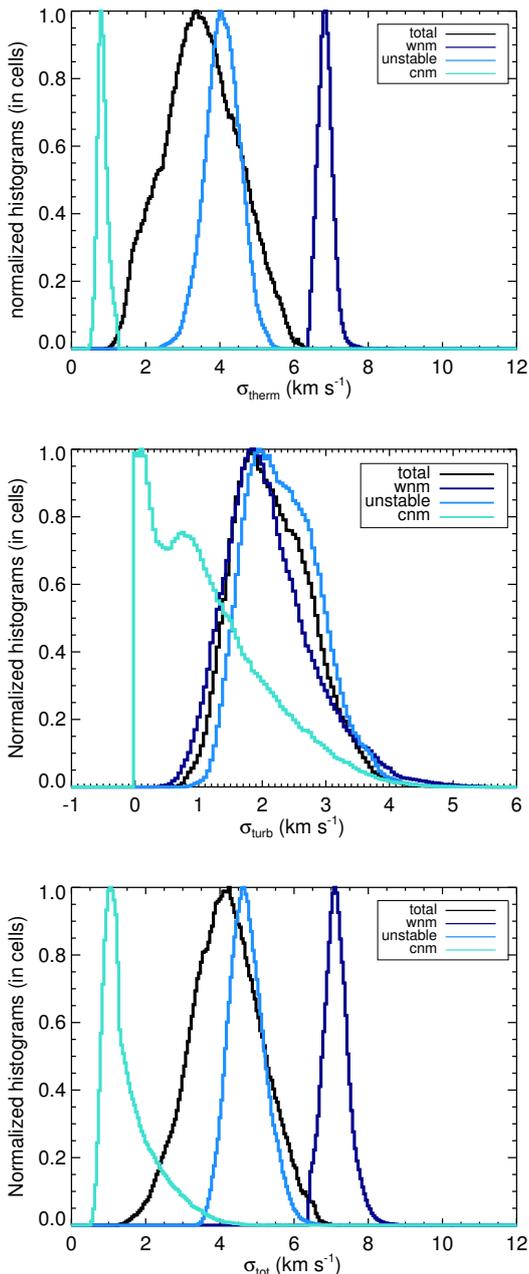


Fig. 8. Velocity dispersions histograms: *on top* σ_{therm} , *in the middle* σ_{turb} and *at the bottom* σ_{tot} , for different temperature ranges: *in black* the all box, *in dark blue* the WNM ($T > 5000$ K), *in blue* the unstable gas ($200 \text{ K} < T < 5000$ K) and *in light blue* the CNM ($T < 200$ K) for the following high resolution simulation: 1024^3 , $n_0=2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$ et $v_S=7.5 \text{ km s}^{-1}$.

4.3. Convergence

In order to evaluate the time needed for the 128^3 simulations to reach a stationary state, we evaluated σ_{turb} , M_{obs} and f_{CNM} at each Myr. Most simulations converge in 10 Myr but some needed a much longer time to transit to cold phase and never achieve a stationary state for the massive fraction of CNM. However we choose to stop all simulations at 40 Myr because of the typical time between two supernovae explosions estimated to be around 20 Myr (see Ferrière 2001, equation 17 at $z = 0$ in a volume of $(40 \text{ pc})^3$).

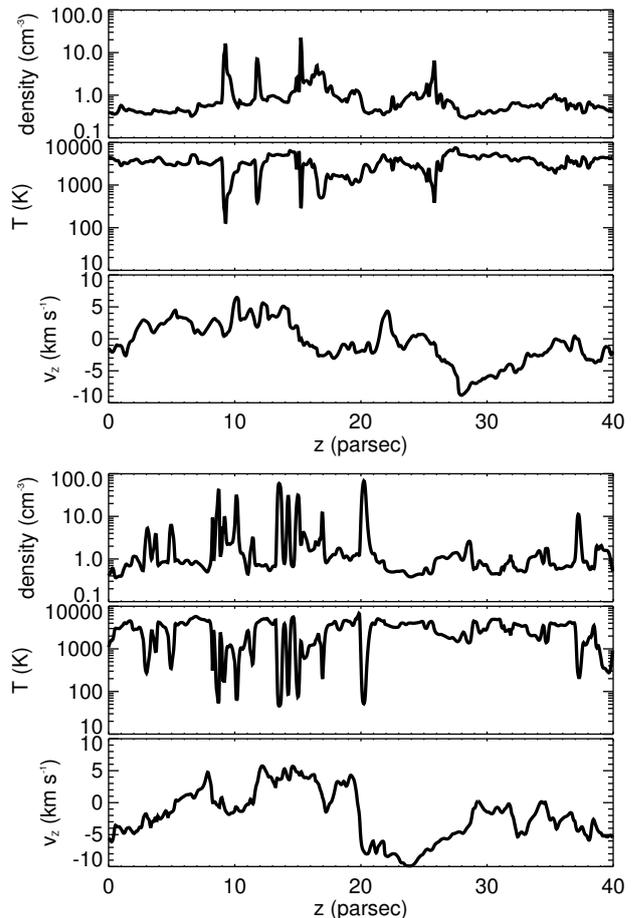


Fig. 9. Density, temperature and velocity (z -component) profiles for a given simulation (1024^3 , $n_0=2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$ et $v_S=7.5 \text{ km s}^{-1}$) and for two distinct lines of sight characterized by their value of $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM})$. *On top*: $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM})=0.14 \text{ km s}^{-1}$ and *at the bottom*: $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM})=4.7 \text{ km s}^{-1}$.

5. Parametric study

According to Fig. 3, we can consider constant n and T as adequate initial conditions for a box size of 40 pc centered on $z = 0$. For all simulations the initial conditions are a uniform and static WNM at a temperature of $T = 8000$ K. The boundary conditions are periodic. The velocity field is modified at every time step by the turbulent stirring in Fourier space.

This section presents the parameter study we did on the initial density and the two properties of the stirring velocity field: the spectral weight ζ and the large scale velocity v_S . We performed 90 simulations with 128^3 cells, varying the density from its fiducial WNM value 0.2 to 10 cm^{-3} , the velocity at large scale v_S from 5 to 20 km s^{-1} and the spectral weight from 0 (rotation free field) to 1 (divergence free). We computed for each simulation the CNM mass fraction f_{CNM} , the mean Mach number M_{obs} (Eq. 16) and the mean velocity dispersion (Eq. 13) at each Myr and averaged them over time after a stationary state has been reached, that is on the time interval $[20 \text{ Myr}, 40 \text{ Myr}]$.

5.1. Effect of the initial density increase

Table 1 and Figure 6 present the results for the 48 simulations for which the turbulence has been kept to a natural state, meaning that the spectral weight is fixed to $\zeta = 0.5$ and that the Helmholtz

Table 1. Results of the 128³ simulations with natural turbulence $\zeta=0.5$: the two first columns are the initial density and the large scale velocity of the turbulent stirring, the last five are the obtained results: average theoretical and observational Mach numbers, average and standard deviation of the cold massive fraction, and turbulent velocity dispersion of the line-of-sight velocity component. The average and standard deviation were computed between 20 and 40 Myrs.

n_0 (cm^{-3})	v_S (km s^{-1})	$\langle \mathcal{M}_{\text{theo}} \rangle$	$\langle \mathcal{M}_{\text{obs}} \rangle$	$\langle f_{\text{CNM}} \rangle$	$\sigma(f_{\text{CNM}})$	$\langle \sigma_{\text{turb}} \rangle$ (km s^{-1})
0.2	20	1.8	0.8	0.0	0.0	6.1
0.2	15	1.3	0.6	0.0	0.0	5.0
0.2	12.5	1.1	0.5	0.0	0.0	4.3
0.2	10	0.8	0.4	0.0	0.0	3.6
0.2	07.5	0.6	0.3	0.0	0.0	2.8
0.2	05	0.4	0.2	0.0	0.0	1.9
1.0	20	1.9	0.8	0.002	0.001	6.0
1.0	15	1.4	0.7	0.000	0.00	5.0
1.0	12.5	1.2	0.6	0.000	0.00	4.2
1.0	10	0.9	0.5	0.000	0.00	3.6
1.0	07.5	0.7	0.4	0.000	0.00	2.8
1.0	05	0.5	0.3	0.07	0.03	1.8
1.5	20	2.0	0.9	0.02	0.02	6.0
1.5	15	1.6	0.7	0.07	0.02	4.8
1.5	12.5	1.5	0.7	0.13	0.02	4.0
1.5	10	1.3	0.7	0.25	0.02	3.1
1.5	07.5	1.1	0.5	0.32	0.01	2.3
1.5	05	0.7	0.4	0.47	0.02	1.5
2.0	20	2.3	1.0	0.11	0.02	5.9
2.0	15	2.0	0.9	0.22	0.02	4.4
2.0	12.5	1.9	0.9	0.30	0.02	3.7
2.0	10	1.6	0.8	0.39	0.02	2.9
2.0	07.5	1.3	0.7	0.46	0.02	2.2
2.0	05	0.9	0.5	0.52	0.02	1.5
2.5	20	2.6	1.1	0.19	0.02	5.8
2.5	15	2.3	1.0	0.34	0.03	4.3
2.5	12.5	2.2	1.0	0.41	0.02	3.6
2.5	10	1.9	1.0	0.50	0.01	2.8
2.5	07.5	1.5	0.8	0.54	0.02	2.1
2.5	05	1.0	0.5	0.60	0.01	1.4
3.0	20	2.9	1.2	0.27	0.03	5.7
3.0	15	2.7	1.2	0.43	0.02	4.3
3.0	12.5	2.4	1.2	0.50	0.02	3.5
3.0	10	2.1	1.1	0.57	0.02	2.8
3.0	07.5	1.6	0.9	0.60	0.01	2.1
3.0	05	1.1	0.6	0.65	0.01	1.4
5.0	20	3.8	1.6	0.47	0.02	5.6
5.0	15	3.6	1.7	0.63	0.02	4.0
5.0	12.5	3.3	1.7	0.68	0.01	3.4
5.0	10	2.7	1.5	0.73	0.01	2.8
5.0	07.5	2.1	1.2	0.75	0.01	2.0
5.0	05	1.4	0.8	0.77	0.01	1.4
10.0	20	5.6	2.4	0.71	0.01	5.4
10.0	15	4.9	2.6	0.81	0.01	4.0
10.0	12.5	4.4	2.5	0.84	0.008	3.3
10.0	10	3.6	2.2	0.87	0.005	2.7
10.0	07.5	2.8	1.7	0.88	0.004	2.0
10.0	05	1.9	1.2	0.88	0.003	1.4

projection operator (Eq 4) is equal to half the identity and therefore keeps the rate of compressible over solenoidal modes of the velocity field in its initial state. In this case, we only vary the large scale velocity v_S and the density. Obviously, as the initial temperature is 8000 K for each simulation, increasing the initial density is equivalent to increasing the initial pressure.

We first observe that simulations with initial values of the WNM density between 0.2 and 1.0 cm^{-3} do not transit to cold gas. At larger densities, the efficiency of the CNM formation increases rapidly with the density. For $n_0 = 0.2$ or 1.0 cm^{-3} , the cold mass fraction is indeed very close to zero while a small in-

crease of the density ($n_0 = 1.5 \text{ cm}^{-3}$) leads to $f_{\text{CNM}} = 0.3 - 0.4$ and densities greater than 3.0 cm^{-3} allow more than half of the mass to transit (see Fig.6 left part). This behavior is also well represented by the differences regarding the structures on the integrated density maps (Figure 7). The map on the left, that only contains WNM, is completely smooth while the structures appear clearly when the initial density increases. One can notice that the equivalent pressure at $n_0 = 1.5 \text{ cm}^{-3}$ is equal to 12000 K cm^{-3} , much larger than the maximum pressure allowed for the WNM (see Sec. 3.1). The gas starts in the thermally unstable regime; at these values of density and pressure the gas is

Table 2. Results of the 128³ simulations with initial density $n=1 \text{ cm}^{-3}$: the first two columns are the turbulence parameters (solenoidal over compressible modes rate and amplitude of the turbulent forcing), the next five are the obtained results: average theoretical and observational Mach numbers, average and standard deviation of the cold massive fraction and turbulent velocity dispersion of the line-of-sight velocity component. The average and standard deviation were computed between 20 and 40 Myrs.

ζ	v_S (km s^{-1})	$\langle \mathcal{M}_{\text{theo}} \rangle$	$\langle \mathcal{M}_{\text{obs}} \rangle$	$\langle f_{\text{CNM}} \rangle$	$\sigma(f_{\text{CNM}})$	$\langle \sigma_{\text{turb}} \rangle$ (km s^{-1})
0.0	20	1.8	0.7	0.39	0.05	4.1
0.0	15	1.1	0.5	0.45	0.03	2.9
0.0	12.5	0.8	0.4	0.42	0.03	2.3
0.0	10	0.6	0.3	0.44	0.03	1.8
0.0	07	0.4	0.2	0.49	0.04	1.1
0.0	05	0.2	0.16	0.50	0.07	0.7
0.1	20	1.7	0.7	0.36	0.04	4.0
0.1	15	1.1	0.5	0.37	0.04	3.0
0.1	12.5	0.8	0.4	0.36	0.02	2.4
0.1	10	0.6	0.3	0.42	0.04	1.8
0.1	07	0.4	0.2	0.45	0.05	1.2
0.1	05	0.2	0.14	0.46	0.09	0.8
0.2	20	1.7	0.7	0.24	0.03	4.2
0.2	15	1.1	0.5	0.26	0.03	3.3
0.2	12.5	1.0	0.45	0.28	0.03	2.7
0.2	10	0.7	0.4	0.30	0.03	2.2
0.2	07	0.4	0.2	0.38	0.02	1.5
0.2	05	0.3	0.17	0.42	0.05	1.1
0.3	20	1.7	0.7	0.08	0.02	4.8
0.3	15	1.2	0.6	0.11	0.02	3.8
0.3	12.5	1.0	0.5	0.13	0.03	3.3
0.3	10	0.7	0.4	0.12	0.04	2.6
0.3	07	0.6	0.3	0.25	0.03	2.0
0.3	05	0.4	0.2	0.22	0.05	1.3
0.4	20	1.8	0.8	0.02	0.02	5.5
0.4	15	1.3	0.6	0.02	0.02	4.5
0.4	12.5	1.1	0.5	0.002	0.001	3.8
0.4	10	0.8	0.4	0.001	0.001	3.2
0.4	07	0.6	0.3	0.03	0.01	2.2
0.4	05	0.5	0.2	0.13	0.05	1.5
0.5	20	1.9	0.8	0.002	0.001	6.0
0.5	15	1.4	0.7	0.000	0.00	5.0
0.5	12.5	1.2	0.6	0.000	0.00	4.2
0.5	10	0.9	0.5	0.000	0.00	3.6
0.5	07	0.7	0.4	0.000	0.00	2.6
0.5	05	0.5	0.3	0.07	0.03	1.8
1.0	20	2.7	1.0	0.000	0.00	8.3
1.0	15	2.0	0.9	0.000	0.00	6.7
1.0	12.5	1.6	0.8	0.000	0.00	5.8
1.0	10	1.3	0.6	0.000	0.00	4.8
1.0	07	0.9	0.5	0.000	0.00	3.6
1.0	05	0.7	0.4	0.000	0.00	2.7

indeed located above the stable branch of the WNM and thus in a cooling zone that allows it to evolve rapidly and efficiently towards the cold gas.

From Table 1 and Figure 6 one could note that the final turbulent velocity dispersion is lower for higher initial densities; σ_{turb} is thus lower for higher values of the cold mass fraction f_{CNM} . To understand this behavior we studied the distributions of the three following velocity dispersions: σ_{turb} , σ_{therm} and σ_{tot} computed for each thermal phase in a given simulation at high resolution ($1024^3, n_0 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$, $\zeta = 0.5$ and $v_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$). All distributions are plotted on Figure 8. As expected σ_{therm} depends on the temperature of the gas. We note that it is also the case for the distributions of σ_{turb} , the one computed in the CNM phase ($T < 200 \text{ K}$) being especially different from the other two thermal phases. Its peak lies at very small values between 0.1 and 0.2 km s^{-1} and presents a wide tail reaching 5 km s^{-1} . To better understand the shape of this distribution, we looked at

two distinctive lines of sight for which $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM})$ is equal to 0.14 and 4.7 km respectively. The density, temperature and velocity (z -component) profiles are plotted on Figure 9. The line of sight with a low velocity dispersion (top of Fig.9) is composed of four CNM structures with temperatures between 100 and 500 K. These clumps have homogeneous internal velocities and their relative velocity is small ($\sim 3 \text{ km s}^{-1}$), explaining the low value of $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM})$ integrated along the line of sight. On the other hand, if the internal velocities of the CNM structures on the second line of sight are also homogeneous, their relative velocity is high and close to 15 km s^{-1} . Thus, the shape of the histograms of $\sigma_{\text{turb}}(\text{CNM})$ reveals that individual clumps have an internal velocity dispersion close to 0.2 km s^{-1} and that the large values are the result of the relative velocities between clumps. Besides, the three graphs on Figure 8 show that the shape of the σ_{tot} histograms is dominated by the thermal motions suggesting a subsonic Mach number. Like Heitsch et al. (2005, 2006) we

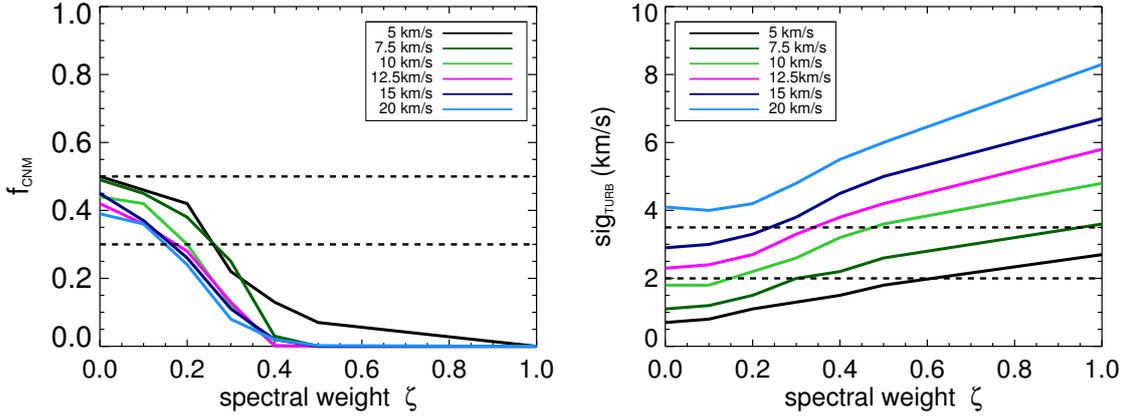


Fig. 10. Behavior of f_{CNM} (on the left) and σ_{turb} (on the right) with the variation of the projection weight ζ , for the different values of the large scale velocity v_s (from 5 to 20 km s⁻¹). The dotted lines frame the observational values of f_{CNM} and σ_{turb} that we want to reproduce.

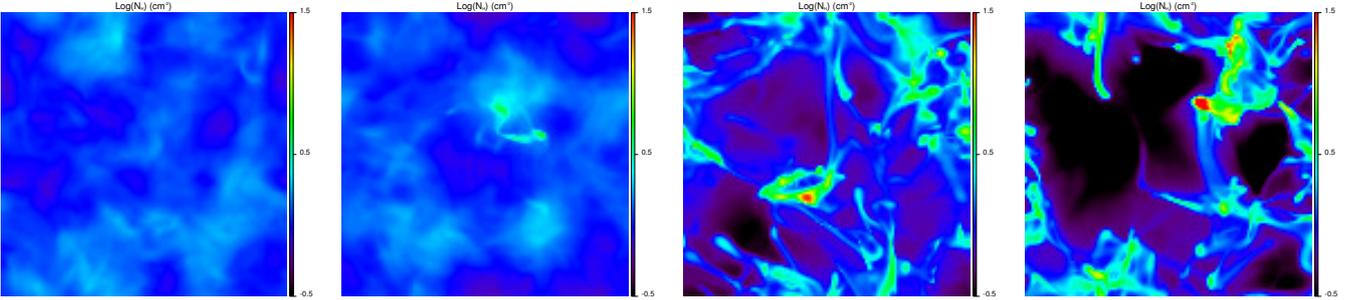


Fig. 11. Maps of the logarithm of the integrated density along the direction z . The projection weight decreases from the *left* to the *right* and takes the following values: 0.5, 0.4, 0.2 and 0.0. The initial density and the large scale velocity are fixed to $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ and $v_s = 12.5 \text{ km s}^{-1}$. All maps are computed on the same column density range $[0.3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}, 32 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}]$.

conclude that the cold gas structures have subsonic internal motions and that the supersonic Mach number generally observed in the CNM (Heiles & Troland 2003) can be the result of their relative motions.

A similar explanation is proposed for the increase of the observed Mach number with density (see Table 1). By increasing the density, the cold mass fraction increases and so the number of cold clumps in the box. These have relative velocities inherited from the WNM and therefore supersonic with regard to their low temperature.

As mentioned by Audit & Hennebelle (2005), we note that at a given initial density, the efficiency of the CNM formation decreases when the large scale turbulent velocity increases (see Fig. 6 on the left) and thus when the Mach number increases. Vázquez-Semadeni (2012a) argues that supersonic turbulence acts faster than TI and thus dominates the evolution of the cloud. It has been recently confirmed by Walch et al. (2011). As stated in Eq. 6 and as emphasized by Hennebelle & Péroul (1999) the radiative time needs to be smaller than the dynamical time for the thermal instability to occur. Equivalently, the cooling time must be smaller than the typical time of the stirring.

$$\frac{k_B T}{(\gamma - 1)n\Lambda} < L_S/v_s. \quad (19)$$

For fixed box size (L_S) and initial temperature, this offers a natural explanation why the transition is inefficient at the lowest densities and the highest amplitudes v_s . In our case L_S is 20 pc and, for typical initial conditions of $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ and $T = 8000 \text{ K}$, the cooling time is $t_{\text{cool}} = 1.7 \text{ Myr}$ implying that $v_s < 11.4 \text{ km s}^{-1}$.

5.2. Effect of the compressive modes

Federrath et al. (2008, 2010) showed on isothermal simulations that the ratio of compressible to solenoidal modes in the forced velocity field changes the structure of the gas. To understand the effect of the nature of the turbulent forcing on the cold gas formation in the thermal instability frame, we performed 42 simulations (128^3 pixels) with different values of the projection weight ζ and a fixed initial density $n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$, close to the typical WNM density. We voluntarily chose an initial density that we showed does not induce CNM formation in the case of the natural state of turbulent forcing ($\zeta = 0.5$, see section 2.2) in order to see if a different combination of compressive *versus* solenoidal modes can trigger the phase transition at low density. Like previously the velocity field amplitude v_s was varied from 5 to 20 km s⁻¹. The velocity field is either purely compressive ($\zeta = 0$), either purely solenoidal ($\zeta = 1$) or a mixing of both components ($0.1 \leq \zeta \leq 0.9$). Table 2 summarizes the values of \mathcal{M}_{obs} , $\mathcal{M}_{\text{theo}}$, f_{CNM} and σ_{turb} in the stationary regime for the 42 simulations. The behavior of f_{CNM} and σ_{turb} with ζ are also presented on Figure 10.

These results show that a turbulent field with a majority of solenoidal modes or with an energy equilibrium between compressible and vortical modes ($\zeta \geq 0.5$) cannot trigger the transition to CNM with this intermediate value of the initial density (Figure 10, left). This behavior is obvious on the representations of the integrated density on Figure 11: the more compressive modes the velocity field has (right side), the more cold gas is formed. For a WNM initial density of $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$, ζ needs to be smaller than 0.3 to reach 30% of the mass in the cold phase.

Table 3. Values of the theoretical Mach number computed at first on all pixels and then only on the pixels with a temperature greater than 200 K, of the observational Mach number and of the turbulent velocity dispersion for both simulations at high resolution.

Simulation	$\mathcal{M}_{\text{theo}}$	$\mathcal{M}_{\text{theo}}(T>200)$	\mathcal{M}_{obs}	σ_{turb} (km s ⁻¹)
1024N01	0.85	0.80	0.47	2.77
1024N02	1.20	1.20	0.68	2.20

Besides, as previously showed and for the same reason, f_{CNM} increases at lower values of the large scale velocity at a given value of the spectral weight ζ (Fig. 10 left part).

One can notice that σ_{turb} continually increases with the projection weight ζ (right part of Fig. 10), even when no cold gas is created in the simulation. The turbulent motions estimated with σ_{turb} are thus affected by their repartition in the compressive and solenoidal modes. σ_{turb} increases with the energy fraction injected in the solenoidal modes for the same total amount of energy injected. The solenoidal modes are efficient at mixing and uniformizing the density more efficiently than the compressive modes, which create higher density contrasts correlated with the velocity field (Federrath et al. 2010). The σ_{turb} computation gives more weight to the high density regions and thus to the compression regions where the velocity field is close from uniform, explaining why σ_{turb} decreases when the compressive modes become dominant.

6. High resolution simulations

All the results presented hereafter are concerning the two 1024³ cells simulations after 16 Myr. We selected two different sets of initial conditions leading to the formation of 30 to 50% of cold gas, a subsonic Mach number and a turbulent velocity dispersion between 2 and 3 km s⁻¹. The first one (hereafter 1024N01) has an initial density of 1 cm⁻³, a majority of compressible modes with $\zeta = 0.2$, and a large scale velocity v_S of 12.5 km s⁻¹. The second one (hereafter 1024N02) has an initial density of 2 cm⁻³, high enough to allow us to study the natural state of the turbulent velocity field with $\zeta = 0.5$, and a large scale velocity v_S of 7.5 km s⁻¹.

Both simulations are shown on Figure 12 that represents the integrated density along the z -axis. They reveal structures in clumps and filaments comparable to observations. Besides, 1024N02 creates much more structures than 1024N01, suggesting that it is more efficient at triggering the transition, which we will discuss later.

6.1. Mach number

Table 3 summarizes the values of $\mathcal{M}_{\text{theo}}$, computed at first on all the pixels, and then only on the pixels with a temperature greater than 200 K, \mathcal{M}_{obs} and σ_{turb} . The theoretical Mach numbers show that 1024N01 is subsonic while 1024N02 is transsonic. Besides, removing the cold pixels of the box ($T < 200$ K) in the computation of $\mathcal{M}_{\text{theo}}$ does not change the results, suggesting that the turbulent motions are dominated by the WNM motions, as we will discuss it while studying the CNM structures. The observational Mach number is in both cases clearly subsonic, in agreement with observations. Lastly, the computed values of σ_{turb} also show that the observed properties of turbulence are well reproduced in both simulations although it is slightly lower than the estimated value in a WNM cloud of 40 pc (~ 3 km s⁻¹). This is

due to the cold structures present in the simulations for which the velocity dispersion is much lower.

6.2. Thermal distribution of the gas

As expected with the thermal instability at low Mach number, the distributions in the P, n, T space present the evidences of a multiphasic medium. The temperature histograms (Fig. 13) have indeed a clear bimodal shape, with a peak in the warm phase and one in the cold phase. Similarly the massive distributions of the gas in a pressure-density diagram (Fig. 14) clearly show two preferential zones: the first one at high densities and the second one at low densities, suggesting again CNM and WNM.

However, the properties of the warm gas are slightly different in both simulations. If the cold gas peaks at similar temperatures in both cases (40 K for 1024N01 and 50 K for 1024N02), it is not true for the warm gas: while the WNM of 1024N01 has a mean temperature of 7000 K, close from the prediction of the two-phases model (Field et al. 1969), the warm gas in 1024N02 peaks around 3500 K, two times smaller. This effect can also be seen in the pressure-density diagrams (Fig. 14), where the pressure of 1024N02 is smaller than the one of 1024N01 at low densities. Therefore, while the gas at low density of 1024N01 follows the stable branch of the WNM, the gas at low density of 1024N02 is shifted below the equilibrium curve where the heating is dominant. This pressure difference is confirmed by the pressure histograms presented on Figure 15, where the mean pressure of 1024N02 (bottom) is lower than the mean pressure of 1024N01 (top). On the other hand, the density distributions presented on Figure 16 peaks around 0.5 – 0.6 cm⁻³ in both cases, similar to the mean density estimated from observations properties.

Two factors can be considered to explain the presence of such a warm gas out of equilibrium. First, raising the initial density induces the decrease of the cooling time in the WNM (eq. 8): t_{cool} goes from 1.75 Myr for $n_0 = 1.0$ cm⁻³ to 1.15 Myr for $n_0 = 2.0$ cm⁻³. Therefore, the warm gas at low density located below the equilibrium in 1024N02 is cooled down faster than in 1024N01 and does not have time to be heated enough to reach the equilibrium curve. Secondly, the thermal equilibrium curve considered in the pressure-density diagrams is established for a static gas and does not take into account the energy contribution of turbulence. Depending on the properties of the turbulence, WNM gas can be stabilized at a temperature significantly lower than the prediction of the two-phases model.

The mass fractions of the different thermal phases have been calculated using two different temperature thresholds and one density threshold. All results are summarized in Table 4. We first note that the amount of CNM created by the simulations is 30% for 1024N01 and 50% for 1024N02. These quantities are in perfect agreement with the predictions deduced from the 128³ simulations and with the observational constraint of Heiles & Troland (2003) who emphasized that 40% of the mass of the H I lie in the cold phase. Besides, we estimated in Section 3 the cold mass fraction around 44% and the CNM volume filling factor at 1% from observations properties of H I. The CNM volume filling factor is here also well reproduced with 1% for 1024N01 and 4% for 1024N02.

Regarding the warm gas, about 20% of its mass is lying between 2000 and 5000 K in both simulations. In 1024N02, where the WNM-CNM transition is highly efficient, the unstable regime holds the major part of the mass (46% between 200 and 5000 K) and half of it has a temperature lower than 2000 K; in 1024N01, where the WNM-CNM transition is less efficient,

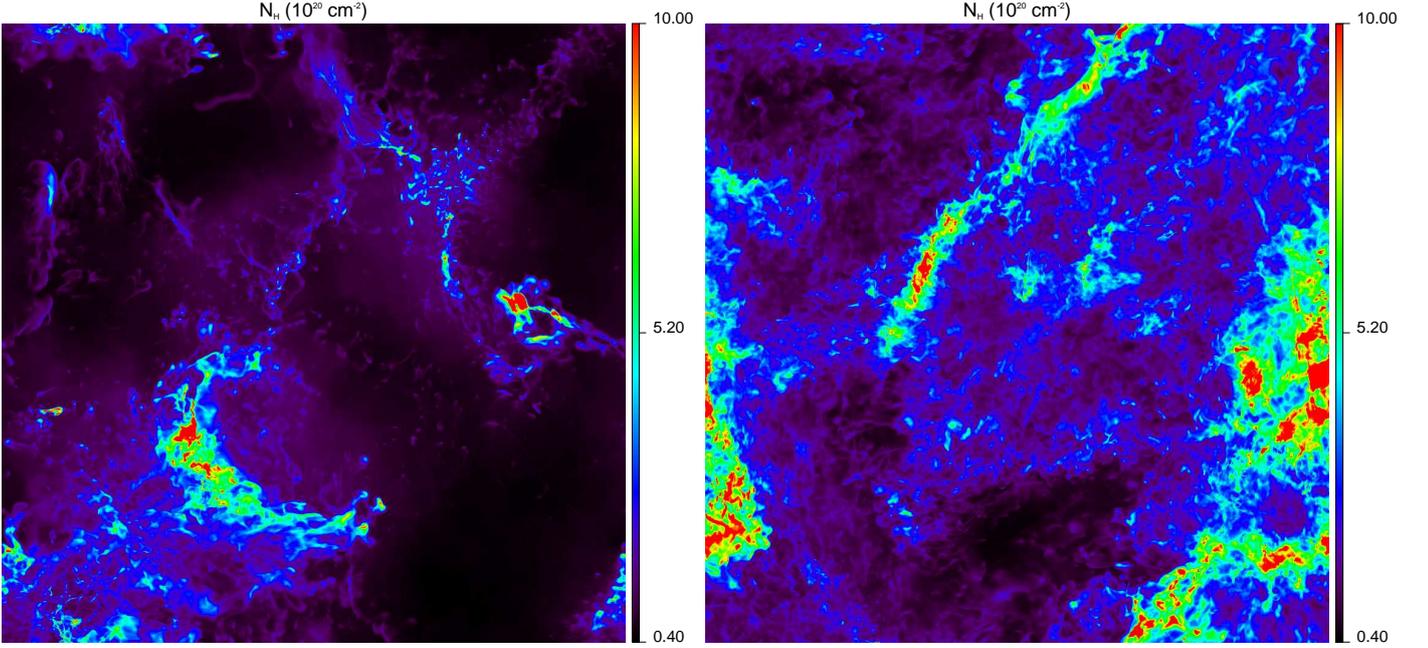


Fig. 12. Integrated density (along the z -axis) maps for 1024N01 *on the left* and 1024N02 *on the right*, in 10^{20} cm^{-2} .

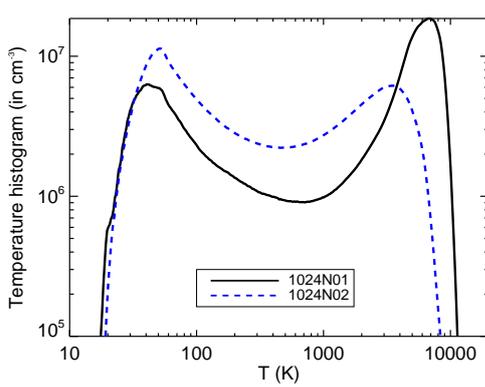


Fig. 13. Temperature histograms weighted by the density: 1024N01 (solid black line) and 1024N02 (dashed blue line). For the 1024N02 simulation, the histogram is normalized by 2 to be comparable to 1024N01

only 10% are lying in the unstable regime under 2000 K and a significant amount of the gas lies in the WNM range beyond 5000 K (40%).

If we use a density threshold to separate the phases, we note that both simulations hold the same amount of mass of unstable gas ($\sim 30\%$) and that the difference between the two simulations only lies in the CNM and WNM phases : the amount of gas that does not transfer to CNM in 1024N01 stays in the WNM phase. Besides, in the 1024N01 case, the three thermal phases are distributed like 1/3-1/3-1/3, as observed by Heiles & Troland (2003), while in the 1024N02 case, the mass fraction of WNM is lower of a factor 2 and more than 50% of the mass is in the CNM.

2D density slices with isocontours placed at 200 K (blue) and 2000 K (red) are presented on Figure 17. The highest temperature threshold has been consciously chosen lower than the usual limit at 5000 K in order to see the distribution of the thermally unstable gas. The gas lying between 2000 and 5000 K is indeed

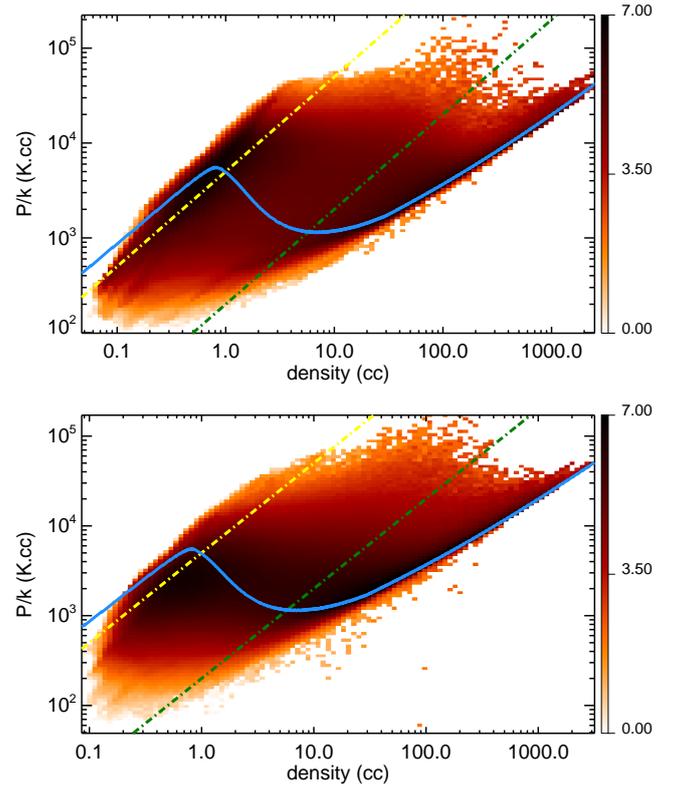
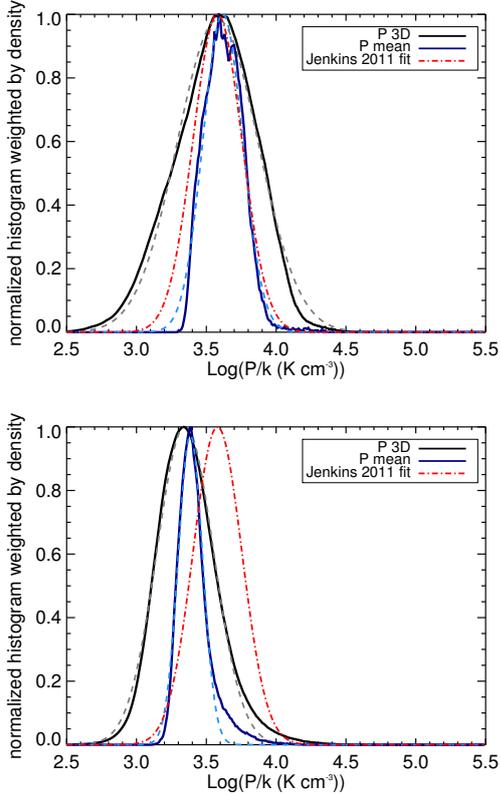


Fig. 14. Distributions of mass in a pressure-density diagram with on the top the 1024N01 simulation and on the bottom the 1024N02 simulation. The unit of the 2D histogram is the logarithm of the density (in cm^{-3}). The solid blue curve shows the thermal equilibrium (cooling equal to heating) with the processes implemented in HERACLES, the dashed-dotted lines are the 200 K (green) and 5000 K (yellow) isothermal curves.

widely distributed and does not show any preferential location. On the other hand, the thermally unstable gas below 2000 K lies

Table 4. Mass fractions for the three thermal phases : cold, warm, unstable range, Mach number and turbulent velocity dispersion at 16 Myr for two different criteria in temperature and a density criterion.

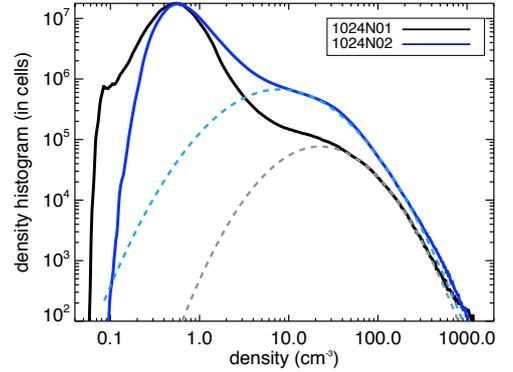
simulation	f_{CNM} T<200K	f_{UNSTABLE} 200K<T<5000K	f_{WNM} T>5000K	CNM volume filling factor	WNM volume filling factor
1024N01	0.30	0.29	0.41	1%	66%
1024N02	0.51	0.46	0.03	4%	14%
	T<200K	200K<T<2000K	T>2000K		
1024N01	0.30	0.10	0.59	1%	95%
1024N02	0.51	0.25	0.24	4%	73%
	$n > 7.0 \text{ cm}^{-3}$	$0.8 \text{ cm}^{-3} < n < 7.0 \text{ cm}^{-3}$	$n < 0.8 \text{ cm}^{-3}$		
1024N01	0.33	0.32	0.35	1%	75%
1024N02	0.54	0.31	0.15	4%	60%


Fig. 15. Pressure histograms from 1024N01 (top) and 1024N02 (bottom). The black line is the histogram of the 3 dimensional pressure, the blue one is the histogram of the averaged pressure along the line of sight. The associated colored dashed lines are the lognormal fits. The red dashed-dotted line represent the lognormal fit found by Jenkins & Tripp (2011) on observations. The lognormal coefficients ($[a_1, a_2]$ – see Eq. 20) are $[3.58, 0.175]$ for Jenkins & Tripp (2011) For the 3D and averaged pressure, they are $[3.58, 0.29]$, $[3.58, 0.14]$ for 1024N01 and $[3.35, 0.20]$, $[3.38, 0.09]$ for 1024N02.

preferentially around the cold structures as sheets around the denser regions, in agreement with Gazol & Kim (2010).

6.3. Pressure range

Jenkins & Tripp (2011) used observations in absorption to study the distribution of the thermal pressure in the diffuse, cold neutral medium. They found that the pressure distribution, weighted


Fig. 16. Density pdfs for both simulations: 1024N01 (solid black line) and 1024N02 (dashed blue line).

by the mass density, is well fitted by a lognormal. The pressure histograms weighted by the density of our simulations are also well represented by lognormal distributions. Figure 15 show the 3D pressure histograms weighted by the density (black lines), the averaged pressure weighted by the column density (blue lines), the fitted lognormal distributions (dashed lines) and the lognormal distribution found by Jenkins & Tripp (2011) (red dotted line). The averaged pressure is computed on each line of sight and is itself weighted by the density of each cell. By doing this, we try to get closer to real observations in which the 3-dimensional pressure is not available. Following the definition of Jenkins & Tripp (2011),

$$\frac{dn}{d \log P/k} = a_0 \times \exp\left(-\frac{(\log P/k - a_1)^2}{2 \times a_2^2}\right), \quad (20)$$

the values found for our lognormal fits are given in the caption of Fig. 15. The simulation 1024N01 peaks at the same value than their results, meaning 3800 K cm^{-3} . The pressure peak of 1024N02 stays close although slightly lower at 3.35 dex (2200 K cm^{-3}). These two values lie exactly in the pressure range allowing a two-phase medium according to Field et al. (1969). As expected, we note that the width of the distributions are larger for the 3D pressure histograms than the averaged pressure histograms in both cases (0.29 and 0.20 compared to 0.14 and 0.09 respectively). The average along the line of sight indeed smoothes the most extreme values. Besides, the distributions of 1024N01 are larger than 1024N02, which can be explained by the lower amplitude of the turbulent stirring used in 1024N02.

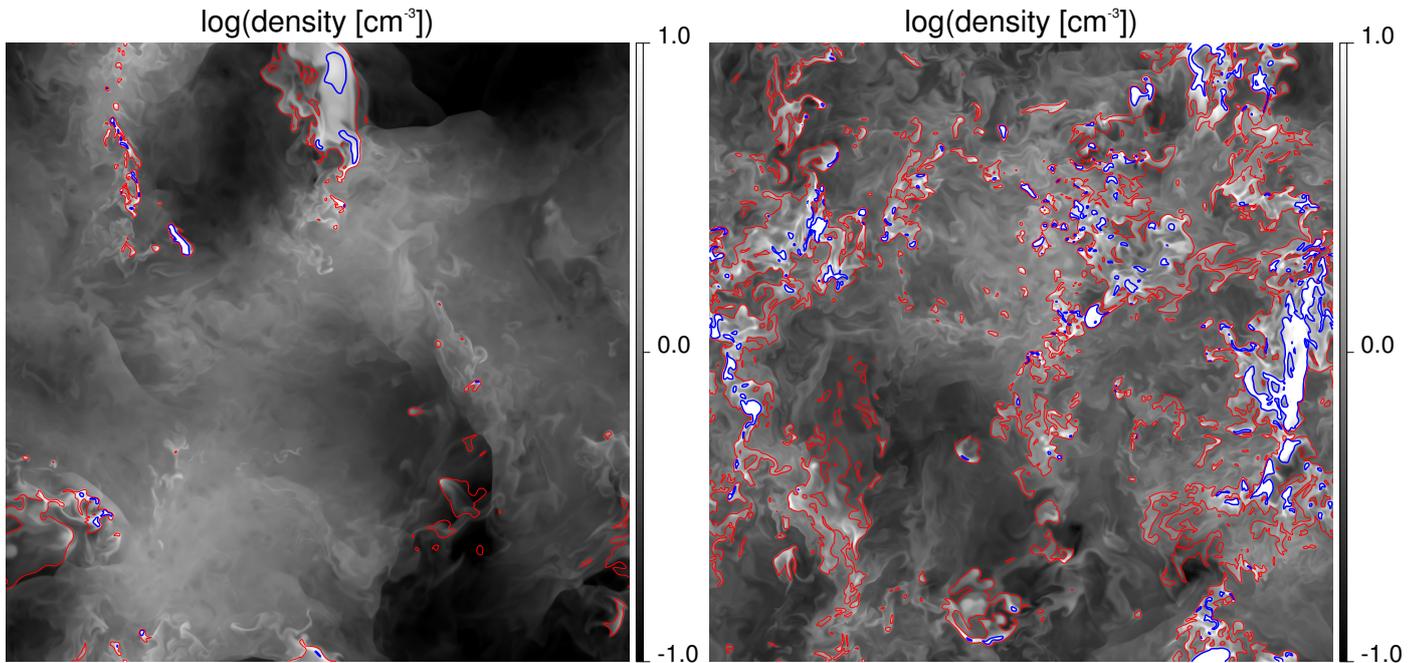


Fig. 17. Logarithme of a density (cm^{-3}) snapshots from the 1024^3 simulations, with contours from the temperature at 200 K (blue lines) and 2000 K (red lines). Left: 1024N01, right: 1024N02

However, the width obtained in these simulations are close to the result of Jenkins & Tripp (2011) and thus are in agreement with the observations.

6.4. Density pdfs

The density distribution is of great importance in turbulence studies. Many simulations of molecular clouds have shown that the density distribution of an isothermal gas follows a lognormal law with a widening that depends on the Mach number (Vázquez-Semadeni 1994; Passot & Vázquez-Semadeni 1998; Federrath et al. 2008). The density distribution of a two-phases gas is however more complex and often presents a bimodal shape (Hennebelle et al. 2008; Audit & Hennebelle 2005, 2010). Piontek & Ostriker (2005), Gazol et al. (2005) and Walch et al. (2011) showed that density pdfs are broadened and loose the bimodal shape when the Mach number increases, as most of the gas move to the thermally unstable range. The density distributions presented on Figure 16 point the evidence of a transsonic biphasic gas with two distinct peaks, one at low densities, $0.4\text{--}0.5\text{ cm}^{-3}$, in agreement with the density estimation in the WNM, and the other one around $10\text{--}20\text{ cm}^{-3}$, in agreement with the density in the CNM.

To compare with studies of molecular clouds, we tried to fit lognormals on cold peaks for each simulation. Regarding the high density part, it is possible to fit the right tail with a lognormal, but for both simulations, the lognormals are overly broad. The left tail of the lognormals are indeed going to too low densities to be a good approximation of the CNM density pdf. To confirm this, we separated the cells of the box where $T < 200\text{K}$ and plotted the pdfs of the CNM. They did not show any characteristic shape, and it was impossible to fit lognormals on them. We also didn't find any evidence of a power law tail as Seifried et al. (2011) did. Therefore, if some lognormal fit is possible on the high density part of the pdf, it cannot be used to draw any physical conclusion.

6.5. Power spectra

Compared with converging flow simulations, the stirring in Fourier provides a way to better study the velocity and density power spectra and therefore characterize the specific properties of the turbulence in a two-phase medium. What is shown here is a study of the statistical properties of the density and velocity fields in 2D slices along the z -direction². We choose the z -component of the velocity and not its norm to stay closer to what observations have access to. For comparison purposes, we also ran a 1024^3 cells isothermal simulation, using the same turbulent stirring than 1024N01 ($\zeta = 0.2$ and $v_S = 12\text{ km s}^{-1}$), an initial density of $n = 1\text{ cm}^{-3}$ and a temperature of 8000 K. For each simulation, we calculated for each cut along the z -axis the density contrast $\langle n \rangle / \sigma(n)$, the maximum of the density and computed 2D power spectra of the density and the velocity. We present on Figures 18 and 19 the evolution of the contrast, the density maximum, and the slopes of the power spectra with z and on Figures 20 and 21 the compensated mean power spectra $k^{8/3}P(k)$ of the density and velocity cuts for 1024N01 and for the isothermal simulation (these power spectra for 1024N02 being similar to those of 1024N01, they are not displayed here). The errors bars represent the (1σ) variations on the 1024 cuts.

As shown by Kim & Ryu (2005), the density power spectrum of the isothermal and subsonic simulation has a Kolmogorov slope of $-8/3$. We note that the velocity power spectrum also follows the Kolmogorov law. The estimation of the slope of the power spectrum in the inertial zone of numerically simulated turbulence can only be done on a small scale range due to the turbulent forcing at large scale and the numerical dissipation at small scales. The size of the simulations (1024^3) and the use of an isothermal simulation are of great help in the estimation of the inertial range, since the result is known ($P(k) \propto k^{-8/3}$ in 2D). We deduce from the power spectra of the isothermal simulation

² the choice of the axis is not important as the simulations are isotropic due to the turbulent stirring in Fourier space.

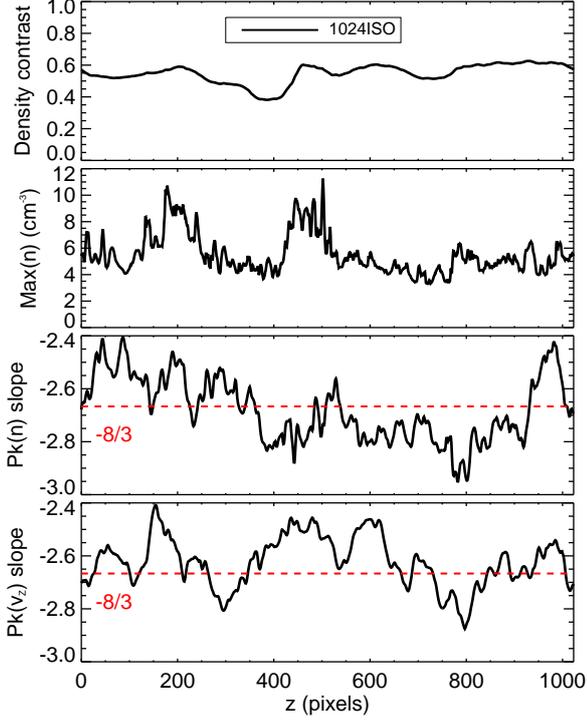


Fig. 18. Isothermal simulation. Bottom: 2D power spectra slopes of density ($P_k(n)$) and velocity ($P_k(v_z)$) cuts along z . For each cut, the plots on the top give the maximum of the density map and the density contrast.

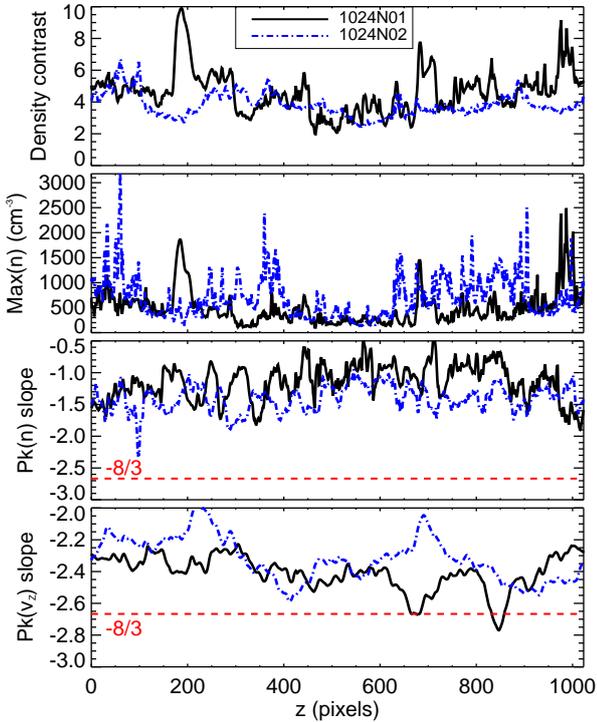


Fig. 19. Simulations with thermal instability. Bottom: 2D power spectra slopes of density ($P_k(n)$) and velocity ($P_k(v_z)$) cuts along z . For each cut, the plots on the top give the maximum of the density map and the density contrast.

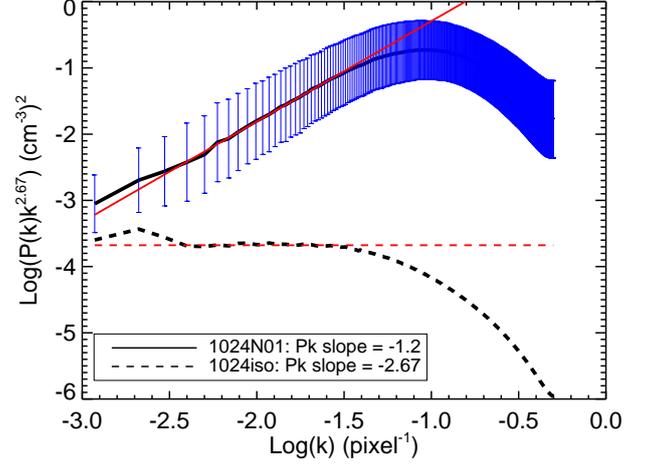


Fig. 20. Mean density compensated power spectra $P_k k^{2.67}$ for 1024N01

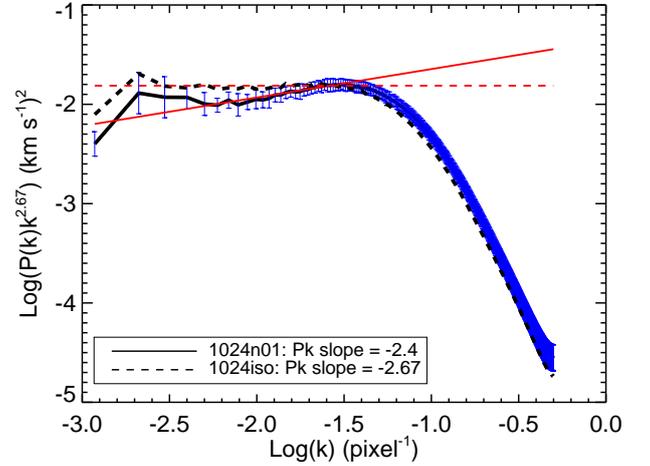


Fig. 21. Mean velocity compensated power spectra $P_k k^{2.67}$ for 1024N01

that the Kolmogorov slope is well reproduced on the decade of scales $0.003 < k < 0.03$ (or $-2.52 < \log k < -1.52$). All the values of slopes fitted on the simulations with thermal instability have been computed on this range of scales.

Regarding the TI simulations, the velocity power spectra are slightly flatter from Kolmogorov with slopes of -2.4 for 1024N01 and -2.3 for 1024N02. On the other hand, the density power spectra are far from Kolmogorov with slopes of -1.3 for 1024N01 and -1.5 for 1024N02. This is due to the much higher density contrast. Its values are indeed around 4 ($\langle C_{n01} \rangle = 4.6 \pm 1.4$ and $\langle C_{n02} \rangle = 3.8 \pm 0.7$) while the density contrast of the isothermal simulation is almost constant from a cut to another and stays close from 0.6 (fig. 18).

In supersonic turbulent flows it is generally observed that the slope of the density power spectrum flattens with the increase of the Mach number. This effect has been reported for isothermal (Kim & Ryu 2005) and supersonic, thermally bistable (Gazol & Kim 2010) flows. This effect is related to the increase of the width of the log-normal PDF of the density with Mach number (Vázquez-Semadeni 2012b). It was also noted that while the the density power spectrum flattens with the Mach number, the velocity power spectrum stays close from Kolmogorov (Kritsuk et al. 2007), slightly steeper though.

We observe a similar behavior on simulations of transsonic, thermally bistable turbulence; the density power spectrum is much flatter while the velocity power spectra stay close to Kolmogorov estimate. Hennebelle & Audit (2007) emphasized that the density fluctuations of the H I, and thus the density contrast, are due to the thermal instability at low Mach numbers while supersonic shocks dominate at high Mach numbers. The TI simulations are indeed much more structured at small scales than the sub-sonic isothermal one. We also want to point out that the power spectrum of the logarithm of the density ($Pk(\log(n))$), which traces more directly the velocity power spectra through the equation of continuity, has a slope very close to the Kolmogorov law for both 1024N01 and 1024N02.

6.6. CNM structures

Two observational facts often attributed to the self-similarity induced by the turbulent cascade in the interstellar medium are the mass-scale ($M \propto L^\alpha$ – Larson 1981; Elmegreen & Falgarone 1996; Roman-Duval et al. 2010) and velocity dispersion-scale ($\sigma_{\text{turb}} = \sigma_{1\text{pc}} L^\gamma$ – Larson 1981; Heyer & Brunt 2004) relations observed in molecular clouds. If CNM clumps are the precursors of the molecular matter, it is interesting to see if they follow similar laws. To identify CNM clumps in the simulations we selected pixels having a density greater than 5 cm^{-3} . Structures were then identified as islands of spatially connected pixels. Following the approach of Hennebelle et al. (2007), the size of a structure is defined using the largest eigenvalue λ_1 of its inertial matrix \mathcal{I} :

$$I_{ii} = \int (x_j^2 + x_k^2) dm \quad (21)$$

$$I_{ij} = \int x_i x_j dm \quad (22)$$

$$I_{ji} = I_{ij} \quad \text{with } i, j, k \in [1, 2, 3] \quad \text{and } i \neq j \neq k \quad (23)$$

The x_i , $i \in 1, 2, 3$, are the pixels coordinates and dm the infinitesimal mass. One can thus estimate the size of the structure by computing $L = \sqrt{\lambda_1/M}$, where M is its mass. We point out that Audit & Hennebelle (2010) investigated other choices than the largest eigenvalue, as the geometrical mean of the eigenvalues, and found very similar results.

Figure 22 shows the relation between the mass and the size of the structures for 1024N01 (this relation for 1024N02 being similar to that of 1024N01, it is not displayed here). We found slopes of 2.25 ± 0.05 and 2.28 ± 0.03 for 1024N01 and 1024N02 respectively. This results are in agreement with previous work on isothermal simulations (Kritsuk et al. 2007; Federrath et al. 2009) and on simulations including the thermal instability (Audit & Hennebelle 2010). They are also in agreement with the results obtained on CO observations by Elmegreen & Falgarone (1996) who found a value between 2.2 and 2.5 on a large sample of independent molecular clouds. Recently, Roman-Duval et al. (2010) measured an index of 2.36 on 580 molecular clouds. The structure observed here on H I simulations is similar to molecular clouds.

Similarly we investigated the relation between the velocity dispersion and the size of the CNM clumps. The velocity dispersion is computed as:

$$\sigma(|\mathbf{v}|) = \frac{\sum \rho (|\mathbf{v}| - |\mathbf{v}_0|)^2}{\sum \rho} \quad (24)$$

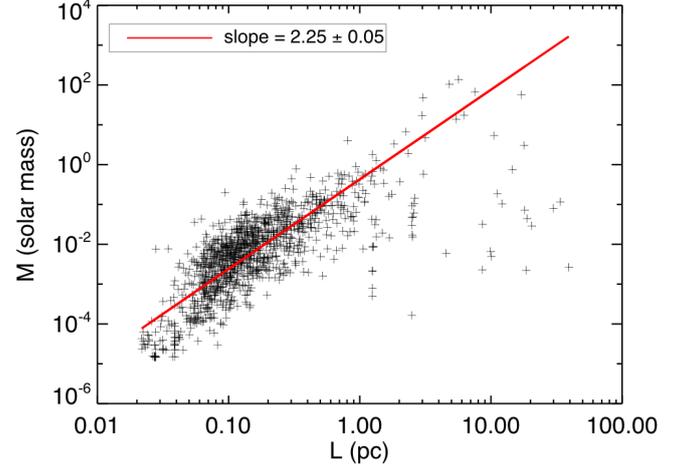


Fig. 22. Structures mass versus their size for 1024N01.

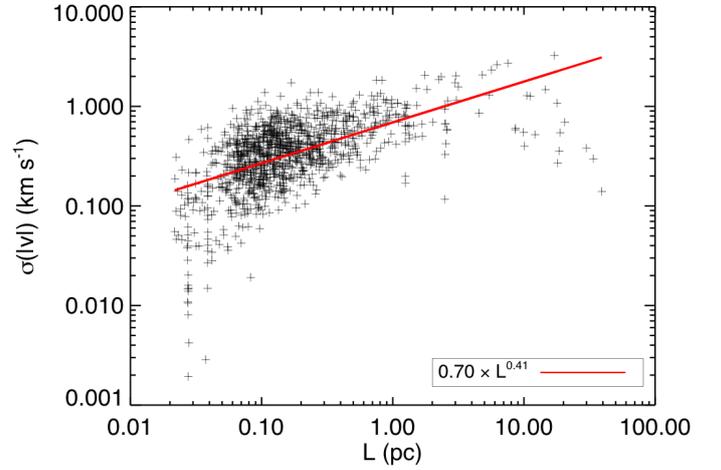


Fig. 23. Distribution of the velocity dispersion inside each clump versus their size. We overplotted in red the fit of the scatter $0.70 \times L^{0.41}$

with v_0 the mean velocity of each structure weighted by the density ρ

$$v_0 = \frac{\sum \rho |\mathbf{v}|}{\sum \rho} \quad (25)$$

Figure 23 represents the values of $\sigma(|\mathbf{v}|)$ versus size for the structures found in simulation 1024N01 (this relation for 1024N02 being similar to that of 1024N01, it is not displayed here). The fits obtained are $0.70 \times L^{0.41}$ for 1024N01 and $0.51 \times L^{0.42}$. These are compatible with the results of Audit & Hennebelle (2010) who found $0.33 < \gamma < 0.53$. They are also in agreement with the values measured on observations : 0.37 in H I clouds (Larson 1979) and molecular clouds (Larson 1981), and 0.5 obtained on a large sample of molecular clouds by Heyer & Brunt (2004). All these values are also close to the estimated value of γ for subsonic turbulence. On the other hand, the values obtained here for $\sigma_{1\text{pc}}$, 0.70 and 0.51 km s^{-1} , are lower than the results presented by Audit & Hennebelle (2010) who found values between 1.2 and 3.3 km s^{-1} but with a different forcing scheme. The turbulence in their simulation is indeed produced by WNM converging flows with a Mach number close from 1.5. This type of forcing is very efficient to create cold structures but induces a

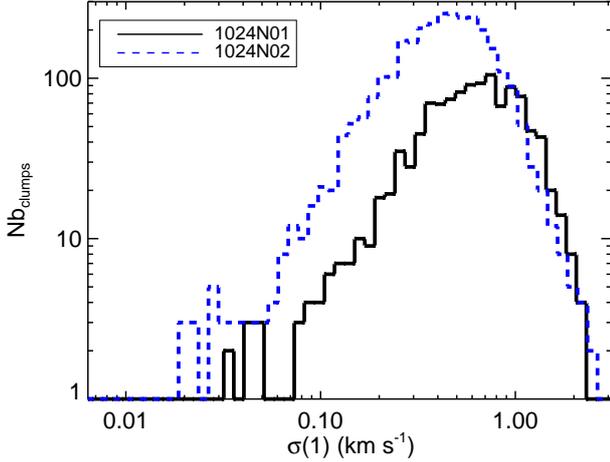


Fig. 24. Histograms of $\sigma(v_z)/L^{1/3}$ for the 1024N01 simulation in the solid black line, and 1024N02 in the dashed blue line.

Mach number in the WNM higher than the one observed in the diffuse medium.

To compare to the work of Wolfire et al. (2003) and to the value 0.92 km s^{-1} estimated in § 3, we computed $\sigma(1) = \sigma(|\mathbf{v}|)/L_{\text{pc}}^{1/3}$ for each CNM structure using the theoretical value $\gamma = 1/3$ expected for a subsonic turbulence. The histograms presented on Figure 24 peak around 0.8 and 0.6 km s^{-1} for 1024N01 and 1024N02 respectively. These values are in agreement with the velocity dispersion at 1 pc we wanted to reproduce in these simulations and with the work of Wolfire et al. (2003). The fact that $\sigma_{1\text{pc}}$ is well reproduced suggests that the internal dynamics of the CNM clumps is related to the dynamics in the WNM. To confirm this assertion, we computed the mean velocity dispersion $\langle \sigma(|\mathbf{v}|) \rangle$. We obtained 0.3 and 0.4 km s^{-1} , much lower than the mean thermal velocities inside the clumps: 1.7 km s^{-1} for 1024N01 and 1.3 km s^{-1} for 1024N02. The individual cold structures are therefore subsonic. On the other hand, the relative motions between the clumps are greater. We computed the cloud-cloud velocity dispersion as

$$\sigma_{\text{cc}}^2 = \frac{\sum_0^{Ng} (v_0 - \langle v_0 \rangle)^2}{Ng} \quad (26)$$

Ng being the number of clumps. We obtained $\sigma_{\text{cc}} = 2.3 \text{ km s}^{-1}$ for 1024N01 and $\sigma_{\text{cc}} = 1.9 \text{ km s}^{-1}$. These values are very close from the total velocity dispersions in the boxes (2.8 km s^{-1} for 1024N01 and 2.2 km s^{-1} for 1024N02), suggesting again that the clumps motions are related to the motions in the WNM. This means that the CNM structures keep the memory of the flow in which they were formed and that little dissipation occurs in cloud-cloud collisions. We thus conclude that a significant fraction of the observed 21 cm line broadening is due to the relative motions of the clumps and is not the result of internal supersonic motions. This is in agreement with the work of Heitsch et al. (2005, 2006) who simulated the formation of molecular clouds from H I converging flows and reached the same conclusion.

7. Summary and discussion

The discussion of the results are divided in two parts. First we discuss the physical conditions that favor the formation of CNM in the local ISM. Second we describe the results on the physical

properties of the CNM itself, based on the analysis of the two simulations at high resolution (1024^3).

7.1. Formation of the CNM

1. The first main result of the parameter study on 128^3 simulations is that the fiducial conditions of the warm neutral medium ($n = 0.2 \text{ cm}^{-3}$ and $T = 8000 \text{ K}$) do not lead to the formation of cold gas, whatever the turbulence properties in the range we explored. With a slight increase of the density (1 cm^{-3}), a majority of compressive modes of the stirring are needed to trigger the transition. A higher increase of the initial WNM density (above 1.5 cm^{-3}) produces CNM very efficiently. A moderate compression effect is therefore needed to trigger the transition with either a compressive velocity turbulent field or with an increase of the WNM density (or pressure). To first order the required increase in pressure (from P_1 to P_2) for the WNM-CNM transition could happen by the confluence of two flows with a relative velocity ΔV :

$$\Delta V = \left[(P_2 - P_1) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \right]^{1/2}. \quad (27)$$

Considering $n_1 = 0.5 \text{ cm}^{-3}$ (typical density in the WNM), $n_2 = 2.0 \text{ cm}^{-3}$ (initial density of 1024N02) and $T = 8000 \text{ K}$, one obtains $\Delta V = 10.3 \text{ km s}^{-1}$. The pressure increase needed to place the WNM into suitable conditions to trigger the transition can happen with converging flows with a relative velocity of 10 km s^{-1} , which is completely feasible in cases of supernovae explosions or stellar winds and compatible with the idea that turbulence at large scales is produced by converging flows induced by the star formation activity (Ferrière 2001; Elmegreen & Scalo 2004; McKee & Ostriker 2007; de Avillez & Breitschwerdt 2007; Kim et al. 2010, 2011).

2. The second main result is that a sub or transsonic turbulence is required to get CNM gas with properties in agreement with observations ($f_{\text{CNM}} \sim 40\%$ and $\sigma_{\text{turb}} \sim 3 \text{ km s}^{-1}$). In opposition to an isothermal gas, it is rather inefficient to inject supersonic turbulence to produce high density structure in a thermally bistable turbulent flow. This result ties up with the idea of Vázquez-Semadeni (2012b) and can be explained by Eq. 6: when t_{dyn} is lower than t_{cool} , turbulent compressions and depressions act quicker than the thermal instability and prevent its development. On the contrary, when $t_{\text{cool}} < t_{\text{dyn}}$, the gas has time to cool down while turbulence is compressing it and to reach the stable branch of the CNM before its reexpansion. This argument is in agreement with previous studies. Walch et al. (2011) observed that, in the conditions of the solar neighborhood, the two phases appear only for low Mach number. Gazol et al. (2005) also gathered that the ratio $t_{\text{cool}}/t_{\text{dyn}}$ increases with the Mach number and that the structures become transient and move away from the cold branch of the thermal equilibrium. At the same time, Heitsch et al. (2005) deduced from their simulations of H I converging flows that the thermal instability is dominant when the density is high and the velocity of the flow low.
3. The third important result is related to the impact of the distribution of the turbulent energy between the solenoidal and compressive modes. Simulations with moderate initial WNM density ($n_0 = 1.0 \text{ cm}^{-3}$) and a purely compressive forcing field ($\zeta = 0$) leads to a good fraction of CNM, close to what is deduced from observations, but in a very long time ($> 20 \text{ Myr}$). Besides, the Mach number and the turbulent velocity dispersion also need more than 10 Myr

to converge to the observed values, suggesting that the turbulence takes a long time to be fully developed, namely to distribute the energy of the compressive modes towards the solenoidal modes that are responsible for the turbulent cascade. The convergence and the conversion of the WNM in CNM is much faster (~ 1 Myr) in the case of turbulence with a natural ratio of solenoidal to compressive modes but in this case a slightly higher WNM density ($n_0 > 1.5 \text{ cm}^{-3}$) is required to trigger the transition. Given these timescales, we conclude that it is more likely that the formation of CNM structures occurs by an increase of the WNM density rather than purely compressive turbulent energy injection at lower density.

7.2. Structure of the bistable and turbulent H I

We summarize here the main results obtained on the H I simulations at high resolution.

1. We initially showed that these simulations reproduce well the observed physical quantities used as constraints for the parameter study : a cold mass fraction around 40% with a CNM volume filling factor going from 1 to 4%, a transsonic Mach number and a turbulent velocity dispersion estimated around 3 km s^{-1} for 40 pc. Furthermore, the mass of the gas is distributed in the simulations as it is observed by Heiles & Troland (2003) between the thermally unstable regime and the WNM defined by a density criterion. Finally, the pressures are in very good agreement with the observations of Jenkins & Tripp (2011), for both the mean and the dispersion. It is remarkable that the pressures are stabilized right in the pressure range allowed by the two-phases medium (Field et al. 1969; Wolfire et al. 2003), even when the initial pressures are higher.
2. We noted that the thermally unstable gas, defined with temperatures included between 200 and 5000 K behave in two different ways, depending on its temperature. The gas between 200 and 2000 K is located at the interface of the cold clumps and the warm gas while the gas beyond 2000 K is dynamically connected to the WNM and is widely distributed in the box. This wide distribution of the unstable gas has also been noticed by Gazol & Kim (2010) who observed that the boundaries between CNM and WNM are sharper when the Mach number is very low (0.2), due to the unperturbed development of the thermal instability by turbulence.
3. The density distribution is bimodal, bearing the characteristic of a bistable gas, as noticed by Piontek & Ostriker (2004) and Audit & Hennebelle (2010) in a multiphase medium. This characteristic can be seen here because the gas is transsonic. Indeed, a high turbulence maintains the gas in the thermally unstable regime (Gazol et al. 2005; Walch et al. 2011) and breaks the bimodality of the distribution that tends to be close from a single peak lognormal function. As mentioned by Vázquez-Semadeni (2012a), this is due to the fact that for strong turbulence, the gas is not in the thermal equilibrium locus of the pressure-density phase diagram but it is rather mostly in the thermally unstable range. This might not be representative of the Solar neighborhood where the WNM is thought to be transsonic, implying a bimodal density PDF. In this case we showed that the modelling of the density PDF as a lognormal is not convincing, not even the high density part where we do not observed a power law tail either.
4. The velocity power spectra of the simulations with thermal instability follow the Kolmogorov law ($-8/3$ in 2D) with slopes equals to -2.4 and -2.3 for 1024N01 and 1024N02 respectively. On the other hand, the density power spectra are much flatter (-1.3 and -1.4) and the density contrasts high (around 4). These signatures are the direct result of the formation of dense structure by the thermal instability in a low Mach number flow (Hennebelle & Audit 2007). It is interesting to point out that the power spectra behavior observed here is similar to the one seen in supersonic isothermal flows where the density power spectrum flattens with the increase of the the Mach number (Kim & Ryu 2005) while the velocity power spectrum stays close to Kolmogorov (Kritsuk et al. 2007) or even steeper.
5. The mass-scale relation $M \propto L^\alpha$ found ($\alpha = 2.25$ and 2.28) for clumps with a density higher than 5 cm^{-3} are in good agreement with observations (Elmegreen & Falgarone 1996; Roman-Duval et al. 2010) as well as with previous numerical studies, even when different conditions and algorithm are used (Kritsuk et al. 2007; Federrath et al. 2009; Audit & Hennebelle 2010). The γ -index of the velocity dispersion-scale relation ($\sigma \propto L^\gamma$) is also well reproduced in both simulations with values of 0.41 and 0.42. These values are similar to the ones obtained on numerical simulations (Audit & Hennebelle 2010), to the observed in molecular clouds (Larson 1981; Heyer & Brunt 2004), but also to the value expected for a subsonic turbulence $\gamma = 1/3$. These results suggest that the self-similar density structure observed in molecular clouds could be inherited from the H I from which they formed.
6. The internal velocity dispersion of the cold structures (0.3 - 0.4 km s^{-1}) indicate that they are clearly subsonic (the thermal velocity dispersion is 1.3 - 1.7 km s^{-1}). Like for the WNM, the turbulent velocity dispersion of clumps increases with scale with a normalisation at 1 pc of $\sigma(1) = 0.6 - 0.8 \text{ km s}^{-1}$, very close to the value found in the WNM. Similarly, the cloud-cloud velocity dispersion is 1.9 - 2.3 km s^{-1} , close to the total velocity dispersions in the boxes (2.2 - 2.8 km s^{-1}). This implies that the turbulent motions inside clumps and the relative velocities between them are related to the motions of the WNM from which they were formed. Individually, the clouds are subsonic but their relative velocities are supersonic relative to the CNM sound speed (in accordance with Koyama & Inutsuka 2002; Heitsch et al. 2005). This result is in complete agreement with the work of Hennebelle & Audit (2007) who noticed that the CNM velocity dispersion estimated from 21 cm spectra is greater than the mean velocity dispersion of the CNM structures identified in their simulation. This means that a non negligible fraction of the measured velocity dispersion is caused by the relative motions of the clumps along the line of sight, suggesting that the observed line broadening is likely to be due to the relative clumps motions rather than supersonic turbulence.

8. Conclusion

We have presented a set of 90 low resolution simulations (128^3 pixels) in order to study the physical conditions that lead to the production of CNM structures out of purely WNM gas, given the observational constraints (velocity dispersion, density, pressure) and the model of Wolfire et al. (2003) of the heating and cooling processes at play in the diffuse ISM. These simulations show that WNM gas at typical values of density, temperature

and turbulent motions do not transit to CNM gas. The typical volume density of the WNM in the disk lies between 0.2 and 0.5 cm^{-3} . We showed that WNM with initial density under 1 cm^{-3} never transit into a cold phase, whatever the turbulent conditions. Stronger turbulent motions clearly does not help in producing cold gas, in fact we showed that it is the opposite. On the other hand a moderate increase of the WNM density (or equivalently of its pressure) is very efficient; all simulations with an initial density higher than 1.5 cm^{-3} do transit and the amount of cold gas in the simulation increases with the density. When the initial density reaches 3 cm^{-3} , all simulations achieve to create at least 90% of CNM. These results were obtained with a natural balance between compressive and solenoidal modes in the injected velocity field. In this case the formation of CNM gas is almost instantaneous as soon as the turbulence is fully developed. We also explored the case of an intermediate initial density (1 cm^{-3}) but with varying the ratio of solenoidal to compressive mode in the turbulent forcing. We showed that, at this density, the transition into CNM only occurs when there is a majority of compressible modes in the turbulent velocity field but this process is much slower (10–20 Myr).

We conclude that the ISM turbulence cascade on its own cannot induce a transition from WNM into CNM at the average density of the WNM. The production of CNM is likely to be due to turbulent motions of moderate amplitude associated to a compressive event of the WNM that could be led by transient phenomena such as outflows, supernova explosion or spiral density waves. This would trigger the phase transition without delay. Once formed, the amount of CNM gas is dynamically stable. Therefore there is no need for a constant energy injection to maintain the high density contrast of the H I.

We also have presented a detailed study of the H I based on two higher resolution (1024^3 pixels) simulations. To our knowledge these are the largest simulations to date that include the thermal instability and a pseudo-spectral turbulent stirring. The bimodal temperature and density histograms show the evidence of a bistable medium and the massive fractions of each phase, the Mach number of the WNM and the pressure distributions are all in agreement with observations. With these simulations we confirm a number of results of previous studies based on converging flows (Heitsch et al. 2006; Hennebelle & Audit 2007; Audit & Hennebelle 2010) that showed that the structure of the CNM and WNM are tightly interwoven: the two media share the same velocity fields and the CNM cloud-cloud velocity dispersions is close to the WNM sound speed. While the individual CNM structures are clearly subsonic, their relative motions are supersonic with respect to their own temperature. In addition, thanks to the pseudo-spectral forcing method, the statistical properties of the turbulent bi-stable flow could be analysed on a larger range of scales than could be done in previous studies. We found that for such sub/transsonic bistable flows, the velocity field keeps the properties of subsonic turbulence with $P(k) \propto k^{-8/3}$ while the density is highly contrasted, reminiscent of what is observed for supersonic flows and in molecular clouds. In the case of the H I simulated here, the joined action of the turbulence and the thermal instability allows the formation of long-lasting cold and dense structures without need for supersonic motions, providing a favorable terrain for the formation of highly contrasted molecular clouds. We now intent to use these high resolution simulations to create synthetic observations and to test and improve some analysis methods used on observations.

Acknowledgements. Heracles is available on the following link: http://irfu.cea.fr/Projects/Site_heracles/ (González et al. 2007).

The simulations at low resolution have been performed on the cluster Sunnyvale at CITA, University of Toronto, and the 1024^3 cells simulations have been performed on the cluster Jade, Cines, Montpellier.

References

- Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R. 1995, *ApJ*, 443, 209
 Audit, E. & Hennebelle, P. 2005, *A&A*, 433, 1
 Audit, E. & Hennebelle, P. 2010, *A&A*, 511, A76+
 Banerjee, R., Vázquez-Semadeni, E., Hennebelle, P., & Klessen, R. S. 2009, *MNRAS*, 398, 1082
 Begelman, M. C. & McKee, C. F. 1990, *ApJ*, 358, 375
 Begum, A., Stanimirović, S., Peek, J. E., et al. 2010, *ApJ*, 722, 395
 Bensch, F., Stutzki, J., & Ossenkopf, V. 2001, *A&A*, 366, 636
 Brunt, C. M. 2010, *A&A*, 513, A67
 Carilli, C. L., Dwarakanath, K. S., & Goss, W. M. 1998, *ApJ*, 502, L79+
 Celnik, W., Rohlf, K., & Braunsfurth, E. 1979, *A&A*, 76, 24
 de Avillez, M. A. & Breitschwerdt, D. 2007, *ApJ*, 665, L35
 Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
 Dickey, J. M., McClure-Griffiths, N. M., Gaensler, B. M., & Green, A. J. 2003, *ApJ*, 585, 801
 Draine, B. T. 1978, *ApJS*, 36, 595
 Elmegreen, B. G. & Falgarone, E. 1996, *ApJ*, 471, 816
 Elmegreen, B. G. & Scalo, J. 2004, *ARA&A*, 42, 211
 Eswaran, V. & Pope, S. B. 1988, *Computers and Fluids*, 16, 257
 Federrath, C., Klessen, R. S., & Schmidt, W. 2008, *ApJ*, 688, L79
 Federrath, C., Klessen, R. S., & Schmidt, W. 2009, *ApJ*, 692, 364
 Federrath, C., Roman-Duval, J., Klessen, R. S., Schmidt, W., & Mac Low, M. 2010, *A&A*, 512, A81+
 Ferrière, K. M. 2001, *Rev. Mod. Phys.*, 73, 1031
 Field, G. B. 1965, *ApJ*, 142, 531
 Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149+
 Fromang, S., Hennebelle, P., & Teyssier, R. 2006, *A&A*, 457, 371
 Gaensler, B. M., Haverkorn, M., Burkert, B., et al. 2011, *Nature*, 478, 214
 Gazol, A. & Kim, J. 2010, *ApJ*, 723, 482
 Gazol, A., Vázquez-Semadeni, E., & Kim, J. 2005, *ApJ*, 630, 911
 González, M., Audit, E., & Huynh, P. 2007, *A&A*, 464, 429
 Goodman, A. A., Pineda, J. E., & Schnee, S. L. 2009, *ApJ*, 692, 91
 Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
 Haud, U. & Kalberla, P. M. W. 2007, *A&A*, 466, 555
 Heiles, C. & Troland, T. H. 2003, *ApJ*, 586, 1067
 Heitsch, F., Burkert, A., Hartmann, L. W., Slyz, A. D., & Devriendt, J. E. G. 2005, *ApJ*, 633, L113
 Heitsch, F., Slyz, A. D., Devriendt, J. E. G., Hartmann, L. W., & Burkert, A. 2006, *ApJ*, 648, 1052
 Hennebelle, P. & Audit, E. 2007, *A&A*, 465, 431
 Hennebelle, P., Audit, E., & Miville-Deschênes, M.-A. 2007, *A&A*, 465, 445
 Hennebelle, P., Banerjee, R., Vázquez-Semadeni, E., Klessen, R. S., & Audit, E. 2008, *A&A*, 486, L43
 Hennebelle, P. & Pérault, M. 1999, *A&A*, 351, 309
 Heyer, M. H. & Brunt, C. M. 2004, *ApJ*, 615, L45
 Jenkins, E. B. & Tripp, T. M. 2011, *ApJ*, 734, 65
 Joun, M. R., Mac Low, M.-M., & Bryan, G. L. 2009, *ApJ*, 704, 137
 Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
 Kalberla, P. M. W. & Dedes, L. 2008, *A&A*, 487, 951
 Kalberla, P. M. W., Dedes, L., Kerp, J., & Haud, U. 2007, *A&A*, 469, 511
 Kalberla, P. M. W. & Kerp, J. 2009, *ARA&A*, 47, 27
 Kanekar, N., Subrahmanyam, R., Chengalur, J. N., & Safouris, V. 2003, *MNRAS*, 346, L57
 Kim, C.-G., Kim, W.-T., & Ostriker, E. C. 2010, *ApJ*, 720, 1454
 Kim, C.-G., Kim, W.-T., & Ostriker, E. C. 2011, *ApJ*, 743, 25
 Kim, J. & Ryu, D. 2005, *ApJ*, 630, L45
 Koyama, H. & Inutsuka, S.-I. 2000, *ApJ*, 532, 980
 Koyama, H. & Inutsuka, S.-I. 2002, *ApJ*, 564, L97
 Kritsuk, A. G., Norman, M. L., Padoan, P., & Wagner, R. 2007, *ApJ*, 665, 416
 Larson, R. B. 1979, *MNRAS*, 186, 479
 Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
 Londrillo, P. & Del Zanna, L. 2000, *ApJ*, 530, 508
 Malhotra, S. 1995, *ApJ*, 448, 138
 McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565
 Miville-Deschênes, M., Joncas, G., Falgarone, E., & Boulanger, F. 2003, *A&A*, 411, 109
 Miville-Deschênes, M.-A. & Martin, P. G. 2007, *A&A*, 469, 189
 Passot, T. & Vázquez-Semadeni, E. 1998, *Phys. Rev. E*, 58, 4501
 Piontek, R. A., Gressel, O., & Ziegler, U. 2009, *A&A*, 499, 633
 Piontek, R. A. & Ostriker, E. C. 2004, *ApJ*, 601, 905
 Piontek, R. A. & Ostriker, E. C. 2005, *ApJ*, 629, 849

- Piontek, R. A. & Ostriker, E. C. 2007, *ApJ*, 663, 183
- Redfield, S. & Linsky, J. L. 2004, *ApJ*, 613, 1004
- Roman-Duval, J., Jackson, J. M., Heyer, M., Rathborne, J., & Simon, R. 2010, *ApJ*, 723, 492
- Schmidt, W., Federrath, C., Hupp, M., Kern, S., & Niemeyer, J. C. 2009, *A&A*, 494, 127
- Schmidt, W., Hillebrandt, W., & Niemeyer, J. C. 2006, *Computers and Fluids*, 35, 353
- Seifried, D., Schmidt, W., & Niemeyer, J. C. 2011, *A&A*, 526, A14
- Vázquez-Semadeni, E. 1994, *ApJ*, 423, 681
- Vázquez-Semadeni, E. 2012a, in *EAS Publications Series*, Vol. 56, *EAS Publications Series*, ed. M. A. de Avillez, 39–49
- Vázquez-Semadeni, E. 2012b, *ArXiv e-prints*, 1202.4498
- Vázquez-Semadeni, E. & García, N. 2001, *ApJ*, 557, 727
- Vázquez-Semadeni, E., Ryu, D., Passot, T., González, R. F., & Gazol, A. 2006, *ApJ*, 643, 245
- Walch, S., Wünsch, R., Burkert, A., Glover, S., & Whitworth, A. 2011, *ApJ*, 733, 47
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., McKee, C. F., Tielens, A. G. G. M., & Bakes, E. L. O. 1995, *ApJ*, 443, 152
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 2003, *ApJ*, 587, 278