

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE
UNIVERSITÉ PARIS-DIDEROT

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

docteur de l'Université Paris-Diderot

Spécialité : astrophysique et instrumentations associées

par

YOHAN DUBOIS

Etude de l'évolution cosmologique du champ magnétique

Thèse dirigée par Romain TEYSSIER

Soutenue publiquement le 30 septembre 2008

À l'amphithéâtre Claude Bloch

devant le jury composé de :

Prof. Etienne PARIZOT Président
Prof. Joseph SILK Rapporteur
Dr. Hervé WOZNIAK Rapporteur
Prof. Françoise COMBES Examineur
Dr. Julien DEVRIENDT Examineur
Prof. Jean-Pierre CHIÈZE Invité
Dr. Romain TEYSSIER Directeur de thèse

Service d'Astrophysique
IRFU/DSM/CEA – Saclay
yohan.dubois@cea.fr

Table des matières

Remerciements	v
Résumé	vii
Abstract	ix
1 Introduction	1
1.1 Notions sur le champ magnétique	1
1.2 Modèle hiérarchique de la formation des structures	3
1.3 Faiblesses du modèle standard	4
1.4 Intérêt du champ magnétique dans la formation des structures	6
1.5 Articulation du manuscrit	7
2 Méthode Numérique : RAMSES	9
2.1 Approche Eulérienne	10
2.1.1 Raffinement adaptatif de maille	10
2.1.2 Conditions aux limites	12
2.1.3 Pas de temps numérique	13
2.2 Résolution des équations hydrodynamiques	14
2.3 Dynamique N-corps	17
2.4 Physique du milieu interstellaire	19
2.4.1 Fonction de chauffage/refroidissement	19
2.4.2 Formation d'étoiles	21
2.4.3 Modélisation des supernovae	23
2.4.4 Modèle de l'onde de choc de Sedov	25
2.4.5 Equation d'état polytropicque	28
2.5 Equations Magnéto-HydroDynamiques	29
3 Formation des vents galactiques	33
3.1 Introduction	33
3.2 Modélisation des conditions initiales	37
3.2.1 Modèles de disque préformé	37
3.2.2 Formation auto-consistante de disques galactiques	40
3.3 Conditions d'apparition des vents	42
3.4 Interaction des vents avec le milieu intergalactique – Halos	44
3.4.1 Paramètres des simulations	44
3.4.2 Caractéristiques d'un halo de $10^{10} M_{\odot}$	47
3.4.3 Epoque de formation du vent galactique	49

3.4.4	Efficacité d'éjection des vents galactiques	51
3.4.5	Enrichissement par les vents galactiques	52
3.4.6	Caractéristiques des halos de $10^{11} M_{\odot}$	54
3.4.7	Choc d'accrétion	58
3.4.8	Fontaine galactique	58
3.4.9	Distribution stellaire et métallicité des étoiles	59
3.4.10	Cinématique du gaz	62
3.5	Rôle de l'accrétion et disque pré-formé	64
3.6	De l'importance de la structure du milieu interstellaire	65
3.7	Conclusion	68
3.7.1	Comparaison avec les précédents travaux	68
3.7.2	Mise en perspective et questions ouvertes	69
4	Enrichissement magnétique par les vents galactiques	71
4.1	Moteurs du champ magnétique primordial	71
4.2	Champ magnétique initial	72
4.3	Champ magnétique galactique	75
4.3.1	Choix de l'amplitude du champ magnétique initial	75
4.3.2	Structure du champ magnétique dans le disque galactique	78
4.4	Enrichissement magnétique par les vents galactiques	80
4.5	Génération du champ magnétique primordial	85
5	Champ magnétique dans les amas de galaxies	89
5.1	Etat des lieux des faits observationnels	89
5.2	Formation d'un amas de galaxies	92
5.2.1	Particularités de l'application cosmologique	92
5.2.2	Conditions initiales	93
5.3	Résultats	94
5.3.1	Modes d'amplification du champ magnétique	94
5.3.2	Cartes de rotation Faraday	98
5.4	Discussion des résultats	99
6	Conclusion	103
A	Annexe	105
A.1	Poids moléculaire moyen	105
A.2	Dipôle magnétique	105
B	Publications	109
	Table des figures	111
	Liste des tableaux	117
	Bibliographie	119

Remerciements

Mes premiers remerciements sont, évidemment, à l'encontre de Romain Teyssier qui s'est vu infligé ma présence durant ces trois années de thèse. Je tiens sincèrement à te remercier pour ta disponibilité, ta patience, ta pédagogie, et pour toutes les réponses que tu as pu avoir aux nombreuses questions avec lesquelles je t'ai harcelé. Même si trois années de thèse ne se passent pas nécessairement comme on les imagine en les commençant, préparer ce doctorat sous ta direction a été une formidable expérience. Encore une fois, je te remercie.

Je tiens aussi à remercier les membres de mon Jury pour leur présence et leur disponibilité : son président Etienne Parizot, ses rapporteurs Joseph Silk, et Hervé Wozniak qui a été d'une redoutable efficacité, ainsi que les membres examinateurs Julien Devriendt et Françoise Combes, et enfin Jean-Pierre Chièze.

Merci à Pierre-Olivier Lagage et à Michel Talvard pour s'être toujours intéressés à la progression de cette thèse.

Merci à Edouard Audit, Sébastien Fromang et Thierry Foglizzo pour m'avoir aiguillé sur quelques problèmes scientifiques.

Merci à Dominique Monvoisin pour sa légendaire efficacité à expédier les affaires administratives.

Merci à Nicolas Pailley et Marie Gay pour avoir su gérer mes différents problèmes de compte informatiques, password et claviers qui ne fonctionnent pas.

Un clin d'oeil bien particulier à la "dream-team" du SAP : Marie-Lise (ma blonde parmi les blondes), Pierro, Bobby et bouchon.

Avant d'entamer la longue liste des compagnons de voyages de ces années thésitatives, d'abord je tiens à saluer particulièrement les trois énergumènes avec qui j'ai eu le plaisir de partager le même bureau. Matthias qui a toujours eu la prouesse, dans ce bureau, de faire à la fois l'ouverture et sa fermeture, qui a su supporter mes différentes inquiétudes. Clément "el gringo" avec qui j'ai partagé le bureau du début à la fin, amuse-toi bien au pays de l'oncle Sam ! Et enfin Ben qui a toujours su tenir haut la réputation bourguignonne. La La La La lalalalalère... Merci les gars !

Merci alors à tous les autres. Fabio, merci gros, pour cette synchronie de souffrance. Laurène, dépêche toi de finir qu'on se retrouve à manger des beans ensemble ! Attention Julio, t'es peut-être l'homme le plus classe du monde mais va pas te rendre sourd à trop écouter de métal ou bien on ne pourra plus jamais boeuffer comme des oufs malades, Heavy baby ! allez hop pour la forme :noel : Un gros pistil à la plus Larousse encyclopédie de toutes mes amies, Ana, ni plu ni moins. Alain le seul hippie que je connaisse capable de boire 2 litres de jus d'ananas et de poursuivre sa discussion sur son expédition rodéo kite surf catamaran pelle à ski mais, toujours, de la manière la plus distinguée qui soit. Debono, tu surveilles un peu le couloir ou quoi ? Bonne continuation à Pierrick au-delà du côté obscur de la force. Benjamin tu devrais penser à travailler la dextérité, la prochaine fois, t'auras le sosie du dieu Jimi pour t'accompagner. Allez Sandrine, notre doyenne des thésards, tu l'aimes bien le petit c** quand même ? Bien joué, Estelle, la technique je planque mon ordinateur sous les roues de la voiture de mon chef pour en avoir un neuf. A méditer. Dis, Vincent, tu les achètes où tes bonnets de beatniks ? J'espère, Savitouille, qu'on se reverra pour que je te montre un peu comment j'ai travaillé le Setenta Complicado. Alors Henry,

c'était comment les U.S.A. ?

Et merci à tous ceux du SAp que j'ai eu le plaisir de rencontrer et de connaître : Dominique, Pierre, Lilia, Sergueï, Nazirah, Timea, Maud, Baptiste, Yann.

Bon courage à tous les jeunes astrophysiciens de l'IAP que j'ai le plaisir de connaître : Kumiko, Larissa, Hakim et Jean.

Xavier, va falloir que tu apprennes à taper moins fort sur les fûts sinon on va tous finir sourds. Hey Charles, c'est pas parce qu'à 18 ans t'es déjà une star qu'il faut penser à draguer pendant qu'on joue !

Un petit pas de danse et puis s'en va à tous les membres en or de la salsa : Mémé t'es peut-être la plus grande chieuse que je connaisse mais je te kiffe quand même grosse, ouais, ouais ! Soso, Isa (fais gaffe ça boucle), Siham, et Paco le kéké qui aurait jamais dû se raser la mouche (t'as vraiment perdu tout ton skill).

Damned ! un salut bien particulier à mon ami et ancien compagnon d'appartement, Damien.

A une amie de longue date qui a su m'accompagner quand j'ai eu besoin d'elle. Merci petite Céline.

Merci Chloé de m'avoir supporté durant les derniers mois de thèse.

Enfin, à mes parents, merci pour tout.

Résumé

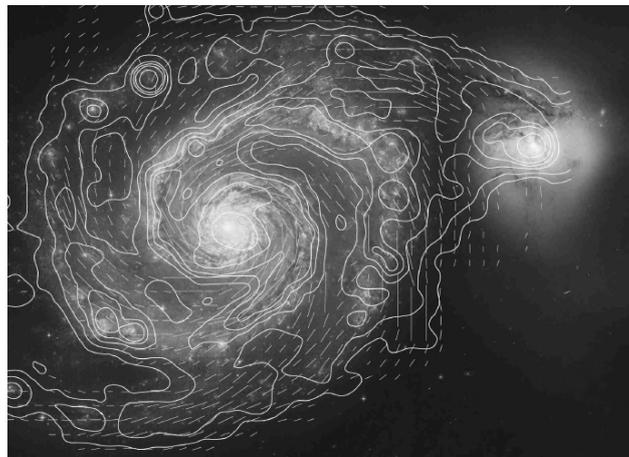
La formation hiérarchique des structures de l'Univers prédit que les halos de matière noire se forment à partir de l'amplification des petites fluctuations de densité primordiales. Ces grandes structures fusionnent avec des halos plus petits pour former de gigantesques amas de matière. Des processus de refroidissement permettent de condenser le halo de gaz chaud en disque à support centrifuge composé de gaz froid et d'étoiles : les galaxies. Mais dans ce scénario, quelques problèmes épineux subsistent encore. Sans l'apport de processus de régulation de la matière froide, les galaxies sont constituées d'une trop grande quantité d'étoiles comparativement aux observations. C'est le problème du sur-refroidissement. Pour apporter un élément de réponse à cet échec de la théorie, j'ai étudié la formation des vents galactiques produits par les explosions de supernovae à l'aide du code numérique RAMSES et d'outils analytiques. Il est apparu que, en l'absence de période de flambée de formation d'étoiles, les vents galactiques sont incapables de répondre à l'énigme du sur-refroidissement. J'ai souligné le rôle central de l'accrétion de gaz sur les disques galactiques, et déterminé dans quelles conditions celle-ci peut annihiler toute éjection de matière à grande échelle. Cependant les galaxies naines, capables de former de tels super-vents, sont responsables de l'enrichissement métallique et magnétique du milieu extra-galactique. Dans certains modèles, le champ magnétique pourrait contrôler la turbulence du milieu interstellaire et ralentir la formation des étoiles. Il devient donc essentiel de comprendre l'origine du champ magnétique dans l'Univers et comment celui-ci apparaît aux échelles galactiques. Toujours avec les mêmes outils numériques, j'ai réalisé la première simulation de formation de vent galactique en présence de champ magnétique. Ces simulations ont permis de souligner la nécessité des processus d'amplifications dans les galaxies : associées à une dynamo stellaire efficace, les explosions de supernovae peuvent être à l'origine du champ magnétique résiduel dans lequel baigne notre Univers. Le champ magnétique présent aux grandes échelles est ensuite amplifié lors de l'effondrement du gaz chaud contenu dans les amas de galaxies. En réalisant la première simulation cosmologique et magnétique de la formation d'un amas et de ses galaxies, j'ai pu montrer qu'il est nécessaire de tenir compte des processus de refroidissement pour décrire complètement l'évolution du champ magnétique au coeur des amas et retrouver les valeurs observées aujourd'hui.

Abstract

The hierarchical structure formation of the Universe predicts that dark matter halos are formed from the amplification of the primordial density fluctuations. Those large scale structures merge with smaller halos to create huge clusters of matter. Cooling processes allow to condense the hot gas lying inside the halos into disks supported by rotation and formed by cold gas and stars : galaxies. Some awkward problems however subsist in this scenario. In particular, without any self-regulation process in the cold gas, it produces galaxies containing too much stars in comparison with observations. That is called the *over-cooling dilemma*. To shed a light on this problem, I have studied the galactic wind formation produced by the supernovae explosions using the numerical code RAMSES and a bunch of analytical tools. I have underlined the central role of the infalling gas accreting on galactic disks, and I have determined the conditions under which this accretion can prevent any gas ejection on large scales. It appears that winds are unable to elucidate the over-cooling problem in quiescent star forming galaxies. On the other hand, dwarf galaxies, capable to form such super-winds, are responsible for the metallic and magnetic enrichment of the extra-galactic medium. Some models suggest that the magnetic field could help solving the over-cooling dilemma by controlling the magnetic turbulence of the interstellar medium and slowing down the star formation. It is thus essential to clearly understand the origin of the magnetic field in the Universe and how it appears on galactic scales. Using the same numerical tool, I performed the first simulation of the formation of a galactic wind with magnetic fields. These simulations show the necessity of some amplification process occurring in galaxies : associated to a strong stellar dynamo, supernovae explosions can originate the residual magnetic field of the Universe. The magnetic field present on large scales is therefore amplified when the hot gas of the galaxy cluster collapses. By achieving the first magnetic cosmological simulation of the formation of a cluster and its galaxies, I was able to point out the necessity of accounting for the cooling processes to properly describe the magnetic field evolution inside the cluster core and to reconcile simulations with observational values.

Chapitre 1

Introduction



Sommaire

1.1	Notions sur le champ magnétique	1
1.2	Modèle hiérarchique de la formation des structures	3
1.3	Faiblesses du modèle standard	4
1.4	Intérêt du champ magnétique dans la formation des structures	6
1.5	Articulation du manuscrit	7

1.1 Notions sur le champ magnétique

Il existe de nombreux exemples simples dans lesquels apparaissent les effets du champ magnétique. Chacun sait qu'en approchant deux aimants entre eux, ils peuvent tantôt se repousser tantôt s'attirer suivant leur orientation respective. Ce petit aimant qui nous sert de boussole pour nous orienter géographiquement est en fait une simple indication de l'orientation du champ magnétique terrestre¹. Les aurores polaires qui produisent de magnifiques traces lumineuses dans le ciel nocturne, sont elles provoquées par la déviation du vent solaire par le champ magnétique terrestre, qui en rencontrant l'atmosphère de la Terre émet alors de la lumière.

L'origine du champ magnétique est fortement liée à l'existence d'un champ électrique. Une particule chargée crée une interaction à longue distance appelée force électrostatique qui peut être répulsive si les charges qui interagissent sont de même signe, ou attractive si celles-ci sont de signe opposé. La

¹Remarquons d'ailleurs que le Nord géographique est en réalité un Sud magnétique puisque le nord qu'indique la boussole pointe vers le sud magnétique terrestre qui l'attire.

mise en mouvement d'une particule chargée est responsable d'une nouvelle force d'interaction à longue distance appelée force magnétique. En réalité champ magnétique et champ électrique ne sont que les deux pendants d'une seule interaction électro–magnétique. Le champ résultant, électrique ou magnétique, ne dépend que du référentiel dans lequel l'observateur se place. En effet un observateur qui se déplacerait avec une particule chargée ne verrait aucun champ magnétique apparaître, et seule la force électrique serait mesurable. Inversement c'est le mouvement de la particule chargée qui, dans le référentiel d'un observateur fixe, crée un champ magnétique par la contraction des lignes de champ électrique.

En astrophysique nous avons souvent affaire à de grands ensembles de particules qui, s'il est impossible de prédire leur évolution individuelle, peuvent être décrits de manière statistique dans un grand ensemble appelé fluide (ou gaz). Si ces particules sont chargées alors elles forment un fluide aux propriétés électro–magnétiques particulières nommé plasma. Un gaz peut être globalement neutre en ne présentant pas de champ électrique du point de vue d'un observateur extérieur au fluide, tout en étant ionisé. Sous certains effets physiques, les atomes de matière constitués de protons, de neutrons et d'électrons peuvent perdre un ou plusieurs électrons qui vont alors pouvoir temporairement se découpler de leur noyau atomique originel pour ensuite s'accrocher à un nouvel ion (atome dont la neutralité électrique n'est pas vérifiée). Ces processus sont extrêmement rapides devant les temps d'évolution du système physique. C'est pourquoi malgré le fait qu'un plasma soit composé d'ions et d'électrons chargés, le mouvement de ces particules n'est jamais libre.

Pour qu'un gaz de particules chargées garde sa cohérence, il doit toutefois être globalement neutre sinon les particules se repoussent entre elles et le gaz perd sa cohérence. Cette condition d'absence de charges libres permet d'annuler toute présence du champ électrique aux échelles macroscopiques, les échelles grandes devant la taille caractéristique inter–particulaire. En particulier la longueur du système étudié doit être grande devant la longueur au-delà de laquelle le champ électrostatique est écranté par la charge des électrons².

Dans sa globalité un plasma est incapable de générer des courants électriques. En effet les électrons et les ions de charge exactement opposée, qui se déplacent à la même vitesse et dans le même sens que le fluide $\mathbf{u}_i \approx \mathbf{u}_e \approx \mathbf{u}$, génèrent un transport de charges qui s'oppose et s'annule quasi–exactement³.

Par contre en présence d'un champ magnétique, le mouvement de ces deux espèces se découple sous l'action de la force de Faraday qui fait tourner ions et électrons en sens inverse autour du champ électrique. Le champ magnétique peut alors former des courants induits qui vont perturber le mouvement du gaz. Par effet retro–actif, le fluide modifie alors à son tour la configuration géométrique (topologique) des lignes de champ magnétique. Décrire l'évolution complète d'un tel système revient à résoudre un ensemble d'équations différentielles appelées équations de la Magnéto–HydroDynamique (MHD).

Dans de nombreux cas astrophysiques ce double effet ne fonctionne pourtant qu'à sens unique. C'est la limite champ faible où le champ magnétique n'est pas suffisamment fort pour contraindre la dynamique du gaz. Dans ces cas là les équations de la MHD se soustraient à un système plus simple d'équations appelées équations de l'hydrodynamique qui décrivent l'évolution d'un fluide non soumis à l'action du champ magnétique, et d'une équation qui détermine l'évolution du champ magnétique par le mouvement

²La longueur de Debye est la longueur caractéristique d'écrantage du champ électrostatique

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e e^2}},$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide, k_B la constante de Boltzmann, T la température du gaz, n_e le nombre d'électrons par unité de volume et e la charge élémentaire de l'électron.

³Le courant électrique généré par ces particules s'écrit

$$\mathbf{j} = q_i \mathbf{u}_i + q_e \mathbf{u}_e \approx Ne (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \approx 0, \quad (1.1)$$

où $q_i \approx -q_e \approx Ne$ pour que la condition de neutralité électrique soit vérifiée.

du fluide appelée équation d'induction.

Comme le champ magnétique peut être modifié par le mouvement des porteurs de charges électriques, cela lui confère quelques propriétés particulières par rapport aux autres champs, électrique et gravitationnel, qui ne dépendent que de la disposition de la matière (pas de leur mouvement !). Les lignes de champ magnétique sont déformées au passage d'un fluide à condition que celui-ci ne se propage pas parfaitement le long de ces lignes de champ. Une analogie simple de ce comportement est souvent faite avec le mouvement de la brosse (les particules du fluide) dans des cheveux (les lignes de champ magnétique). Lorsque le champ magnétique est suffisamment faible, sa structure est complètement déterminée par le déplacement du fluide, et, au contraire, plus il s'intensifie et plus il contraint le fluide à suivre sa disposition géométrique.

Cette propriété bien spécifique du champ magnétique a pour conséquence de pouvoir l'amplifier naturellement par regroupement des lignes de champ. Un flot convergent de matière, prenons par exemple l'effondrement d'une boule de gaz sous son propre poids, emporte et regroupe sur son passage les lignes de champ magnétique qu'elle traverse. Ainsi, au centre de l'effondrement la quantité de champ magnétique augmente. L'étirement, l'enroulement, la torsion, l'entortillement sont un ensemble de mécanismes responsables de l'amplification du champ magnétique. Enfin signalons que, contrairement au champ électrique et gravitationnel, il n'existe pas à proprement parler de monopôle associé au champ magnétique.

1.2 Modèle hiérarchique de la formation des structures

La formation des structures de l'Univers peut être décrite dans le cadre d'un modèle "standard" : le modèle hiérarchique. Ce modèle s'inscrit dans le cadre de la relativité générale développé par Einstein qui suppose un Univers globalement homogène et isotrope. L'idée est de relier les petites fluctuations de densité primordiales, apparues pendant le Big-Bang, aux structures à notre époque : les filaments, les amas et les galaxies. Muni d'un formalisme sur l'amplification des fluctuations de densité primordiales (formalisme Press & Schechter), il est possible de montrer que les petites structures sont les premières à s'effondrer et de prédire la distribution en masse de ces structures. Les plus grandes structures se forment plus tard par la fusion de structures plus petites jusqu'à obtenir les objets les plus gros observés dans l'Univers (comme les amas de galaxies). Mais pour retrouver les structures observées avec une telle théorie, nous avons besoin d'y adjoindre deux composantes quelques peu obscures : la matière noire et l'énergie sombre.

La matière noire est une composante qui domine presque exclusivement la quantité de matière totale de l'Univers ($\sim 90\%$ en masse) et qui reste pourtant indécélable par l'observateur. Nous savons que la matière ordinaire composée de baryons (atomes de matière) est dans un état d'excitation permanent et émet de la lumière dans une très large gamme de fréquences. C'est pourquoi nous sommes capables de *voir* les étoiles, le gaz du milieu interstellaire, les poussières, le gaz chaud extra-galactique, le fond diffus cosmologique, etc. Il est donc tout-à-fait surprenant de penser que 90% de la matière est invisible. Quelques théories ont tenté d'associer la matière *noire* à de la matière *sombre* (c-à-d qu'il n'est pas possible de *voir*) cette matière baryonique, composée d'étoiles mortes, de naines brunes ou de trous noirs. Mais toutes ont échouées à reproduire de façon réaliste cette proportion de matière invisible.

Mais le domaine de la physique des particules n'a pas dit son dernier mot, et il est tout à fait possible d'invoquer d'autres particules de matière non-baryonique dans la composition de cette matière noire froide. Les premiers postulants pour résoudre cette énigme sont les neutrinos. Nombreux (plus que toutes les autres particules connues après le photon) mais malheureusement pas assez massifs, ils ne peuvent représenter au mieux qu'un quart de cette matière exotique. Enfin il reste toute une grande famille de candidats possible à la composition de la matière noire, appelées particules massives faiblement inter-

actives (WIMPs). Cette matière exotique est encore le sujet d'étude d'un vaste domaine de recherche en astro-particules, et pourrait fournir dans les quelques décennies à venir une réponse sur la composition de la matière noire froide.

L'énergie sombre est sûrement à l'heure actuelle la composante la moins bien comprise du modèle hiérarchique. Celle-ci a tout d'abord été introduite par Einstein lui-même comme une constante d'intégration (constante cosmologique) dans ses équations, pour ensuite être reniée car elle ne correspondait à aucune description physique de l'Univers tel qu'il était observé à l'époque. Il s'avère que nous sommes aujourd'hui capables de mesurer cette constante cosmologique et qu'elle est loin d'être nulle : son effet sur l'Univers est dantesque et représente du point de vue énergétique deux fois l'énergie totale donnée par la matière noire et visible ! La composante d'énergie sombre agit à l'inverse de la matière, elle permet de repousser les structures entre elles au lieu de les attirer. Nous ne détaillerons pas les origines possibles de cette énergie sombre puisqu'à l'heure actuelle elles restent encore toutes hautement spéculatives (quintessence, énergie du vide, approximation d'homogénéité et d'isotropie), mais son existence ne fait aucun doute.

Enfin il faut ajouter que le modèle standard nécessite une phase d'inflation précoce, extrêmement rapide pendant laquelle l'espace s'étire anormalement vite pour permettre aux premières structures de se former.

Cette théorie munie de ces quelques hypothèses permet de reproduire assez bien la distribution à très grande échelle de la matière dans les filaments et les amas. Par contre, pour décrire la formation des galaxies et de ses composantes à plus petite échelle, nous avons besoin d'invoquer d'autres processus pour justifier l'existence de tels objets. En particulier pour décrire correctement l'évolution du gaz et permettre de justifier l'existence de structures galactiques au sein des amas, il faut être capable de modéliser correctement les processus de refroidissement. Les galaxies sont aussi composées d'étoiles en leur sein, c'est d'ailleurs ce qu'il est possible d'observer en premier lieu à l'oculaire d'un télescope. La modélisation précise des phénomènes qui entraînent la formation d'une étoile est un exercice compliqué. Une (ou plusieurs) étoile se forme à partir de l'effondrement d'un nuage de gaz du milieu interstellaire, qui est un nuage moléculaire et froid car celui-ci est composé quasi-exclusivement de molécules de dihydrogène. La densité au centre du nuage atteint des valeurs extrêmement élevées qui vont permettre la formation de plusieurs coeurs de matière pré-stellaires qui grossiront pour permettre la formation de la future étoile. Cette proto-étoile est entourée d'une enveloppe gazeuse et d'un disque d'accrétion. Certains de ces disque d'accrétion sont capable de former des jets de matière et d'interagir avec le gaz environnant, perturbant l'accrétion de matière sur la proto-étoile.

L'histoire de formation exacte d'une étoile est donc encore difficile à décrire de manière satisfaisante, même si les mécanismes mis en jeu sont assez bien compris. Il est donc préférable aux échelles des galaxies d'essayer de modéliser la formation stellaire du point de vue statistique. Pour cela il est possible de relier la quantité de gaz disponible à la quantité d'étoiles formées, et en introduisant ce genre de loi de proportionnalité dans les modèles, il devient possible de raisonnablement décrire la formation stellaire agissant au sein des galaxies.

1.3 Faiblesses du modèle standard

Bien que nous arrivons à reproduire l'aspect des galaxies dans un contexte cosmologique, c'est-à-dire du point de vue des plus grandes échelles de l'Univers, certains points faibles apparaissent en détaillant la formation de ces galaxies.

Le premier d'entre eux est relié au déficit de moment angulaire des galaxies produites dans le cadre du modèle standard : les galaxies modélisées sont trop petites par rapport à leur version réelles. Nous parlons de moment angulaire car une galaxie qui tourne vite est une galaxie qui a une grande force

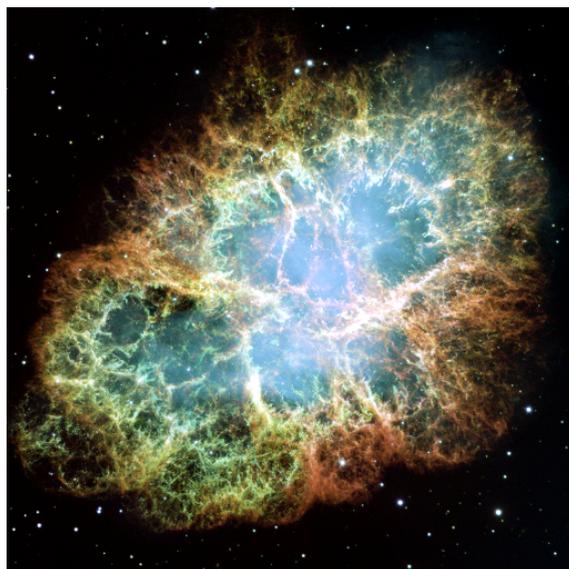


FIG. 1.1 – Nébuleuse du crabe

centrifuge ce qui lui permet d'étaler sa matière sur de grandes distances.

Le deuxième problème que la communauté a pour habitude de nommer le problème de l'over-cooling (ou sur-refroidissement) stigmatise la trop grande production de gaz froid par rapport au gaz chaud, et la sur-production d'étoiles associée. La conséquence directe de cet effet est que les galaxies dans nos modèles consomment trop rapidement leur gaz pour former des étoiles. Ainsi dans les simulations les galaxies obtenues sont plus rouges et plus vieilles que celles qui sont effectivement observées.

Enfin le dernier point faible est d'expliquer la présence de métaux dans les vides cosmiques. Puisque les modèles de nucléosynthèse primordiale ne peuvent donner lieu qu'à la production d'hydrogène (75%), d'hélium (25%), et très marginalement de lithium, alors comment des éléments beaucoup plus lourds, produits uniquement à partir des réactions nucléaires ayant lieu dans le coeur des étoiles, peuvent-ils être présents en dehors des galaxies, loin des étoiles ? C'est le paradoxe de l'enrichissement (en métaux) de l'Univers.

Est-ce pour autant nécessaire de remettre en cause la théorie du modèle standard et la validité des équations de la relativité générale à toutes les échelles de l'Univers ? Pas nécessairement. Il convient en tous cas de commencer par rechercher et prendre en compte les processus physiques classiques agissant au sein des galaxies, et qui ont été omis dans le modèle standard de formation des structures.

Les vents de supernovae sont régulièrement invoqués pour réhabiliter la théorie standard. Une explosion de supernova correspond au stade terminal de la vie d'une étoile massive au cours duquel la quasi-totalité du gaz contenu dans l'étoile est éjectée sur de grandes distances et se mélange avec le milieu interstellaire. Ces explosions donnent lieu à des nébuleuses de gaz telles que celles observées dans la nébuleuse du Crabe (figure 1.1).

Le milieu interstellaire est donc mis en mouvement par ces projections de matière permettant, à plus grande échelle, de former des vents galactiques. Ces derniers sont en effet l'accumulation de plusieurs superbulles de gaz chaud engendrées par des explosions successives de supernovae dans le disque galactique. Ce qui pourrait n'être qu'une théorie élégante a pourtant des contre-parties observationnelles fortes, et il n'est pas rare d'observer de telles projections de matière dans les galaxies dont la formation d'étoiles est la plus active, comme par exemple dans la galaxie M82 (figure 1.2).

Les explosions de supernovae peuvent potentiellement transférer du gaz des régions centrales vers les régions externes des galaxies. Elles peuvent transformer les phases moléculaires froides du milieu



FIG. 1.2 – Galaxie Messier 82 à flambée de formation d'étoiles

interstellaire en phases chaudes dans lesquelles la formation stellaire sera retardée. Le gaz peut aussi être transporté en dehors de la galaxie et la formation d'étoiles globale diminuée par la perte de son combustible, tout en permettant l'enrichissement en métaux du gaz situé en dehors des galaxies. Nous avons donc *a priori* à disposition un mécanisme qui permet de résoudre les trois problèmes exposés précédemment. Il ne reste plus qu'à vérifier si ce mécanisme d'explosions de supernovae dans le milieu interstellaire est suffisamment efficace pour résoudre ces difficultés.

1.4 Intérêt du champ magnétique dans la formation des structures

Bien que l'origine du champ magnétique dans l'Univers soit encore une énigme, il est indiscutable d'affirmer que celui-ci est présent dans *toutes* les structures. Comme nous l'avons déjà souligné précédemment, le champ magnétique peut avoir un rôle mineur sur l'évolution d'un objet. C'est souvent le cas, par exemple dans la formation des très grandes structures comme les galaxies, les filaments de gaz froids cosmologiques ou bien les amas de galaxies, dans lesquels le champ magnétique semble être trop faible pour en modifier la formation. Mais à d'autres échelles, le champ magnétique doit pouvoir jouer un rôle et contrôler durablement l'évolution de ces systèmes : milieu interstellaire, disque proto-stellaire, étoiles. Il est même évident que sans la présence d'un champ magnétique terrestre pour nous protéger du vent solaire, la vie sur Terre deviendrait sûrement moins agréable...

Or l'importance du champ magnétique dans le contrôle de l'évolution dynamique d'un système dépend entièrement de son amplitude et donc des processus qui ont permis de l'amplifier. Comme la formation des structures est constituée d'interdépendances entre toutes les échelles, il devient alors nécessaire de comprendre comment le champ magnétique évolue dans les objets les plus étendus. C'est en effet les grandes structures, telles les amas de galaxies et les galaxies elles-mêmes, qui vont composer en premier lieu avec le champ magnétique et permettre de l'amplifier. Même si le champ magnétique à ces échelles ne semble pas avoir d'effet notable sur la dynamique du gaz, il est important de déterminer avec précision les processus d'amplification du champ magnétique qui permettront de donner la quantité d'énergie magnétique disponible aux échelles plus petites, là où les lignes de champ deviennent capables de déformer le mouvement du plasma.

Le champ magnétique dans les grandes structures a aussi pour principale action de propager les

rayons cosmiques dans l'Univers. Les rayons cosmiques sont des particules libres, chargées, et de très haute énergie qui se propagent à des vitesses proches de celle de la lumière. En présence de champ magnétique leur trajectoire est déviée et accélérée, et leur énergie est alors augmentée. La distribution finale des rayons cosmiques dans l'Univers est donc en partie déterminée par la présence du champ magnétique.

Plusieurs processus peuvent être invoqués pour amplifier le champ magnétique. Tout d'abord la simple compression du gaz amène la compression des lignes de champ magnétique et sa croissance. Il est aussi possible d'accroître l'énergie magnétique sans que le gaz ait besoin de se contracter, les mouvements internes du fluide comme la turbulence, la rotation ou le cisaillement suffisent à déformer les lignes de champ magnétique et à l'amplifier. D'autres procédés comme l'interaction des rayons cosmiques avec le champ magnétique ou la création de champ magnétique par effet de batterie Biermann peuvent aussi être invoqués.

Mais l'un des grands problèmes quant à l'étude du champ magnétique est de réussir à se donner le champ magnétique primordial régnant dans l'Univers. Différents modèles se font concurrence sur l'origine du champ magnétique dans l'Univers. Emerge-t-il de la soupe primordial du Big-Bang ? Est-il créé par les effets de batterie Biermann dans les chocs émergents des premières structures ? Ou peut-il même provenir des galaxies qui ont ensuite enrichi en champ magnétique les vides cosmiques ? Il s'agit là d'un problème extrêmement épineux puisqu'à ce jour il n'existe pas de mesure même du champ magnétique extra-galactique. Le seul moyen de remonter à cette information est d'utiliser des modèles numériques et analytiques pour retrouver les valeurs du champ magnétique là où elles sont observées (les galaxies et les amas de galaxies par exemple) et de retracer l'histoire de ces structures pour prédire le champ magnétique qui en est à l'origine.

1.5 Articulation du manuscrit

Ce manuscrit de thèse se structurera comme suit.

Dans un premier temps nous détaillerons l'ensemble du schéma numérique RAMSES que nous avons utilisé pour l'étude de la formation des galaxies et des amas. Ce code numérique permet de décrire l'évolution d'un plasma dans un contexte cosmologique en résolvant les équations de la magnéto-hydrodynamique et l'équation de Poisson associée à l'interaction gravitationnelle entre les particules de matière. Pour suivre l'évolution des baryons dans une galaxie, nous avons besoin de connaître les processus de refroidissement qui conduisent à la formation des étoiles en leur sein. Nous décrirons pour cela comment cette physique a été modélisée, et nous verrons comment il est possible de mimer la formation d'étoiles dans les galaxies d'un strict point de vue statistique. Enfin pour tenter de répondre aux problématiques soulevées précédemment, nous établirons un schéma numérique permettant de reproduire les explosions de supernovae en tenant compte des limites imposées par l'exercice.

La partie suivante décrira la formation des vents galactiques à partir d'un contexte cosmologique isolé permettant une confrontation simple avec un modèle analytique contraignant l'apparition de ce phénomène. Nous verrons que certaines galaxies dans un environnement réaliste peuvent produire à grande échelle des vents qui enrichiront en métaux le milieu inter-galactique. A l'opposé, nous montrerons que certaines galaxies ne peuvent éjecter durablement de telles quantités de matière en dehors du milieu interstellaire et nous soulignerons l'importance que revêt l'accrétion de matière sur les galaxies dans l'apparition de ces phénomènes. Nous critiquerons aussi l'approche multiphase du milieu interstellaire et ses conséquences sur l'apparition de telles superbules hors des disques galactiques.

Nous continuerons ensuite par introduire du champ magnétique dans ces simulations numériques auto-cohérentes de formation des galaxies. Cela nous permettra de décrire comment le champ magnétique est amplifié dans les disques galactiques au cours de leur effondrement, quelle est sa structure, et

comment les explosions de supernovae peuvent perturber sa configuration. Ces explosions entraînent les lignes de champ magnétique hors du disque galactique dans un vent à très grande échelle permettant d'enrichir marginalement le milieu inter-galactique. Nous pouvons ainsi proposer un mécanisme d'enrichissement primordial du champ magnétique extra-galactique à condition d'invoquer un processus capable de l'amplifier suffisamment dans les étoiles et dans les restes de supernovae.

Enfin nous élargirons notre champ de vision pour étudier la formation d'un amas de galaxies à partir de fluctuations primordiales de densité en présence de refroidissement atomique et de formation stellaire. Cela afin de décrire l'évolution et la structure du champ magnétique dans un amas, pour prédire ensuite la quantité de champ magnétique nécessaire à la cohérence de ce modèle avec les observations. Nous mettrons aussi en avant l'importance d'inclure des modèles de refroidissement dans la physique des amas, en particulier pour la contrainte du champ magnétique dans leur coeur.

Chapitre 2

Méthode Numérique : RAMSES



Sommaire

2.1	Approche Eulérienne	10
2.1.1	Raffinement adaptatif de maille	10
2.1.2	Conditions aux limites	12
2.1.3	Pas de temps numérique	13
2.2	Résolution des équations hydrodynamiques	14
2.3	Dynamique N-corps	17
2.4	Physique du milieu interstellaire	19
2.4.1	Fonction de chauffage/refroidissement	19
2.4.2	Formation d'étoiles	21
2.4.3	Modélisation des supernovae	23
2.4.4	Modèle de l'onde de choc de Sedov	25
2.4.5	Equation d'état polytropicque	28
2.5	Equations Magnéto-HydroDynamiques	29

Le code numérique utilisé durant l'ensemble de cette thèse, RAMSES (**R**affinement **A**daptatif de **M**ailles **S**ans **E**fforts **S**urhumains), écrit et développé par [Teyssier \(2002\)](#) est un code massivement parallèle à grille adaptative tri-dimensionnelle qui résout les équations de la magnéto-hydrodynamique et de la gravité. La matière noire, les étoiles et les éjecta de supernovae sont modélisés par des particules dont le mouvement est régi par la dynamique d'un fluide non collisionnel à N-corps. RAMSES est écrit en Fortran 90 et parallélisé grâce à la bibliothèque MPI (**M**essage **P**assing **I**nterface) afin de profiter des architectures multi-processeurs à mémoire distribuée des super-calculateurs actuels, et d'être portable sur tout type de machine.

2.1 Approche Eulérienne

Deux types de méthodes se font concurrence lorsqu’il s’agit de décrire l’évolution dynamique d’un fluide : les codes lagrangiens SPH (**S**mooth **P**articles **H**ydrodynamics) et les codes eulériens sur grille. Les méthodes SPH modélisent un fluide en le décomposant en éléments de masse qui sont transportées sur des particules, leur évolution est alors déterminée par les équations hydrodynamiques où chacune des variables hydrodynamiques est caractérisée par la densité locale de ces particules SPH. Les méthodes grilles permettent de décomposer un gaz en éléments d’espace fixes sur lesquels sont résolus les équations hydrodynamiques. C’est une famille des méthodes sur grille qui est utilisée dans RAMSES pour résoudre les équations d’Euler.

2.1.1 Raffinement adaptatif de maille

Contrairement aux méthodes SPH, le principal inconvénient des méthodes grilles dites “fixes” provient de l’inadaptabilité de la grille à la géométrie d’un problème donné, autrement dit pour résoudre correctement une partie du système, il faut résoudre l’ensemble du problème avec, *partout*, la même résolution. Ce genre de méthode est alors très peu adapté aux problèmes se posant sur des échelles de longueur variant sur plusieurs magnitudes. Pour la formation des galaxies dans un contexte cosmologique, il est important de pouvoir modéliser à la fois les halos de gaz (mais aussi les filaments et les vides cosmiques) tout en étant capable de proprement décrire les échelles du milieu interstellaire (ou du moins galactique). Il faut alors que la grille puisse s’adapter “intelligemment” à l’échelle du problème, et pour cela il faut utiliser une grille adaptative, ou AMR (**A**daptive **M**esh **R**efinement). Combinant la capacité des codes grilles à capturer efficacement les discontinuités d’un gaz (pour une comparaison sur l’efficacité de différents codes à capturer les chocs et les instabilités, le lecteur pourra consulter [Agertz et al. 2007](#)) et la possibilité de moduler par endroits la résolution, les codes AMR font partie des outils numériques de pointe pour l’étude de la formation des structures dans l’Univers.

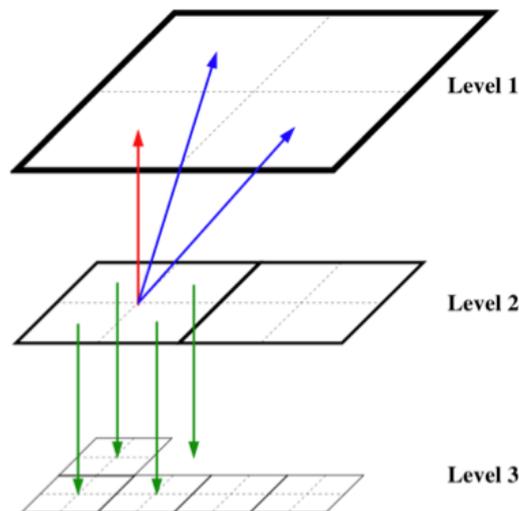


FIG. 2.1 – Structure en arbre d’octs 2D du code RAMSES, chaque oct (ici, niveau 2) peut pointer vers son oct mère (niveau 1), ses octs filles (niveau 3), et ses voisins.

Une grille AMR est composée de plusieurs niveaux, chaque niveau contient un certain nombre d’éléments appelés *octs* contenant 2^D *cellules* dans un problème D -dimensionnel (voir figure 2.1). La grille

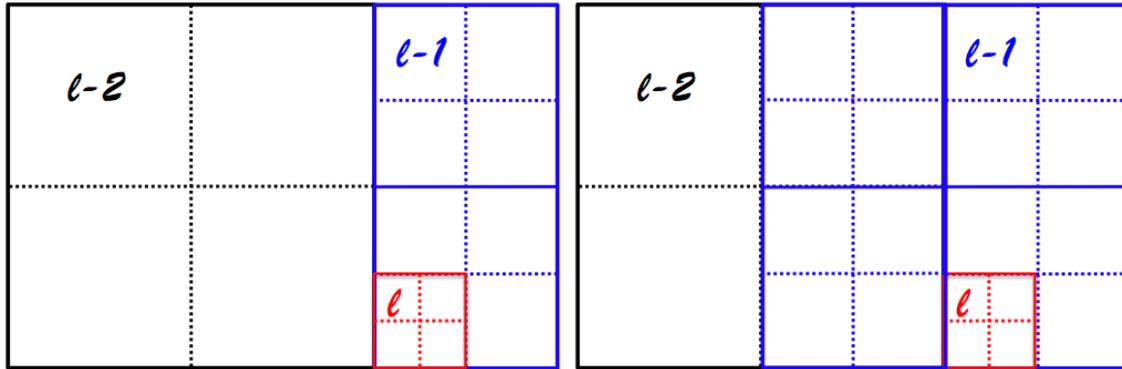


Fig. 2.2 – Structure d’octs graduée, la configuration de gauche est interdite dans RAMSES car le niveau ℓ est en contact avec un niveau de 2 rangs plus petits ($\ell - 2$). La bonne configuration est celle de droite où tous les niveaux sont en contact avec des niveaux de rang -1 ou $+1$.

AMR contient une grille cartésienne (car partout raffinée au même niveau) appelé niveau “coarse” de niveau ℓ_{min} contenant $(2^{\ell_{min}})^D$ cellules et qui définit la base de cette structure. Chacune des cellules de la grille de niveau ℓ donné est soit une cellule *mère* contenant des cellules de niveau supérieur, ou bien une cellule *feuille* ne contenant pas de cellule plus petite que $\Delta x = 0.5^\ell$. La résolution des équations hydrodynamiques se fait uniquement sur les cellules feuilles de la grille. Afin de préserver la stabilité du schéma numérique chaque cellule de niveau ℓ a pour voisine directe une cellule de niveau $\ell - 1 \leq \ell' \leq \ell + 1$ (voir figure 2.2).

RAMSES (et les codes AMR en général) permet alors d’augmenter la résolution dans les régions les plus intéressantes, les cellules pouvant être raffinées ou dégradées à chaque pas de temps de la simulation. Dans la formation des galaxies, par exemple, il sera important d’avoir beaucoup de grilles au niveau du disque galactique même, alors que le milieu environnant (le halo) pourra être proprement décrit avec des grilles beaucoup plus grosses. Pour rendre le code adaptable au problème posé encore faut-il lui définir une condition d’adaptabilité. En cosmologie il est pratique d’adopter une approche quasi-Lagrangienne au problème en définissant un seuil de masse à partir duquel une cellule de la grille doit voir sa résolution augmenter (on dira que la taille de la cellule diminue) : tant que la masse contenue dans la cellule est plus grande que ce seuil alors la cellule continue d’être raffinée. Ainsi le coeur des halos et les disques galactiques, là où l’essentiel de la masse réside, contiennent les grilles de résolutions les plus élevées comme l’illustre la figure 2.3.

Le gaz dans les galaxies est sujet à la fragmentation en nuages moléculaires. Le nuage est à l’équilibre lorsque la pression hydrostatique est suffisante pour contrebalancer l’effondrement sous son propre poids. Il est possible alors définir une longueur et une masse de *Jeans* pour un gaz unidimensionnel, non visqueux, auto-gravitant et isotherme correspondant à cet état d’équilibre

$$\lambda_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}}, \quad (2.1)$$

$$M_J = \rho \lambda_J^3 = c_s^3 \sqrt{\frac{\pi^3}{G^3 \rho}}, \quad (2.2)$$

avec ρ la masse par unité de volume, G la constante gravitationnelle et c_s la vitesse du son définie comme

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{k_B T}{\mu m_H}}, \quad (2.3)$$

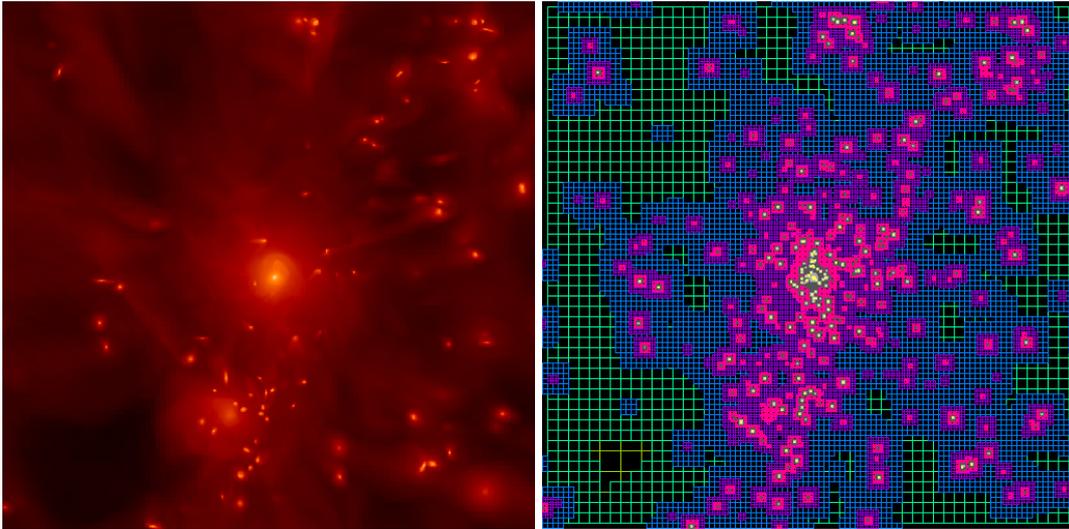


FIG. 2.3 – (a) Distribution de gaz tirée d’une simulation cosmologique de formation d’un amas de galaxies et (b) répartition des grilles à $z = 0$ pour. L’image représente une région d’une taille $8 h^{-1} \text{Mpc}$ d’une simulation comportant 7 niveaux de raffinement indiqués par les différentes couleurs.

avec T la température, k_B la constante de Boltzmann, m_H la masse du proton, γ l’indice adiabatique des gaz parfaits et μ le poids moléculaire moyen ($\mu = 0.6$ pour un gaz primordial totalement ionisé, voir Annexe A.1).

Il faut alors être capable de résoudre cette longueur pour que la fragmentation soit réelle, ou bien nous aurons affaire à de la fragmentation numérique. Pour cela [Truelove et al. \(1997\)](#) ont montré qu’il faut au moins 4 points par longueur de [Jeans](#) pour éviter la fragmentation numérique, de sorte que $\Delta x < \lambda_J/4$. Nous avons ajouté ce critère de raffinement à celui basé sur la masse totale. Ce critère est limité jusqu’au niveau de raffinement maximum imposé à la simulation, mais certaines modifications de l’équation d’état du gaz permettent de faire en sorte que ce critère soit partout respecté.

2.1.2 Conditions aux limites

Les grilles sont définies dans les limites d’une boîte mais chaque cellule a besoin de connaître les variables hydrodynamiques contenues par ses proches voisins pour décrire l’évolution du gaz. Le problème est de définir des cellules voisines “fantômes” – dont l’évolution des quantités hydrodynamiques n’est pas donnée par la résolution des équations d’Euler – pour les cellules situées aux extrémités de la boîte.

RAMSES utilise une certaine sous-classe de méthodes numériques appelée schéma PLM (voir figure 2.4) qui oblige chaque cellule à connaître les zones de 2 cellules l’entourant, soit $5^D - 1$ cellules voisines. Ces zones fantômes en dehors de la boîte forment la zone de cellules qui définit les conditions aux bords de la boîte. Il existe plusieurs façons de définir des conditions aux bords dans RAMSES, nous pouvons imposer :

- que le gaz rebondisse sur les bords de la boîte en imposant un gradient nul sur les grandeurs scalaires et des vecteurs vitesses de sens opposé,
- une valeur indépendante du temps bien souvent calculée sur le profil des conditions initiales de sorte qu’aux bords de la boîte le gaz conserve son état initial,

- que le gaz puisse sortir librement de la boîte, ce sont des conditions dites “outflow” où la valeur de chaque variable hydrodynamique des zones fantômes est calculée de sorte que son gradient soit nul. Ce type de conditions aux bords est utilisé dans nos simulations de galaxie isolée,
- que la boîte de simulation se reproduise périodiquement : le gaz sort d’un côté de la boîte pour rentrer par l’autre. C’est ce genre de conditions périodiques qui est utilisé dans les simulations de très grande échelle où les structures semblent se répliquer de la même manière partout et dans toutes les directions (Univers homogène et isotrope).

Il existe encore bien d’autres conditions aux bords utilisées dans la littérature, il existe, par exemple, des conditions de type rotation différentielle (shearing box) qui permettent de simuler des disques dans des référentiels tournants. Signalons qu’il est aussi possible dans RAMSES de définir un type de condition différente pour chaque bord de la boîte, mais dans les simulations que nous avons faites le même type de condition est imposé à tous les bords.

2.1.3 Pas de temps numérique

Pour évoluer un système dynamique sur une échelle temporelle il faut se définir un pas de temps élémentaire Δt . Ce pas de temps est fixé par les temps caractéristiques d’évolution du système. Chaque niveau de grille ℓ a son propre pas de temps Δt^ℓ , le pas de temps est dit adaptatif. En pas de temps adaptatif, le pas de temps du niveau ℓ est la somme des deux pas de temps du niveau $\ell + 1$, soit $\Delta t^\ell = \Delta t_1^{\ell+1} + \Delta t_2^{\ell+1}$ sous la contrainte $\Delta t^\ell \leq \Delta t^{\ell-1}/2$. Ainsi l’ensemble de la boîte a complètement évolué au bout d’un pas de temps élémentaire du niveau de la grille cartésienne $\Delta t^{\ell_{min}} = \sum_{i=1}^{1+(l_{max}-l_{min})} \Delta t_i^{\ell_{max}}$. Dans des simulations cosmologiques, où le pas de temps est essentiellement déterminé par le temps de chute libre (2.4) et donc par la densité de matière, il est très important de pouvoir utiliser un pas de temps adaptatif afin de faire évoluer les grandes échelles sur de grands pas de temps.

La première contrainte est celle du temps que met une sphère de matière de densité homogène à s’effondrer en chute libre sous son propre poids. Ce temps de chute libre (ou “free-fall”) est donné par

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}, \quad (2.4)$$

et le pas de temps doit être inférieur à t_{ff} , soit

$$\Delta t_1^\ell = C_1 \times \min(t_{\text{ff}}^\ell), \quad (2.5)$$

avec $C_1 < 1$.

Une autre contrainte est imposée par le temps que met une particule à traverser à la vitesse u_p la cellule dans laquelle elle réside : elle ne peut aller plus loin qu’une certaine fraction $C_2 < 1$ de la cellule en un pas de temps

$$\Delta t_2^\ell = C_2 \times \frac{\Delta x^\ell}{\max(u_p)}. \quad (2.6)$$

La contrainte suivante est utilisée dans les simulations cosmologiques et est celle qui domine à grand redshift : le facteur d’expansion a_{exp} de l’Univers ne peut pas varier de plus de $C_3 = 10\%$ en un pas de temps

$$\Delta t_3^\ell = C_3 \times \frac{a_{exp}}{\dot{a}_{exp}}. \quad (2.7)$$

Enfin la dernière contrainte est celle imposée par la condition de [Courant, Friedrichs et Lewy](#) (CFL) qui interdit à toute onde sonore de pouvoir se propager sur plus d’une cellule en un pas de temps

$$\Delta t_4^\ell = C_4 \times \frac{\Delta x^\ell}{\max(|u_x| + c_s, |u_y| + c_s, |u_z| + c_s)}. \quad (2.8)$$

Remarquons qu'il n'est pas toujours judicieux d'utiliser un pas de temps adaptatif, par exemple dans des situations où le pas de temps le plus court donné par l'une des 4 conditions $\Delta t_{1,2,3,4}^\ell$ n'est pas celui du niveau le plus grand ℓ_{max} mais celui du niveau ℓ . Dans ce cas, du fait que $\Delta t^{\ell+1} \leq \Delta t^\ell / 2$, les niveaux plus grands que le niveau ℓ sont amenés à avoir un pas de temps au moins 2 fois plus petit que ce que la physique leur impose.

2.2 Résolution des équations hydrodynamiques

Pour connaître l'évolution dynamique d'un fluide compressible et à viscosité nulle, il faut résoudre un ensemble de trois équations aux dérivées partielles :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = s_1, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P \mathbb{I}) = \mathbf{s}_2, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (E \mathbf{u} + P \mathbf{u}) = s_3, \quad (2.11)$$

où le fluide est décrit par sa densité ρ , son vecteur vitesse \mathbf{u} (à trois composantes pour un fluide tri-dimensionnel), sa pression P et son énergie totale (cinétique + thermique)

$$E = \rho \left(\frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} + \epsilon \right). \quad (2.12)$$

Chacune de ces équations est la traduction différentielle d'une loi de conservation : conservation de la masse pour l'équation (2.9), conservation de l'impulsion pour l'équation (2.10) et conservation de l'énergie pour l'équation (2.11). Les termes s_i sont des termes sources traduisant la création ou la perte de masse, d'impulsion et d'énergie. Dans le cas le plus simple où chacun de ces termes sources est nul, ce système de trois équations à quatre inconnues constitue un système hyperbolique de lois de conservation appelées équations d'Euler. Pour déterminer une solution unique au problème il faut une dernière relation dite de fermeture, donnée par l'équation d'état du gaz :

$$P = (\gamma - 1)\rho\epsilon. \quad (2.13)$$

Cet ensemble d'équations de conservation peut s'écrire de façon plus compacte sous forme vectorielle :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{U}) = 0, \quad (2.14)$$

autrement dit, n'importe quelle grandeur conservative $\mathbf{U} = (\rho, \rho \mathbf{u}, E)^T$ contenue dans un volume donné voit son amplitude varier au cours du temps en fonction du flux entrant et sortant $\mathbf{F}(\mathbf{U}) = (\rho \mathbf{u}, \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P, E \mathbf{u} + P \mathbf{u})^T$ de ce même volume. Remarquons que le système d'équations d'Euler peut s'exprimer sous la forme de ses variables primitives (système non-conservatif) $\mathbf{W} = (\rho, \mathbf{u}, P)^T$ où (2.14) devient alors

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{A}(\mathbf{W}) \nabla \cdot \mathbf{W} = 0. \quad (2.15)$$

Si ce système est plus simple à manipuler, il produit sur des cas pathologiques telles que des discontinuités, des solutions erronées sur les vitesses de propagation des chocs. En effet les formes primitives et conservatives des équations d'Euler ne sont équivalentes que si ρ , \mathbf{u} et P sont des fonctions parfaitement continues et dérivables, autrement dit lorsque ces fonctions sont lisses. Dans RAMSES, c'est donc la

version conservative (2.14) des équations d'Euler que nous manipulerons exception faite des cas où la température peut devenir négative où nous retournerons alors à la résolution des équations d'Euler en variables primitives (2.15).

Quelle que soit la forme de \mathbf{U} , sa projection sur une grille se résume à une fonction constante par morceaux dont chaque discontinuité représente un problème de Riemann. Le problème de Riemann est constitué par un état gauche et un état droit séparés par une discontinuité. Résoudre l'évolution d'un fluide sur une grille revient alors à résoudre autant de problèmes de Riemann qu'il y a d'interfaces sur la grille.

Si nous écrivons l'équation (2.14) sous forme quasi-linéaire

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{J} \nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \quad (2.16)$$

avec l'opérateur jacobien $\mathbf{J} = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{U}$, alors les valeurs propres de cet opérateur diagonalisé vont fournir la vitesse de chacune des ondes se propageant dans le système. Une telle discontinuité génère trois ondes, une onde de raréfaction se propageant vers le milieu le plus dense, une onde de choc rapide vers le milieu le moins dense et une onde de contact lente vers le milieu le moins dense.

Une manière de résoudre le système de lois de conservation est de l'intégrer sur un volume fini (ici 1D) de la taille d'une cellule et l'équation (2.14) devient alors dans un problème à une unique dimension

$$\frac{\mathbf{U}_i^{n+1} - \mathbf{U}_i^n}{\Delta t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} = 0, \quad (2.17)$$

où la variable \mathbf{U}_i^n est la variable \mathbf{U} moyennée sur la taille de la cellule à la position x_i , au temps t^n , et $\mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2}$ est la moyenne temporelle du flux à l'interface $x_{i-1/2}$ entre la cellule $i-1$ et la cellule i . La valeur des flux aux interfaces des cellules est donnée par la solution du problème de Riemann à gauche et à droite de la discontinuité $\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} = \mathbf{F}(\text{RP}[\mathbf{U}_L^n, \mathbf{U}_R^n]) = \mathbf{F}(\text{RP}[\mathbf{U}_i^n, \mathbf{U}_{i+1}^n])$ dont nous verrons quelques méthodes de résolution un peu plus loin. Malgré sa stabilité, ce genre de schéma dit de Godunov est uniquement du premier ordre et introduit un terme de diffusion qui ne permet pas de bien reproduire les discontinuités.

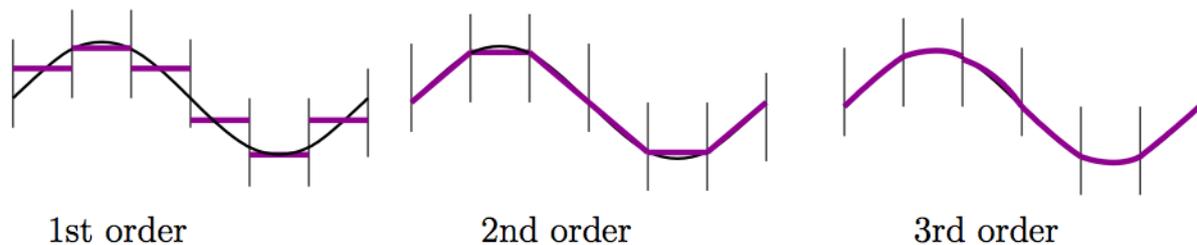


FIG. 2.4 – Reconstruction (violet) de la fonction initiale (noire) par un schéma PCM (gauche), PLM (milieu), PPM (droite). Figure tirée du manuscrit de thèse d'Elizabeth Tasker.

Une solution est alors de ne plus brutalement injecter les valeurs centrales aux cellules au niveau des interfaces mais d'interpoler la valeur aux interfaces par une fonction tenant compte du comportement global du fluide sur plusieurs cellules, autrement dit de reconstruire la forme exacte des variables primitives à partir de leur forme par morceaux. Il existe pour cela plusieurs types de méthodes dans la littérature, celle dites piecewise constant method (PCM), piecewise linear method (PLM) et piecewise parabolic method (PPM). La figure 2.4 illustre la reconstruction d'une fonction avec les 3 schémas précédents. RAMSES utilise la méthode PLM qui offre une reconstruction linéaire aboutissant à un schéma

de Godunov du 2^e ordre non-diffusif. Le problème de Riemann n'est plus résolu en calculant le flux à l'interface $\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2}$ à partir des valeurs centrées \mathbf{U}_i^n et \mathbf{U}_{i+1}^n mais en utilisant les valeurs issues de l'interpolation $\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} = \mathbf{F}(RP[\mathbf{U}_L^n, \mathbf{U}_R^n]) = \mathbf{F}(RP[\mathbf{U}_{i+1/2,L}^n, \mathbf{U}_{i+1/2,R}^n])$. La méthode PLM n'est pas sans défaut puisqu'elle introduit de la dispersion dans le schéma numérique et est responsable de l'apparition d'oscillations stables autour des fortes discontinuités, mais il est possible d'atténuer ces oscillations en limitant la valeur de la pente utilisée pour l'interpolation de $\mathbf{U}_{i+1/2}$. Il faut pour cela utiliser des schémas TVD (Total Variation Diminishing) qui, en préservant la monotonicité de la pente (et donc d'inverser artificiellement le sens du flux) et en empêchant la création de nouveaux extrema, permettent d'atténuer la croissance des oscillations. En définissant

$$TV^n = \sum_i |\mathbf{U}_{i+1}^n - \mathbf{U}_i^n|, \quad (2.18)$$

la condition TVD est vérifiée si $TV^{n+1} \leq TV^n$. Les limiteurs de pente intégrés à RAMSES sont *minmod* qui force $\mathbf{U}_{i+1/2,L}$ à être borné par $\mathbf{U}_{i+1/2,R}$, et *moncen* qui force $\mathbf{U}_{i+1/2,L}$ à être borné par \mathbf{U}_{i+1} (figure 2.5).

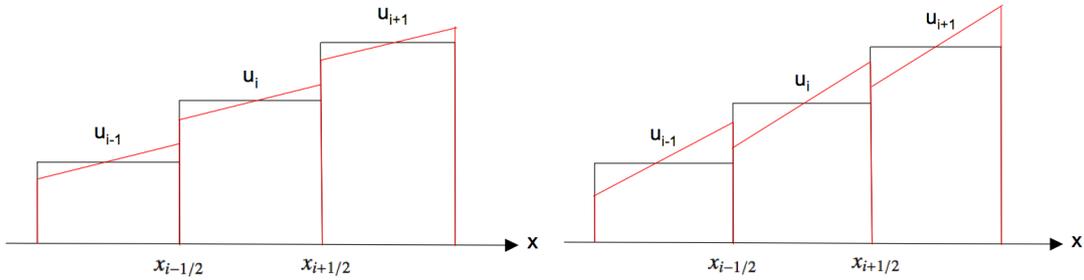


FIG. 2.5 – Reconstruction (en rouge) TVD minmod (gauche) et moncen (droite) d'une fonction constante par morceaux (noire).

Une fois les valeurs à gauche et à droite de l'interface de la cellule ont été reconstruites, il ne reste plus qu'à résoudre le problème de Riemann en calculant le flux $\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} = \mathbf{F}(RP[\mathbf{U}_L^n, \mathbf{U}_R^n])$. Il est possible de résoudre quasi-exactement ce flux de Riemann mais la méthode est coûteuse en temps de calcul puisqu'elle implique plusieurs itérations (Newton-Raphson) sur des fonctions non-linéaires complexes pour converger vers la solution. Il est donc intéressant de trouver d'autres moyens pour résoudre ce problème de Riemann de manière moins précise mais aussi bien plus rapide : en utilisant un solveur de Roe qui consiste à calculer la solution exacte du système d'équations de conservation (2.14) sous sa forme linéarisée et à calculer le flux de chaque onde de ce système. Il existe dans RAMSES un solveur HLL (Harten-Lax-von Leer) qui ne considère que les deux ondes les plus rapides, un solveur Lax-Friedrich qui considère deux ondes se propageant de façon opposée avec la vitesse de l'onde la plus rapide, ou encore un solveur HLLC (HLL Contact) qui reprend les deux ondes HLL et tient compte de l'onde intermédiaire de contact dont la vitesse de propagation est donnée par le flux HLL.

Une fois le flux calculé aux interfaces de chaque cellule, il ne reste plus qu'à remplacer leurs valeurs dans l'équation (2.17) pour déterminer \mathbf{U}_i^{n+1} .

Tous ces calculs sont appliqués à un problème uni-dimensionnel ; passés en trois dimensions les choses se compliquent puisqu'il faudrait rigoureusement tenir compte de l'interaction entre toutes les cellules au contact de la cellule dont nous voulons déterminer \mathbf{U}_i^{n+1} , *i.e.* des 26 cellules voisines ! Plutôt que de tenter de chercher une solution par ce moyen bien trop coûteux, le problème est divisé de manière directionnelle en calculant le flux du problème de Riemann à une dimension dans chaque direction, comme précédemment, à partir des variables conservatives \mathbf{U}_i^n et la nouvelle valeur de \mathbf{U}_i^{n+1} est obtenue en appliquant ces flux uni-directionnels.

2.3 Dynamique N-corps

Il existe aussi d'autres types de fluides dits non-collisionnels où seules les interactions à distance (électro-magnétique, gravitationnelle, etc.) régissent le mouvement des particules qui le constituent, les processus de collisions, s'ils peuvent avoir lieu, y ont une importance faible. Un tel type de fluide, s'il est assez rare sur Terre, est commun en astrophysique : plasma solaire, amas globulaires, disques stellaires galactiques, halos de matière noire, etc. Pour mieux comprendre la formation des structures aux grandes échelles, il faut pouvoir modéliser cette matière noire qui n'interagit que par attraction gravitationnelle (c'est pourquoi elle est "noire" : elle n'émet pas de photons). La matière noire est essentielle à la compréhension de l'Univers puisqu'elle est responsable de la formation des premières structures stables : les halos. De la même manière nous souhaitons pouvoir déterminer l'évolution dynamique d'un disque stellaire lorsqu'il s'agit de comprendre l'évolution d'une galaxie. Il est donc absolument nécessaire de décrire proprement l'évolution de ces "particules" non-collisionnelles qui n'interagissent, pour celles-ci, que par le biais de l'attraction gravitationnelle.

Du fait de leur grand nombre il est malheureusement impossible de calculer l'évolution de chacune de ces particules réelles. Une particule de matière noire (il en sera de même pour les étoiles) dans RAMSES est alors une "macro-particule" plus grosse, c'est-à-dire un agrégat statistique d'un grand nombre de particules "réelles" qui va permettre de calculer de façon approximative l'évolution de la matière noire. De manière évidente, plus la masse d'une macro-particule de matière noire est petite plus son évolution dynamique sera déterminée de façon exacte. Connaissant donc les limites de cette modélisation imposée par la méthode numérique, il nous est possible de décrire entièrement l'évolution de ce fluide de matière noire par le système d'équation suivant :

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho, \quad (2.19)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = -\nabla\phi_i, \quad (2.20)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{u}_i, \quad (2.21)$$

où \mathbf{x}_i et \mathbf{u}_i sont la position et la vitesse de la particule i , et ϕ_i le potentiel gravitationnel à la position \mathbf{x}_i de la particule.

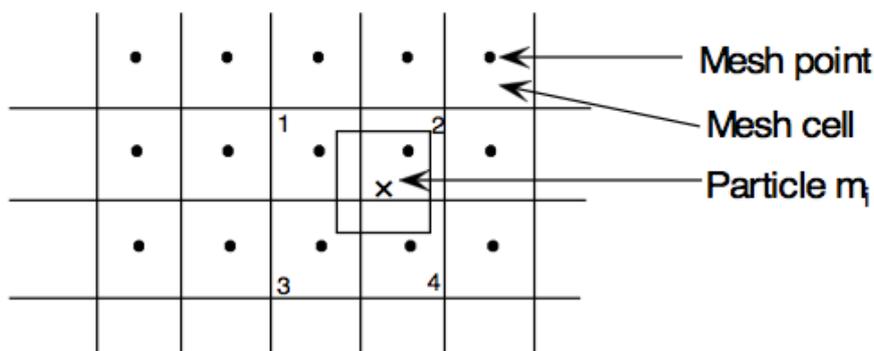


FIG. 2.6 – Schéma CIC d'assignation de la masse m_i d'une particule aux cellules de la grille pour le calcul du potentiel gravitationnel.

La méthode pour résoudre ces équations est fortement inspirée des codes PM (**P**article **M**esh) comme celle du code ART de [Kravtsov et al. \(1997\)](#). Elle consiste en plusieurs étapes :

1. Calculer la masse volumique totale de matière ρ sur chaque cellule de la grille en utilisant un schéma CIC (Cloud In Cell) pour connaître la densité projetée des particules sur la grille.
2. Déterminer le potentiel ϕ sur chaque cellule de la grille en résolvant la première équation (2.19).
3. Calculer l'accélération à appliquer sur chaque cellule de la grille en utilisant un schéma de type différences finies pour connaître la valeur du gradient du potentiel $\nabla\phi$.
4. Calculer l'accélération de chaque particule en appliquant un schéma CIC inverse.
5. Calculer la vitesse de chaque particule grâce à son accélération (2.20).
6. Calculer la position de chaque particule grâce à sa vitesse (2.21).

Le schéma CIC (Hockney et Eastwood 1981) permet d'obtenir la densité de matière d'une particule projetée sur une cellule de la grille. Chaque particule est associée à la cellule feuille dans laquelle elle se situe, et la masse de la particule est distribuée dans un volume cubique de la taille de la cellule du niveau ℓ correspondant (voir figure 2.6). A la masse de chaque cellule voisine (de niveau $\ell - 1 \leq \ell \leq \ell + 1$), nous ajoutons la fraction du nuage qui y déborde.

Une fois la densité connue en chaque point de la grille, il faut déterminer le potentiel gravitationnel en chaque point à partir de l'équation de Poisson (2.19). Nous utilisons une méthode de Gauss-Seidel pour déterminer ce potentiel qui peut s'écrire à 2 dimensions :

$$\phi_{i,j}^{m+1} = \frac{1}{4}(\phi_{i+1,j}^m + \phi_{i-1,j}^m + \phi_{i,j+1}^m + \phi_{i,j-1}^m - 4\pi G\rho\Delta x^2) \quad (2.22)$$

avec m le rang de l'itération. Ce potentiel est encore corrigé de :

$$\phi_{i,j}^{m+1} = \omega\phi_{i,j}^m + (1 - \omega)\phi_{i,j}^{m+1}, \quad 0 < \omega < 1, \quad (2.23)$$

jusqu'à ce que le potentiel ait suffisamment convergé en tout point de la grille.

Le potentiel en chaque cellule de la grille obtenu, son gradient est calculé par une méthode de différences finies centrées sur le centre de chaque cellule afin de connaître l'accélération correspondante. L'accélération au centre de chaque cellule est ensuite utilisée pour interpoler l'accélération à appliquer sur chaque particule en utilisant le schéma CIC inverse. L'accélération totale d'une particule est la somme de l'accélération de chaque cellule que le nuage CIC intersecte pondérée par la fraction du nuage que contient la cellule.

Il ne reste plus alors qu'à déterminer les nouvelles vitesses et les nouvelles positions des particules avec un schéma de type saute-mouton : nous utilisons d'abord une étape prédictive au temps $t^{n+1/2}$ pour connaître la vitesse $\mathbf{u}_i^{n+1/2}$

$$\mathbf{u}_i^{n+1/2} = \mathbf{u}_i^n - \nabla\phi_i^n \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.24)$$

et qui sert à déterminer la nouvelle position au temps t^{n+1}

$$\mathbf{x}_i^{n+1} = \mathbf{x}_i^n + \mathbf{u}_i^{n+1/2} \frac{\Delta t}{2}. \quad (2.25)$$

Et enfin la vitesse des particules au temps t^{n+1}

$$\mathbf{u}_i^{n+1} = \mathbf{u}_i^{n+1/2} - \nabla\phi_i^{n+1} \frac{\Delta t}{2}. \quad (2.26)$$

Il faut encore pouvoir accéder à l'accélération $-\nabla\phi_i^{n+1}$, mais plutôt que de résoudre une nouvelle fois l'équation de Poisson au temps t^n , nous attendons d'avoir franchi le pas de temps t^{n+1} pour calculer le nouveau potentiel et finalement mettre à jour les nouvelles vitesses des particules.

Milieu	Température K	Densité H cm ⁻³	Etat de l'hydrogène
Hot Ionized Medium (HIM)	10 ⁶ –10 ⁷	10 ⁻⁴ –10 ⁻²	ionisé
région H II	8000	10 ² –10 ⁴	ionisé
Warm Ionized Medium (WIM)	8000	0.2–0.5	ionisé
Warm Neutral Medium (WNM)	6000–10000	0.2–0.5	neutre
Cold Neutral Medium (CNM)	50–100	20–50	neutre
Giant Molecular Cloud	10–20	10 ² –10 ⁶	moléculaire

TAB. 2.1 – Différentes phases du milieu interstellaire. Les valeurs sont tirées de [Ferrière \(2001\)](#).

2.4 Physique du milieu interstellaire

Le milieu interstellaire des galaxies est un milieu hautement complexe composé de plusieurs phases bien différenciées. Chacune de ces phases gazeuses se différencie des autres par des conditions de température, de densité ou d'ionisation différentes (voir le tableau 2.1).

2.4.1 Fonction de chauffage/refroidissement

Les processus de refroidissement et de chauffage du gaz sont essentiels à la formation des galaxies. En effet la matière noire et le gaz sous l'effet de l'attraction gravitationnelle vont s'effondrer pour former les premiers halos de matière. En transformant une partie de son énergie cinétique en énergie thermique sous l'effet de la turbulence et des chocs, les processus de refroidissement microscopiques vont permettre au gaz de découpler son évolution de celle de la matière noire. Les premières galaxies peuvent alors apparaître. Il est donc crucial de modéliser proprement ces processus pour décrire une histoire réaliste de la formation des galaxies.

Ce sont ces processus qui permettent au gaz de se condenser en nuages moléculaires denses et froids pour former ensuite des étoiles. Les processus à l'origine du refroidissement du gaz sont d'origine microscopique et résultent de la collision entre atomes. Pour un gaz primordial composé à 76 % d'hydrogène et à 24 % d'hélium, le refroidissement provient :

- du rayonnement de freinage (Bremstrahlung ou encore free-free) qui est le processus de refroidissement dominant à très haute température. Ce rayonnement provient de la décélération subie par deux particules chargées en émettant un photon,
- de l'excitation collisionnelle entre atomes qui perdent de l'énergie en retournant à leur état d'équilibre,
- de l'ionisation collisionnelle entre atomes qui perdent leur énergie en libérant un électron,
- de la recombinaison électronique avec émission d'un photon.

Chacun de ces processus libère une certaine quantité d'énergie sous forme de photon, qui dépend de l'espèce considérée. L'hydrogène et l'hélium n'ayant pas les mêmes niveaux d'énergie quantique, chacune de ces espèces émet du rayonnement dans des conditions de densité et de température différentes. Lorsque le gaz est à l'équilibre chimique, la quantité d'énergie libérée par unité de temps peut s'écrire sous la forme

$$\frac{d\epsilon_{cool}}{dt} = n_H \frac{\mathcal{H}(T, \rho) - \Lambda(T, \rho)}{\rho}, \quad (2.27)$$

où n_H est le nombre de particules d'hydrogène par unité de volume, $\mathcal{H}(T, \rho)$ est le terme de chauffage et $\Lambda(T, \rho)$ le terme de refroidissement. Le chauffage \mathcal{H} provient du rayonnement ultra-violet des étoiles

jeunes qui modifie le taux d'ionisation du gaz en fonction de sa densité et donc du taux de refroidissement du gaz. C'est pourquoi en présence de rayonnement ultra-violet le taux de refroidissement Λ est aussi une fonction de la densité ρ . En l'absence totale de rayonnement photo-ionisant, le refroidissement devient simplement proportionnel à ρ^2 et ne dépend plus alors que de la température. La figure 2.7(a) tirée de [Katz et al. \(1996\)](#), montre les différentes contributions au taux de refroidissement $\Lambda(T)$ pour un gaz composé uniquement d'hydrogène et d'hélium en l'absence de rayonnement ultra-violet. A haute température ($> 10^6$ K), typiquement dans le halo de gaz chaud présent autour des galaxies, le refroidissement du gaz est dominé par le rayonnement de freinage (free-free). Aux températures du milieu interstellaire ($10^4 - 10^6$ K), plusieurs processus de collision contribuent à refroidir le gaz jusqu'à une température "stable" de 10^4 K. En réalité le gaz peut refroidir à des températures 1000 fois plus basses : cela nécessite du refroidissement lié à la présence de métaux et de molécules permettant de condenser le gaz dans des nuages de gaz moléculaire, sites de la formation de futures étoiles. Les éléments lourds produits par les réactions nucléaires au coeur des étoiles puis rejetés dans le milieu interstellaire constituent les métaux du milieu interstellaire et contribuent à refroidir plus efficacement le gaz. La figure 2.7(b) montre comment la métallicité permet d'accroître l'efficacité du refroidissement. A certaines températures, une métallicité de seulement 10 % permet d'accroître le refroidissement d'un ordre de grandeur.

Mais modéliser ce type d'environnement dans des simulations cosmologiques demande une dynamique en résolution (du parsec à 10^6 parsec) encore difficilement réalisable avec les moyens de calcul actuels. C'est pourquoi dans nos simulations nous n'avons pas permis au gaz de refroidir en deçà de 10^4 K (sauf exceptions).

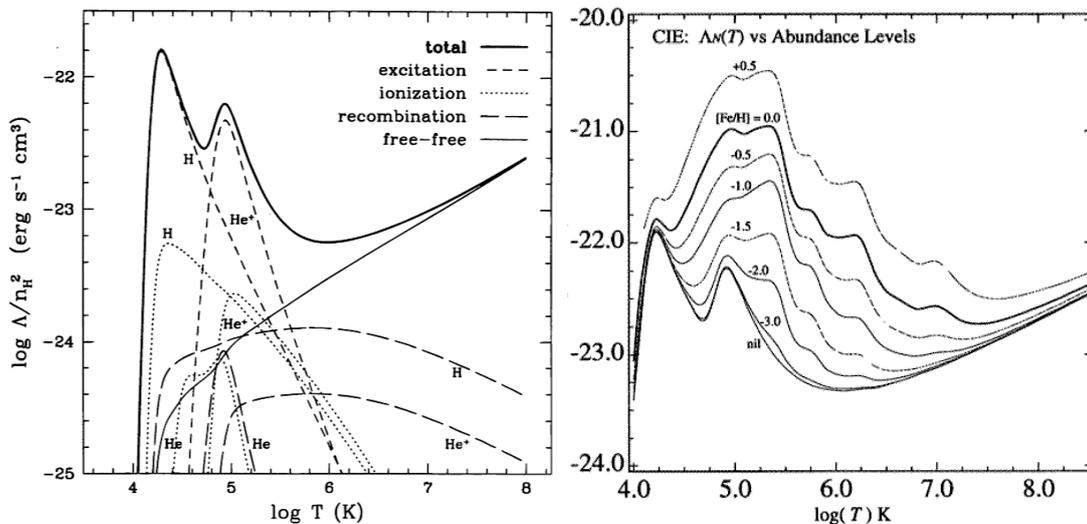


FIG. 2.7 – Taux de refroidissement en fonction de la température. (a) Contribution des différentes espèces constituant le gaz primordial ([Katz et al. 1996](#)). (b) Influence de la proportion en métaux ([Sutherland et Dopita 1993](#)).

Le taux de chauffage \mathcal{H} provient du rayonnement de fond diffus des quasars et des étoiles jeunes massives, le modèle utilisé dans RAMSES est celui de [Haardt et Madau \(1996\)](#). Afin de connaître exactement (dans les limites des modèles utilisés) le taux de chauffage/refroidissement à appliquer, il faudrait résoudre un ensemble d'équations complexes pour chaque couple de densité, température et métallicité $\{\rho, T, Z\}$ donné (c'est-à-dire pour chaque cellule de gaz) à chaque pas de temps. C'est une méthode bien trop coûteuse à laquelle il est préférable d'interpoler le résultat sur une table des valeurs de chauffage/refroidissement calculée une seule et unique fois au début de la simulation pour plusieurs couples

de $\{\rho, T, Z\}$. La figure 2.8 montre la quantité de chauffage/refroidissement à appliquer pour un couple de $\{\rho, T\}$ donné à métallicité nulle. La courbe noire représente la température d'équilibre du gaz : les valeurs en dessous de cette température d'équilibre correspondent à du chauffage (termes positifs) et les valeurs au-dessus correspondent à du refroidissement (termes négatifs).

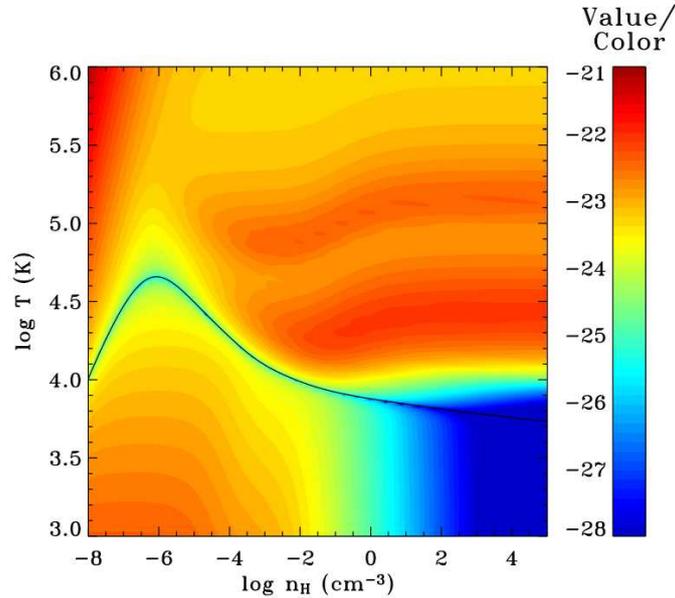


FIG. 2.8 – Taux de chauffage/refroidissement $|\mathcal{H} - \Lambda|$ en $\log(\text{ergs s}^{-1} \text{ cm}^3)$ à métallicité nulle utilisé dans RAMSES. Les valeurs au-dessus de la courbe bleue correspondent à du refroidissement ($\mathcal{H} - \Lambda < 0$) et celles en-dessous à du chauffage ($\mathcal{H} - \Lambda > 0$).

2.4.2 Formation d'étoiles

Les étoiles sont formées dans les coeurs denses des nuages moléculaires. Ce sont des régions de très haute densité et de très faible température dont la taille caractéristique est inférieure à celle du parsec, mais il est tout de même possible à partir des données observationnelles de rapprocher la quantité d'étoiles formées à la quantité de gaz local. Cette relation est connue sous le nom de loi de [Kennicutt \(1998\)](#) :

$$\Sigma_{SFR} = (2.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-4} \frac{\Sigma_g^{1.4 \pm 0.15}}{1 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}} \text{ M}_\odot \cdot \text{kpc}^{-2} \cdot \text{yr}^{-1}. \quad (2.28)$$

Cette relation, représentée à la figure 2.9(a), reste valable sur plusieurs ordres de grandeur aussi bien pour les galaxies spirales à formation d'étoiles "standard" (lente) que pour les galaxies à flambée de formation d'étoiles. Il devient alors possible de relier la densité volumique de gaz à la densité volumique d'étoiles formées par une loi simple, représentative de la loi de Kennicutt. Ainsi la quantité d'étoiles formées dans chaque cellule est donnée par une loi de Schmidt

$$\frac{d\rho_*}{dt} = \frac{\rho}{t_*(\rho)} \text{ si } \rho > \rho_0, \quad (2.29)$$

$$\frac{d\rho_*}{dt} = 0 \quad \text{sinon}, \quad (2.30)$$

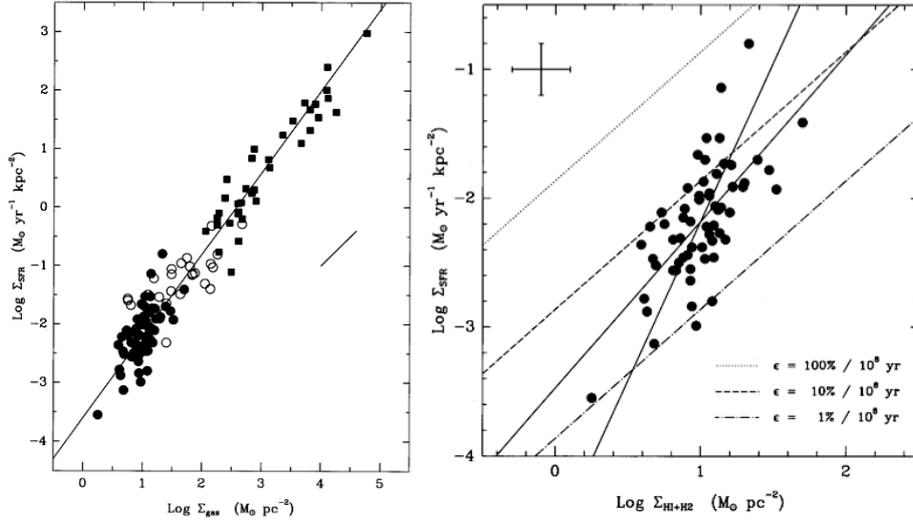


FIG. 2.9 – Taux de formation d'étoiles surfacique en fonction de la densité surfacique de gaz pour des galaxies spirales normales (cercles) et des galaxies à flambée de formation d'étoiles (carrés). (a) La droite représente la loi de Kennicutt donnée par l'équation (2.28). (b) Les droites en trait plein représentent deux lois de Schmidt interpolées sur le nuage de points, les droites pointillées et tiretées correspondent à différentes efficacités de la loi de Schmidt.

où ρ désigne la densité de gaz, ρ_* la densité d'étoiles, ρ_0 est la densité du seuil de formation d'étoiles (sa valeur est arbitraire et correspond à notre définition du milieu interstellaire), et $t_*(\rho)$ qui dépend de la densité locale du gaz est donné par

$$t_* = t_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1/2}, \quad (2.31)$$

avec t_0 le temps caractéristique de formation d'étoiles à $\rho = \rho_0$. Le temps caractéristique t_0 peut s'écrire comme l'efficacité à laquelle le gaz de densité ρ_0 se condense pour former une étoile :

$$\epsilon = \frac{t_{ff}(\rho_0)}{t_0} = \frac{t_{ff}(\rho)}{t_*(\rho)}, \quad (2.32)$$

avec $t_{ff}(\rho)$ le temps de chute libre donné par l'équation (2.4).

Nous avons donc uniquement deux paramètres ρ_0 et t_0 pour caractériser totalement la formation d'étoiles dans un disque galactique.

D'une part, les observations montrent qu'en dessous d'une densité $\Sigma_g \simeq 1 \text{ M}_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$ le gaz ne forme plus d'étoiles. En considérant que l'échelle de hauteur typique d'un disque galactique est de l'ordre de 200 pc, alors la densité volumique ρ_0 correspondante est de l'ordre de $0.1 \text{ H} \cdot \text{cm}^{-3}$. D'autre part, comme le montre la figure 2.9(b), l'efficacité de la formation stellaire est de l'ordre de 5%. Une fois ces données reportées dans l'équation (2.32), le temps caractéristique de formation d'étoiles, de l'ordre de $t \simeq 3 \text{ Gyr}$, est déterminé en suivant

$$\epsilon = 4.68 \left(\frac{\rho_0}{1 \text{ H} \cdot \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{t_0}{1 \text{ Gyr}} \right)^{-1} \%. \quad (2.33)$$

Pour reproduire la loi de Schmidt, nous créons des particules étoiles de masse minimale $m_* = \rho_0 \Delta x^3$ suivant un tirage aléatoire Poissonien tel que la densité d'étoiles moyenne formées par unité de temps soit celle donnée par l'équation (2.29). La probabilité de former N particules étoiles de masse m_* est

alors

$$P(N) = \frac{\lambda_P}{N!} \exp(-\lambda_P), \quad (2.34)$$

avec

$$\lambda_P = \left(\frac{\rho \Delta x^3}{m_*} \right) \frac{\Delta t}{t_*}. \quad (2.35)$$

Puis ces N particules sont fusionnées en une unique particule de masse $N \times m_*$ lorsqu'une cellule a permis la création de plus d'une particule étoile en son sein. L'avantage d'une telle méthode est qu'elle permet d'éviter de créer de trop nombreuses étoiles par rapport à la résolution numérique de la grille utilisée. Nous prenons garde aussi à ne pas vider totalement le gaz contenu dans une cellule pour préserver la stabilité numérique, en ne permettant pas à une cellule de convertir plus de 90 % de son gaz en étoiles.

2.4.3 Modélisation des supernovae

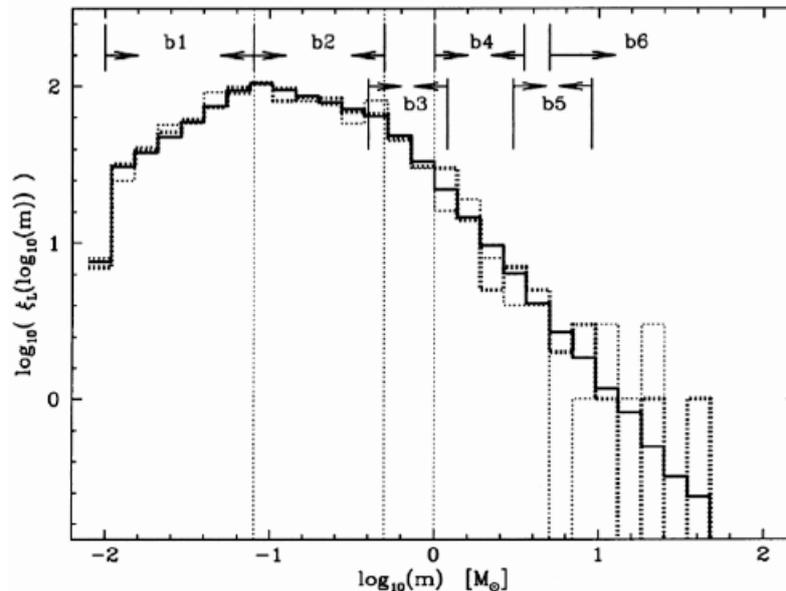


FIG. 2.10 – Fonction de masse initiale logarithmique (IMF) de Kroupa (2001). Chaque intervalle $b\{i\}$ représente un domaine de calcul de la loi de puissance associée à l'IMF.

Plusieurs processus participent au “feedback” galactique : les vents d'étoiles jeunes, les explosions de supernovae, les noyaux actifs de galaxies (AGN), les rayons cosmiques, etc. Même si chacun de ces processus peut potentiellement revêtir une importance capitale dans le processus de formation des galaxies, nous choisissons de modéliser uniquement le feedback des supernovae car les explosions de supernovae apparaissent dans toutes les galaxies et sont à l'origine de la formation des vents galactiques responsables (nous le verrons) de l'enrichissement en métaux du milieu intergalactique.

Pour connaître la quantité d'énergie à injecter par le biais des supernovae, il faut d'abord connaître quelle fraction de masse totale d'étoiles représentent les progéniteurs de supernovae. Pour cela nous utilisons une des fonctions de masse initiale (IMF) disponibles dans la littérature (Salpeter 1955; Kroupa 2001) qui est la distribution en masse des étoiles. La figure 2.10 montre l'IMF (logarithmique) de Kroupa (2001) en fonction la masse des étoiles. Sur chaque intervalle $b\{i\}$ il est possible de calculer la loi de puissance de ξ associée, de sorte que

$$\xi(m) \propto m^{-\alpha_i}, \quad (2.36)$$

avec

$$\alpha_0 = +0.3 \pm 0.7, \quad 0.01 \leq m/M_\odot < 0.08, \quad (2.37)$$

$$\alpha_1 = +1.8 \pm 0.5, \quad 0.08 \leq m/M_\odot < 0.50, \quad (2.38)$$

$$\alpha_2 = +2.7 \pm 0.3, \quad 0.50 \leq m/M_\odot < 1.00, \quad (2.39)$$

$$\alpha_3 = +2.3 \pm 0.7, \quad 1.00 \leq m/M_\odot. \quad (2.40)$$

Ainsi de cette IMF nous en déduisons une fraction de masse de progéniteurs de supernovae de masse supérieure à $M_{SN} = 10 M_\odot$ de l'ordre de $\eta_{SN} \approx 10\%$.

Comme nous formons non pas des étoiles individuelles mais des clusters d'étoiles, il est crucial de connaître l'IMF et la proportion de masse de progéniteurs de supernovae. L'énergie due à l'explosion des supernovae que va libérer une particule étoile de masse m_* est simplement

$$E_{tot} = \eta_{SN} \frac{m_*}{M_{SN}} E_{SN}. \quad (2.41)$$

Par exemple pour une résolution de $\Delta x_{min} = 75$ pc, et un seuil de formation d'étoiles $\rho_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$, l'énergie libérée par une particule étoile de masse $m_* = \rho_0 \Delta x_{min}^3 \approx 5.10^2 M_\odot$ est égale à $E_{tot} = 5 \times E_{SN}$ soit 5.10^{51} ergs.

Une première façon simple, mais naïve, de modéliser le feedback des supernovae serait d'injecter l'énergie libérée par chacune d'entre elles sous forme d'énergie thermique afin de créer une explosion de Sedov. Dans un milieu parfaitement homogène, tout apport d'énergie thermique dans une région infiniment petite de l'espace a pour effet de produire une onde de choc isotrope qui se propage en accumulant le gaz sur son trajet. En particulier il est possible de déterminer le rayon de l'onde de choc en fonction de l'énergie de l'explosion E_0 , de la densité du gaz ρ_0 et du temps t

$$R \simeq \left(\frac{E_0}{\rho_0 m_H} t^2 \right)^{1/5}. \quad (2.42)$$

Pour une explosion de supernova de $E_0 = 10^{51}$ erg dans un milieu de densité $\rho_0 = 0.1 \text{ H.cm}^{-3}$, au bout d'1 Myr, l'onde de choc s'est propagée jusqu'à environ 100 pc.

Malheureusement des processus de refroidissement entrent en jeu dans la physique du milieu interstellaire de sorte qu'aux résolutions cosmologiques "standards" utilisées (de la centaine de pc au kpc), l'énergie injectée sous forme thermique peut être rayonnée en un unique pas de temps. En effet le temps de refroidissement s'écrit

$$dt_{cool} = \frac{\epsilon_{SN}}{\left| \frac{de}{dt} \right|_{cool}}, \quad (2.43)$$

où ϵ_{SN} est l'énergie par unité de volume (ou énergie spécifique). Soit à l'aide de (2.27)

$$dt_{cool} = \frac{3}{2} \frac{k_B T_{SN}}{n_H \Lambda(\rho, T)}, \quad (2.44)$$

avec k_B la constante de Boltzmann. Pour avoir une idée du temps de refroidissement caractéristique du milieu interstellaire lorsque celui-ci est chauffé en injectant de l'énergie thermique par le biais des supernovae, il faut connaître la température

$$T_{SN} = \frac{E_{tot}}{\Delta x_{min}^3 n_H k_B}, \quad (2.45)$$

soit dans (2.44)

$$dt_{cool} = \frac{3}{2} \frac{E_{tot}}{\Delta x_{min}^3 n_H^2 \Lambda(\rho, T)}. \quad (2.46)$$

Ainsi pour une densité de $n_H \simeq 10 \text{ H.cm}^{-3}$ (dans le milieu dense où se forment les étoiles), la température du milieu interstellaire vaut $T_{SN} \simeq 3.7 \times 10^5 \text{ K}$: à métallicité nulle le temps de refroidissement peut être de seulement quelques milliers d'années alors que la résolution temporelle imposée par la condition CFL (2.8) est de l'ordre du million d'années aux températures du milieu interstellaire $T_{ISM} \sim 10^4\text{--}10^5 \text{ K}$! Cela a donc pour effet de totalement dissiper l'énergie créée par les supernovae si celle-ci est injectée sous forme thermique.

Le problème majeur qui survient lorsque nous souhaitons traiter les explosions de supernovae sous forme thermique est de correctement reproduire la phase d'expansion de Sedov. Il existe des preuves observationnelles de l'existence de bulles créées par les explosions de supernovae dans les zones de formation d'étoiles (Davies et al. 1976; Oey et Clarke 1997; Cooper et al. 2004). Ces superbules sont produites par l'agrégat de plusieurs ejectas de supernovae qui, collectivement, permettent de créer des flux de matière à plus grande échelle initiant dans certains cas des vents galactiques ou bien des fontaines galactiques. Les échelles caractéristiques des superbules dues aux associations de supernovae, qui sont de l'ordre de $r_{SN} = 100$ à 200 pc , sont à peine résolues dans les simulations cosmologiques. De fait, la superbulle atteint son rayon de stagnation en ayant à peine franchi une cellule. Elle ne peut donc pas transférer correctement son énergie thermique sous forme cinétique aux cellules voisines puisque son rayon d'action est trop petit par rapport à la résolution numérique. L'énergie thermique est alors quasiment dissipée par les processus de refroidissement sans qu'elle ait pu mettre en mouvement le gaz alentours. Autrement dit le temps de refroidissement est plus petit que le pas de temps numérique $t_{cool} < \Delta t$.

Maintenant qu'il est bien établi que l'énergie des supernovae est difficilement utilisable sous forme thermique dans les simulations numériques (voir aussi Navarro et White 1993), il faut trouver un moyen pour que cette énergie ne puisse être dissipée indépendamment de la résolution choisie. Il existe alors deux types de schémas différents dans la littérature pour s'affranchir de ce problème. La première idée, consultable dans Governato et al. (2006) par exemple, est de stopper artificiellement le refroidissement atomique dans la région où l'explosion de supernova a lieu, assez longtemps pour qu'une onde de choc ait le temps de se développer et de se propager. Cette méthode permet de convertir suffisamment d'énergie thermique sous forme d'énergie cinétique pour mettre le gaz en mouvement. La seconde approche est d'injecter directement l'énergie thermique sous forme cinétique au gaz environnant. Springel et Hernquist (2003) par exemple, utilisent des particules non-collisionnelles à très haute vitesse qui se propagent sur de très grandes distances (jusqu'au kpc !) avant d'être recouplées aux particules SPH du fluide. Notre façon de modéliser la contribution dynamique des supernovae au gaz s'inspire de la deuxième méthode dite "cinétique".

2.4.4 Modèle de l'onde de choc de Sedov

Nous allons reprendre la méthode de Springel et Hernquist (2003) pour injecter au gaz l'apport énergétique des supernovae en calquant notre modèle sur celui d'une explosion de Sedov. L'idée est d'ajouter la solution d'une explosion de Sedov, dont le rayon d'action est la taille d'une superbulle de supernovae, à chaque variable hydrodynamique du gaz autour de l'épicentre de l'explosion. Pour cela nous allons modéliser les ejectas de supernovae sous la forme de particules "débris" non-collisionnelles découplées du gaz pendant un temps de propagation

$$t_d = \frac{r_d}{u_d}, \quad (2.47)$$

où u_d est la vitesse des débris que nous allons déterminer en appliquant un modèle d'explosion de Sedov, et r_d la distance de propagation du débris. La masse de gaz perdue dans la formation d'une particule étoile et donnée par

$$(\Delta m_g)_{SF} = m_* + m_d = m_*(1 + \eta_{SN} + \eta_W), \quad (2.48)$$

avec m_d la masse totale des débris qui contient à la fois la matière éjectée par les supernovae de type II ($\sim 90\%$ de la masse du progéniteur) et le gaz autour de centre de l'explosion entraîné par l'onde de choc. Nous avons introduit un nouveau paramètre η_W qui va déterminer la quantité de gaz entraînée par l'onde de choc dans les débris. Puisque $(\Delta m_g)_{SF} = \rho_0 \Delta x_{min}^3$ alors m_* peut s'écrire

$$m_* = \frac{\rho_0 \Delta x_{min}^3}{1 + \eta_{SN} + \eta_W}, \quad (2.49)$$

où Δx_{min}^3 est l'élément de volume de la plus petite cellule de la grille. En introduisant un nouveau paramètre f_d pour décrire la fraction de débris :

$$f_d = \frac{\eta_{SN} + \eta_W}{1 + \eta_{SN} + \eta_W}, \quad (2.50)$$

il devient possible de simplifier l'équation (2.48) en considérant qu'une fraction f_d du gaz perdu dans le processus de formation stellaire part dans les débris et une fraction $1 - f_d$ part dans la particule étoile.

La vitesse maximum atteinte par un débris est donnée par

$$u_d = \frac{u_{SN}}{\sqrt{1 + \eta_W/\eta_{SN}}}, \quad (2.51)$$

où

$$u_{SN} = \sqrt{\frac{2E_{SN}}{M_{SN}}} \quad (2.52)$$

est la vitesse typique correspondant à l'énergie libérée par l'explosion d'une seule supernova ($u_{SN} \simeq 3200 \text{ km.s}^{-1}$ pour une supernova de type II de masse $M_{SN} = 10 M_\odot$ libérant une énergie de $E_{SN} = 10^{51}$ ergs).

L'énergie contenue dans les débris est quant à elle la fraction d'énergie cinétique donnée par l'équation (2.41), soit $E_d = f_K E_{tot}$. L'énergie est donc totalement indépendante du choix du facteur de transport de masse η_W qui reste le seul paramètre libre à déterminer. Pour contraindre ce paramètre, il faut utiliser la conservation du moment cinétique. Comme nous voulons reproduire une onde de choc de Sedov, la vitesse du gaz lorsque les débris sont recouplés à celui-ci doit être celle de la vitesse de l'onde de Sedov

$$u_{Sedov} = \beta \frac{2}{5} \left(\frac{E_d}{\rho_0 r_d^3} \right)^{1/2}, \quad (2.53)$$

où $\beta \simeq 0.86$ est un facteur multiplicatif, ρ_0 est la densité du gaz où l'explosion a lieu et r_d est le rayon du choc à partir de l'épicentre de l'explosion. Pour que ce modèle soit applicable, nous avons fait l'hypothèse que le gaz est partout homogène de densité ρ_0 avant que l'onde de choc se soit propagée dans le rayon de la superbulle r_d . A l'aide de (2.41) et (2.52), nous pouvons écrire la vitesse de Sedov en fonction de la vitesse caractéristique u_{SN} associée à l'explosion d'une supernova de type II

$$u_{Sedov} = \frac{\sqrt{2}}{5} \beta \left[f_K \eta_{SN} \left(\frac{\Delta x_{min}}{r_d} \right)^3 \frac{1}{1 + \eta_{SN} + \eta_W} \right]^{1/2} u_{SN}. \quad (2.54)$$

Rappelons que le modèle de l'explosion de Sedov n'est valable que dans un milieu de densité homogène. Il peut donc apparaître inapproprié de vouloir l'appliquer dans des régions de formation d'étoiles où le gaz se condense en nuages moléculaires à fort gradient de densité, à l'opposé donc du modèle auquel nous souhaitons nous référer. Dans la pratique, il nous est difficile de résoudre de tels contrastes de densité et d'atteindre de telles échelles physiques (si nous le pouvions il serait inutile d'appliquer un

modèle cinétique, l'ajout d'énergie thermique au gaz suffirait pour le mettre en mouvement), aussi pour modéliser la contribution thermique des supernovae le gaz va suivre une équation d'état polytropique. Cela implique qu'à haute densité, dans les zones de formation d'étoiles, les supernovae en chauffant le gaz tendent à le pressuriser d'avantage et donc à lisser ces contrastes de densité. A l'échelle d'une cellule de la grille, le gaz devient donc globalement lisse et homogène dans le disque galactique, et le modèle de Sedov est donc applicable.

En imposant que le gaz ait le moment cinétique d'une onde de choc de Sedov, la conservation du moment angulaire nous donne

$$m_d u_d = (m_g + m_d) \bar{u}_{\text{Sedov}}, \quad (2.55)$$

où $m_g = 4/3\pi\rho_0 r_d^3$ est la masse de gaz contenue dans la bulle de rayon r_d où l'explosion de Sedov a lieu, et $\bar{u}_{\text{Sedov}} \simeq u_{\text{Sedov}}/3$ est la vitesse moyenne du gaz transporté le long de l'onde de choc.

Comme toutes les quantités de l'équation (2.55) sont maintenant connues en fonction de notre unique paramètre libre f_d (ou de manière équivalente η_W), nous pouvons écrire

$$\left[1 + \frac{1}{f_d} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{r_d}{\Delta x_{\min}} \right)^3 \right] \frac{\sqrt{2}}{15} \beta \left[f_K f_d \left(\frac{\Delta x_{\min}}{r_d} \right)^3 \right]^{1/2} = 1. \quad (2.56)$$

Pour que les débris se propagent aux cellules voisines les plus proches, il faut poser $r_d \simeq 2\Delta x_{\min}$, avec $f_K = 0.5$ (on ne transfère que la moitié de l'énergie des supernovae sous forme cinétique). Cela donne une valeur optimale de $f_d \simeq 0.5$. De cette manière pour une valeur $\eta_{SN} = 0.1$, le facteur de transport de masse $\eta_W \simeq 1$, et peut directement être comparé à celui utilisé dans [Springel et Hernquist \(2003\)](#).

Le choix de $r_d \simeq 2\Delta x_{\min}$ est contraint par la géométrie du problème. Tout d'abord si $r_d \lesssim 0.5\Delta x_{\min}$ les débris ne se propagent pas vers les cellules voisines. De plus comme l'éjecta global est constitué d'un certain nombre N_d de débris par supernovae, créés deux à deux, d'impulsion identique et de sens opposé afin de ne pas créer de moment angulaire, le moment cinétique total dans la cellule s'annule et il restera uniquement de l'énergie sous forme thermique à donner à l'unique cellule contenant l'épicentre de l'explosion. D'un autre côté, si $r_d \gtrsim 2\Delta x_{\min}$, alors les débris se propagent jusqu'à la deuxième cellule voisine en ayant traversé la première cellule proche comme si elle n'existait pas, et donc sans accumuler le gaz des cellules concomitantes le long de l'onde de choc. Dans la pratique nous verrons que quelques entorses à cette règle seront faites puisque nous souhaitons surtout conserver l'échelle de la superbulle r_{SN} , le rayon de propagation des débris est alors

$$r_d = \max(2\Delta x_{\min}, r_{SN}). \quad (2.57)$$

Remarquons qu'une étoile qui se forme dans une cellule de niveau $\ell < \ell_{\max}$ et $\Delta x_\ell > r_{SN}$ transmettra l'intégralité des débris à la cellule qui a vu naître cette étoile et injectera donc l'énergie uniquement sous forme thermique puisque le moment cinétique total des débris dans cette cellule s'annule. Mais comme la densité de gaz dans cette cellule est moins élevée que la densité de gaz d'une cellule de niveau ℓ_{\max} , le temps caractéristique de refroidissement dt_{cool} associé est suffisamment grand devant le pas de temps de la grille pour que cet apport d'énergie thermique puisse mettre en mouvement le gaz des cellules voisines. Il faut noter, également, que fixer r_d au moins aussi grand que r_{SN} revient, dans les cas où la résolution est $\Delta x_{\min} < 2r_{SN}$, à propager les débris au-delà de leur champ d'action autorisé. Ils agiront ainsi comme des particules fantômes vis-à-vis du gaz traversé.

L'un des paramètres les plus importants de ce modèle est le choix du rayon de la superbulle r_{SN} ; en effet c'est celui qui détermine l'échelle d'injection de la cascade turbulente dans le disque galactique ([Joung et Mac Low 2006](#)). r_{SN} correspond au rayon typique des superbulles ([McKee et Ostriker 1977](#)), et cette valeur est plus grande que celle des restes de supernovae individuels, dont la taille juste avant la phase "chasse-neige" varie entre 10 et 50 pc, et dépend de la dynamique précise de l'onde de choc

initiale, tout comme de son évolution adiabatique ou évaporative (Cioffi et al. 1988). Nous n'avons pas cherché à rentrer dans le détail précis de l'influence de ce paramètre, et nous l'avons fixé à $r_{SN} = 150$ pc (McKee et Ostriker 1977; Shull et Silk 1979). Bien qu'augmenter la taille de la superbulle semble faciliter l'apparition de vents galactiques (Kobayashi et al. 2007), une telle manipulation paraît cependant plutôt infondée d'un point de vue physique.

Le nombre de débris total associés à chaque supernova est $N_d = 200$ de sorte que les $N_{cell} \simeq 3^3 \simeq 27$ cellules voisines soient suffisamment échantillonnées. Ainsi la masse de chaque débris individuel est m_d/N_d ; leur vitesse est répartie suivant une loi au cube (et donc leur distribution spatiale puisque le temps de propagation est le même pour tous) afin que leur distribution en densité soit uniforme. Enfin insistons sur le fait que seule la moitié de l'énergie provenant des $E_{SN} = 10^{51}$ ergs de l'explosion d'une unique supernovae de type II est disponible sous forme d'énergie cinétique ($f_K = 0.5$), l'autre moitié de l'énergie est associée à l'évolution polytropique du gaz soutenue par l'injection thermique des supernovae.

La méthode décrite ci-dessus présente l'avantage d'être facile à intégrer d'un point de vue numérique à RAMSES. Il suffit de créer des particules d'un nouveau type dont la masse et la vitesse sont déterminées par les valeurs discutées précédemment, et de leur associer un temps de vie jusqu'à ce qu'elles soient recouplées au gaz. Le gros désavantage de cette méthode est son coût en temps calcul qui peut devenir rapidement prohibitif dans les périodes de flambée de formation d'étoiles, puisque chaque étoile produit un grand nombre de débris ($N_d = 200$).

Une autre méthode d'injection de l'énergie des supernovae sous forme cinétique en se passant des débris sera présentée un peu plus loin (voir paragraphe 3.6). Elle permet de tenir compte du temps de vie des progéniteurs de supernovae de type II, et d'injecter une certaine quantité de champ magnétique dans le milieu interstellaire.

2.4.5 Equation d'état polytropique

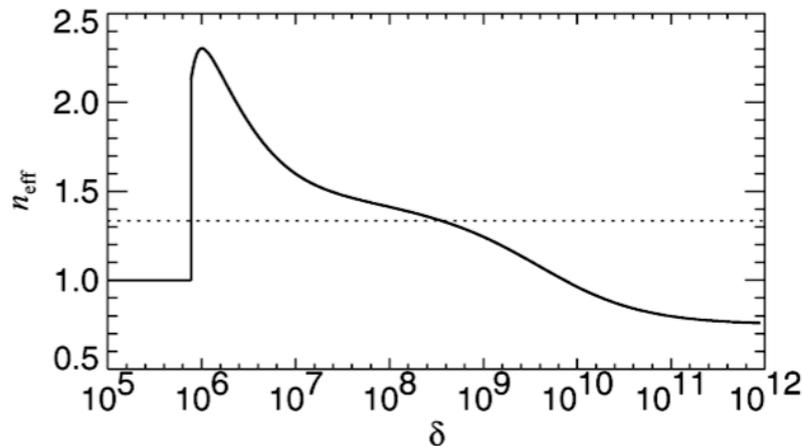


FIG. 2.11 – Valeur de l'indice adiabatique n_{eff} en fonction de la surdensité baryonique $\delta = \rho/(\Omega_b\Omega_m\rho_c)$ avec $\Omega_b = 0.4$, $\Omega_m = 0.3$ et ρ_c la densité critique de l'univers selon le modèle multiphase de Springel et Hernquist (2003) dont la figure est tirée. La droite horizontale en trait pointillé correspond à $n_{eff} = 4/3$.

Il est possible de modéliser l'impact thermique des vents de supernovae comme une modification de l'équation d'état du gaz. Ascasibar et al. (2002) et Springel et Hernquist (2003), en décrivant le milieu interstellaire comme un milieu multiphase (une phase chaude et une phase froide), ont montré

qu'en présence d'effets à petite échelle non résolus dans les simulations cosmologiques (turbulence, instabilité thermique, conduction thermique, formation et évaporation des nuages moléculaires), le milieu interstellaire atteint rapidement un état de quasi-équilibre thermique où la température est simplement proportionnelle à la masse volumique du gaz. Comme ces effets sont induits par la formation d'étoiles et le feedback, cette relation simple entre température et densité n'est valable que dans les régions à formation d'étoiles. Au-delà du seuil de formation d'étoiles ρ_0 , la température s'écrit comme une fonction de puissance de la densité du gaz ρ et des paramètres ρ_0 , et T_0 la température d'équilibre thermique induite par le refroidissement

$$T = T_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n_{eff}-1}, \quad (2.58)$$

où n_{eff} est l'indice polytropique du gaz qui est aussi une fonction de la densité (Springel et Hernquist 2003). Par souci de simplicité, nous imposons n_{eff} constant et pris entre 4/3 et 2. Le choix de l'indice polytropique influe peu sur l'aspect des disques, il donne des échelles de hauteur des disques galactiques et des maximums de densité identiques. Notre choix standard, sauf contre-indication, sera $n_{eff} = 5/3$.

Il est intéressant de remarquer que le choix de n_{eff} a une influence particulière sur la stabilité gravitationnelle du gaz. En effet la longueur (2.1) et la masse (2.2) de Jeans deviennent

$$\lambda_J \propto \frac{c_s}{\sqrt{\rho}} \propto \sqrt{\frac{T}{\rho}} \propto \rho^{n_{eff}/2-1}, \quad (2.59)$$

$$M_J \propto \frac{c_s^3}{\sqrt{\rho}} \propto \sqrt{\frac{T^3}{\rho}} \propto \rho^{3n_{eff}/2-2}. \quad (2.60)$$

Ainsi pour $n_{eff} = 4/3$, la masse de Jeans est indépendante de la densité et pour $n_{eff} = 2$ la longueur de Jeans est indépendante de la densité. En considérant uniquement la phase WIM du milieu interstellaire ($T_0 = 10^4$ K et $\rho_0 = 0.1 \text{ H.cm}^{-3}$), nous obtenons $M_J \simeq 1.3 \cdot 10^9 M_\odot$ et $\lambda_J \simeq 10$ kpc pour respectivement $n_{eff} = 4/3$ et $n_{eff} = 2$. Pour un milieu plus froid comme le CNM ($T_0 = 284$ K et $\rho_0 = 60 \text{ H.cm}^{-3}$) alors $M_J \simeq 2.5 \cdot 10^5 M_\odot$ et $\lambda_J \simeq 73$ pc.

2.5 Equations Magnéto-HydroDynamiques

L'introduction de particules chargées en mouvement, et donc de champ magnétique, change considérablement les lois qui régissent l'évolution d'un gaz. Le champ magnétique \mathbf{B} est déformé par le mouvement du gaz suivant l'équation d'induction

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (2.61)$$

où η est le paramètre de diffusion du plasma. En supposant que le plasma est un milieu de conductivité infinie ($\eta = 0$), nous empêchons les lignes de champ magnétique de diffuser à travers le plasma. C'est l'approximation de la MHD idéale dans laquelle l'équation d'induction s'écrit simplement

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (2.62)$$

Lorsque la pression exercée par les lignes de champ magnétique est suffisamment faible devant la pression thermique et dynamique du gaz, il suffit de résoudre cette équation pour déterminer l'évolution du champ magnétique, sans que le champ magnétique puisse altérer l'évolution du gaz. C'est la limite champ faible des équations de la magnéto-hydrodynamique (MHD). Or cette limite peut être dépassée

dans de nombreux cas astrophysiques mettant en jeu du champ magnétique, et il devient alors absolument nécessaire de décrire l'évolution du gaz dans l'ensemble complet des équations MHD. Sous forme conservative, celles-ci s'écrivent

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} + P_{tot} \mathbb{I}) = 0, \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot ((E + P_{tot}) \mathbf{u} - \mathbf{B}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{u})) = 0, \quad (2.65)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0, \quad (2.66)$$

avec P_{tot} la pression totale du fluide qui est la somme de la pression thermique P et de la pression magnétique

$$P_{tot} = P + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2}, \quad (2.67)$$

et E l'énergie totale du fluide

$$E = \rho \left(\epsilon + \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} \right) + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2}, \quad (2.68)$$

où ϵ est l'énergie interne donnée par l'équation d'état des gaz parfaits (2.13). Il apparaît clairement que le champ magnétique est couplé de façon bilatérale au gaz, le champ de vitesse étant maintenant aussi contraint par le champ magnétique. Ainsi lorsque le champ magnétique devient suffisamment grand devant la pression thermique et dynamique du gaz, il modifie la mise en mouvement du gaz, et dans le même temps la topologie du champ magnétique devient plus difficile à transformer.

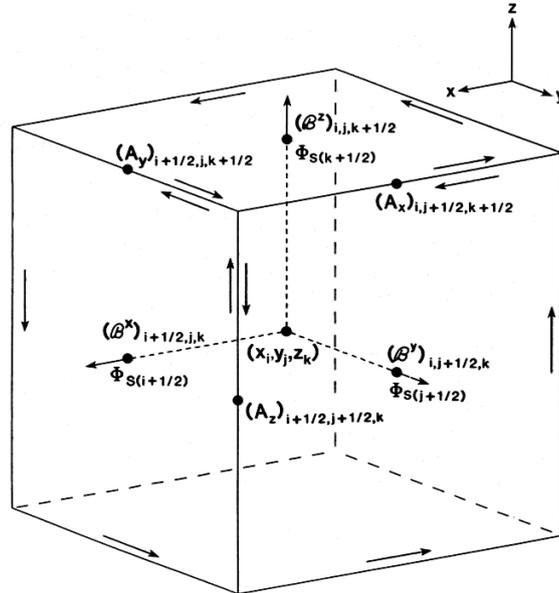


FIG. 2.12 – Position du champ magnétique B sur les faces de la cellule et de la force électromotrice A ici (et E dans nos conventions) sur les arêtes de la cellule. Les flèches situées sur les arêtes indiquent la circulation de A pour le calcul du flux de champ magnétique de l'équation (2.70). La figure est tirée de [Evans et Hawley \(1988\)](#).

Enfin comme il n'existe pas de monopôle magnétique, il faut s'assurer de vérifier la contrainte

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.69)$$

Pour vérifier cette condition, il faut écrire l'équation d'induction (2.62) sous sa forme intégrale

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}, \quad (2.70)$$

où \mathbf{E} est le vecteur champ électrique défini par $\mathbf{E} = \mathbf{u} \times \mathbf{B}$. Le schéma *transport constraint* (ou *staggered mesh*) utilisé dans RAMSES est directement inspiré du schéma de [Evans et Hawley \(1988\)](#). Toutes les variables hydrodynamiques (densité, vitesse, pression) continuent d'être définies au centre des cellules alors que les composantes du champ magnétique sont définies sur les faces des cellules, et les composantes du champ électrique sur les arêtes des cellules (voir figure 2.12). Le champ magnétique de chaque face est normal à la surface de cette face et le champ électrique est colinéaire à l'arête sur laquelle il est situé. En intégrant cette dernière équation sur le temps et l'espace, nous obtenons l'équation sous forme conservative des quantités centrées du champ magnétique sur les faces des cellules et du champ électrique sur les arêtes. Par exemple pour la composante B_x^{n+1} , nous obtenons

$$\frac{B_{x,i-1/2,j,k}^{n+1} - B_{x,i-1/2,j,k}^n}{\Delta t} - \frac{E_{z,i-1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - E_{z,i-1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} + \frac{E_{y,i-1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - E_{y,i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} = 0, \quad (2.71)$$

et avec des expressions similaires pour B_y^{n+1} et B_z^{n+1} .

Le champ électrique $E_{z,i-1/2,j-1/2,k}^n$ est calculé de la façon suivante

$$E_{z,i-1/2,j-1/2,k}^n = \bar{v}_x \bar{B}_y - \bar{v}_y \bar{B}_x, \quad (2.72)$$

où \bar{v}_x , \bar{v}_y , \bar{B}_y et \bar{B}_x sont des quantités moyennées au niveau de la position du champ électrique $E_{z,i-1/2,j-1/2,k}^n$ suivant un schéma C-MUSCL ([Teyssier et al. 2006](#)). Cette valeur de $E_{z,i-1/2,j-1/2,k}^n$ sert alors au calcul du champ magnétique $B_{x,i-1/2,j,k}^{n+1/2}$ au temps $t^{n+1/2}$ suivant l'équation (2.71) pour compléter l'étape prédictive du schéma.

Il reste enfin à appliquer une solution de Riemann sur l'arête de la cellule pour obtenir la valeur du champ électrique $E_{z,i-1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}$ au temps $t^{n+1/2}$ et déterminer l'état final du champ magnétique via l'équation (2.71). Le problème de Riemann, dans ce cas, est assez complexe à résoudre, puisqu'il s'agit de trouver une solution à l'ensemble des équations MHD à l'interface de quatre états (les quatre cellules adjacentes à l'arête). Plutôt que d'entrer dans des détails numériques fastidieux, nous renvoyons le lecteur vers [Fromang et al. \(2006\)](#) qui explique plus en détail cette procédure (paragraphe 2.4.3 de [Fromang et al. \(2006\)](#)) et renvoie vers les nombreuses références utilisées pour déterminer une solution approchée de Riemann.

La solution exacte au problème de Riemann 1D des équations MHD est composée de sept ondes correspondant aux cinq variables hydrodynamiques et aux deux composantes transverses du champ magnétique. La solution finale est composée de deux ondes d'Alfvén (modes transverses), deux ondes magnéto-sonores lentes, deux ondes magnéto-sonores rapides et une onde de contact (qui ne se propage qu'avec la discontinuité initiale).

Ces nouvelles ondes entraînent une nouvelle condition sur le pas de temps imposé à la résolution de l'ensemble des équations

$$\Delta t_5^\ell = C_5 \times \frac{\Delta x^\ell}{\max(|u_x| + c_{fast}, |u_y| + c_{fast}, |u_z| + c_{fast})}, \quad (2.73)$$

où c_{fast} est la vitesse magnéto-sonore rapide donnée par la linéarisation des équations de la MHD

$$c_{fast}^2 = \frac{1}{2} \left(c_s^2 + c_A^2 + \sqrt{(c_s^2 + c_A^2)^2 - 4c_s^2 c_A^2 \cos^2 \theta} \right), \quad (2.74)$$

avec θ l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et le champ magnétique \mathbf{B} , et c_A la vitesse d'Alfvén

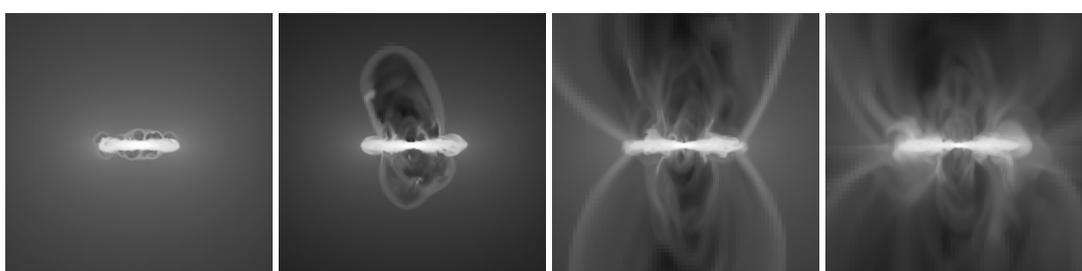
$$c_A = \frac{B}{\sqrt{\rho}}. \quad (2.75)$$

La méthode C-MUSCL impose que $C_5 < 2/(\sqrt{2} + 1)$ (Teyssier et al. 2006).

Nous utiliserons deux types de solutions au problème de Riemann des équations MHD, une solution linéaire à deux ondes des équations en utilisant une méthode Lax Friedrich, où le flux est calculé en linéarisant les équations de la MHD et en déterminant les valeurs propres de la matrice jacobienne de ce système d'équations, et une solution à cinq ondes (on néglige la contribution des deux ondes magnéto-sonores lentes) non linéaire HLLD (HLL Discontinuities, Miyoshi et Kusano 2005). Il existe aussi une solution linéaire qui considère l'ensemble des sept ondes, la solution de Roe mais qui est bien trop coûteuse en temps de calcul pour être utilisée dans des problèmes complexes 3D. La solution du problème de Riemann qui sera utilisée par défaut dans nos calculs est HLLD qui est le meilleur compromis entre performances et rapidité.

Chapitre 3

Formation des vents galactiques



Sommaire

3.1	Introduction	33
3.2	Modélisation des conditions initiales	37
3.2.1	Modèles de disque préformé	37
3.2.2	Formation auto-consistante de disques galactiques	40
3.3	Conditions d'apparition des vents	42
3.4	Interaction des vents avec le milieu intergalactique – Halos	44
3.4.1	Paramètres des simulations	44
3.4.2	Caractéristiques d'un halo de $10^{10} M_{\odot}$	47
3.4.3	Epoque de formation du vent galactique	49
3.4.4	Efficacité d'éjection des vents galactiques	51
3.4.5	Enrichissement par les vents galactiques	52
3.4.6	Caractéristiques des halos de $10^{11} M_{\odot}$	54
3.4.7	Choc d'accrétion	58
3.4.8	Fontaine galactique	58
3.4.9	Distribution stellaire et métallicité des étoiles	59
3.4.10	Cinématique du gaz	62
3.5	Rôle de l'accrétion et disque pré-formé	64
3.6	De l'importance de la structure du milieu interstellaire	65
3.7	Conclusion	68
3.7.1	Comparaison avec les précédents travaux	68
3.7.2	Mise en perspective et questions ouvertes	69

3.1 Introduction

Le modèle de formation hiérarchique des structures de l'Univers, dans lequel les galaxies massives grossissent en fusionnant avec d'autres galaxies ou en accrétant du gaz froid, est un cadre théorique bien

établi (en tenant compte d'une composante de matière noire froide) et qui donne des résultats plutôt en accord avec les données observationnelles. Dans ce scénario "standard", la matière noire froide est la composante principale (~ 90% de la matière totale) qui permet de façonner les très grandes structures à partir des fluctuations primordiales de densité.

La composante baryonique de la matière (~ 10 % de la matière totale), qui est simplement la matière ordinaire composée de protons, de neutrons et d'électrons, est à l'origine de tous les processus qui permettent de créer les structures les plus complexes comme les galaxies, les étoiles, les planètes, etc. Si c'est en fait une physique très classique à laquelle nous avons à faire, c'est aussi une physique qui fait appel à des processus hautement non-linéaires et donc très difficile à décrire par des raisonnements analytiques simples. C'est là où intervient le numéricien car, grâce à des codes numériques performants, il devient possible de résoudre l'évolution de systèmes dynamiques complexes sur la base de principes physiques simples (mais non-linéaires !).

Les simulations qui décrivent l'évolution d'une structure galactique en incluant la dynamique d'un gaz, en présence de processus de refroidissement, et d'un traitement *ad hoc* de la physique de la formation stellaire, se retrouvent confrontés à des difficultés majeures : les galaxies produites sont trop petites, trop denses, et contiennent peu de moment angulaire et trop de matière froide lorsqu'elles sont en concurrence avec les galaxies observées. Le tableau dépeint n'est pourtant pas si noir, car avec une physique assez basique – le refroidissement atomique ne permet rarement de descendre aux températures du milieu interstellaire et de résoudre sa structure, les modèles de formation stellaire rendent plus compte de recettes empiriques que de modèles physiques précis – il est possible de former des objets étonnamment semblables aux galaxies qui peuplent notre Univers. Ces problèmes liés à la formation des galaxies sont maintenant bien connus et, dans le jargon, portent les noms de sur-refroidissement (Dekel et Silk 1986; Blanchard et al. 1992; Navarro et White 1993; Yepes et al. 1997; Gnedin 1998; Hultman et Pharasyn 1999; Somerville et Primack 1999; Cole et al. 2000; Kay et al. 2002; Springel et Hernquist 2003) et déficit de moment angulaire (Navarro et Benz 1991; Sommer-Larsen et al. 1999; Steinmetz et Navarro 1999; Bullock et al. 2001; Maller et Dekel 2002; Abadi et al. 2003; Sommer-Larsen et al. 2003; Read et Gilmore 2005). Ces deux problèmes majeurs sur la formation des disques galactiques, considérés comme des points faibles de la théorie CDM (matière noire froide), pourraient pourtant avoir une origine unique : celle de l'absence totale de prise en compte des processus de *feedback*.

Communément, on entend par *feedback* tous les processus d'injection d'énergie depuis un certain type d'objet à destination du système qui est à l'origine de la formation de cet objet. Les noyaux actifs de galaxies (AGN) et leurs jets, les rayons cosmiques, le rayonnement des étoiles jeunes et massives (étoiles de la séquence OB), les jets des corps proto-stellaires, et les explosions de supernovae sont des exemples parmi tant d'autres de processus de feedback qu'il est possible de trouver dans la Nature. Dans cette grande zoologie de phénomènes, nous allons nous focaliser sur le feedback engendré par les explosions de supernovae dans le milieu interstellaire. D'une part, car c'est l'un des processus pertinents aux échelles cosmologiques (avec les AGN et les rayons cosmiques), et d'autre part, car c'est celui qui apparaît dans toutes les galaxies où a lieu la formation stellaire (les AGN au contraire n'apparaissent que dans les galaxies les plus massives).

Les vents de supernovae sont un ingrédient clé des modèles récents de formation des galaxies. Ils peuvent potentiellement éteindre la formation stellaire dans certaines galaxies et ainsi résoudre le problème du sur-refroidissement. Le principe est en apparence assez simple : les explosions de supernovae entraînent le gaz froid et dense du milieu interstellaire en dehors de la galaxie dans le gaz chaud et diffus du halo. Ainsi une fraction du gaz du milieu interstellaire ne pourra pas s'effondrer en nuages moléculaires et former des étoiles, la formation stellaire est temporairement éteinte dans ces régions. C'est, en général, l'explication mise en avant pour réduire la formation stellaire et vidanger les réserves de gaz froid du milieu interstellaire (Springel et Hernquist 2003; Rasera et Teyssier 2006; Stinson et al. 2006). Les explosions de supernovae sont aussi invoquées pour reproduire les larges disques de galaxies

observés à notre époque (Weil et al. 1998; Thacker et Couchman 2001), elles peuvent expliquer la morphologie des disques galactiques (Sommer-Larsen et al. 2003; Okamoto et al. 2005), stabiliser les disques galactiques contre la fragmentation du gaz (Robertson et al. 2004) ou même permettre de retrouver les températures du milieu intergalactique à $z = 3$ (Cen et Bryan 2001).

Une modélisation précise des vents galactiques est difficile à mettre en oeuvre, particulièrement dans les simulations cosmologiques où les échelles séparant le vent galactique se propageant dans les vides cosmiques, du milieu interstellaire où les explosions de supernovae ont lieu, sont de plusieurs ordres de grandeurs de différence. Du point de vue numérique, nous sommes donc encore bien loin de pouvoir décrire le milieu interstellaire dans un contexte cosmologique de formation des grandes structures. Pourtant il est essentiel d'arriver à modéliser avec des modèles sous-mailles (on entend par là tous les processus qui ne peuvent être décrits à l'échelle caractéristique à laquelle ils émergent) ces phénomènes de feedback engendrés à l'intérieur des galaxies, que ce soit à l'aide de modèles semi-analytiques (White et Frenk 1991; Somerville et Primack 1999; Kauffmann et al. 1999; Cole et al. 2000; Hatton et al. 2003; Monaco 2004; Bertone et al. 2005) ou bien de simulations numériques (Cen et Ostriker 1992; Navarro et White 1993; Mihos et Hernquist 1994; Katz et al. 1996; Thacker et Couchman 2000; Scannapieco et al. 2001; Springel et Hernquist 2003; Rasia et Teysier 2006; Dubois et Teysier 2008b) de formation des galaxies.

De nombreuses preuves observationnelles mettent en évidence la présence d'éjection de matière à grande échelle depuis les galaxies (Bland et Tully 1988; Heckman et al. 1990; Ellison et al. 2000; Heckman et al. 2000; Pettini et al. 2001, 2002; Adelberger et al. 2003; Bouché et al. 2006). Ces "vents" galactiques, associés à des flambées massives de formation d'étoiles, sont extrêmement efficaces pour éjecter le gaz du milieu interstellaire en dehors du plan galactique : une masse solaire d'étoiles formées est capable d'éjecter jusqu'à cinq fois sa masse en gaz du milieu interstellaire hors du disque dans certaines galaxies naines à flambée de formation d'étoiles (Martin 1999).

En dehors des difficultés à modéliser proprement les explosions de supernovae dans le milieu turbulent, multiphase et magnétisé du gaz interstellaire, comprendre la physique liée à la formation d'un vent à très grande échelle est aussi un challenge en soi. Les critères contraignant les conditions d'apparition d'un vent galactique sont encore assez mal établis mais des pistes existent. Fujita et al. (2004) ont étudié comment la pression extérieure du gaz en chute libre sur une galaxie isolée et pré-formée peut restreindre l'apparition d'un flot de matière en dehors de la galaxie. Le potentiel gravitationnel qui forme un critère standard trivial (le vent galactique doit avoir une vitesse terminale plus grande que la vitesse d'échappement du potentiel gravitationnel) semble jouer un rôle tout à fait mineur sur la présence de ces vents galactiques. Ce fait, mis en avant dans Fujita et al. (2004), est pourtant en contradiction flagrante avec certains modèles semi-analytiques pour lesquels l'apparition d'un vent galactique dépend uniquement de la vitesse d'échappement du potentiel gravitationnel associé. Nous nous proposons donc d'étudier dans un contexte auto-consistant de formation de galaxies jusqu'à quel point l'accrétion de matière extra-galactique peut influencer la propagation des vents galactiques.

Pour illustrer rapidement la difficulté à laquelle les numériciens sont confrontés lorsqu'il s'agit de construire un modèle sous-maille d'explosions de supernovae, il suffit de s'intéresser aux aspects quantitatifs des vents galactiques produits par ces différents modèles. Certains auteurs trouvent des vents très efficaces, même dans les galaxies les plus massives (Springel et Hernquist 2003; Tasker et Bryan 2006), alors que d'autres n'obtiennent que des vents de faible intensité et uniquement dans les galaxies naines (Mac Low et Ferrara 1999; Dubois et Teysier 2008b). Ces différences émergent partiellement des schémas numériques employés qui peuvent varier radicalement d'une méthode à l'autre (nous en discuterons dans la conclusion), tout comme des conditions imposées au gaz autour des galaxies.

Dans ce chapitre nous allons donc présenter la première simulation utilisant une technique de type AMR pour décrire l'effondrement d'un halo de gaz de type NFW (Navarro et al. 1996) conduisant à la formation d'une galaxie en présence de refroidissement atomique, de formation stellaire et d'un modèle

original d'explosions de supernovae. Dans la littérature le problème de la formation des vents galactiques a déjà été étudié à l'aide de techniques SPH par [Springel et Hernquist \(2003\)](#) par exemple. Des simulations sur grilles basées sur des techniques numériques proches de celles de RAMSES ont déjà été réalisées mais pour des galaxies pré-formées en l'absence d'accrétion de matière ([Tasker et Bryan 2006](#)) ou uniquement 2-dimensionnelle ([Fujita et al. 2004](#)). Nous montrerons qu'un des paramètres clés dans ce type de simulations est la quantité d'énergie libérée par les supernovae qui est *réellement* transférée du milieu interstellaire au vent galactique à grande échelle ([Fujita et al. 2004](#); [Scannapieco et al. 2006](#)).

Rappelons que la difficulté majeure pour modéliser le feedback des supernovae est liée aux pertes radiatives dues aux collisions entre atomes : le temps caractéristique de ce refroidissement dans les régions de formation d'étoiles est souvent plus petit que le pas de temps de la simulation (déterminé par la condition CFL). En conséquence il devient, dans la plupart des cas, vain de vouloir injecter l'énergie des supernovae au gaz sous forme thermique puisqu'une partie (voire la totalité) de cette énergie est dissipée en un pas de temps par les processus de refroidissement, et l'onde de choc dynamique créée par cette explosion n'a pas le temps de se propager. Cet effet malvenu a déjà été identifié auparavant que ce soit dans des simulations cosmologiques ([Katz 1992](#), [Mihos et Hernquist 1994](#), [Katz et al. 1996](#)) ou même aux échelles plus petites du milieu interstellaire ([Wada et al. 2000](#), [Joung et Mac Low 2006](#)).

Pour éviter ce problème, nous avons utilisé une méthode inspirée de [Mori et al. \(1997\)](#) et [Gnedin \(1998\)](#) qui consiste à transférer autour de chaque explosion de supernovae, la densité, la vitesse et l'énergie associée à une explosion de Sedov afin de retrouver l'énergie injectée par ces supernovae sous forme dynamique (voir paragraphe 2.4.4). Ainsi l'énergie des supernovae peut être correctement transférée au milieu interstellaire sans être perdue par les processus microscopiques de transfert thermique. Cette injection d'énergie cinétique va alimenter pour partie la turbulence du milieu interstellaire et pour partie, si possible, un vent galactique à grande échelle. Afin de prendre en compte les effets à petite échelle du feedback des supernovae et leur contribution thermique au gaz, nous suivons l'approche multiphase de [Yepes et al. 1997](#), [Ascasibar et al. 2002](#), [Springel et Hernquist 2003](#) et [Marri et White 2003](#), en modélisant l'impact thermique des supernovae sur le gaz par une nouvelle équation d'état qui dépend de la densité du gaz (équation d'état polytropique, voir paragraphe 2.4.5). Il devient alors possible de reproduire les effets de chauffage du gaz par les explosions de supernovae, menant à des disques de gaz galactique plus épais et plus stables ([Toomre 1964](#), [Robertson et al. 2004](#)). Un autre problème émerge lorsqu'il devient impossible de résoudre les échelles auxquelles opèrent les pertes radiatives (qui sont réelles et non pas liées à un effet numérique) sur les restes de supernovae ($\lesssim 1$ pc). Il semble acquis que le transfert d'énergie de ces restes individuels de supernovae au milieu interstellaire est plus faible ([Larson 1974](#); [Thornton et al. 1998](#)) que l'énergie donnée par les bulles engendrées par les explosions collectives de supernovae ([Dekel et Silk 1986](#); [Melioli et de Gouveia Dal Pino 2004](#)). En réalité, une modélisation propre de la quantité d'énergie déposée par les supernovae reviendrait à résoudre l'échelle de cohérence des explosions des supernovae ($\lesssim 1$ pc). Il faut donc bien garder à l'esprit que le modèle de superbulles que nous appliquons est entaché de nombreuses hypothèses liées à la quantité d'énergie déposée dans le milieu interstellaire.

Les différentes questions auxquelles nous tenterons de répondre au travers de ce chapitre sont les suivantes : à quelle efficacité l'énergie des supernovae est-elle transférée au vent galactique ? quelles sont les éléments qui conditionnent l'apparition d'un vent à grande échelle ? quelle quantité de matière peut transporter un vent galactique ? peut-il alors résoudre le problème de l'over-coling ? un vent peut-il enrichir de manière suffisante le milieu intergalactique ? existe-t-il des signatures observationnelles de la présence d'un vent galactique ?

Nous allons présenter, par la modélisation auto-cohérente des galaxies se formant à partir halo de gaz en équilibre hydrostatique, quelles sont les conditions d'existence d'un vent galactique à très grande échelle. Bien que ces simulations représentent un certain degré d'idéalisation par rapport à des situations pleinement cosmologiques, elles constituent le cadre théorique simple et apte à la compréhension des

phénomènes contraignant l'existence de telles éjection de matière. En bâtissant un modèle analytique fondé sur la comparaison entre l'énergie transportée dans les éjections de supernovae et l'énergie contenue dans l'accrétion de gaz extragalactique, nous montrerons pourquoi certaines galaxies sont incapables de polluer les vides cosmiques. Enfin, pour vérifier la pertinence de ces hypothèses, nous testerons aussi la formation des vents galactiques dans des galaxies déjà préformées, ainsi que l'influence de la structure du milieu interstellaire, via le refroidissement du gaz, sur le développement des vents galactiques.

3.2 Modélisation des conditions initiales

En dehors des conditions initiales pour les simulations à très grande échelle, où il suffit de disposer aléatoirement des fluctuations primordiales de densité reproduisant une certaine forme de son spectre de puissance, il est toujours délicat de choisir de quel objet primordial naît la structure que nous cherchons à étudier. En effet lorsque nous cherchons à décrire un problème bien particulier, ici celui des vents galactiques, il est souvent important de pouvoir isoler le phénomène. Il faut alors se donner de nouvelles condition d'expérimentation qui ne sont pas *exactement* celles de la Nature mais d'une situation *standard* idéalisée et la plus proche possible de la réalité. Une des difficulté est de s'accorder sur cette notion de vision "standard" d'un objet astrophysique car, même s'il est possible d'extraire des comportement généraux, il existe bien souvent autant de particularités à ces objets qu'ils ont de réalisations. Par exemple, bien que nous appelions galaxie tout "*système d'étoiles et de matière interstellaire qui constitue l'Univers*"¹, il existe parmi ces galaxies une telle zoologie que nous devons nous demander quelles sont les différences fondamentales et les points communs aux galaxies elliptiques, spirales, barrées, sphéroidales, boxy, cuspy, irrégulières (sic), etc.

On comprend bien alors quelle peut-être la difficulté morale à privilégier l'étude d'une certaine variété de galaxies plutôt qu'une autre. Heureusement, il est tout de même possible d'extraire certains comportement globaux afin de déterminer les conditions initiales nécessaires à notre étude. En considérant que de nombreuses galaxies se forment à partir d'un halo de gaz en effondrement, nous allons étudier la formation des vents galactiques en partant de conditions initiales de ce type, où le gaz est sphériquement en équilibre hydrostatique et sous l'effet de sa propre rotation et du refroidissement atomique conduit à la formation d'un disque galactique. Un autre type de conditions initiales seront mises en oeuvres, celles où la distribution de gaz a déjà la forme d'une galaxie "standard".

3.2.1 Modèles de disque préformé

Distribution de la matière noire

Nous modélisons le halo de matière noire par un puits de potentiel analytique dont le profil de densité est celui de [Navarro et al. 1996](#) (NFW)

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{\rho_s}{r/r_s(1+r/r_s)^2}, \quad (3.1)$$

où ρ_s est la densité caractéristique et r_s le rayon caractéristique du halo. Ce type de profil de densité de matière noire est tiré de simulations N-corps cosmologiques composées de matière noire seule. Nous pouvons invoquer aussi d'autres sortes de profils comme ceux à la [Moore et al. 1999](#) ou même des profils NFW modifiés au centre ; ces profils se différencient principalement loin, c'est-à-dire là où le comportement du gaz dans la description des galaxies importe peu, et au coeur des halos là où ces mêmes simulations commencent à atteindre les limites de leur résolution numérique (de l'ordre du kpc). De plus, nous choisissons d'imposer un profil de densité de matière noire qui sera traité comme un

¹Définition de l'Encyclopédie Britannica

potentiel analytique par le code. Nous négligeons donc toute réponse dynamique du gaz sur la matière noire vis-à-vis de l'évolution de notre galaxie bien que la formation d'un disque galactique ait un effet sur la distribution de la matière noire au centre du halo (voir [Blumenthal et al. 1986](#); [Gnedin et al. 2004](#); [Choi et al. 2006](#) par exemple). Et inversement la matière noire détermine en partie la dynamique du gaz (voir [Sellwood 1981](#); [Weinberg et Katz 2007](#) par exemple).

La masse intégrée de matière noire s'écrit

$$M_{NFW}(< r) = 4\pi\rho_s r_s^3 \left(\ln(1 + r/r_s) - \frac{r/r_s}{1 + r/r_s} \right), \quad (3.2)$$

Il est possible de définir une masse caractéristique associée à un halo. Pour cela il est commun de définir la masse du Viriel comme la masse contenue dans une sphère de densité moyenne $\Delta_c = 200$ (178 d'après [Cole et Lacey 1996](#)) fois la densité critique² de l'Univers ρ_c

$$M_{vir} = \Delta_c \rho_c \frac{4}{3} \pi r_{vir}^3, \quad (3.4)$$

et cette masse délimite la quantité de gaz contenue dans le halo en quasi-équilibre hydrostatique. Autrement dit le rayon où a lieu l'équilibre du Viriel est défini comme le rayon où la densité moyenne $\bar{\rho}(r) = M(r)/(4/3\pi r^3)$ est Δ_c fois la densité critique ρ_c de l'Univers. En définissant le paramètre de concentration du halo

$$c = \frac{r_{vir}}{r_s}, \quad (3.5)$$

il est possible d'écrire la masse du Viriel sous la forme

$$M_{vir} = 4\pi\rho_s r_{vir}^3 c^3 \left(\ln(1 + c) - \frac{c}{1 + c} \right), \quad (3.6)$$

et par simple identification, il vient pour ρ_s

$$\rho_s = \frac{\Delta_c}{3} \frac{c^3}{\ln(1 + c) - \frac{c}{1+c}} \rho_c. \quad (3.7)$$

Nous pouvons aussi définir une vitesse du Viriel comme la vitesse Keplerienne au rayon du Viriel, soit

$$V_{vir} = \sqrt{\frac{GM_{vir}}{r_{vir}}}. \quad (3.8)$$

Ainsi pour une vitesse de Viriel donnée, le rayon de Viriel et la masse de Viriel sont donnés par

$$r_{vir} = \frac{V_{vir}}{1 \text{ km.s}^{-1}} \text{ kpc}, \quad (3.9)$$

$$M_{vir} = 2.3 \times 10^5 \left(\frac{V_{vir}}{1 \text{ km.s}^{-1}} \right)^3 M_\odot. \quad (3.10)$$

²La densité critique de l'Univers est définie comme

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \quad (3.3)$$

où H_0 est la constante de Hubble. Un Univers dont la densité d'énergie totale ρ_E est égale à la densité d'énergie critique est un Univers infini et plat, et les rayons lumineux s'y propagent en ligne droite. Un Univers dont la densité d'énergie s'écarte de la densité critique est sphérique et fermé si $\rho_E > \rho_c$, ou hyperbolique et ouvert (selle de cheval) si $\rho_E < \rho_c$.

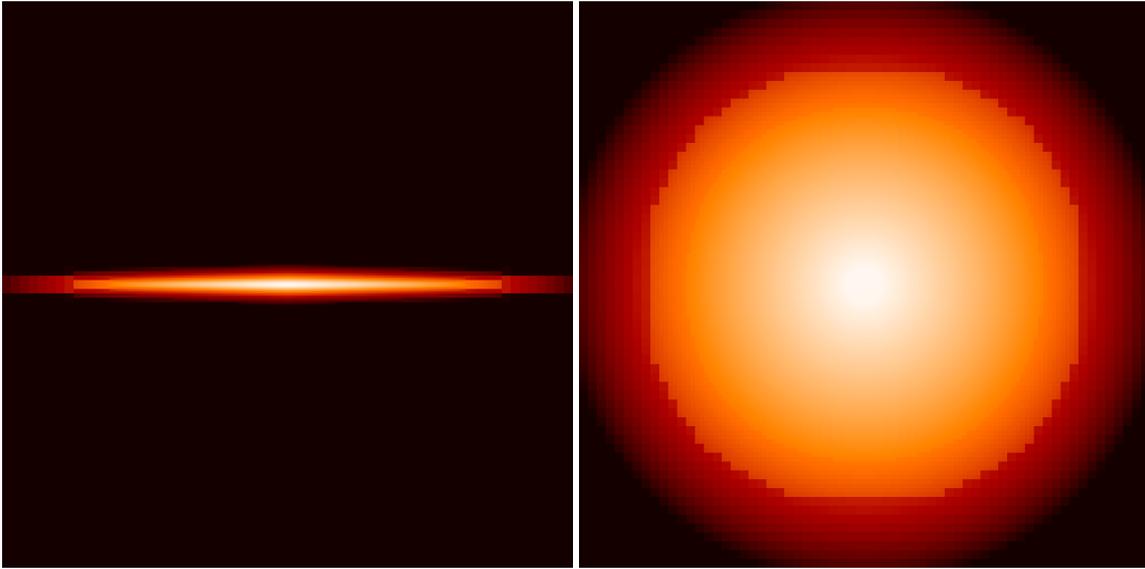


FIG. 3.1 – Projection de la densité de gaz initiale vu de côté (gauche) et de face (droite) pour un disque galactique de masse Viriel totale $10^{11} M_{\odot}$. La densité va de 10^{-5} – 10 H.cm^{-3} . La taille de la boîte est de 40 kpc qui est un zoom $\times 8$ de l'intégralité de la boîte.

Distribution du gaz

Pour la distribution de gaz dans le disque galactique préformé, nous utilisons un profil de densité initiale en coordonnées cylindriques (R, ϕ, z) de la forme :

$$\rho(R, z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{R}{R_g}\right) \text{sech}^2\left(\frac{z}{H}\right) \exp\left(-\frac{R}{R_d}\right)^5, \quad (3.11)$$

R_g est le rayon caractéristique du disque galactique, H l'échelle de hauteur caractéristique du disque et R_d le rayon de troncation. Le rayon de troncation permet de couper net la distribution de gaz pour éviter qu'elle ne s'étende trop loin radialement. Ce rayon est plus grand que le rayon caractéristique de la galaxie R_g . La densité ρ_0 est déterminée de façon à ce que la masse totale

$$M_d = 4\pi\rho_0 H R_g^2 \quad (3.12)$$

du disque corresponde à une fraction de la masse du viriel du halo $f_g = M_d/M_{vir}$. La figure 3.1 montre comment est distribué initialement le gaz dans le disque galactique vu de face et de profil.

Le profil de rotation du disque est donné par sa vitesse Képlerienne

$$u_{circ}(R) = \sqrt{\frac{GM_{tot}(R)}{R}} \quad (3.13)$$

où ce profil de vitesse est intégré sur toute la masse cumulée M_{tot} de gaz et de matière noire.

Enfin, il faut déterminer la température du gaz. Nous considérons que le disque est initialement isotherme à 10^4 K , le disque n'est donc pas à l'équilibre hydrostatique et va relaxer vers un nouvel état d'équilibre. S'il peut paraître surprenant de choisir une situation hors équilibre comme condition initiale, elle se justifie par l'application du refroidissement atomique dans le disque car ce processus va très rapidement refroidir le disque pour lui imposer une nouvelle situation d'équilibre. Autrement dit, même pour un disque initialement à l'équilibre hydrostatique, celui-ci est voué à s'effondrer dès lors qu'il est possible pour le gaz de rayonner son énergie.

Précisons que dans nos simulations de galaxie préformée, le disque est initialement dépourvu d'étoiles et n'est constitué que de gaz.

3.2.2 Formation auto-consistante de disques galactiques

Les galaxies se forment à partir de l'effondrement d'un vaste halo de gaz chaud et ténu, en commençant par accréter cette matière les premières galaxies spirales apparaissent. Bien sûr, il existe une grande variété de galaxies associées à des histoires de formations différentes, elles peuvent fusionner et former des elliptiques, perdre une partie du gaz interstellaire par friction avec le gaz chaud du milieu intra-amas, etc.

Bien que le modèle d'effondrement de halo que nous allons décrire, constitue un fort modèle d'idéalisation de la formation des structures galactiques, il permet de se placer dans un cadre analytique simple propre à l'identification des processus d'accrétion et d'éjection de gaz sur la galaxie.

Nous partons du même profil NFW (3.1) décrit dans la partie précédente à la fois pour le gaz et la matière noire. La matière noire est toujours modélisée par un potentiel gravitationnel analytique statique. Le halo de gaz est tronqué à 2 fois son rayon de Viriel en imposant une densité de gaz au-delà égale à une très petite fraction (10^{-4}) de la densité de gaz à cette distance.

$$\rho(> 2R_{vir}) = 10^{-4} \rho(2R_{vir}). \quad (3.14)$$

Nous attirons l'attention sur l'importance critique du choix du rayon de troncation dans cette étude car il faut le prendre suffisamment grand pour que la galaxie continue d'accréter du gaz. La taille de la boîte est fixée à 6 fois le rayon de Viriel du halo. Nous supposons que le paramètre de concentration du halo est indépendant de la masse du halo et égal à $c = 10$ (Wechsler et al. 2002).

Le halo de gaz est supposé initialement à l'équilibre hydrostatique de sorte que le halo sans rotation et sans refroidissement ni chauffage reste dans son état initial. Son profil de pression est obtenu en intégrant l'équation de l'équilibre hydrostatique

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = \nabla \phi, \quad (3.15)$$

$$\frac{1}{\rho(r)} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM_{tot}(r)}{r^2}, \quad (3.16)$$

puisque nous sommes en symétrie sphérique les variables (ρ, P) ne dépendent que du rayon sphérique r . La masse totale est la somme de la masse de gaz et de matière noire $M_{tot} = M_g + M_{DM}$ avec $M_g = f_g M_{tot}$ et $M_{DM} = (1 - f_g) M_{tot}$. La fraction de gaz est choisie constante et égale à la fraction de masse totale de l'Univers, telle que $f_g = \Omega_b / \Omega_m = 15\%$ avec $\Omega_b = 0.045$ et $\Omega_m = 0.3$.

Il reste encore à choisir un profil de vitesse afin que le halo s'effondre sous forme de disque à support centrifuge. Pour cela nous imprimons une très légère rotation au halo dont le profil de moment angulaire correspond au profil moyen calculé à partir de simulations cosmologiques (Bullock et al. 2001) pour lesquelles le moment angulaire spécifique est

$$j(r) = j_{max} \frac{M(< r)}{M_{vir}}, \quad (3.17)$$

avec un paramètre de spin

$$\lambda = J|E|^{1/2} / (GM_{vir}^{5/2}), \quad (3.18)$$

avec le moment cinétique total

$$J = \int j(r) dM_{tot} = \frac{1}{2} j_{max} M_{vir}, \quad (3.19)$$

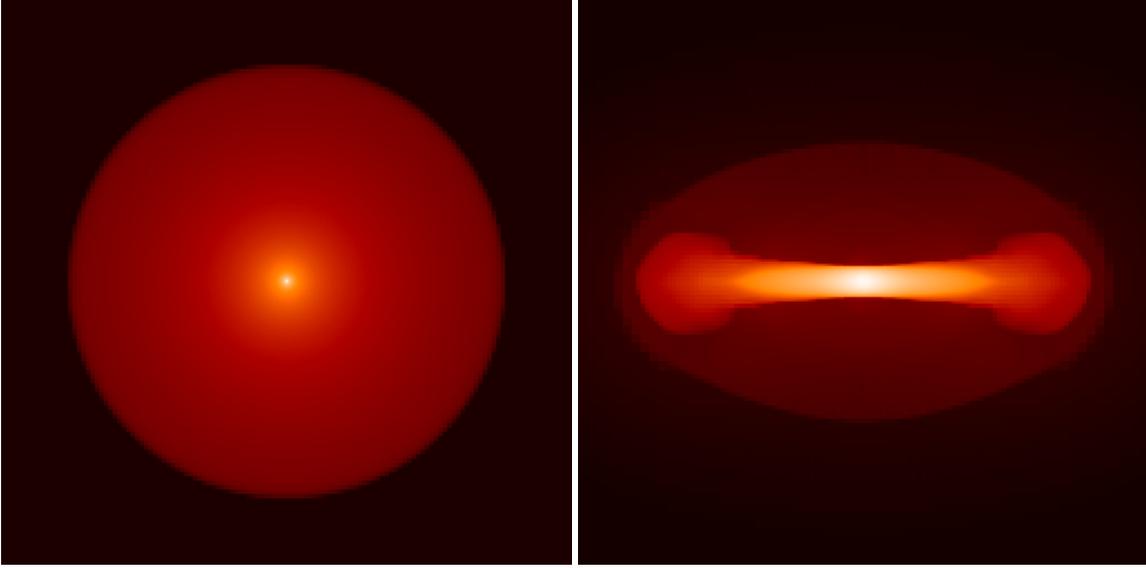


FIG. 3.2 – Coupe de la densité de gaz pour les conditions initiales (gauche) et à $t = 6$ Gyr (droite) d'un halo de $10^{10} M_{\odot}$. La densité va de 10^{-7} – 0.5 H.cm^{-3} à gauche et de 10^{-5} – 1 H.cm^{-3} à droite. La taille de la boîte est de 300 kpc à gauche et 40 kpc à droite.

et l'énergie totale qui est donnée via l'équilibre du Viriel par $E = -K$, où K est l'énergie cinétique totale contenue à l'intérieur du rayon de Viriel du halo. Après quelques calculs simples mais fastidieux, nous obtenons le profil de vitesse suivant

$$u(r) = \frac{j(r)}{r} = 2 \sqrt{\frac{2}{f_c}} \lambda \sqrt{4\pi \left(\frac{\ln(1+c)}{c} - \frac{1}{1+c} \right) c \frac{M_{NFW}(r)}{r}}. \quad (3.20)$$

Nous ne considérons que deux valeurs représentatives $\lambda = 0.04$ (faible rotation) et 0.1 (forte rotation). $\lambda = 0.04$ correspond à la valeur moyenne de la distribution du paramètre de spin des halos, sachant que $\lambda = 0.1$ est une valeur à probabilité faible, mais qu'il existe tout de même une part non négligeable de halos à forte rotation (voir par exemple [Steinmetz et Bartelmann 1995](#) et [Bett et al. 2007](#)).

En partant de cet ensemble de conditions initiales, le gaz peut perdre de l'énergie thermique par refroidissement atomique dépendant de la métallicité du gaz. Nous considérerons qu'initialement la métallicité du gaz est très faible et égale à $Z = 10^{-3} Z_{\odot}$ partout dans le halo. Conformément au modèle standard de formation des galaxies de type spirale, le halo s'effondre pour former un disque supporté par sa rotation, dont la masse et la taille croissent au fur et à mesure qu'il accrète de la matière provenant du halo. La taille du disque galactique dépend du paramètre de spin λ choisi dans le profil de rotation de vitesse de sorte que

$$R_d \propto \lambda V_{vir}, \quad (3.21)$$

dit plus simplement plus le disque tourne vite, plus il sera grand (voir [Bullock et al. 2001](#)).

Quasi instantanément grâce au refroidissement du gaz dense au cœur du halo, le disque devient suffisamment dense pour activer la formation des premières étoiles suivant la loi de Schmidt (2.29) et faire exploser les premières supernovae. En suivant la fonction de masse initiale (IMF) de [Salpeter \(1955\)](#), pour une masse solaire d'étoile formée, $\eta_{SN} \simeq 0.1$ masse solaire part dans un ejecta de supernova créant un choc puissant avec le milieu interstellaire environnant.

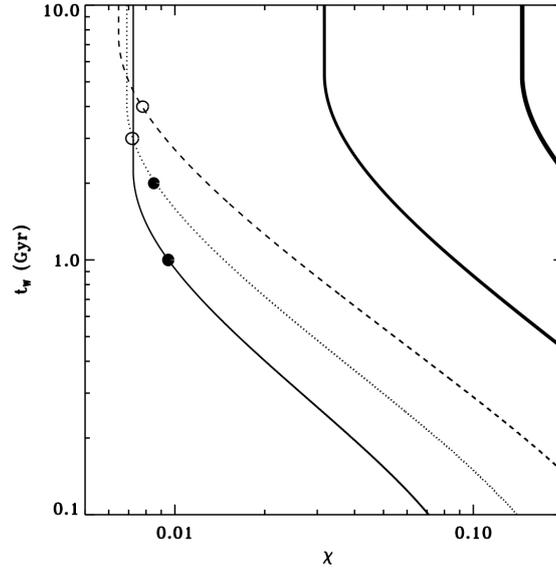


FIG. 3.3 – Epoque de formation du vent galactique t_w en Gyr comme une fonction de l'efficacité hydrodynamique χ . Nous avons trois différents temps caractéristiques de formation stellaire moyen $\langle t_* \rangle = 1$ Gyr (trait plein fin), $\langle t_* \rangle = 2$ Gyr (trait pointillé) et $\langle t_* \rangle = 4$ Gyr (trait tireté) pour un halo de $10^{10} M_\odot$, de même avec $\langle t_* \rangle = 3$ Gyr pour un halo de $10^{11} M_\odot$ (trait plein) et de $10^{12} M_\odot$ (trait plein épais). Les cercles vides sont pour les simulations Sc ($t_w = 3$ Gyr) et Sd ($t_w = 4$ Gyr), les cercles pleins pour Sa ($t_w = 1$ Gyr) et Sb ($t_w = 2$ Gyr).

3.3 Conditions d'apparition des vents

Considérons que le halo de gaz refroidit de façon quasi-instantanée, c'est-à-dire que le halo de gaz initial perd son support thermique dès le début. L'approximation est totalement valable, car, au rayon de Viriel, le temps de cooling est de l'ordre de $t_{cool} \approx 0.1$ Gyr contre $t_{ff} = 1$ Gyr pour le temps de chute libre. De cette manière chaque nuage de gaz du halo est en chute libre depuis son rayon r de départ jusqu'au centre du halo. Il est possible alors de calculer le taux d'accrétion du gaz provenant du halo sur le disque galactique en utilisant un modèle semi-analytique (à la manière de [Hatton et al. 2003](#)), et en considérant la dérivée temporelle de la totalité de la masse accrétée

$$M_{acc}(< t) = M(< r_{ff}(t)), \quad (3.22)$$

où $r_{ff}(t)$ est le rayon de chute libre pour lequel le temps de chute libre $t_{ff}(r)$ est égal au temps t . La masse de gaz contenue dans le disque augmente par l'accrétion de gaz du halo et diminue par le processus de formation d'étoiles, nous en déduisons alors une relation différentielle simple

$$\dot{M}_g = \dot{M}_{acc} - \frac{M_g}{\langle t_* \rangle}. \quad (3.23)$$

Ici $\langle t_* \rangle$ est le temps caractéristique de formation d'étoiles moyenné sur l'ensemble du disque (et pondéré par la masse). Ce paramètre dépend de la géométrie du disque (sa taille, son épaisseur) et du choix des paramètres de la loi de Schmidt. En première approximation, nous pouvons montrer que

$$\langle t_* \rangle \propto t_0 \lambda_0, \quad (3.24)$$

ainsi les petits disques forment plus rapidement des étoiles que les grands disques, car la densité de gaz de ces derniers est plus diluée. Si nous supposons que $\langle t_* \rangle$ est indépendant du temps, nous obtenons alors la solution suivante pour l'équation différentielle (3.23) sur M_g

$$M_g(t) = \int_0^t \dot{M}_{acc}(u) \exp\left(\frac{u-t}{\langle t_* \rangle}\right) du. \quad (3.25)$$

On en déduit finalement la luminosité totale produite par les supernovae dans le disque

$$L_{SN} = \eta_{SN} \epsilon_{SN} \dot{M}_* = \eta_{SN} \epsilon_{SN} \frac{M_g}{\langle t \rangle_*}, \quad (3.26)$$

où $\epsilon_{SN} \simeq 50$ keV est l'énergie spécifique interne produite par une unique supernovae (10^{51} erg pour un progéniteur de masse $10 M_\odot$). Une partie de l'énergie de cette supernovae contribue à entretenir la turbulence du milieu interstellaire multiphase. Seule une petite partie de cette énergie est convertie en énergie efficace pour créer un vent galactique qui s'échappera du disque dense de gaz. La fraction d'énergie (ou de luminosité) qui s'échappe du disque galactique va dépendre des caractéristiques du disque (sa taille, son épaisseur, son contenu en gaz, sa structure multiphase). Dans nos simulations, ces propriétés sont déterminées par uniquement deux paramètres (plus ou moins) arbitraires : le paramètre de spin du halo et le temps caractéristique de formation d'étoiles donné par la loi de Schmidt. Appelons χ le paramètre de conversion d'énergie produit par les supernovae en énergie disponible pour le vent galactique tel que $L_W = \chi L_{SN}$. Notre but est alors de déterminer par des simulation numériques de galaxies à formation d'étoiles, la valeur de ce paramètre résultant de processus hydrodynamiques complexes produits aux échelles du milieu interstellaire. Par souci de simplicité d'expression, nous continuerons d'appeler χ le paramètre d'*efficacité hydrodynamique* (sous-entendu des vents de supernovae)

Nous allons tenter de déterminer quelles sont les conditions sous lesquelles un vent galactique peut se former à l'intérieur d'un halo. Nous savons d'après d'autres études (Fujita et al. 2004) qu'en présence d'accrétion de gaz sur un disque galactique, c'est la pression de confinement du gaz chaud provenant du halo qui empêche le vent galactique de s'échapper du disque. Cette accrétion de gaz sur le disque, bien souvent négligée dans la compréhension des mécanismes d'éjection de gaz interstellaire, est un critère bien plus contraignant que celui basé sur la vitesse d'échappement du gaz. Si nous supposons que le gaz provenant du halo est en chute libre, atteignant le plan du disque avec sa vitesse terminale (ce qui est une bonne approximation tant que la hauteur finale d'arrivée est petite devant l'altitude de départ), alors la luminosité d'accrétion s'écrit comme

$$L_{acc}(t) = \frac{1}{2} V_0^2(r_{ff}(t)) \dot{M}_{acc}, \quad (3.27)$$

avec

$$V_0^2(r) = -2 \int_0^r \frac{GM(x)}{x^2} dx \quad (3.28)$$

On définit ensuite le *temps d'apparition du vent galactique* t_W comme le temps au-delà duquel la luminosité du vent galactique excède la luminosité d'accrétion de sorte que le vent galactique puisse se former $L_{acc}(t_W) = L_W(t_W)$. La figure 3.3 présente le temps d'apparition du vent galactique pour différentes masses de halo et comme une fonction du paramètre inconnu χ . Il apparaît clairement que plus l'efficacité hydrodynamique est faible, plus le vent met de temps à apparaître, autrement dit la rapidité que le vent met à se former dépend entièrement de la quantité d'énergie injectée. De plus, pour une masse de halo donnée, il existe une efficacité hydrodynamique minimum en-dessous de laquelle un vent galactique ne peut apparaître. Cette valeur minimum pour χ vaut environ 0.7% (respectivement 3% et 15%) pour un halo de $10^{10} M_\odot$ (respectivement $10^{11} M_\odot$ et $10^{12} M_\odot$). Nous pouvons en conclure que ce modèle analytique très simple et idéalisé (accrétion homogène, refroidissement instantané, vitesse d'accrétion sur le disque =

Run	V_{vir} km/s	λ	t_0 Gyr	ℓ_{min}	ℓ_{max}	Δx pc
Sa	35	0.04	3	7	11	73
Sb	35	0.04	8	7	11	73
Sc	35	0.1	3	7	11	73
Sd	35	0.1	8	7	11	73
La	75	0.04	3	7	12	78
Lb	75	0.04	8	7	12	78
Lc	75	0.1	3	7	12	78
Ld	75	0.1	8	7	12	78

Tab. 3.1 – Paramètres des simulations réalisées pour l’étude de la formation auto-consistante des disques galactiques.

vitesse terminale de chute libre) permet de contraindre efficacement la proportion d’énergie produite par les supernovae ensuite transformée en énergie d’éjection d’un vent galactique simplement en mesurant le temps auquel le vent galactique apparaît.

A partir donc d’un panel non exhaustif de simulations, elles-aussi idéalisées, nous allons mesurer le temps t_W auquel apparaît le vent pour déterminer le paramètre inconnu χ .

3.4 Interaction des vents avec le milieu intergalactique – Halos

3.4.1 Paramètres des simulations

Nous utilisons des conditions au bord de la boîte de type flux sortant ‘outflow’, le gradient de chaque variable hydrodynamique est nul au bord. Toutes les simulations sont initialisées avec un halo de matière noire et de gaz en équilibre hydrostatique avec le même profil de densité de type NFW. La matière noire n’est pas modélisée par des particules mais par un puits de potentiel analytique donné par la solution de l’équation de Poisson ; seuls les baryons (gaz et étoiles) sont auto-gravitants.

Nous avons réalisé deux types de simulations avec des vitesses circulaires différentes et donc des masses différentes, $V_{vir} = 35$ et 75 km/s, qui correspondent chacune à des masses du Viriel de $10^{10} M_\odot$ et $10^{11} M_\odot$ au redshift zéro. Nous avons exploré deux efficacités de formation d’étoiles différentes, dont les échelles de temps caractéristiques sont $t_0 = 3$ Gyr et $t_0 = 8$ Gyr. La grille de base utilisée est composée de 128^3 cellules, soit un niveau minimum de raffinement de $\ell_{min} = 7$, afin de décrire correctement la dynamique à grande échelle, à la fois l’accrétion du halo et la propagation du vent galactique. La grille est ensuite raffinée jusqu’à 4 ou 5 niveaux de raffinement supplémentaires ($\ell_{max} = 11$ ou 12 correspondant à ~ 75 pc, voir le tableau 3.1 pour les détails), basé sur un critère de raffinement quasi-Lagrangien, dans lequel une cellule est raffinée dès que celle-ci contient une masse totale plus grande que 2×10^{-6} fois la masse du Viriel. Cette stratégie de raffinement vérifie le critère de longueur de Jeans qui, à l’aide de l’équation d’état polytropique du gaz, permet de stabiliser le disque contre la fragmentation numérique.

En commençant avec un total de 2×10^6 cellules, nos simulations atteignent un nombre total de 4 à 5×10^6 cellules, environ la moitié des cellules contenues dans la boîte de simulation simulation sont situées dans le disque galactique, ce qui démontre l’utilité de pouvoir adapter la résolution numérique à l’échelle du problème. Ces simulations finissent à un temps de 6 Gyr, qui correspond au temps de chute libre du gaz situé à 2 rayon de Viriel du centre du halo. Au-delà de 6 Gyr il n’existe plus d’accrétion et donc la limite de validité du modèle analytique conditionnant l’apparition des vents est atteinte.

Rappelons que l’ensemble des simulations présentées ici (voir tableau 3.1) sont réalisées avec le

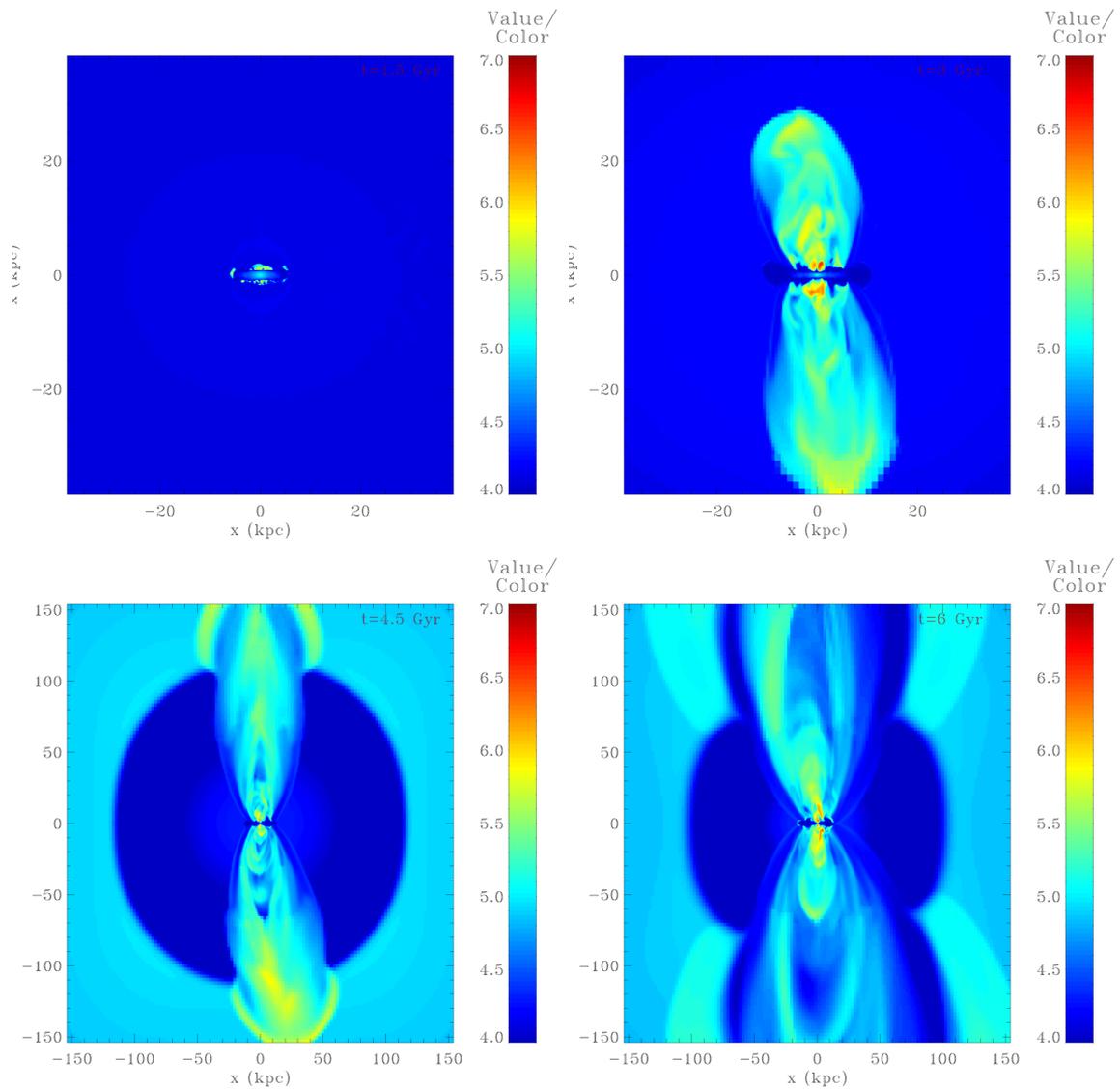


FIG. 3.4 – Coupe de la température du gaz dans le plan Oyz pour la simulation Sd à différents temps 1.5 Gyr (en haut à gauche), 3 Gyr (en haut à droite), 4.5 Gyr (en bas à gauche), 6 Gyr (en bas à droite). Les deux images supérieures sont un zoom $\times 4$ de la boîte de simulation et les deux images inférieures représentent l'intégralité de la boîte. L'échelle de couleur donne la valeur de la température en $\log(K)$.

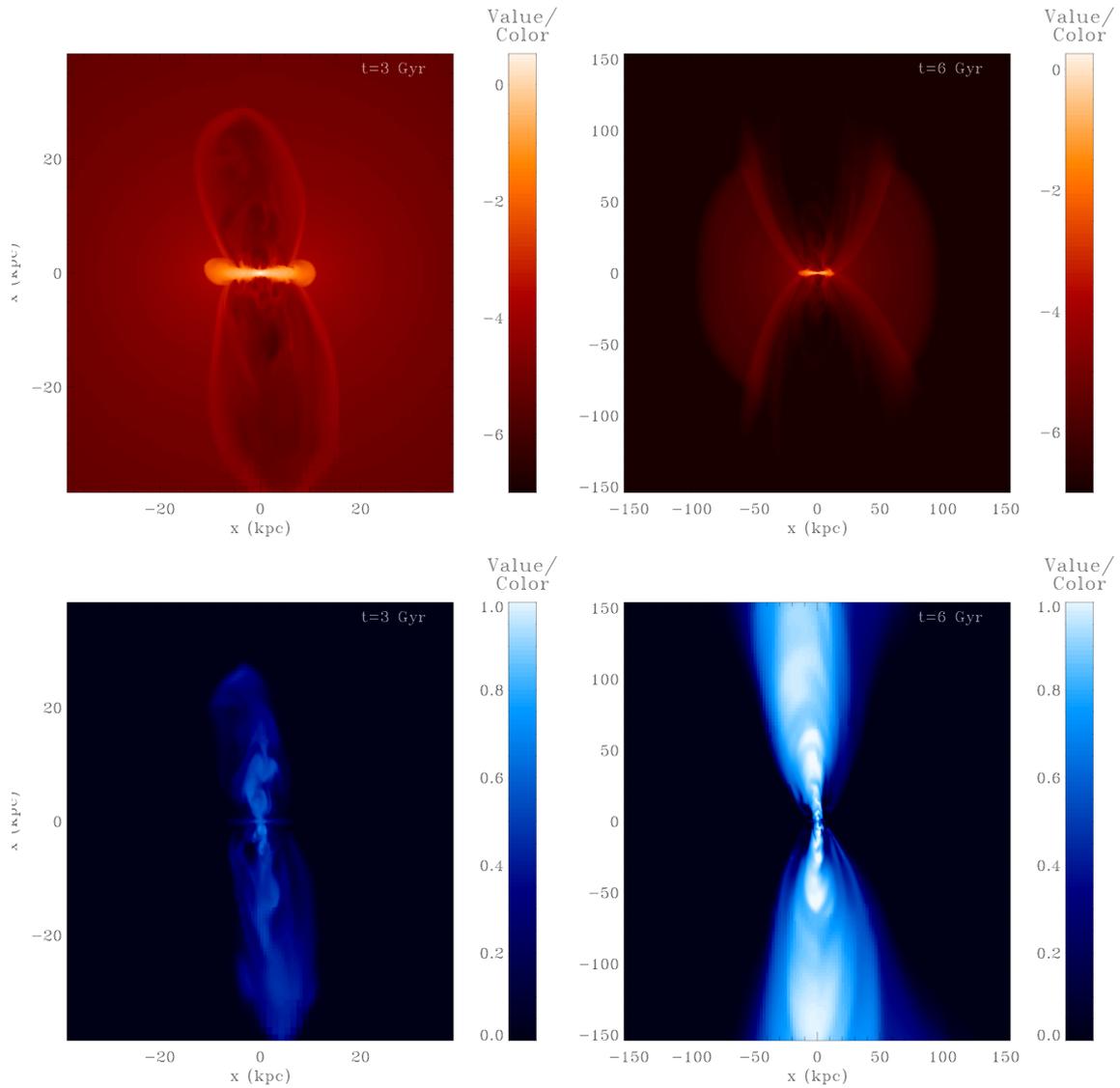


FIG. 3.5 – Coupe de la densité de gaz (haut) et de la métallicité (bas) dans le plan Oyz pour la simulation Sd à différentes époques 3 Gyr (gauche) et 6 Gyr (droite). Les deux images de gauche sont un zoom $\times 4$ de la boîte de simulation et les deux images de droite représentent l'intégralité de la boîte. L'échelle de couleur donne la densité en $\log(\text{H.cm}^{-3})$ (haut) et la métallicité en Z_{\odot} (bas).

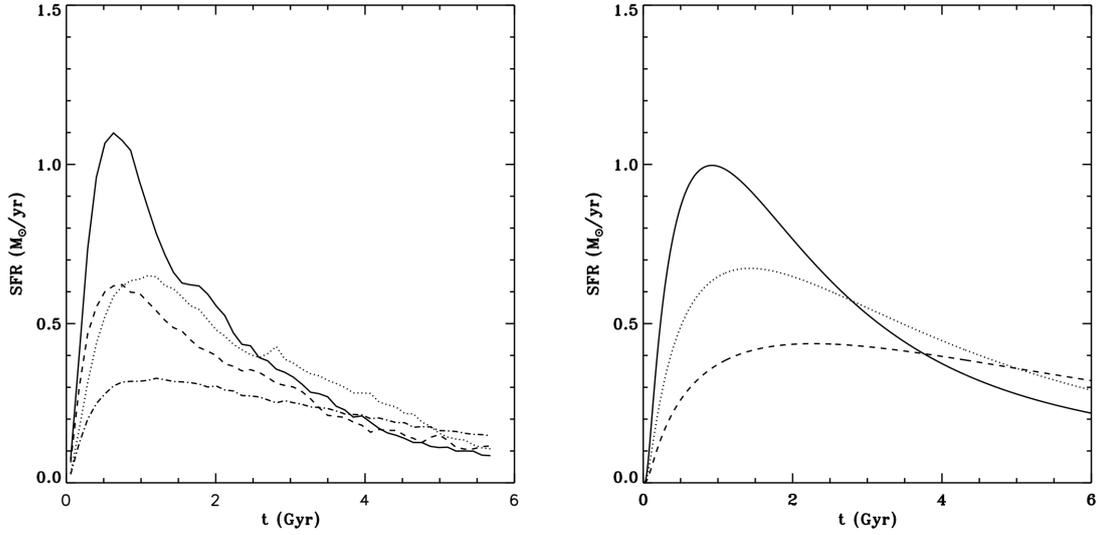


FIG. 3.6 – SFR du halo de $10^{10} M_{\odot}$ (a) des simulations Sa (trait plein), Sb (trait pointillé), Sc (trait tireté) et Sd (trait pointillé–tireté); (b) calculée à partir de l'équation différentielle (3.23) pour $\langle t_* \rangle \geq 1$ Gyr (trait plein), $\langle t_* \rangle \geq 2$ Gyr (trait pointillé) et $\langle t_* \rangle \geq 4$ Gyr (trait pointillé–tireté).

refroidissement atomique (qui dépend de la métallicité), la formation stellaire et le feedback des supernovae.

3.4.2 Caractéristiques d'un halo de $10^{10} M_{\odot}$

La figure 3.6.(a) présente le taux de formation d'étoiles (SFR)

$$SFR(t) = \frac{dM_*(t)}{dt} = -\frac{dM_g(t)}{dt} \quad (3.29)$$

obtenu pour les galaxies de faible masse (Sa, Sb, Sc and Sd, voir le tableau 3.1). Le disque Sa est le plus petit (comportant le moins de moment angulaire λ) et donc le plus concentré en gaz avec l'efficacité de formation d'étoiles la plus élevée, et présente le pic de taux de formation stellaire le plus élevé. Inversement Sd est le disque avec le pic de SFR le plus petit. Sb et Sc présentent pour des paramètres λ et t_0 tous les deux différents, un taux de formation d'étoiles quasi-identique. En utilisant le modèle analytique d'accrétion (3.23), il est possible de calculer par intégration numérique le SFR associé en fonction uniquement du temps caractéristique de formation d'étoiles moyen du disque galactique $\langle t_* \rangle$. Il est ainsi possible de déterminer approximativement la valeur de $\langle t_* \rangle$ pour chaque simulation, $\langle t_* \rangle \sim 1$ Gyr pour Sa, $\langle t_* \rangle \sim 2$ Gyr pour Sb et Sc, et $\langle t_* \rangle \sim 4$ Gyr pour Sd. La loi (3.24) devient alors de façon empirique

$$\langle t_* \rangle \simeq 6.5 t_0 \lambda_0 \quad (3.30)$$

Lorsque les galaxies ont épuisé une grande partie de leur gaz par le processus de formation d'étoiles, après quelques 3 ou 4 Gyr, les quatre courbes convergent globalement vers la même valeur. Cela correspond donc à une époque où le taux de formation d'étoiles est uniquement déterminé par l'accrétion de gaz provenant du halo chaud puisque la quasi-totalité du gaz contenu dans le disque aux premiers temps de vie de la galaxie a été vidangé. En suivant l'équation (3.23) et en négligeant le terme lié à la quantité de gaz contenu dans le disque devant la quantité de gaz accrété, nous perdons la dépendance en $\langle t_* \rangle$.

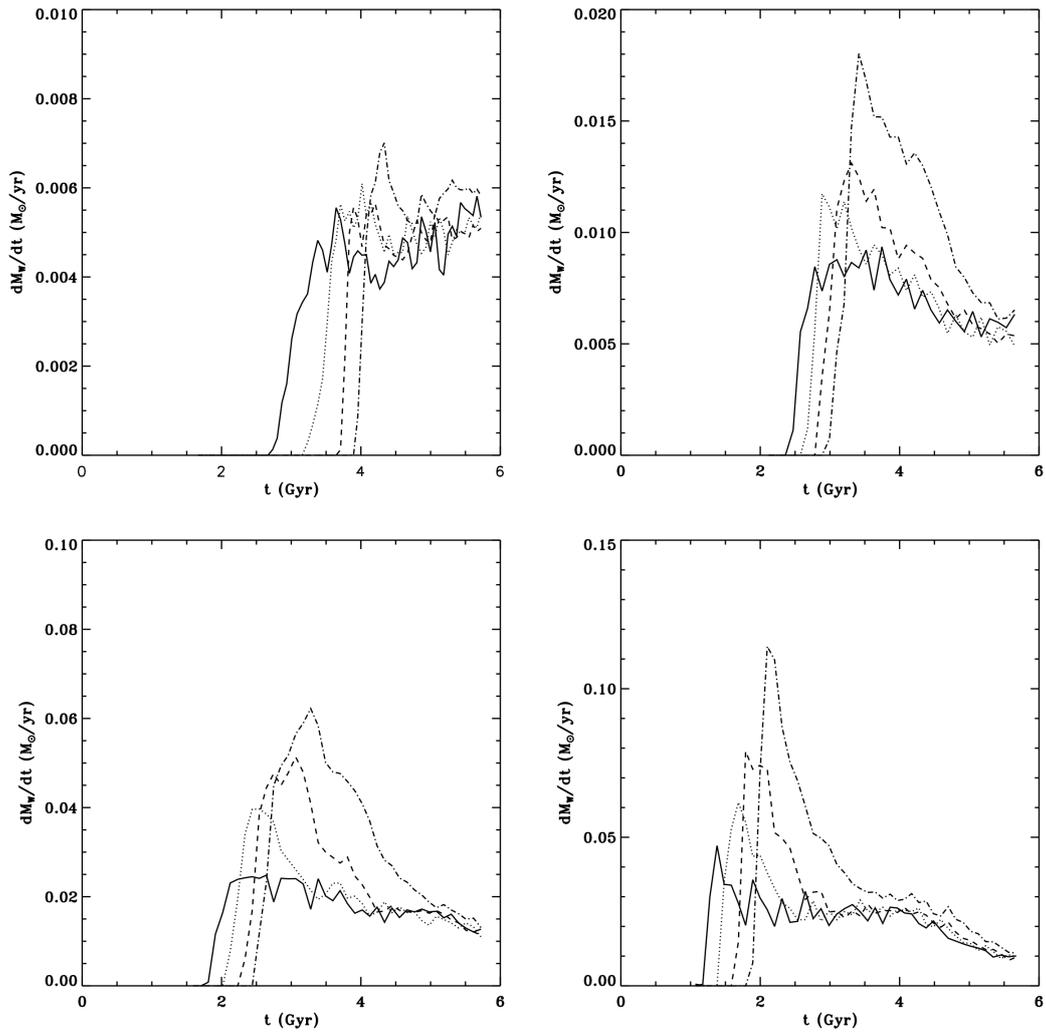


FIG. 3.7 – Flux net moyen sortant F_+ calculé entre différents rayons $r = [0.5r_{vir}; 0.7r_{vir}]$ (trait plein), $r = [0.9r_{vir}; 1.1r_{vir}]$ (trait pointillé), $r = [1.4r_{vir}; 1.6r_{vir}]$ (trait tireté), $r = [1.9r_{vir}; 2.1r_{vir}]$ (trait pointillé-tireté) pour les halos Sd (en haut à gauche), Sc (en haut à droite), Sb (en bas à gauche) et Sa (en bas à droite).

La figure 3.4 montre une coupe de la température du gaz perpendiculairement au plan du disque galactique pour la simulation Sd ($10^{10} M_{\odot}$ avec $\lambda = 0.1$ et $t_0 = 8$ Gyr) à différentes époques de la formation de la galaxie. La première image du halo à 1.5 Gyr ne montre aucune trace d'un vent galactique bien que cette époque corresponde au maximum du taux de formation stellaire dans cette galaxie (autour de $0.3 M_{\odot}/\text{yr}$). Nous pouvons cependant observer que des bulles de gaz chaud commencent à apparaître au bord du disque de gaz froid, le gaz éjecté par les supernovae commence à sortir du disque pour être immédiatement ramené à l'intérieur de celui-ci par la pression de confinement de la matière accrétante. Ce "bouillonnement" galactique précède la phase d'expansion du vent galactique qui débute dans cet exemple vers 3 Gyr. Même si la formation stellaire à cette époque (3 Gyr) est la moitié de celle de l'époque de la flambée de formation d'étoiles (1.5 Gyr), les explosions de supernovae deviennent capable d'expulser le gaz de manière définitive en dehors du disque car l'accrétion du gaz provenant du halo a diminué de façon plus significative que le taux de formation stellaire. Le vent galactique est formé de deux grandes cavités de gaz chaud (10^5 – 10^6 K) pauvres en gaz mais très métalliques (comme le montre la figure 3.5) se propageant dans le halo le long de l'axe de rotation du disque galactique. Cette direction privilégiée pour la propagation des vents est causée par le fort gradient de pression le long de cette direction dans le disque galactique, c'est donc un chemin favorable pour permettre au gaz de s'échapper de la galaxie. Ces cavités sont entourées d'une gaine de gaz dense composé pour partie du gaz du halo accumulé par le vent lors de sa propagation à l'extérieur du disque. A 4.5 Gyr le vent galactique a finalement atteint l'extérieur du halo et se trouve dans un régime permanent d'éjection de matière. Les deux cavités qui forment le vent ont créé une sorte de tunnel facilitant l'éjection du gaz chaud par les superbules de supernovae jusqu'au milieu intergalactique. A la fin de la simulation (6 Gyr), le vent galactique a une forme de tuyère dont la section croit rapidement puis atteint une taille constante. Cette super-cavité galactique chaude, métallique mais aussi très pauvre en gaz est toujours entourée d'une coquille de gaz froid qui est en stagnation par rapport au vent contenu dans la cavité. Cette coquille dense peut éventuellement fragmenter en petits nuages de gaz qui retomberont plus tard vers le disque. Il est ainsi possible d'interpréter les structures observées autour de M82 (Heckman et al. 1990; Shoppell et Bland-Hawthorn 1998; Martin 1998; Hoopes et al. 2003) comme étant en partie du gaz froid "coulant" le long de la coquille. Cela correspond aussi à la géométrie de type "super-vents" décrites dans Tenorio-Tagle et Munoz-Tunon (1998) (ou aussi Veilleux et al. 2005 et ses nombreuses références).

Le processus d'apparition d'un vent galactique est principalement composé de trois phases

1. **bubbling** (bouillonnement) : les supernovae forment des mini-cavités chaudes qui sont rapidement ramenées à l'intérieur du disque par l'accrétion de gaz extérieur à la galaxie.
2. **snow plow** (chasse-neige) : la première cavité de gaz chaud commence à se propager dans le halo tout en accumulant du gaz sur son chemin.
3. **blow away** (soufflerie) : état stationnaire du vent galactique qui se propage à l'intérieur d'une cavité en forme de tunnel entourée d'une gaine de gaz froid et dense.

3.4.3 Epoque de formation du vent galactique

Pour décrire l'évolution du vent galactique de façon plus quantitative, nous définissons le flux net de masse traversant une coquille d'épaisseur $\Delta r = r_{max} - r_{min}$ et situé à un rayon r_{min} tel que

$$F = \frac{1}{\Delta r} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \rho 4\pi r^2 (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dr = F_+ + F_-, \quad (3.31)$$

où $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ est le vecteur radial unitaire. Ce flux net peut être séparé en deux composantes : l'une sortante à flux positif F_+ qui vérifie $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} > 0$, et une composante rentrante à flux négatif F_- vérifiant $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} < 0$. Ce qui nous intéresse, ici, est le flux positif de gaz qui va nous permettre de détecter le vent galactique

et d'estimer la quantité de gaz expulsée en dehors du disque en fonction du temps. L'épaisseur de la coquille, où nous calculons le flux net, est fixée à $\Delta r = 0.2 r_{vir}$ et son rayon d'évaluation est situé entre $0.5 r_{vir}$ et $2 r_{vir}$ afin de suivre proprement l'évolution du vent galactique tout en évitant d'intégrer dans le calcul du flux net une partie du disque galactique. La figure 3.7 montre le flux positif F_+ en fonction du temps mesuré à quatre rayons différents pour les quatre simulations de halos de $10^{10} M_{\odot}$. Le vent est détecté lorsque le flux sortant augmente rapidement de zéro jusqu'à sa valeur maximum. De façon évidente, plus le rayon de calcul du flux est proche du disque plus le vent est détecté tôt. Nous voyons aussi que ce vent se propage rapidement de l'intérieur du halo jusqu'au milieu intergalactique, en environ 500 Myr le vent a parcouru quelques $1.5 r_{vir} \approx 50$ kpc sa vitesse de propagation moyenne lors de la phase *snow plow* est d'environ 100 km.s^{-1} .

Pour le rayon de calcul le plus petit que nous avons utilisé $r_{min} = 0.5 r_{vir}$, le flux mesuré reste quasiment constant dans le temps, alors que pour des rayons plus grands où le flux est calculé, $r_{min} = 2 r_{vir}$ par exemple, le flux net de gaz atteint dès l'éjection de matière initiale (la phase *snow plow*) son maximum, qui peut être deux à trois fois plus grand que le flux net dans le régime permanent (la phase *blow away*). Ce maximum d'éjection de matière trouvé à grand rayon dans la phase *snow plow* signifie qu'une certaine quantité de la matière transportée est constituée de gaz provenant du halo et accumulée lors de la propagation du vent galactique, c'est donc un effet chasse-neige. Le gaz du halo transporté par le vent peut représenter une fraction de masse non négligeable de ce dernier, dans la simulation la plus efficace, Sa, cette fraction peut atteindre $\sim 2/3$. Une fois que le régime permanent est atteint, le flux net de masse est indépendant du rayon auquel il est calculé, le vent galactique a alors atteint sa phase *blow away* où la matière éjectée hors du halo est composée quasi-exclusivement de gaz provenant du milieu interstellaire de la galaxie. Remarquons que lorsque nous souhaiterons calculer l'efficacité d'éjection de matière hors du disque galactique, nous devons calculer le flux de masse net au rayon $r_{min} = 0.5 r_{vir}$ afin de tenir compte du gaz du halo accumulé lors de la propagation du vent galactique dans le halo, puisque c'est uniquement la matière qui provient du milieu interstellaire qui détermine l'efficacité du processus d'éjection.

La figure 3.8 permet de mieux comparer les quantités de matière éjectées à $r_{min} = 0.5 r_{vir}$ pour les quatre galaxies différentes que nous avons formées. La galaxie Sa avec le taux de formation d'étoiles le plus élevé (voir figure 3.6.(a)) est aussi celle dont le vent est le plus précoce, il apparaît dès $t_W \approx 1$ Gyr. Le taux de formation stellaire de la galaxie Sa à cette époque est deux fois plus élevé que Sb et Sc et quatre fois plus élevé que Sd, aucune de ces dernières ne présentant un vent à cette même époque. Le modèle analytique que nous avons construit précédemment (voir figure 3.3) donne une efficacité hydrodynamique pour la galaxie Sa d'environ $\chi \approx 0.9\%$ ($t_W \approx 1$ Gyr pour un halo de $10^{10} M_{\odot}$). Bien que les galaxies Sb et Sc aient des histoires de formation stellaires très semblables (voir figure 3.6), ces deux galaxies présentent différents temps de formation du vent, respectivement $t_W \approx 2$ et 3 Gyr et le flux de gaz éjecté par la galaxie Sb est deux fois celui de la galaxie Sc. La galaxie Sb est plus efficace que la galaxie Sc pour éjecter du gaz hors du disque galactique, or la galaxie Sb a un moment angulaire et une efficacité de formation stellaire plus faible que Sc, nous pouvons donc en conclure que, pour un taux de formation stellaire donné, un disque plus compact est plus efficace pour former un vent galactique. En effet plus les explosions de supernovae sont concentrées dans un volume donné plus leur impact dynamique sur le gaz est efficace, c'est la raison pour laquelle la plupart des vents sont détectés dans des galaxies à flambée de formation stellaire où la grande majorité des étoiles sont formées à l'intérieur du noyau galactique. En regard du modèle analytique, la galaxie Sb a une efficacité hydrodynamique d'environ $\chi \approx 0.8\%$, tandis que la galaxie Sc a $\chi \approx 0.6\%$. Enfin, sans surprise, la galaxie à faible taux de formation stellaire voit un vent apparaître aux alentours de $t_W \approx 4$ Gyr, ce qui donne une efficacité hydrodynamique d'environ $\chi \approx 0.7\%$.

La conclusion principale de l'analyse de l'époque d'apparition du vent galactique est qu'en regard du taux de supernovae formées, l'efficacité de conversion de l'énergie des supernovae en énergie disponible

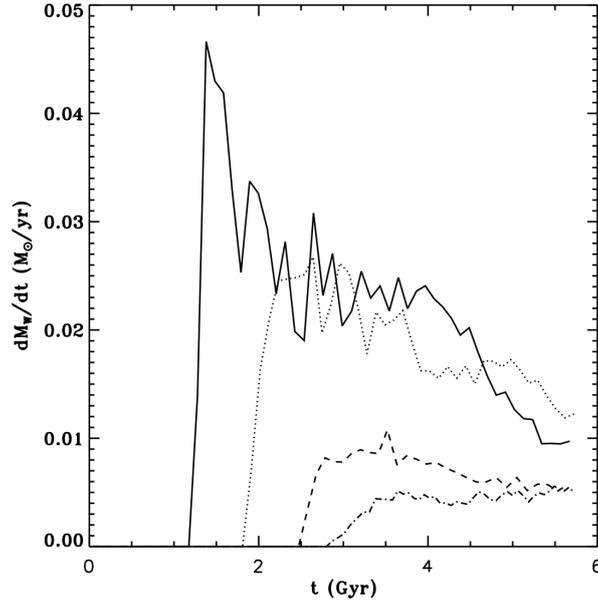


FIG. 3.8 – Flux net moyen sortant F_+ calculé entre $r = [5r_s; 7r_s]$ pour les halos Sa (trait plein), Sb (trait pointillé), Sc (trait tireté) et Sd (trait pointillé-tireté).

pour le vent galactique est très faible et autour de $\chi \approx 1\%$. Cette efficacité est directement reliée au choix du taux d'injection de l'énergie des supernovae sous forme cinétique ($f_K = 0.5$) qui est un paramètre assez incertain et très dépendant de l'échelle d'injection d'énergie et autrement dit de la phase d'expansion des superbulles de supernovae. Si le modèle que nous avons construit est suffisamment robuste, nous pouvons dès à présent affirmer, eut égard aux valeurs d'efficacité hydrodynamiques obtenues ($\chi \approx 1\%$), qu'aucun vent ne pourra se développer dans des galaxies plus massive. C'est ce que nous tenterons de vérifier un peu plus loin avec une galaxie de $M_{vir} = 10^{11} M_\odot$.

3.4.4 Efficacité d'éjection des vents galactiques

Il est possible d'évaluer la capacité des vents à éjecter le milieu interstellaire hors du disque en mesurant le flux net de masse sortant par rapport à la masse d'étoiles formées par unité de temps

$$\eta_w = \frac{F_+}{\dot{M}_*}. \quad (3.32)$$

C'est un indicateur fort de la capacité des vents à éteindre la formation stellaire. Autrement dit, il est possible d'exprimer la quantité de masse éjectée dans les unités du taux de formation d'étoiles global.

A partir des mesures du flux de masse sortant (figure 3.7) et du taux de formation stellaire (figure 3.6.(a)), nous pouvons déterminer l'efficacité d'éjection des vents η_w pour les galaxies Sa, Sb, Sc et Sd. Pour connaître la quantité de matière provenant du disque, et transportée par le vent vers le milieu intergalactique – et donc définitivement perdue pour la galaxie – nous devons mesurer le flux net de masse sortant durant la phase *blow out*. Durant cette phase le gaz du halo n'est plus entraîné par le vent et celui-ci est donc composé uniquement de gaz provenant du milieu interstellaire. En rapportant ce flux au taux de masse d'étoiles formées, c'est donc bien l'efficacité des vents à éjecter le gaz du milieu interstellaire que nous mesurons. En rapprochant les figures 3.6 et 3.7, nous trouvons le maximum de l'efficacité des vents après 5 Gyr, avec $\eta_w \approx 0.05$ pour Sc et Sd, et $\eta_w \approx 0.1$ pour Sa et Sb. Il apparaît encore une

fois clairement que ce sont les disques les plus compacts (λ petit) qui sont capables d'éjecter de façon la plus efficace la matière hors du disque, puisqu'à taux de formation stellaire (quasi-)identique, la galaxie Sb présente une plus grande efficacité d'éjection que la galaxie Sc. Ce résultat permet aussi de confirmer que la présence de vents galactiques ne *modifie pas* significativement le taux de formation stellaire. La matière éjectée est de moins de 10% de la masse d'étoiles formées, les vents peuvent donc réduire au mieux de 10% le taux de formation stellaire dans la galaxie et cela seulement lorsque la galaxie a déjà consommé la plus grande partie de sa réserve de gaz. *En conclusion, il est impossible pour les galaxies à formation d'étoiles continue (absence de flambée de formation d'étoiles) de résoudre le problème de l'over-cooling par le processus d'explosions de supernovae.*

Pourtant ce résultat semble *a priori* en contradiction avec les observations de vents galactiques. Les galaxies de type Lyman-break observées par [Martin \(1999\)](#) donnent des valeurs d'efficacité d'éjection des vents au-delà de $\eta_w = 1$. Ces galaxies semblent donc capables d'éjecter d'énormes quantités de matières hors du disque. Mais cette matière ne va pas nécessairement former un vent galactique car le flux de matière éjectée dans ces galaxies est évalué à des distance très proche du disque galactique, et, si il ne comporte pas assez d'énergie, ce gaz peut très bien retomber vers le disque. De plus les galaxies de type Lyman-break sont une classe de galaxie bien particulières : ce sont des galaxies très riches en gaz. Ces galaxies présentent un spectre d'absorption totalement éteint dans la forêt Lyman- α , là où se situent les raies d'absorption de l'hydrogène, et, à grand redshift, ces galaxies s'éteignent dans la bande ultraviolette (dans la bande de fréquence où se déplace la forêt Lyman- α). Ce sont donc des galaxies jeunes pour la plupart situées à grand redshift, composées principalement de gaz et placées dans un régime à flambée de formation d'étoiles bien loin de l'efficacité de formation stellaire que nous avons imposé dans nos simulations. Les galaxies à flambée de formation d'étoiles produisent la majorité de leurs étoiles dans le noyau galactique, ainsi les explosions de supernovae sont produites dans un volume réduit du disque. Et comme nous avons montré que les disques concentrés produisent des vents plus efficaces, nous pouvons raisonnablement penser que des galaxies à flambée de formation d'étoile sont capable d'éjecter plus efficacement la matière hors du disque que les galaxies à formation d'étoiles continue que nous avons modélisées.

3.4.5 Enrichissement par les vents galactiques

Comme le montre la figure 3.5, le gaz chaud transporté dans le vent est hautement enrichi en métaux et sa métallicité peut atteindre la métallicité solaire ($Z_w \approx Z_\odot$). Nous définissons la métallicité moyenne du vent en divisant le flux de métaux ascensionnel sur le flux de gaz ascensionnel total

$$\langle Z_w \rangle = \frac{1}{F_+} \frac{1}{\Delta r} \int_{r_{min}}^{r_{max}} Z \rho 4\pi r^2 (\mathbf{u}_+ \cdot \mathbf{n}) dr. \quad (3.33)$$

La figure 3.9 montre la métallicité moyenne du vent pour les quatre galaxies Sa, Sb, Sc et Sd. Il n'apparaît pas de dépendance de cette métallicité en fonction de la taille du disque ou de l'efficacité de formation d'étoiles. Nous pouvons seulement en conclure que la métallicité moyenne d'un vent est de l'ordre de 0.5 à 1 Z_\odot . Cette valeur assez forte confirme que le vent galactique provient essentiellement du gaz à l'intérieur du disque galactique directement enrichi par les éjecta de supenovae.

Ce vent galactique, puisqu'il est définitivement perdu pour la galaxie, va pouvoir enrichir le milieu intergalactique et les vides cosmiques en métaux. Nous savons d'après nos simulations que le flux de matière éjectée dans un vent est de l'ordre de $\dot{M}_w \approx 0.01 M_\odot/\text{yr}$ (voir figure 3.8), que la métallicité moyenne de ce vent est de l'ordre de $Z_w \approx 1 Z_\odot$ (figure 3.5) et que la vitesse moyenne d'éjection se situe aux alentours de $u_w \approx 300 \text{ km/s}$ durant la phase *blow out* (voir plus loin la figure 3.15). Si nous supposons que le milieu intergalactique est photo-ionisé à une température de l'ordre de 10^4 - 10^5 K ([Madau et al. 2001](#)), nous pouvons calculer le volume V occupé par le vent quand la bulle chaude à l'intérieur du vent

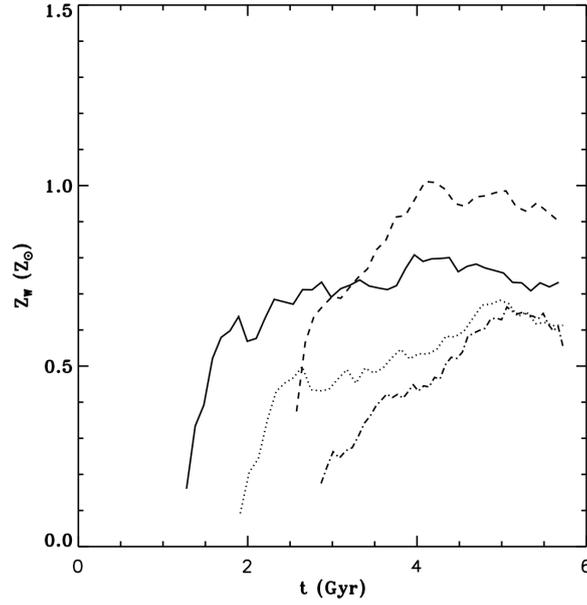


FIG. 3.9 – Métallicité moyenne du vent calculée entre $r = [5r_s; 7r_s]$ pour les galaxies Sa (trait plein), Sb (trait pointillé), Sc (trait tireté) et Sd (trait pointillé tireté).

a atteint son rayon de stagnation dû à l'équilibre de pression avec le milieu intergalactique. L'énergie cinétique injectée à la base du vent est alors égale à l'énergie interne finale de cette superbulle confinée à la pression du milieu intergalactique P_{IGM} , soit

$$\dot{M}_w u_w^2 t \simeq \frac{P_{IGM} V}{\gamma - 1}, \quad (3.34)$$

tout cela en supposant que la dilatation de la bulle est un processus réversible, son évolution est donc considérée comme adiabatique : le temps de refroidissement de la bulle est grand devant son temps d'expansion.

Après 6 Gyr, le rayon de stagnation $R \simeq V^{1/3}$ atteint par la bulle est de l'ordre de 1 Mpc, le vent est donc bien capable de se propager au-delà du halo ($r_{vir} = 35$ kpc). Si, maintenant, nous supposons que les métaux transportés dans le vent se mélangent de manière homogène avec un milieu intergalactique de métallicité nulle (ou du moins très faible devant la métallicité du vent), nous obtenons la métallicité du milieu intergalactique après enrichissement par les vents par cette simple relation

$$Z_{IGM} \simeq \left(\frac{c_s}{u_w} \right)^2 Z_\odot \simeq 10^{-3} - 10^{-2} Z_\odot, \quad (3.35)$$

où $c_s \simeq 10-30$ km/s est la vitesse du son du milieu intergalactique. Les observations des nuages de la forêt Lyman- α donnent des métallicités de l'ordre de $Z \simeq 10^{-3}$ jusqu'à $10^{-2} Z_\odot$ (Songaila et Cowie 1996; Ellison et al. 2000) compatible avec ce que prévoit ce modèle analytique simple dans le cas d'une expansion adiabatique du vent galactique. Il est d'ailleurs étonnant de constater que les simulations cosmologiques confirment ce résultat (Gnedin 1998; Thacker et al. 2002) bien que les différents modèles utilisés (dont le nôtre) pour injecter l'énergie des explosions de supernovae soient si différents.

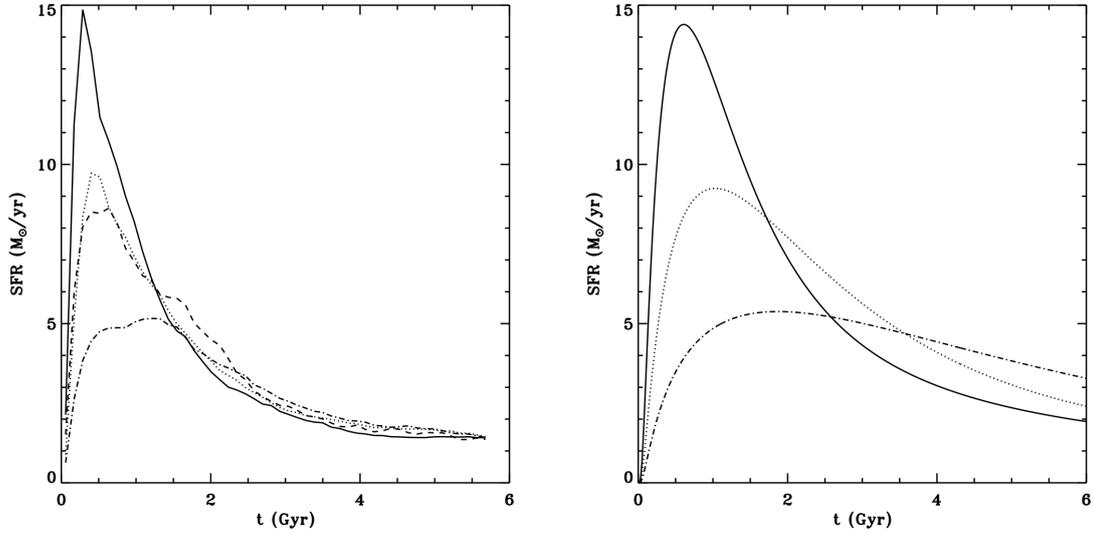


FIG. 3.10 – SFR du halo de $10^{11} M_{\odot}$ (a) des simulations La (trait plein), Lb (trait pointillé), Lc (trait tireté) et Ld (trait pointillé–tireté) ; (b) calculée à partir de l'équation différentielle (3.23) pour $\langle t_* \rangle = 0.5$ Gyr (trait plein), $\langle t_* \rangle = 1.2$ Gyr (trait pointillé) et $\langle t_* \rangle = 3$ Gyr (trait pointillé–tireté).

3.4.6 Caractéristiques des halos de $10^{11} M_{\odot}$

Nous avons montré à l'aide des simulations numériques d'une galaxie de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$, conjointement à l'application d'un modèle analytique simple de développement des vents, que l'apparition des vents galactiques est un processus rendu difficile par l'accrétion de matière sur le disque et que la matière éjectée hors du disque est insuffisante pour évacuer suffisamment de gaz et diminuer le taux de formation stellaire. A partir des précédents résultats obtenus, nous pouvons prédire que la faible efficacité hydrodynamique des supernovae va rendre impossible la formation de vents galactiques pour des galaxies de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ et plus. C'est ce que nous nous proposons de vérifier par des simulations numériques identiques aux précédentes mais pour des galaxies dix fois plus massives.

La figure 3.10.(a) montre le taux de formation stellaire pour les quatre galaxies La, Lb, Lc et Ld de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$. Ces taux de formation stellaire sont qualitativement très similaires à ceux observés pour les galaxies de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$ (voir figure 3.6.(a)) avec un maximum atteint vers 1 Gyr puis une décroissance exponentielle. Les galaxies La et Ld présentent les taux de formation stellaire les plus extrêmes alors que les taux de formation stellaire des galaxies Lb et Lc sont quasiment indiscernables (comme l'étaient Sb et Sc), nous retrouvons donc la même loi de proportionnalité pour le temps caractéristique de formation stellaire global $\langle t_* \rangle$

$$\langle t_* \rangle \simeq 4 t_0 \lambda_0, \quad (3.36)$$

avec $\langle t_* \rangle = 0.5$ Gyr pour La, $\langle t_* \rangle = 1.2$ Gyr pour Lb et Lc et $\langle t_* \rangle = 3$ Gyr pour Ld. Les taux de formation stellaire déterminés analytiquement sont tracés à la figure 3.10.(b) : si les maximums du taux de formation stellaire sont plutôt bien prédits par le modèle analytique et vérifiés par la loi de proportionnalité de $\langle t_* \rangle$, nous retrouvons difficilement les taux prédits après 1 Gyr lorsque la formation d'étoiles diminue. Chacune de ces galaxies présente un pic de formation stellaire environ 50% plus grand que sa galaxie équivalente de $10^{10} M_{\odot}$ reproduite à l'échelle $10^{11} M_{\odot}$ (multipliée simplement par 10). C'est pourquoi le facteur multiplicatif de l'équation (3.36) est lui-même 2/3 plus petit que celui pour l'équation (3.30), l'efficacité stellaire augmente globalement de 50%. La vitesse circulaire (et la vitesse du Viriel) des galaxies L est plus grande que celles des galaxies S, et, à cause de l'équation d'état

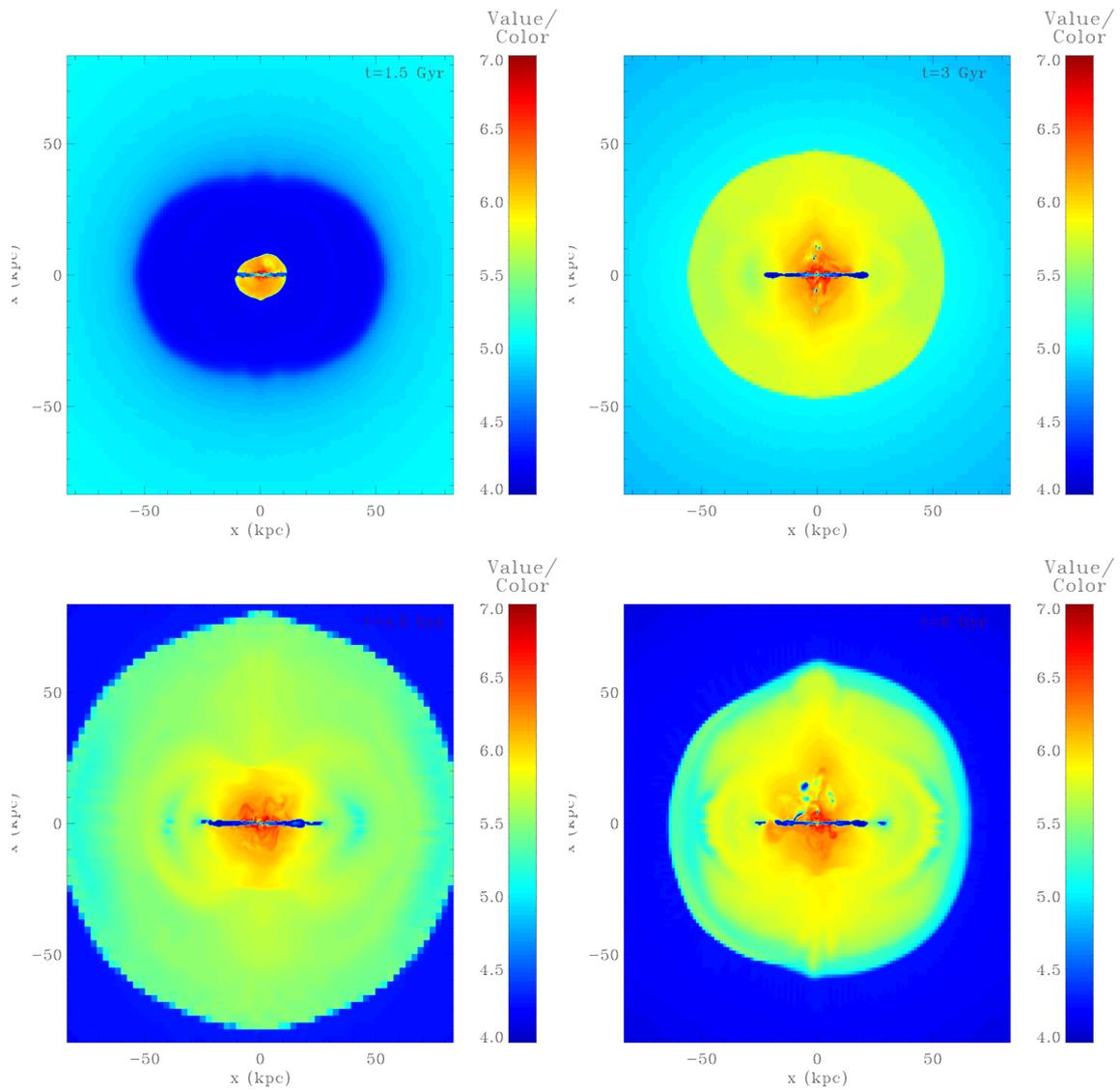


FIG. 3.11 – Coupe de la température du gaz dans le plan Oyz pour la simulation Ld à différents temps 1.5 Gyr (en haut à gauche), 3 Gyr (en haut à droite), 4.5 Gyr (en bas à gauche), 6 Gyr (en bas à droite). Les quatre images sont un zoom $\times 4$ de la boîte de simulation. L'échelle de couleur donne la valeur de la température en $\log(K)$.

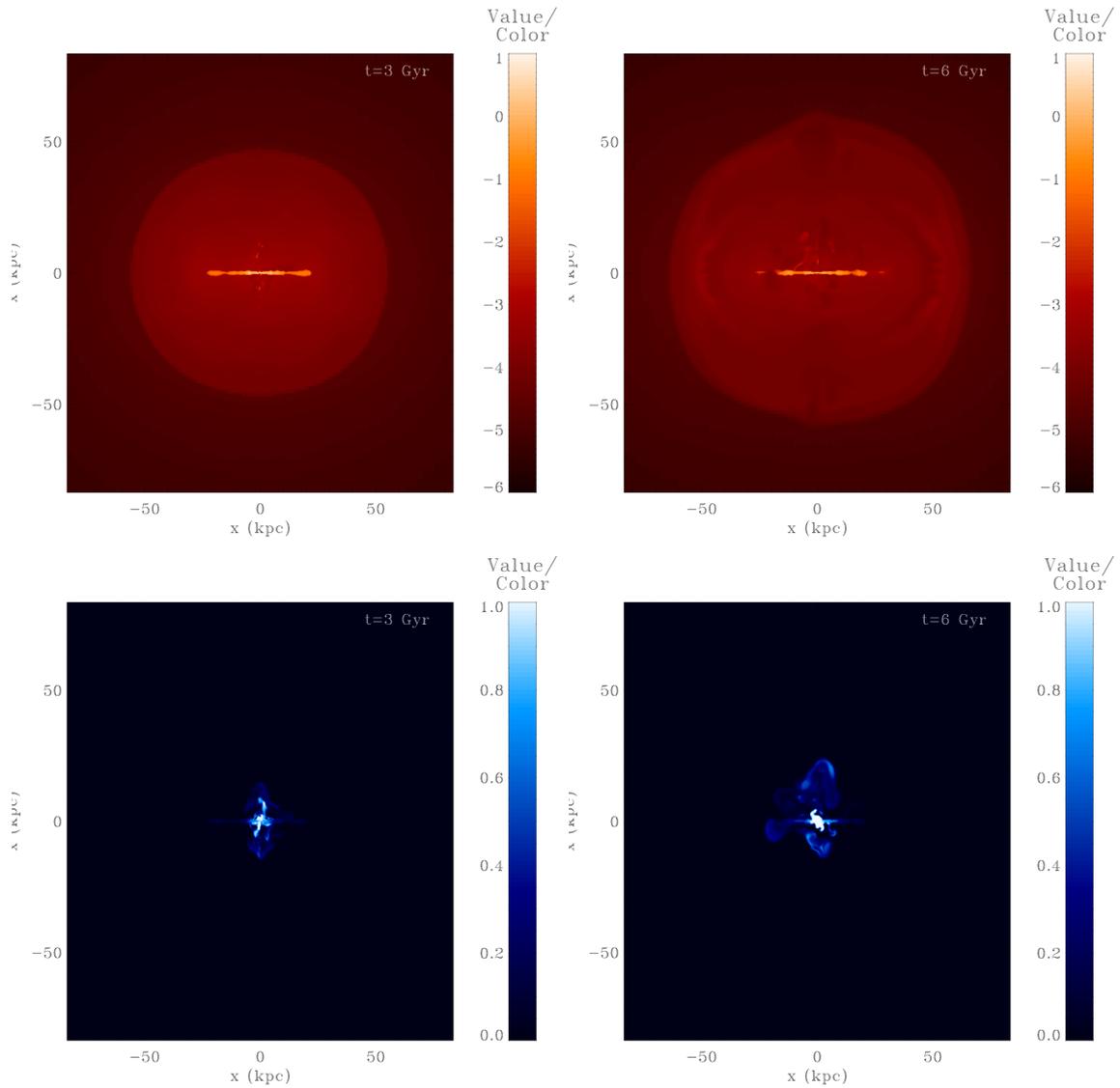


FIG. 3.12 – Coupe de la densité de gaz (haut) et de la métallicité (bas) dans le plan Oyz pour la simulation Ld à différentes époques 3 Gyr (gauche) et 6 Gyr (droite). Les quatre images sont un zoom $\times 4$ de la boîte de simulation. L'échelle de couleur donne la densité en $\log(\text{H.cm}^{-3})$ (haut) et la métallicité en Z_{\odot} (bas).

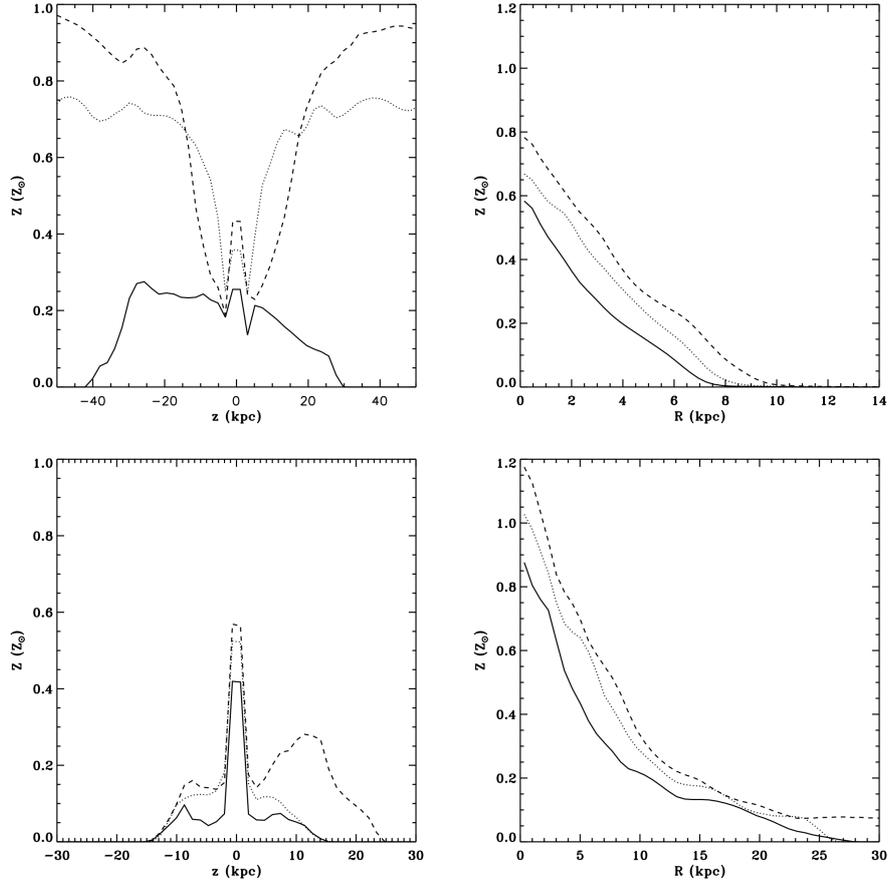


FIG. 3.13 – Métallicité moyenne du gaz en fonction de la hauteur (gauche) et du rayon cylindrique (droite) projetés pour la simulation Sd (haut) et Ld (droite) à différentes époques : $t = 3$ Gyr (trait plein), $t = 4.5$ Gyr (trait pointillé), $t = 6$ Gyr (trait tireté).

polytropique (2.58), la vitesse du son reste quasiment identique de l'ordre de $c_s \approx 10 \text{ km.s}^{-1}$. Ainsi l'échelle de hauteur du disque devient plus petite³, tout comme la densité de gaz, ce qui explique la croissance du taux de formation stellaire.

Mais la différence frappante avec les galaxies de $M_{\text{vir}} = 10^{10} M_{\odot}$ est la présence d'un choc d'accrétion entourant le disque et l'absence totale de vent galactique. A la place d'un vent à grande échelle, les explosions de supernovae arrivent à former une fontaine galactique : le gaz chaud éjecté de la galaxie forme des "plumes" de matière qui s'élèvent hors du disque puis en se refroidissant retombent vers le disque (voir figure 3.11).

³Il est possible de montrer par un argument analytique simple sur l'équilibre hydrostatique du gaz que l'échelle de hauteur du disque est proportionnelle à

$$H \propto \frac{T_{\text{disk}}}{T_{\text{vir}}}. \quad (3.37)$$

Donc à température du disque T_{disk} constante l'échelle de hauteur diminue avec la température du halo T_{vir} (qui croît avec la masse du halo M_{vir}).

3.4.7 Choc d'accrétion

Les conditions permettant la formation d'un choc d'accrétion reposent sur des principes très élémentaires. Une sphère de gaz en effondrement adiabatique voit sa température augmenter grâce aux travaux des forces de pression qui font croître l'énergie interne comme $-PdV$. En présence de refroidissement atomique le gaz qui a été chauffé par l'accrétion de gaz peut refroidir et former une galaxie. Dans le cas où le temps caractéristique de refroidissement atomique est suffisamment petit pour refroidir efficacement le gaz, le choc d'accrétion n'apparaît pas, c'est typiquement ce qui se passe dans le halo des galaxies de faible masse. Mais lorsque le refroidissement n'est plus assez efficace le choc d'accrétion devient stable et un halo de gaz chaud se forme autour de la galaxie, c'est ce qu'il est possible d'observer autour des amas de galaxie. Dans certains cas le gaz continue tout de même à se refroidir et à fragmenter en nuages à l'intérieur de cette bulle chaude pour alimenter en gaz la galaxie centrale. Dans d'autres cas l'accrétion de gaz sur le disque galactique est totalement stoppée et la formation stellaire tombe dramatiquement. Ces processus ont d'abord été analysés dans [Rees et Ostriker \(1977\)](#) et [Silk \(1977\)](#). [Dekel et Birnboim \(2006\)](#) (voir aussi [Ocvirk et al. 2008](#)) expliquent la bimodalité de couleur des galaxies par ce processus de suppression de l'accrétion. En effet les galaxies dont la formation stellaire est éteinte sont principalement peuplées d'étoiles mortes (qui n'émettent pas ou très peu de rayonnement), ou d'étoiles peu massives à longue durée de vie (comme notre soleil) émettant vers le rouge, alors que les galaxies qui continuent de former des étoiles contiennent une population d'étoiles jeunes massives et à durée de vie de courte (les géantes bleues) et qui donnent la couleur bleue de ces galaxies.

Nous voyons à la figure 3.11, l'apparition d'un choc d'accrétion peu métallique (figure 3.12). [Birnboim et Dekel \(2003\)](#) ont déterminé le seuil de formation de ce choc d'accrétion qui se situe à $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ à métallicité nulle, ce qui est totalement conforme à ce que nous observons dans nos simulations. Ce seuil de formation du choc d'accrétion dépend de la métallicité du gaz : plus il est métallique, plus il refroidit vite et plus le choc devient instable. Ce choc d'accrétion transforme l'énergie cinétique acquise par le gaz au cours de sa chute en énergie thermique. Du point de vue de notre modèle analytique d'accrétion/éjection de matière, cela revient à remplacer la pression dynamique (ram–pression) par de la pression thermique puisque l'énergie totale doit être conservée au cours de la formation du choc d'accrétion. Le choc d'accrétion atteint un rayon maximum de ~ 75 kpc soit $\sim 2/3 r_{vir}$ qui est environ le même rayon que celui trouvé par [Birnboim et Dekel \(2003\)](#) pour un effondrement unidimensionnel après $\sim 4 - 5$ Gyr. Puis finalement la bulle d'accrétion se contracte jusqu'à ~ 50 kpc à 6 Gyr.

3.4.8 Fontaine galactique

Bien que le disque galactique soit fortement perturbé par les explosions de supernovae qui ont lieu en son sein, aucun vent galactique n'apparaît, conformément à la prévision de notre modèle pour une efficacité hydrodynamique $\chi \approx 1\%$. L'efficacité hydrodynamique dépend de la structure du milieu interstellaire et de sa porosité ([Silk 1997](#); [Slyz et al. 2005](#)), l'application d'un polytrophe à partir de 10^4 K empêche la formation d'agrégats de matière et lisse la distribution de gaz au sein du disque. Ainsi nous pouvons raisonnablement supposer que l'efficacité hydrodynamique reste sensiblement identique d'une galaxie à l'autre, même si l'absence de vent dans une galaxie de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ ne permet pas de le vérifier, seulement de contraindre par une limite supérieure $\chi < 3\%$.

L'atmosphère chaude entourant le disque est très turbulente et perturbée par les plumes de gaz chaud s'élevant de la galaxie. Ce flux convectif de matière est plus facilement observable sur les cartes de métallicité du gaz (figure 3.12), comme le gaz provenant des explosions de supernovae est plus enrichi que le gaz chaud contenu dans le choc d'accrétion, les métaux constituent un bon traceur. Les métaux emportés dans les plumes de gaz restent confinés à une petite distance de la galaxie de l'ordre ~ 20 kpc. La pression thermique du gaz chauffé par le choc d'accrétion est donc suffisamment efficace pour prévenir la formation d'un vent galactique.

La figure 3.13 compare les profils de métallicité du gaz des galaxies de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$ et $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ (pour les simulations Sd et Ld) à différentes époques de la formation de la galaxie. Pour calculer ces profils, nous avons défini la métallicité moyenne pondérée par la masse en fonction de l'altitude z et en fonction du rayon cylindrique R

$$Z(z) = \frac{\int_0^{r_d} \rho Z 2\pi R dR}{\int_0^{r_d} \rho 2\pi R dR}, \quad (3.38)$$

$$Z(R) = \frac{\int_{-h_d}^{+h_d} \rho Z 2\pi dz}{\int_{-h_d}^{+h_d} \rho 2\pi dz}. \quad (3.39)$$

Le rayon du disque du disque r_d est pris égal à r_s et la hauteur du disque telle que $h_d = r_d/10$. En présence de vent galactique (galaxie Sd), les métaux sont transportés sur de très grandes distances hors de la galaxie le long de l'axe de rotation du disque. La métallicité dans le vent galactique croît à mesure que le vent s'établit et tend vers une métallicité solaire. Dans le cas de la fontaine galactique, la métallicité dans le halo reste plutôt faible ($0.1Z_{\odot}$). Par contre, la métallicité du gaz dans les parties centrales du disque galactique est plus grande en absence de vent ($Z_{gas} \approx 1.2Z_{\odot}$ pour Ld contre $Z_{gas} \approx 0.6Z_{\odot}$ pour Sd, voir la figure 3.13). Cela peut être interprété comme l'effet de la suppression de grandes quantités de métaux via la perte de matière provoquée par les explosions de supernovae. Quand les supernovae arrivent à évacuer leur gaz en dehors de la galaxie, les métaux qu'elle produisent sont perdus pour cette région de la galaxie. En présence de vent galactique, la métallicité dans le milieu interstellaire n'évoluerait donc pas. En réalité, seule une fraction du gaz perdu par les supernovae part définitivement dans le vent galactique, une autre partie reste dans le milieu interstellaire qui les a vus naître, c'est pourquoi la métallicité ne s'arrête pas rigoureusement de croître en présence de vent. La fontaine galactique ne fait que "recycler" les métaux du milieu interstellaire, il ne sont perdus que temporairement pour le milieu interstellaire puisque le gaz éjecté retombe invariablement vers le centre galactique. Dans les parties les plus périphériques du disque, c'est-à-dire dans les régions récentes de formation d'étoiles et où l'énergie injectée par les supernovae n'est pas suffisante pour permettre l'éjection de matière, la métallicité du gaz est sensiblement la même pour les deux types de galaxies Sd et Ld.

Cependant cette différence de métallicité dans le bulbe galactique entre une galaxie à vent galactique et une galaxie à fontaine galactique peut aussi être une conséquence de la différence d'efficacité de formation stellaire entre les deux types de disques galactiques. Nous l'avons vu précédemment, l'échelle de hauteur du disque est peu dépendante de la masse de la galaxie. Alors, à plus grand contenu en masse, le gaz de la galaxie devient plus dense, et l'efficacité de formation stellaire plus grande ($\langle t_* \rangle = 3$ Gyr pour Ld contre $\langle t_* \rangle = 4$ Gyr pour Sd). A cela s'ajoute l'apport de matière à faible métallicité provenant du halo en effondrement qui change la métallicité du milieu interstellaire en se mélangeant dans le disque. Comme cela est expliqué en détails par [Dalcanton \(2006\)](#), il est très difficile de différencier l'influence de la formation d'étoiles, de l'accrétion de gaz frais (i.e. à faible métallicité) et des vents galactiques dans l'évolution de l'enrichissement en métaux des galaxies. Nous pouvons raisonnablement penser, que même dans notre cas idéalisé, le contenu en métaux des galaxies est déterminé par un subtil jeu d'influence entre ces trois processus.

3.4.9 Distribution stellaire et métallicité des étoiles

La figure 3.14 présente la densité surfacique d'étoiles et la métallicité pondérée par la masse de celles-ci comme une fonction du rayon cylindrique R . Dans les deux galaxies présentées (Sd et Ld), le disque présente une structure exponentielle décroissante avec une partie bulbe galactique dans la partie centrale et un déclin brutal de la densité d'étoiles au bord du disque. Ce type de structure est caractéristique de la

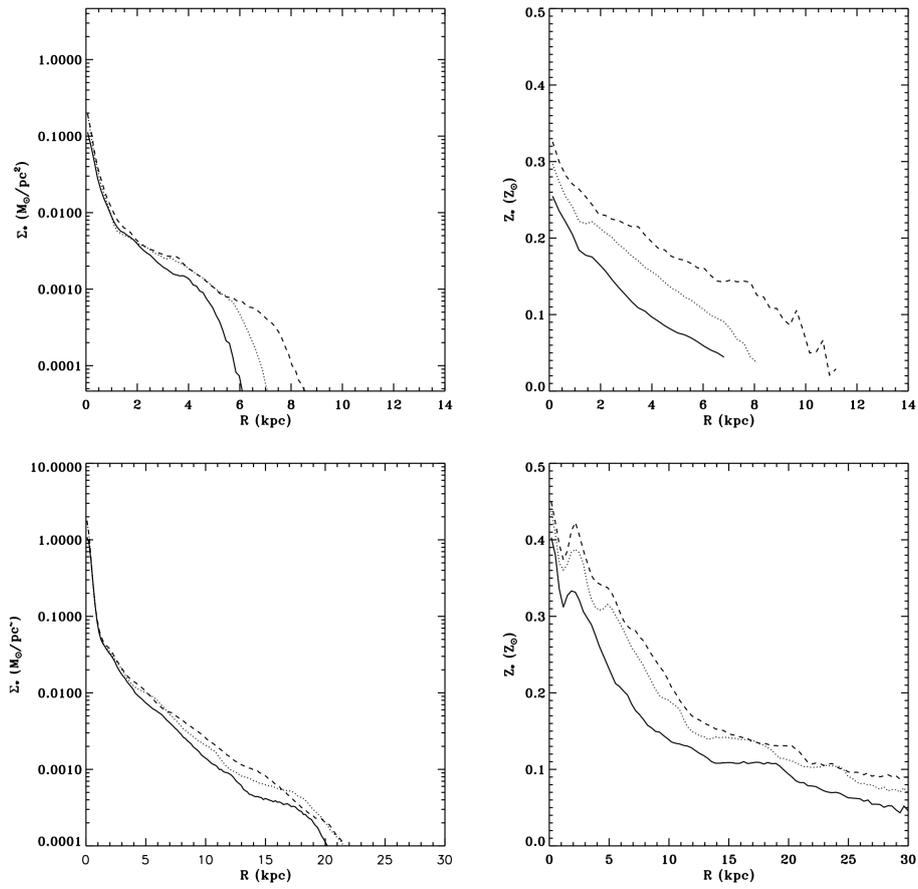


FIG. 3.14 – Densité de surface (gauche) et métallicité moyenne (droite) des étoiles en fonction du rayon cylindrique projeté pour la simulation Sd (haut) et Ld (bas) à différentes époques : $t = 3$ Gyr (trait plein), $t = 4.5$ Gyr (trait pointillé), $t = 6$ Gyr (trait tireté).

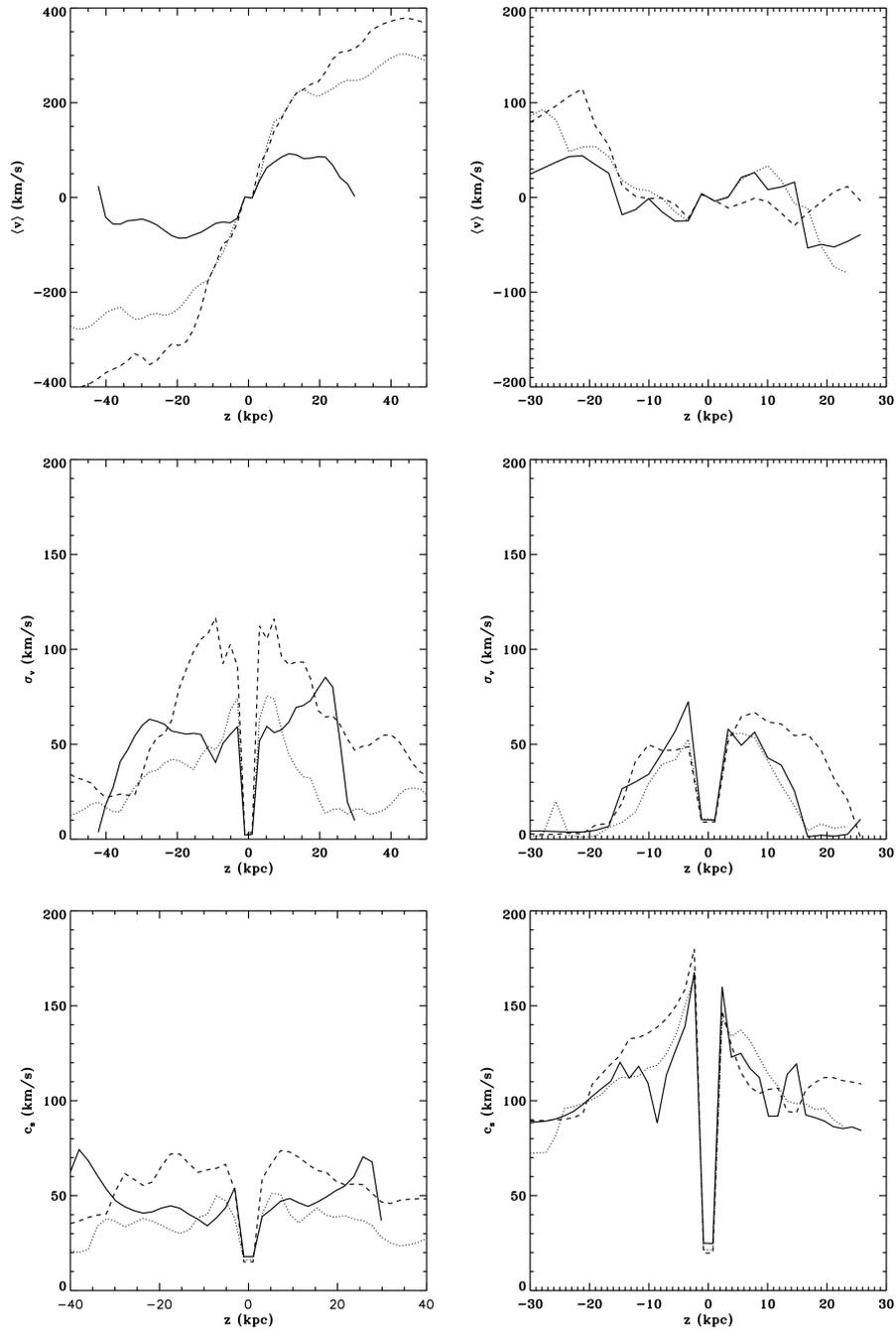


FIG. 3.15 – Vitesse moyenne (haut), dispersion de vitesse (milieu) et vitesse du son (bas) du gaz en fonction de la hauteur projetée pour la simulation Sd (gauche) et Ld (droite) à différentes époques : $t = 3$ Gyr (trait plein), $t = 4.5$ Gyr (trait pointillé), $t = 6$ Gyr (trait tireté).

croissance des disques galactiques par accréation de matière (modèle “inside–out” voir par exemple [van den Bosch 1998](#)), le bulbe stellaire contient les vieilles population d’étoiles à faible moment angulaire puis le gaz à fort rotation s’accumule sur le bord du disque pour former les populations d’étoiles les plus jeunes. Dans nos simulations le bulbe galactique a une taille de l’ordre de 1 kpc, et le rayon caractéristique du disque exponentiel est de 2.5 kpc et 4 kpc respectivement pour la galaxie Sd et la galaxie Ld. Notons que le rayon de coupure du disque pour la galaxie de faible masse Sd ($r_{10} = 8$ kpc) est plus petit que le rayon de la galaxie Ld, remis à l’échelle de la galaxie Sd ($\tilde{r}_{11} = r_{11}V_{10}/V_{11} = 10$ kpc). C’est encore une fois dû à l’épaisseur du disque qui reste constante. Ainsi pour une densité surfacique de gaz donnée, le seuil de formation d’étoiles ρ_0 est franchi plus aisément à mesure que la galaxie est massive. Cela confirme à quel point le modèle multiphase avec équation d’état polytropique joue un rôle important dans les propriétés du disque et de la régulation du taux de formation d’étoiles ([Schaye et Dalla Vecchia 2008](#)). La coupure dans la densité surfacique d’étoiles correspond au rayon moyen où la densité de gaz atteint le seuil de densité de formation d’étoiles ($\rho_0 = 0.1 \text{ H.cm}^{-3}$).

Remarquons que le nombre d’étoiles obtenues (rapporté à la masse totale de gaz disponible initialement) est similaire dans les deux cas, en présence ou en l’absence donc de vent galactique. Ce qui démontre l’effet insignifiant de l’expulsion de matière sur la quantité de baryons contenus à l’intérieur de ces galaxies. Ce résultat corrobore la faible valeur d’efficacité du vent ($\eta_w \simeq 10\%$) que nous avons déterminée. Ce mode de production de feedback ne permet donc pas de résoudre le problème de l’overcooling. En plus de cela, la métallicité des étoiles semble insensible à la présence de vents ou de fontaine galactique dans ce schéma de formation galactique. Nous avons trouvé une métallicité stellaire de $Z_* \simeq 0.4 Z_\odot$ dans les parties centrales des galaxies de $10^{11} M_\odot$, et de $Z_* \simeq 0.3 Z_\odot$ pour les galaxies de $10^{10} M_\odot$. Cependant la métallicité stellaire moyenne est calculée en pondérant la métallicité des étoiles par leur masse, ainsi nous sommes plus sensibles à l’histoire de formation stellaire globale qu’aux dernières étoiles jeunes OB qui ont été formées. Or ce sont ces étoiles qui servent à déterminer les métallicités des populations stellaires par leur observation directe puisque les étoiles jeunes massives sont les plus lumineuses (voir par exemple [Dafon et Cunha 2004](#)). Néanmoins, les vents galactiques n’ont pas un impact dramatique sur la métallicité des populations stellaires obtenues. Même s’il semblerait que les galaxies de faible masse (celles produisant un vent galactique) aient une métallicité légèrement plus faible que dans les galaxies les plus massives (sans vent galactique). Comme il est discuté dans [Dalcanton \(2006\)](#), il est difficile de conclure si cette tendance est due à la perte de métaux dans le disque galactique ou bien à une plus faible efficacité de formation d’étoiles.

3.4.10 Cinématique du gaz

L’observable permettant de discriminer de façon la plus efficace possible la présence de vent galactique se trouve dans l’étude de la cinématique du gaz de l’atmosphère du halo entourant la galaxie. Afin de modéliser autant que possible les signatures observationnelles des vents galactiques dans l’analyse des raies d’absorption d’un spectre dont la ligne de visée est alignée avec l’axe de rotation du disque (vue de face du disque), nous définissons la vitesse moyenne des métaux comme

$$u_\perp(z) = \frac{\int_0^{r_d} \rho Z u_z 2\pi r dr}{\int_0^{r_d} \rho Z 2\pi r dr}, \quad (3.40)$$

$$u_\perp^2(z) = \frac{\int_0^{r_d} \rho Z u_z^2 2\pi r dr}{\int_0^{r_d} \rho Z 2\pi r dr}, \quad (3.41)$$

où $u_\perp^2(z)$ permet de calculer la dispersion de vitesse perpendiculaire du gaz

$$\sigma_\perp^2(z) = u_\perp^2(z) - u_\perp(z)^2. \quad (3.42)$$

Nous allons aussi calculer la vitesse du son moyenne du gaz sur la ligne de visée comme

$$c_s^2(z) = \frac{\int_0^{r_d} \rho Z c_s^2 2\pi r dr}{\int_0^{r_d} \rho Z 2\pi r dr}. \quad (3.43)$$

La figure 3.15 présente le profil de vitesse moyenne, la dispersion de vitesse et la vitesse du son en fonction de l'altitude au-delà du plan galactique pour le cas avec vent galactique (galaxie Sd) et le cas avec fontaine galactique (galaxie Ld). En présence d'un vent galactique, nous apercevons la forte expansion des métaux, éjectés symétriquement de part et d'autre du disque, accompagnée d'une forte accélération jusqu'à l'établissement du régime permanent, avec une vitesse d'éjection de 200 à 400 km.s⁻¹. Dans le cas de la fontaine galactique, la vitesse moyenne des métaux présente un profil beaucoup plus chaotique avec une vitesse ascensionnelle bien plus faible (moins 30 km.s⁻¹) que lors du transport des métaux dans un vent galactique. Une partie des métaux a une vitesse ascensionnelle alors qu'une autre partie retombe vers le disque. Ce comportement se caractérise par une inversion du profil de vitesse moyenne au-delà du plan du disque, aux alentours de $z_f \approx 20$ kpc, et il apparaît une forte dispersion de vitesse ~ 50 km.s⁻¹ (par rapport à la vitesse moyenne) des métaux jusqu'à cette même distance. Dans le même temps, le gaz transporté dans la fontaine galactique est chaud lorsqu'il est éjecté du disque ($c_s \approx 150$ km.s⁻¹) et refroidi après z_f ($c_s < 100$ km.s⁻¹).

Notons que la dispersion de vitesse du vent galactique dans la phase *blow away* (4.5 Gyr et 6 Gyr dans la figure 3.15) peut atteindre 100 km.s⁻¹ à la base du vent (jusqu'à 20 kpc environ). Contrairement à la fontaine galactique, cela n'est pas caractéristique d'un flux turbulent, la vitesse moyenne est élevée et la vitesse du son est faible (écoulement supersonique). C'est en réalité un effet géométrique : tant que la vitesse du vent est subsonique (à moins de 10 kpc d'altitude), la section du vent continue de croître avec l'altitude. Une fois que le vent est devenu supersonique (après 10 kpc), la section du vent galactique demeure constante. C'est cette transition subsonique/supersonique qui est responsable de la forme caractéristique en goulot d'étranglement. A faible altitude, puisque le vent qui part du centre du disque s'étend de façon quasi-isotrope (dans le demi-espace z positif ou z négatif), la dispersion de vitesse engendrée est supersonique et diminue avec l'altitude, une fois que le flux de matière est devenu quasiment parallèle à l'axe de rotation du disque. Pour résumer, à cause de la propagation quasi-isotrope de la matière à la base du vent, la vitesse moyenne calculée semble subsonique alors que les vitesses "réelles" sont supersoniques (dispersion de vitesse).

Le vent galactique est donc caractérisé par un écoulement supersonique ($u_\perp \gg c_s$) se propageant de manière quasi-isotrope à la base du vent et quasi-laminaire ($u_\perp \gg \sigma_\perp$) à haute altitude. La fontaine galactique, au contraire, est caractérisée par un écoulement turbulent ($u_\perp \ll \sigma_\perp$) ascendant, puis, passé z_f , descendant et subsonique ($u_\perp \ll c_s$).

Nous avons appliqué la méthode utilisée par Prochaska et al. (2008) pour tester la signature de la dispersion de vitesses des métaux liée à l'éjection de matière dans les raies d'absorption de spectres de QSOs. Nous nous attendons à trouver une dispersion de vitesse plus grande que celle produite uniquement par l'attraction gravitationnelle (de l'ordre de la vitesse circulaire de la galaxie). Ainsi nous pouvons savoir si les vents prédits par nos simulations peuvent être détectés dans un spectre d'absorption. Dans leur étude, Prochaska et al. (2008) utilisent l'intervalle de vitesse contenant 90% de la masse d'un métal donné Δu_{90} . En simulant un observateur regardant la galaxie dans la direction de propagation du vent (le long de l'axe de rotation disque), nous trouvons que 90% de la masse des métaux correspond à de la matière ayant une dispersion de vitesse (suivant la direction de l'observateur) plus petite que $\Delta u_{90} = 5$ km.s⁻¹. Si ce résultat est bien loin de celui obtenu par Prochaska et al. (2008) ($\Delta u_{90} > 200$ km.s⁻¹ pour caractériser l'effet des vents), il est pourtant tout à fait conforme à ce que nous pouvons attendre d'un vent ayant une efficacité si faible $\eta_W \approx 10\%$, l'essentiel des métaux étant contenu dans le disque galactique.

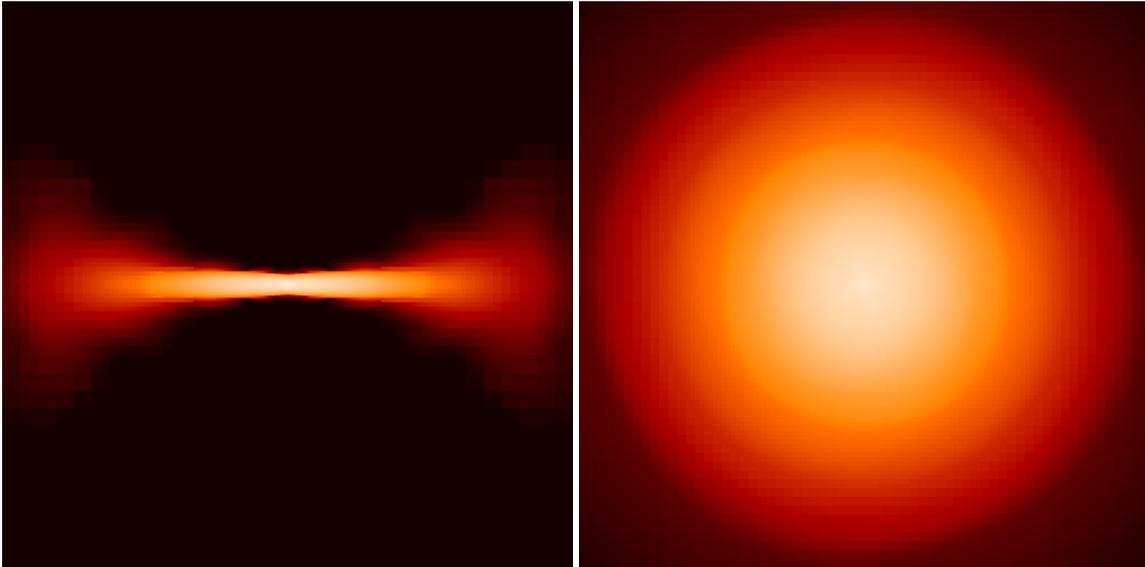


FIG. 3.16 – Coupe de la densité de gaz par la tranche du disque (gauche) et de face (droite) pour un disque galactique de masse Viriel totale $10^{11} M_{\odot}$ à $t = 1$ Gyr avec refroidissement jusqu'à 10^4 K sans formation d'étoiles. La densité va de 10^{-5} – 10 H.cm^{-3} . La taille de la boîte est de 40 kpc qui est un zoom $\times 8$ de l'intégralité de la boîte.

3.5 Rôle de l'accrétion et disque pré-formé

Il s'agit maintenant de vérifier si en l'absence totale d'accrétion sur la galaxie, celle-ci est bien capable de former un vent, particulièrement dans le cas d'une galaxie à $M_{\text{vir}} = 10^{11} M_{\odot}$. Nous avons supposé dans notre modèle précédent que l'accrétion est responsable de l'avortement des vents galactiques dans la galaxie les plus massives. En l'absence d'accrétion de matière, une galaxie éjectant du gaz à une vitesse supérieure à la vitesse d'échappement liée au potentiel gravitationnel doit donc pouvoir former un vent à grande échelle, c'est ce que nous nous proposons de vérifier.

Nous partons donc du profil de disque décrit dans la partie 3.2.1, le disque n'est pas rigoureusement à l'équilibre hydrostatique : le gaz est initialement isotherme à 10^4 K et son profil de vitesse est celui d'un disque Képlerien. La fraction de baryons contenue dans le disque est de $f_b = 0.1$. Nous la supposons plus petite que celle utilisée dans les simulations de formation auto-consistante des disques car une partie de la matière contenue dans les disques est déjà présente sous forme d'étoiles. Nous nous plaçons dans un cas hautement idéalisé où le disque est déjà formé mais où la formation d'étoiles n'a pas encore eu lieu. La figure 3.16 montre la relaxation du disque sous l'effet du refroidissement atomique à 10^4 K. Par rapport à son état initial (voir figure 3.1), le disque présente peu de différence, il s'est simplement légèrement épaissi sous l'effet du modèle multiphase du milieu interstellaire (à savoir la modélisation de la température à haute densité par une équation d'état polytropique).

Le taux de formation d'étoiles de la galaxie pré-formée (voir figure 3.17.(a)), en prenant $t_0 = 3$ Gyr et $\rho_0 = 0.1 \text{ H.cm}^{-3}$ comme paramètres de contrôle de la formation stellaire, est comparable au taux de formation stellaire d'une galaxie formée à partir d'un halo de même masse avec $f_b = 0.15$, $\lambda = 0.1$ et avec les mêmes valeurs des paramètres t_0 et ρ_0 (galaxie Lc du tableau 3.1). A la différence que le disque pré-formé atteint immédiatement son maximum de taux de formation stellaire puisque le gaz est déjà condensé en matière froide dans le disque, et qu'à grand temps la formation d'étoiles est plus faible car la galaxie n'accrète pas de gaz provenant du halo (celui-ci n'existe pas). La résolution physique est la même ($\Delta x = 75$ pc) que celle du halo en effondrement.

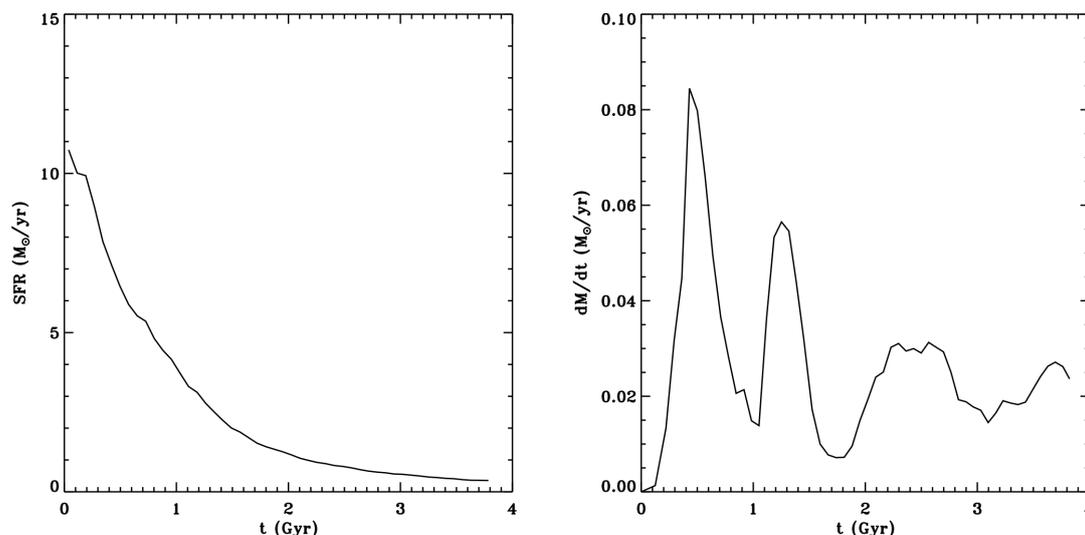


FIG. 3.17 – Taux de formation stellaire pour la galaxie dont le disque est déjà préformé.

Contrairement au modèle auto-consistant de formation d'un disque galactique, ici, la galaxie de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ est capable de former un vent et, de surcroît, dans une phase très précoce de l'histoire de la galaxie. La figure 3.17.(b) montre que ce vent apparaît de façon erratique en déclinant plusieurs périodes où la quantité de matière éjectée constitue un pic d'éjection de gaz. La quantité de matière éjectée par unité de temps est faible en regard de la quantité d'étoiles formées par unité de temps. Par rapport aux galaxies {Sa, Sb, Sc, Sd}, les valeurs sont comparables bien que le taux de formation stellaire soit 10 fois plus élevé. En l'absence de halo, il n'existe pas de phase *snow plow* et le vent ne peut donc pas transporter de matière extra-galactique lors de sa propagation, ce qui explique, en partie, ce déficit de matière éjectée.

3.6 De l'importance de la structure du milieu interstellaire

Afin d'illustrer l'importance de la structure du milieu interstellaire sur la manière dont les bulles de supernovae peuvent se propager hors du disque galactique, nous avons permis au gaz de refroidir jusqu'à des températures de $T_0 = 300$ K. En effet, la taille des plus petites structures gravitationnellement stables dépend entièrement de la température et de la densité du gaz correspondant à une longueur de Jeans. Ainsi à $T_0 = 10^4$ K et $\rho_0 = 0.1 \text{ H.cm}^{-3}$, la taille des plus petites structures est de 10 kpc, soit le rayon caractéristique d'un disque galactique. Autrement dit, la galaxie ne présente pas de sous-structures denses, et le gaz apparaît lisse (mais pas homogène !) sur l'ensemble de la galaxie (voir figure 3.17). Dès lors que le refroidissement atomique est ajusté pour atteindre des températures plus basse, des structures plus petites et plus compactes apparaissent. Par exemple, pour $T_0 = 300$ K et $\rho_0 = 2 \text{ H.cm}^{-3}$, la longueur de Jeans est de $\lambda_J = 450$ pc (petit devant la taille caractéristique du disque), le gaz du disque galactique peut donc commencer à se fragmenter à des densités élevées. La structure du disque devient donc radicalement différente et présente de nombreux fragments et filaments de gaz entourés de gaz chaud et peu dense. La figure 3.18 présente la structure de ce type de disque galactique formé à partir de l'effondrement d'un halo de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ en présence de refroidissement atomique et de formation stellaire après 1 Gyr d'évolution. La résolution numérique est prise en sorte que la longueur de Jeans soit résolue avec au moins 4 cellules, nous avons pris $\Delta x = 40$ pc, soit un niveau de grille supplémentaire par rapport

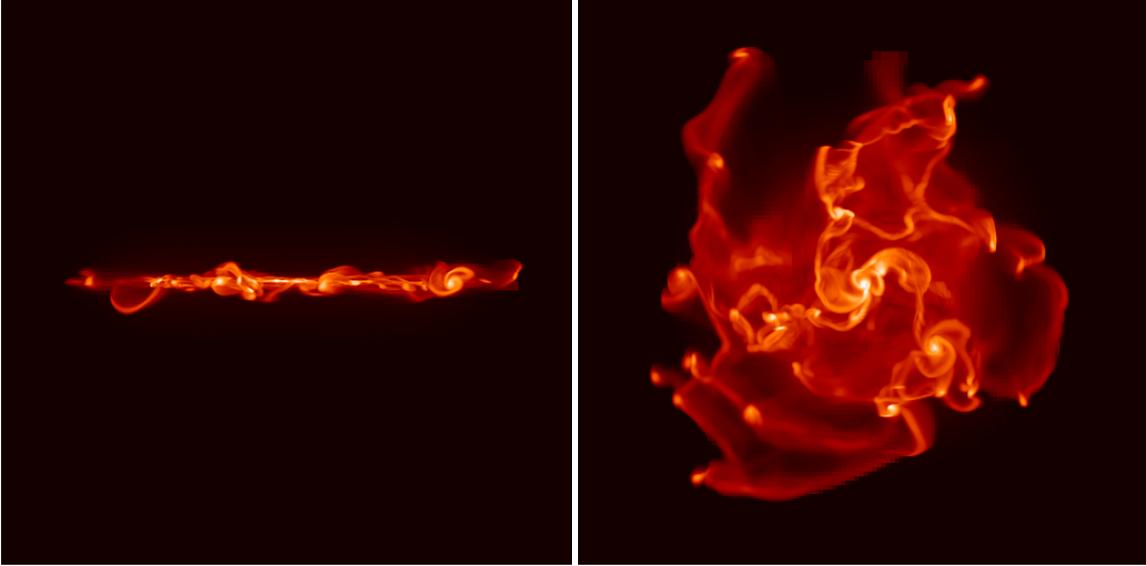


FIG. 3.18 – Projection de la densité de gaz d’un disque galactique vu de côté (gauche) et de face (droite) avec refroidissement atomique et formation stellaire avec $T_0 = 300$ K et $\rho_0 = 2 \text{ H.cm}^{-3}$ à $t = 1$ Gyr. La densité va de 10^{-3} – 10^3 H.cm^{-3} . La taille de la boîte est de 40 kpc qui est un zoom $\times 16$ de l’intégralité de la boîte.

à la galaxie Lc (le temps caractéristique de formation stellaire et le paramètre de spin étant identique à la galaxie Lc). Nous avons aussi initialisé la métallicité du gaz à $0.1 Z_\odot$, afin que le gaz puisse refroidir à 300 K par le biais des métaux.

Puisqu’à ces températures le disque galactique commence à présenter une structure complexe composée de fragments denses de matière, sites de la formation d’étoiles, et de gaz ténu et chaud, le modèle de supernovae que nous avons utilisé précédemment va commencer à montrer ses limites. Les étoiles se forment dans des régions de très haute densité (10^3 H.cm^{-3} et plus) là où le gaz est compact, froid et donc le moins enclin à être mis en mouvement (rappelons que l’onde de Sedov transporte la matière à une vitesse inversement proportionnelle à la densité du milieu voir équation (2.53)), il faut donc pouvoir tenir compte du temps de vie d’une étoile massive (environ 10 Myr) avant qu’elle finisse son existence en supernova afin que l’explosion provoquée puisse se produire dans un milieu moins compact et plus mobile. Nous verrons aussi dans le chapitre suivant que cette nouvelle méthode permet de modéliser la génération de champ magnétique dans les explosions de supernovae.

Dans cette méthode le champ de vitesse et de densité d’une cellule de gaz de la grille est directement modifié par chaque nouvelle explosion de supernovae. Pour cela, nous parcourons toutes les cellules de la grille en identifiant celles contenues à l’intérieur du rayon d’une superbulle r_{SN} . Chaque cellule voit son champ de vitesse modifié en suivant l’équation (2.53) pour le maximum de la vitesse à r_{SN} , en interpolant linéairement sur ces cellules et en renormalisant la vitesse de sorte que la quantité totale d’énergie injectée par chaque superbulle soit bien égale à une fraction de l’énergie des supernovae

$$u_i = \frac{|X_i - X_{SN}|}{r_{SN}} u_{Sedov} f_{SN} f_K \frac{E_{SN}}{\sum 0.5 \rho_i u_i^2} \quad (3.44)$$

avec X_i la position de la cellule i , X_{SN} la position de la supernovae, f_{SN} la fraction de l’énergie totale injectée par les supernovae, f_K la fraction d’énergie injectée sous forme cinétique, et le dernier terme étant le facteur de normalisation. Ce terme de vitesse tient aussi compte des effets de grille qui peuvent rendre l’explosion anisotrope et introduire artificiellement du moment angulaire. Il suffit pour cela de

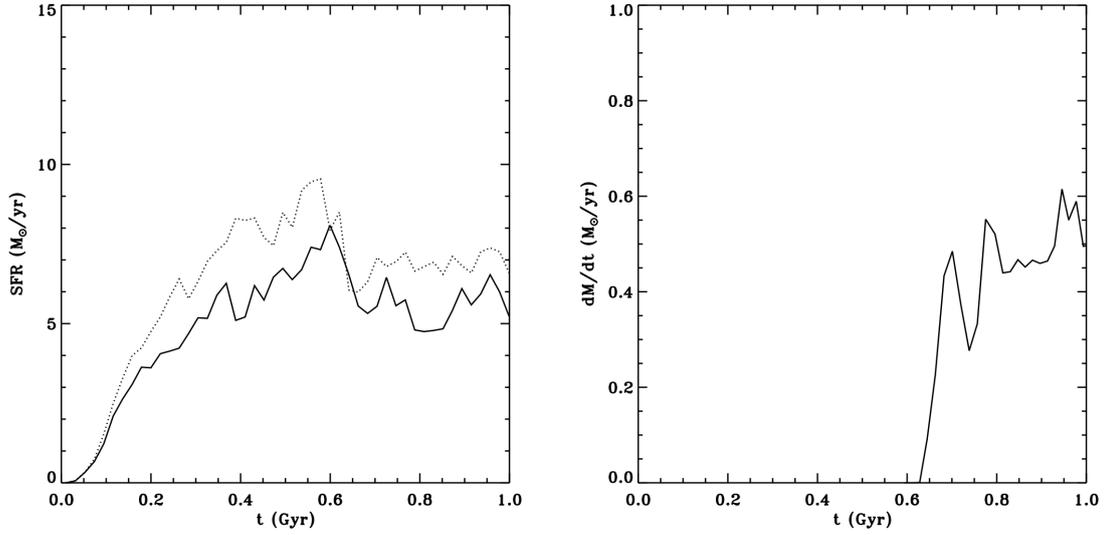


FIG. 3.19 – (a) SFR pour une galaxie formée à partir d'un halo de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ avec le refroidissement à $T_0 = 300$ K et $\rho_0 = 2 \text{ H.cm}^{-3}$ avec (trait plein) ou sans (trait pointillé) supernovae. (b) Flux de masse dans le vent.

calculer l'impulsion totale produite dans la superbulle

$$\mathbf{q}_{SN} = \sum m_i \mathbf{u}_i \quad (3.45)$$

et nous retranchons cette anisotropie d'impulsion à l'impulsion totale générée par la supernova pour obtenir une explosion sans création de moment angulaire. L'explosion peut aussi générer une fraction $1 - f_K$ d'énergie sous forme thermique. Par défaut $f_{SN} = 0.5$ et $f_K = 0.5$, et permettent de retrouver les mêmes résultats que pour les galaxies $\{\text{Sa}, \dots, \text{Ld}\}$ en utilisant les mêmes conditions initiales et la même physique. L'enrichissement en métaux est contrôlé de la même façon qu'auparavant. Par rapport au modèle basé sur les débris, cette nouvelle méthode permet de contrôler le temps $t_{SN} = 10$ Myr après lequel une étoile peut libérer son énergie en explosant en supernova.

Nous avons donc simulé une nouvelle fois la galaxie Lc de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ en présence de formation stellaire et de supernovae (en utilisant la méthode décrite précédemment) et en permettant, cette fois-ci, au gaz de refroidir jusqu'à $T_0 = 300$ K. Le résultat obtenu est maintenant radicalement différent : pour un taux de formation d'étoiles comparable à la galaxie Lc à $T_0 = 10^4$ K (voir figure 3.19.(a)) un vent apparaît et de façon très précoce, au bout de seulement 500 Myr comme le montre la figure 3.19.(b). L'efficacité de ce vent est de $\chi = 20$ % (voir figure 3.3), soit plus de 10 fois plus grande que lorsque le gaz ne refroidit qu'à 10^4 K. Par contre l'efficacité d'éjection $\eta_W \approx 0.1$ reste quasiment identique par rapport à la galaxie de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$ à $T_0 = 10^4$ K. Les supernovae explosent principalement dans les parties peu denses et chaudes du disque, là où elles peuvent mettre en mouvement le milieu interstellaire, ainsi la quantité de matière transportée dans le vent est faible puisque l'essentiel de la masse du disque galactique est contenu dans les nuages denses où a lieu la formation d'étoile. La figure 3.19.(a) montre bien que même en présence d'un vent précoce à l'efficacité hydrodynamique χ forte, le taux de formation stellaire est peu modifié par l'éjection de matière hors du disque.

Cette dernière étude montre bien l'importance de la structure du milieu interstellaire sur l'efficacité du transport de matière en dehors du plan galactique. Il est possible de parler de porosité du milieu interstellaire, comme de la fraction de gaz chauffé par les explosions de supernovae (Silk 1997). La structure complexe du milieu interstellaire en différentes composantes froides et denses, chaudes et diffuses contri-

bue aussi à la porosité du disque galactique (bien qu'elle s'éloigne de la définition initiale de la porosité car celle-ci existe même en l'absence de supernovae). Or une porosité élevée est synonyme d'explosions de supernovae efficaces. A $T_0 = 10^4$ K même si le gaz du milieu interstellaire est chaud, il reste dense ($\approx 10 \text{ H.cm}^{-3}$) partout dans le disque et reste donc difficile à mettre en mouvement. A 300 K, des régions froides et compactes ($> 10^3 \text{ H.cm}^{-3}$), côtoient des régions chaudes et très peu denses ($< 0.1 \text{ H.cm}^{-3}$) et donc, ces dernières sont susceptibles d'être mises en mouvement par les explosions de supernovae. Ainsi les disques galactiques qui fragmentent ont une porosité plus grande et peuvent plus facilement convertir l'énergie des explosions de supernovae en énergie disponible pour un vent galactique à grande échelle.

Les galaxies à fragmentation (ou "chain galaxies") présentant de gros agrégats massifs de gaz et d'étoiles sont surtout présentes à grand redshift $z > 1$ (Elmegreen et al. 2005). Ces galaxies irrégulières ne montrent pas de structure spirale et ressemblent très peu aux galaxies observées dans notre Univers local (vers $z \approx 0$). Bournaud et al. (2007) suggèrent que les galaxies à fragmentation correspondent à des galaxies riches en gaz qui provoquent l'instabilité du disque et permettent sa fragmentation en gros nuages de gaz (voir aussi Bournaud et al. 2008). Puis par la turbulence engendrée par le mouvement de ces gros nuages, et tout en consommant leur gaz au cours du processus de formation d'étoiles, ces galaxies se transformeraient peu à peu en galaxies spirales.

Si de telles galaxies existent alors à un redshift élevé, il devient possible d'enrichir l'Univers précoce même avec les galaxies les plus massives, comme nos simulations ont pu le montrer. Mais, pour autant, ces galaxies à fragmentation ne constituent pas l'unique forme de galaxies présentes à ces âges lointains de la formation de l'Univers. De plus ces galaxies semblent se transformer rapidement en forme de spirale (moins d'1 Gyr d'après Bournaud et al. 2007), et la structure fragmentaire de ces disques disparaîtrait au profit d'une distribution de gaz plus lisse et moins instable.

Il faut aussi ajouter un bémol à cette vision simpliste du processus d'explosion de supernovae, la quantité d'énergie transférée aux nuages du milieu interstellaire est une quantité très mal définie. Nous l'avons calibrée de façon quelque peu *ad hoc* ($f_{SN} = 0.5$) mais certaines zones, en particulier les nuages moléculaires géants, permettent difficilement aux supernovae de transférer leur énergie au gaz. En cela, l'énergie que nous avons utilisée dans cette galaxie à fragmentation est très sûrement une vision "optimiste" du processus d'échange d'énergie entre les supernovae et le gaz. Même si elle permet de bien mettre en évidence l'importance de la structure du milieu interstellaire dans l'apparition des vents, il faut se souvenir que la physique du milieu interstellaire est une physique bien plus complexe que celle que nous avons modélisée (qui est une vision "moyenne" des ces processus) et qui nécessite une modélisation plus fine des processus de transfert d'énergie (chauffage UV des étoiles jeunes, conduction thermique, turbulence, propagation des ejecta de supernovae, agrégation des superbulles, etc.). Il est d'ailleurs important de souligner que la modélisation multiphase par l'expression d'une équation d'état polytropique correspond à une vision moyenne des transferts d'énergie agissant à des échelles plus petites que celles que nous résolvons.

3.7 Conclusion

3.7.1 Comparaison avec les précédents travaux

En comparaison de Springel et Hernquist (2003), avec lesquels nous avons des conditions initiales très similaires pour les galaxies à refroidissement $T_0 = 10^4$ K, les vents produits par nos galaxies sont bien plus faibles. Nous avons donc plus de difficultés à résoudre le défi de l'over-cooling par la seule invocation des explosions de supernovae. A cela, il existe deux explications : d'une part la modélisation des supernovae dans Springel et Hernquist (2003) adopte une approche plus phénoménologique en propageant l'énergie de chaque supernova directement dans le vent galactique (hors du disque galactique) afin de reproduire les vents tels qu'ils sont observés. Dans notre travail, nous avons plutôt préféré essayer

de reproduire une explosion de Sedov à l'intérieur du disque galactique pour chaque supernova afin de mieux préciser le rôle de l'échange d'énergie entre les supernovae et le milieu interstellaire. Echange qui participe à la fois à la turbulence et au chauffage du milieu interstellaire mais aussi à l'éjection de matière hors du disque. D'autre part la différence avec [Springel et Hernquist \(2003\)](#) peut résulter de la prise en compte des termes de refroidissement liés à l'injection de métaux dans le milieu interstellaire : les pertes d'énergie dû au transfert radiatif seront dans notre cas plus élevé puisque les métaux tendent à accélérer ce processus.

[Kobayashi et al. \(2007\)](#) ont réalisé des simulations à base de particules SPH de disques isolés comportant de la formation stellaire, des explosions de supernovae dont l'énergie est relâchée sous forme cinétique, du refroidissement dépendant de la distribution des métaux et en utilisant les mêmes conditions initiales que celles présentées ici. La différence est frappante : une galaxie formée à partir d'un halo de $10^{10} M_{\odot}$ peut éjecter jusqu'à 80% de la totalité de son gaz ! Cependant leurs résultats dépendent essentiellement de la résolution numérique choisie, et, plus important, de l'échelle d'injection de l'énergie des supernovae r_{SN} qu'ils ont testé jusqu'à 10 kpc. ainsi même dans les galaxies les plus massives de type Voie Lactée de $10^{12} M_{\odot}$, un vent est observé.

[Tasker et Bryan \(2006\)](#) ont simulé des disques isolés pré-formés avec le code AMR ENZO incluant de la formation stellaire et des explosions de supernovae sous forme d'injection d'énergie thermique en la distribuant continûment sur quelques pas de temps, tout en permettant au gaz de descendre à des températures très basses et de fragmenter. De cette façon, il est possible de réduire significativement et durablement la formation stellaire dans la galaxie. Remarquons tout de même qu'aucune forme d'accrétion de matière sur la galaxie n'est prise en compte.

[Fujita et al. \(2004\)](#) ont construit un modèle analytique de contrainte des vents galactiques relativement similaire au nôtre vis-à-vis de l'accrétion de gaz diffus, et que peuvent produire différentes masses de galaxies à partir de flambées de formation d'étoiles. En réalisant plusieurs simulations 2D de galaxies pré-formées et en prenant en compte l'accrétion de matière sur le disque, [Fujita et al. \(2004\)](#) trouvent des résultats très semblables à ceux obtenus dans notre étude (voir figure 1 de [Fujita et al. 2004](#)) soulignant le rôle clé de l'accrétion de gaz diffus dans l'apparition des vents galactiques, et la mise en évidence d'une efficacité de conversion hydrodynamique χ très faible dans les phases de formation stellaire calme (hors flambée de formation d'étoiles).

3.7.2 Mise en perspective et questions ouvertes

En utilisant un mode de formation d'étoiles calme dans des galaxies isolées, simulées de façon auto-consistante à partir d'un halo NFW de gaz, nous avons étudié les conditions pour qu'un vent galactique puisse rompre la pression de confinement exercée par l'accrétion de matière diffuse du halo. Nos simulations ont montré qu'il est possible de former un vent galactique dans les halos de $10^{10} M_{\odot}$, mais qu'au-delà, dans les galaxies plus massives ($10^{11} M_{\odot}$ et plus), les explosions de supernovae sont incapables de produire un vent galactique à très grande échelle permettant d'enrichir en métaux le milieu intergalactique. Pour ces galaxies dépourvues de vent galactique, il est tout de même possible de former une fontaine galactique éjectant de la matière hors du disque vouée à retomber plus tard sur la galaxie. L'ensemble de ces résultats est parfaitement retrouvé par le modèle analytique d'accrétion contre éjection de gaz que nous avons développé et qui prédit une efficacité hydrodynamique χ extrêmement faible, de l'ordre du pour-cent dans les cas les plus favorables. Grâce à ce modèle analytique, il devient évident que l'accrétion de gaz chaud et diffus provenant du halo joue un rôle clé dans l'apparition des vents galactiques.

Bien que des vents galactiques se développent dans des galaxies de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$, ils ne sont pas suffisants pour expliquer le problème de l'over-cooling. L'efficacité d'éjection du gaz obtenue dans ces simulations $\eta_W \sim 3 - 12\%$ est un ordre de magnitude en-deçà des vents observés dans les galaxies à flam-

bée de formation d'étoiles (Martin 1999). La conclusion principale de cette étude est qu'un traitement auto-consistant des explosions de supernovae dans des simulations idéalisées de galaxies à formation d'étoiles calme ne peuvent pas reproduire les quantités de matière observées dans les vents galactiques et sont incapables de réduire durablement la formation d'étoiles en leur sein. Au contraire, ces simulations ont montré que les explosions de supernovae sont un moyen efficace pour enrichir en métaux le milieu intergalactique.

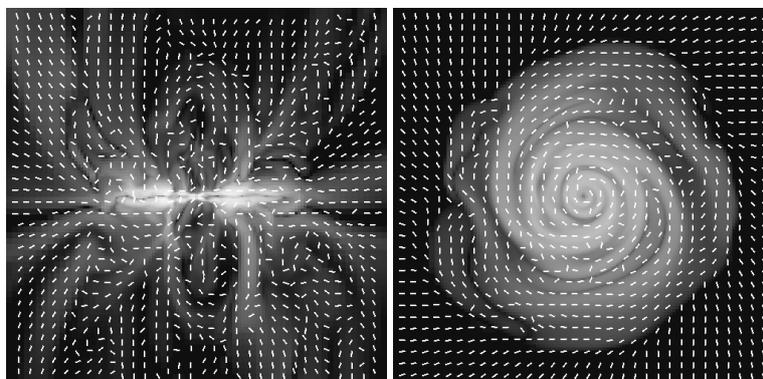
Un modèle plus réaliste de formation de ces galaxies serait de prendre en compte le contexte cosmologique de l'accrétion de matière et de réaliser ces simulations dans le cadre de la formation hiérarchique des structures. Ce modèle de halo initial sphérique est une vision idyllique de la réalité, d'une part la plupart de ces halos ont une forme oblongue et d'autre part certaines galaxies se forment le long de filaments de gaz. Le vent galactique pourrait donc très bien s'échapper par certaines directions préférentielles, là où l'accrétion de matière est faible. Inversement, certaines galaxies de faible masse se retrouvent piégées dans un amas de galaxies massif et chaud, et se retrouvent confrontées à une pression de confinement plus élevée que celle que fournirait leur halo progéniteur. Ces galaxies qui, dans notre modèle de formation de galaxie isolée, forment un vent à grande échelle, ne pourraient donc pas produire de vent une fois piégées dans un amas de galaxies. Le processus de stripping (voir par exemple Roediger et al. 2006) qui permet d'arracher du gaz galactique par le simple effet de la pression cinématique exercée par le gaz intra-amas sur la galaxie, peut alors être un autre moyen pour enrichir en métaux le milieu intergalactique (ou plus précisément intra-amas). Cet effet permet de créer des instabilités de type Kelvin-Helmholtz en aval de la galaxie qui subit les effets de la pression du gaz chaud (Agertz et al. 2007). Schindler et al. 2005 ont montré que le stripping du gaz galactique par le gaz chaud du milieu intra-amas est un procédé plus efficace que les vents galactiques pour enrichir le gaz intra-amas en métaux.

Dekel et Birnboim (2006) ont calculé le seuil en masse du halo au-delà duquel l'accrétion de gaz froid et filamentaire sur les galaxies se transforme en accrétion de gaz chaud provenant du halo. A partir de $M_{vir} = 10^{11} - 10^{12} M_{\odot}$ (la valeur exacte dépend de la vitesse à laquelle le gaz est capable de se refroidir, et donc de la métallicité) le gaz cosmologique qui tombe sur la galaxie subit un choc du Viriel à partir duquel le gaz est chauffé et dans un état méta-stable attendant de pouvoir à nouveau refroidir et tomber définitivement dans le plan galactique. De façon équivalente dans nos simulations nous avons observé que l'accrétion de gaz dans les halos de plus de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ produit une bulle chaude de gaz autour de la galaxie qui empêche le vent galactique de se développer et amène à former une fontaine galactique.

A plus grand redshift l'histoire d'accrétion des galaxies est bien plus chaotique que le schéma de formation classique d'effondrement galactique à partir d'un halo. Les galaxies se forment suivant un schéma hiérarchique dans lequel les galaxies de faible masse, qui constituent potentiellement les progéniteurs de futures galaxies plus massives, sont les premières à s'effondrer en produisant les premiers vents galactiques. Les quelques galaxies naines observées capable de produire des vents sont pour la plupart (si ce n'est la totalité) des galaxies à flambée de formation stellaire. Il semble donc nécessaire de prendre en compte le contexte cosmologique de la formation des galaxies, tout comme d'inventer une modélisation numérique adéquate des périodes de formation stellaire intenses pour mieux comprendre les phénomènes d'enrichissement du milieu intergalactique et pouvoir dresser un tableau complet de l'enrichissement du milieu intergalactique par les explosions de supernovae.

Chapitre 4

Enrichissement magnétique par les vents galactiques



Sommaire

4.1	Moteurs du champ magnétique primordial	71
4.2	Champ magnétique initial	72
4.3	Champ magnétique galactique	75
4.3.1	Choix de l'amplitude du champ magnétique initial	75
4.3.2	Structure du champ magnétique dans le disque galactique	78
4.4	Enrichissement magnétique par les vents galactiques	80
4.5	Génération du champ magnétique primordial	85

4.1 Moteurs du champ magnétique primordial

En cosmologie il est encore impossible de déterminer avec exactitude la quantité de champ magnétique primordial ainsi que son origine. Cette quantité est pourtant capitale dans la compréhension de nombreux phénomènes astrophysiques puisqu'elle donne la quantité initiale de champ magnétique qui pourra être amplifiée de différentes manières. Dans certains cas, si la tension magnétique est suffisante pour contrarier le mouvement du plasma nous ne pouvons plus résoudre l'équation d'induction de façon découplée des équations hydrodynamiques, et l'ensemble complet des équations de la MHD doit être résolu. Il devient alors crucial de connaître la quantité de champ magnétique contenue dans le système et en particulier la quantité de champ magnétique initiale qui sera par la suite amplifiée par les mouvements du gaz.

Différents mécanismes sont invoqués lorsqu'il s'agit de justifier l'existence d'un champ magnétique primordial.

Tout d'abord la théorie cosmologique standard n'interdit pas l'existence d'un champ magnétique uniforme comme condition initiale du Big Bang. Mais un champ magnétique $\tilde{B} > 10^{-7}$ G à notre époque¹ conduirait à des anisotropies dans l'expansion de l'Univers (Cheng et al. 1994), ce qui semble infirmer la possibilité d'un champ magnétique uniforme aussi intense. Un champ magnétique uniforme engendre aussi une transition sur les neutrinos gauches et droits (changement de spin) dans l'Univers primordial. La nucléosynthèse primordiale de l'abondance des neutrinos donne une limite supérieure $\tilde{B} < 10^{-13}$ G (Sciama 1994).

Des mécanismes de génération du champ magnétique à petite échelle par des effets quantiques dans le Big Bang ont aussi été proposés (Turner et Widrow 1988 par exemple), mais de tels procédés engendrent des champs magnétiques bien trop faibles dans les premières proto-galaxies $\tilde{B}_{proto} < 10^{-23}$ G (Enqvist et al. 1995) pour permettre, seuls, de justifier les valeurs observées dans les galaxies proches (de l'ordre de la dizaine de μ G).

L'effet de batterie Biermann (voir Kulsrud et al. 1997) permet d'ajouter un terme supplémentaire indépendant du champ magnétique à l'équation d'induction (2.62).

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \underbrace{\frac{ck_B}{n_e e} \nabla T \times \nabla n_e}_{\text{effet Biermann}}, \quad (4.1)$$

où c est la vitesse de la lumière et n_e la densité d'électrons. Ce nouveau terme source dans l'équation d'induction permet donc de *créer* du champ magnétique sans aucun champ pré-existant. Cet effet de batterie Biermann se développe au niveau des chocs capables de générer de la vorticité et d'engendrer des courants électriques en découplant le mouvement des électrons de celui des protons. De tels effets de batterie sont capable de générer un champ magnétique de l'ordre de 10^{-21} G dans le milieu intergalactique, jusqu'à ce que la création de champ magnétique devienne négligeable devant les processus d'amplification.

Enfin il est possible que ce champ magnétique intergalactique ait une origine primordiale à travers les premiers vents de supernovae qui ont enrichi l'Univers. Des effets de batterie peuvent être invoqués lors de la formation des premières étoiles de population III, dans le nuage moléculaire (Xu et al. 2008) ou bien à la surface même de ces étoiles (Rees 1987), pour produire un champ magnétique qui enrichira ensuite le milieu environnant lors des explosions de supernovae.

  l'heure actuelle, il n'existe aucune façon de déterminer directement et avec certitude la valeur du champ magnétique dans le milieu intergalactique. Seules les simulations cosmologiques peuvent prétendre prédire les valeurs dans ces vides cosmiques en remontant l'histoire de formation des amas et la structure du champ magnétique en leur sein (Dolag et al. 2005; Dubois et Teyssier 2008a).

Ces travaux semblent converger vers un champ magnétique de l'ordre de 10^{-11} G dans le milieu intergalactique.

4.2 Champ magnétique initial

Nous initialisons le champ magnétique afin qu'il présente un profil proportionnel à la densité du gaz. Cette approximation est acceptable tant que l'amplification du champ magnétique dans le halo de la galaxie se fait uniquement par contraction gravitationnelle du gaz : toutes les autres causes de l'amplification du champ magnétique comme l'amplification par turbulence ou par effet de batterie Biermann

¹On se réfère ici à un champ magnétique comobile de sorte que $\tilde{B} = B(z)/a_{exp}(z)$

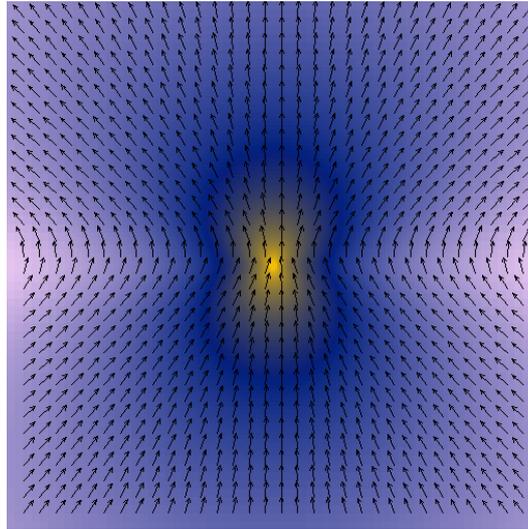


FIG. 4.1 – Amplitude du champ magnétique initial dans le halo dans le plan (Oyz) contenant l'axe de rotation du halo et disposition des lignes de champ (vecteurs). Le code de couleur va de $10^{-5} \mu\text{G}$ (rose pâle) à $2 \cdot 10^{-2} \mu\text{G}$ (jaune). La taille de l'image est de 40 kpc de côté.

sont alors négligeables devant l'amplification par effondrement gravitationnel. Nous verrons dans le dernier chapitre à quel point cette approximation est valable. Pour l'instant contentons-nous de considérer que le halo, créé par l'effondrement gravitationnel des fluctuations de densité primordiales, est capable d'amplifier un faible champ magnétique initial.

Le flux de champ magnétique à travers une surface fermée S est strictement nul, soit

$$\oiint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad (4.2)$$

qui est la conséquence directe de l'absence de monopôle magnétique (soit $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$). Ce qui nous intéresse, c'est la conservation de ce flux magnétique. En effet à travers n'importe quelle transformation d'une surface fermée S donnée le flux du champ magnétique doit être conservé, ainsi

$$\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{S}_0 = \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{S}_1, \quad (4.3)$$

quels que soient le champ B_i et la surface S_i fermée qu'il est possible de définir. Plaçons-nous maintenant dans le cas de l'effondrement gravitationnel d'une sphère homogène de rayon r , sa masse doit être conservée au cours de l'effondrement

$$\rho_0 \frac{4}{3} \pi r_0^3 = \rho_1 \frac{4}{3} \pi r_1^3, \quad (4.4)$$

$$\rho_0 S_0^{3/2} = \rho_1 S_1^{3/2}, \quad (4.5)$$

$$\frac{S_1}{S_0} = \left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^{2/3}, \quad (4.6)$$

puisque $S = 4\pi r^2$. Ainsi la conservation du flux de champ magnétique peut se réécrire

$$\frac{B_1}{B_0} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{2/3}, \quad (4.7)$$

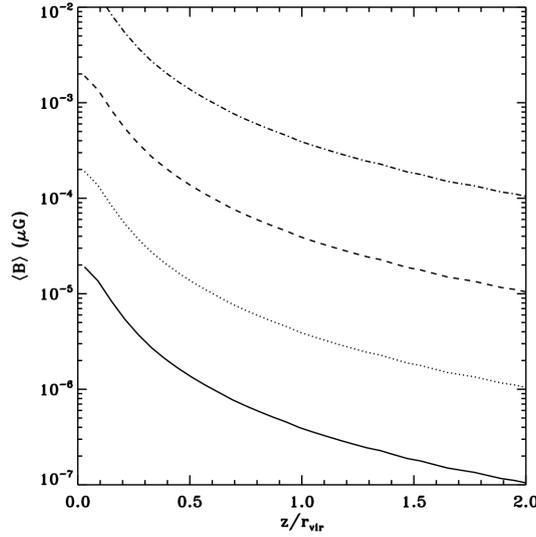


FIG. 4.2 – Profil moyen du champ magnétique initial en fonction de l'altitude z pour $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-8}\mu\text{G}$ (plein), $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-7}\mu\text{G}$ (pointillé), $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-6}\mu\text{G}$ (tireté) et $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-5}\mu\text{G}$ (pointillé-tiré).

et donc $B \propto \rho^{2/3}$. En négligeant tous les autres processus d'amplification et en supposant que l'effondrement du halo de gaz est sphérique, le champ magnétique est contraint de suivre cette loi de puissance sur la densité.

Pour initialiser le champ magnétique dans le halo de gaz, tout en préservant la divergence du champ magnétique, il faut se définir le potentiel vecteur tel que

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (4.8)$$

pour que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Nous le choisissons de sorte que chaque cellule de la grille produise un dipôle magnétique proportionnel à $\rho^{2/3}$. Nous supposons donc que le champ magnétique du halo est amplifié uniquement par l'effondrement gravitationnel sphérique des baryons. Cette hypothèse est plausible puisque même pour les amas de galaxies, le profil moyen de champ magnétique suit le profil en $\rho^{2/3}$ en dehors du coeur de l'amas ($r > 0.1 r_{\text{vir}}$) comme nous le verrons au chapitre 5 (voir figure 5.7). Tous les dipôles magnétiques des cellules de la grille ont le même alignement et vont donc se sommer pour former un dipôle magnétique à l'échelle du halo. Pour cela, le potentiel vecteur est tel que

$$\mathbf{A}(x_i, y_i, z_i) = B_{\text{ini}} \times \begin{pmatrix} \rho^{2/3}(y_i, z_i) \\ \rho^{2/3}(x_i, z_i) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

chaque composante étant calculée sur son arête respective (à la densité du centre de cette arête). Il n'existe pas de composante z du potentiel vecteur, puisque nous souhaitons créer un champ magnétique globalement orienté suivant z calculé à partir du rotationnel de ce potentiel vecteur (4.8). La figure 4.1 montre le champ magnétique initial produit par cette configuration particulière des potentiels vecteurs, ainsi que l'orientation des lignes de champ magnétique.

La figure 4.2 présente le profil de champ magnétique suivant l'axe z du halo pour différents choix de la normalisation du champ magnétique initial B_{ini} . Le champ magnétique diminue d'un facteur 100 entre le centre du halo et l'extérieur $2r_{\text{vir}}$. Le changement de pente du profil du champ magnétique aux alentours de $0.5r_{\text{vir}}$ correspond au changement de régime dans le profil NFW du gaz. A petit rayon la

densité diminue comme r^{-3} alors que dans les régions externes du halo la densité varie en r^{-1} . Puisque le champ magnétique est calibré directement comme une loi de puissance sur la densité de gaz, alors ce changement de tendance apparaît en passant de r^{-2} à $r^{-2/3}$ à mesure que le rayon augmente.

Plutôt que d'utiliser B_{ini} pour désigner le champ magnétique injecté dans le halo, qui est une normalisation totalement arbitraire et dépourvue de sens, nous allons changer de notation au profit du champ magnétique B_{IGM} défini à $5r_{vir}$ du centre du halo. C'est une notation assez naturelle puisqu'elle apparaît comme un champ magnétique déterminé loin du halo là où la densité de gaz du profil NFW peut être facilement comparée à celle du milieu intergalactique.

4.3 Champ magnétique galactique

Pour comprendre comment le champ magnétique est amplifié dans une galaxie, nous partons d'un halo de gaz en effondrement comme décrit dans le paragraphe 3.2.1. Le halo a une masse de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$ avec un paramètre de spin $\lambda = 0.1$. La résolution maximale de ces simulations est de 75 pc comme dans les simulations présentées dans le chapitre précédent, tout comme la grille de base. La grille est raffinée suivant le même critère Lagrangien qu'auparavant : la cellule est raffinée si la masse totale qu'elle contient dépasse $m_{SPH,0} = 2.10^{-6} M_{vir}$, et la longueur de Jeans est partout résolue avec au moins 4 cellules. Nous partons d'une boîte de simulation suffisamment grande pour simuler l'effondrement auto-cohérent du halo sur quelques Gyr, de côté $3 r_{vir}$ ($6 r_{vir}$) pour simuler la formation de la galaxie jusqu'à 3 Gyr (respectivement 6 Gyr).

4.3.1 Choix de l'amplitude du champ magnétique initial

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés à l'amplification du champ magnétique lors de l'effondrement du gaz pour former une galaxie en présence uniquement de refroidissement atomique (pas de formation stellaire, pas de supernovae).

La figure 4.3(a) montre l'évolution temporelle de l'amplification de l'énergie magnétique totale pour différentes valeurs de la normalisation du profil de champ magnétique initial B_{IGM} . Le champ magnétique croît dans le disque galactique puisque c'est essentiellement dans cette région qu'il est amplifié par l'effondrement gravitationnel du halo. L'évolution de l'énergie magnétique présente deux régimes distincts : une première croissance rapide jusqu'à 500 Myr due à l'effondrement des parties centrales du halo de gaz, et un second régime avec une croissance plus faible qui accumule les couches périphériques du halo sur le bord du disque. Cette différence de régime apparaît clairement dans la quantité de gaz accrétée par unité de temps (figure 4.3(b)) : l'accrétion est maximale à 200 Myr puis décroît ensuite brutalement. Pour des champs magnétiques initiaux faibles $B_{IGM} < 2.10^{-5} \mu\text{G}$ l'amplification du champ magnétique initial suit la même progression, mais dès que le champ magnétique devient suffisamment fort $B_{IGM} \geq 10^{-5} \mu\text{G}$, son amplification croît plus lentement (mais continue de croître) sous l'effet de la saturation des lignes de champ et se démarque notablement du comportement du champ magnétique en condition "faible" (sans phénomène de saturation).

La figure 4.4 présente une vue d'une galaxie à $t \simeq 3$ Gyr pour un champ magnétique initial fort ($B_{IGM} = 2.10^{-5} \mu\text{G}$) qui présente une saturation des lignes de champ magnétique contenues dans le disque galactique, ainsi qu'une galaxie dotée d'un champ magnétique initial plus faible ($B_{IGM} = 2.10^{-6} \mu\text{G}$). La première galaxie a une amplitude magnétique assez grande pour que sa structure même soit perturbée et pour qu'elle présente une forme bien éloignée de celle d'un disque galactique. Pour quantifier ce type de déformation, il faut définir le paramètre β magnétique comme le rapport de l'énergie thermique du gaz sur son énergie magnétique

$$\beta = \frac{8\pi p}{B^2}, \quad (4.10)$$

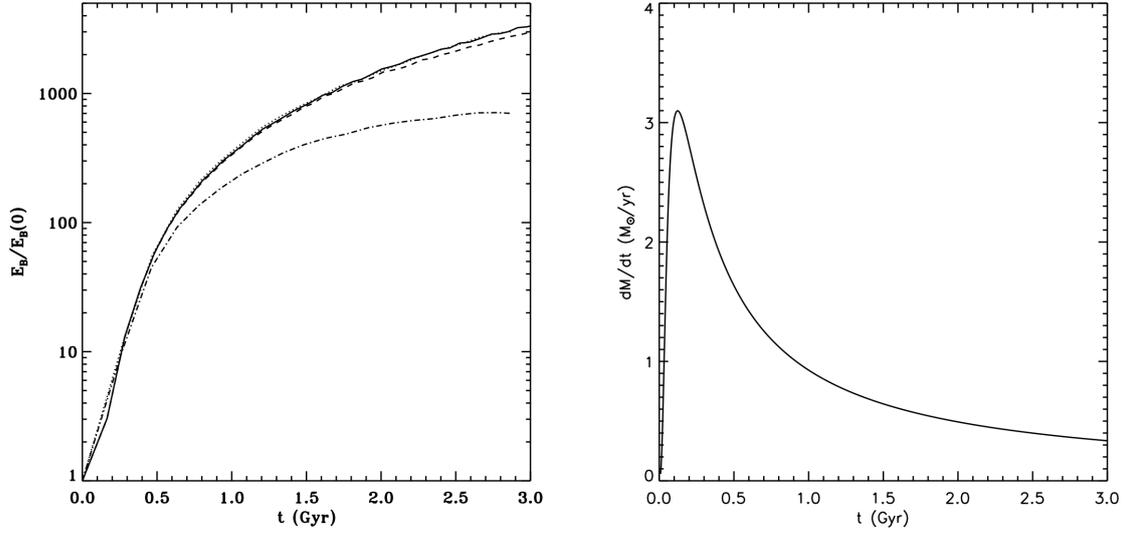


FIG. 4.3 – (a) Evolution de l'énergie magnétique totale en fonction du temps pour l'effondrement d'un halo de gaz de $M_{vir} = 10^{10} M_\odot$, $\lambda = 0.1$, et un champ magnétique initial $B_{IGM} = 2.10^{-8} \mu\text{G}$ (trait plein), $B_{IGM} = 2.10^{-7} \mu\text{G}$ (trait pointillé), $B_{IGM} = 2.10^{-6} \mu\text{G}$ (trait tireté) et $B_{IGM} = 2.10^{-5} \mu\text{G}$ (trait pointillé-tireté). (b) Taux de masse accrétée sur le disque galactique en fonction du temps calculé analytiquement pour un halo NFW en chute libre de $M_{vir} = 10^{10} M_\odot$.

dont la valeur permet de déterminer quelles sont les régions du gaz où sa dynamique est dictée par la topologie du champ magnétique.

La galaxie se présente sous forme de tore avec un noeud de densité au centre. C'est dans le tore que le champ magnétique est le plus élevé, atteignant des valeurs de l'ordre de quelques μG en l'espace de quelques 100 Myr, et le paramètre $\beta \ll 1$ y est le plus faible. Les lignes de champ deviennent rigides à toute déformation induite par le transport de matière et empêchent donc le gaz de s'effondrer sous forme de disque. La structure en forme de tore s'explique simplement par la configuration des lignes de champ magnétique : celles-ci sont principalement tangentielles au rayon cylindrique (nous le verrons un peu plus loin) ou autrement dit toroidales². Ainsi le plasma chargé s'enroule autour des lignes de champ et s'accumule pour faire enfler le tore de matière suivant la force de Lorentz imposée par le champ magnétique sur des particules de charge q et de vitesse \mathbf{u}

$$\mathbf{F} = q\mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (4.11)$$

De façon inverse, le champ magnétique au coeur de cette pseudo-galaxie est presque exclusivement orienté selon l'axe de rotation du disque u_z , ainsi les particules chargées qui atteignent le centre en tombant selon ce même axe ne sentent pas la force de Lorentz, et la densité au centre peut croître librement (pour ressembler à celle d'un disque à champ magnétique faible).

La seconde galaxie ($B_{IGM} = 2.10^{-6} \mu\text{G}$) présente un aspect plus classique de disque, tout à fait en accord avec celui déjà obtenu en absence totale de champ magnétique (voir figure 3.2). L'amplitude du champ est de l'ordre de plusieurs dixièmes de μG , c'est au minimum les ordres de grandeur que nous allons chercher à reproduire dans nos simulations pour être conforme aux valeurs observées dans les galaxies. La galaxie présente de petites instabilités à l'intérieur de son choc d'accrétion correspondant à

²On parle de direction toroidale et poloidale sur la surface d'un tore respectivement pour la direction alignée avec le vecteur tournant u_θ et pour la direction transverse à u_θ dans le système de coordonnées cylindriques standard (u_r, u_θ, u_z) .

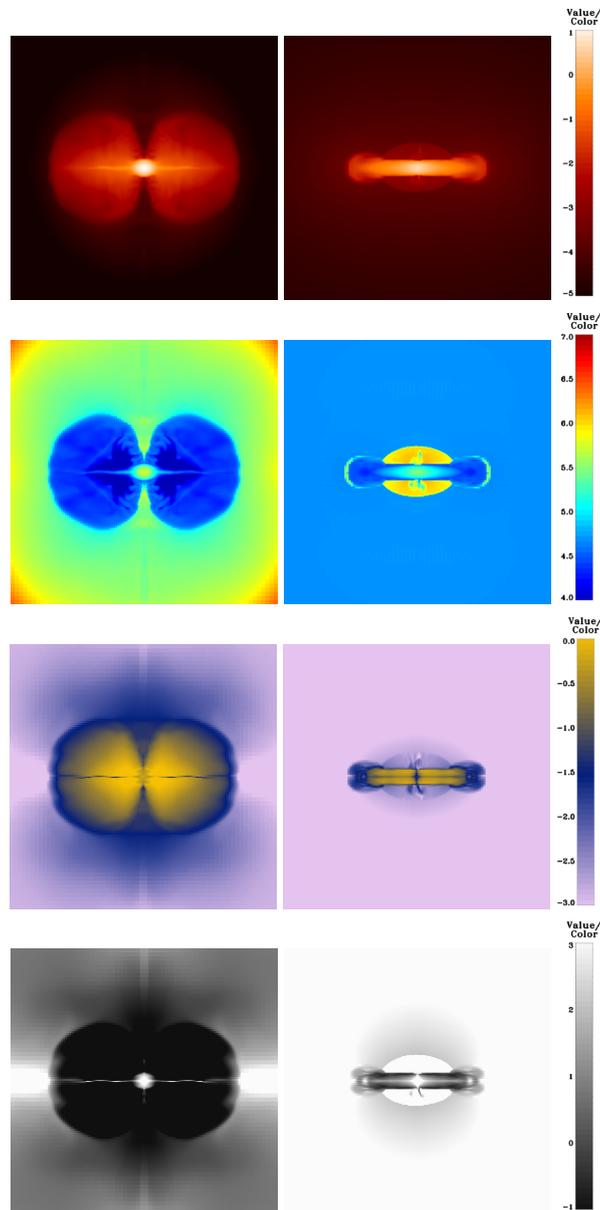


FIG. 4.4 – Coupe dans le plan contenant l'axe de rotation du disque galactique de la densité de gaz en $\log H/\text{cm}^{-3}$ (première ligne), de la température du gaz en $\log K$ (deuxième ligne), de la norme du champ magnétique en $\log \mu\text{G}$ (troisième ligne) et du rapport $\log \beta$ (quatrième ligne) pour un champ magnétique initial $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-5} \mu\text{G}$ (colonne gauche) et $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-6} \mu\text{G}$ (colonne droite) à $t \simeq 3 \text{ Gyr}$. Les images font 40 kpc de côté.

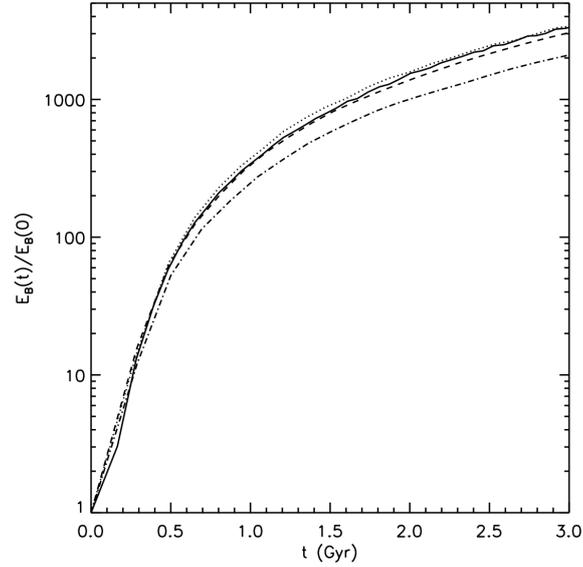


FIG. 4.5 – Evolution de l'énergie magnétique totale en fonction du temps pour l'effondrement d'un halo de gaz de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$, $\lambda = 0.1$, et avec un champ magnétique initial $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-8} \mu\text{G}$. Nous faisons varier le critère de raffinement des niveaux de la grille AMR : le trait plein est la simulation de référence $m_{SPH,0}$, le trait pointillé est pour $m_{SPH} = 5 \times m_{SPH,0}$, le trait tireté pour $m_{SPH} = 25 \times m_{SPH,0}$ et le trait pointillé-tireté pour $m_{SPH} = 100 \times m_{SPH,0}$.

des plumes froides de matière transportant de faibles quantités de champ magnétique que nous retrouvons aussi en l'absence totale de champ magnétique.

La figure 4.5 présente l'évolution de l'énergie magnétique totale en fonction du temps lorsque le nombre de cellules de la grille varie. Nous avons fait varier le seuil de raffinement sur la densité pour vérifier que la simulation de référence est suffisamment résolue pour décrire l'évolution du champ magnétique dans le disque. Effectivement, nous vérifions que même pour $m_{SPH} = 25$ fois plus grand que $m_{SPH,0}$, l'évolution de l'énergie magnétique totale reste sensiblement identique à la simulation de référence. L'important est d'avoir suffisamment de points de grille à l'intérieur du disque galactique pour l'échantillonner correctement, en dessous d'un certain seuil m_{SPH} , nous ne faisons qu'ajouter des grilles en dehors de la galaxie, ce qui ne change pas le calcul de l'énergie magnétique puisqu'elle est essentiellement concentrée dans le milieu interstellaire.

4.3.2 Structure du champ magnétique dans le disque galactique

Le champ magnétique dans la galaxie sans formation stellaire est fortement toroïdal comme le montre l'orientation des vecteurs champ magnétique de la figure 4.6. Les vecteurs de champ magnétique sont obtenus à partir des valeurs du champ magnétique contenu dans la partie supérieure (figure 4.6(a)) ou inférieure (figure 4.6(b)) du disque galactique. Le changement d'orientation des lignes de champ suivant l'altitude correspond à une anti-symétrie par rapport au plan équatorial, dans lequel le champ magnétique s'annule. La décomposition de ce champ magnétique en ondes de Fourier radiales est celle d'un mode purement $m = 0$ (il n'existe aucun plan de symétrie du champ magnétique contenant l'axe de rotation du disque). Associé à l'anti-symétrie au plan équatorial, nous parlons de structure magnétique de classe A0 (voir figure 4.7). Le mode A0 est la conséquence directe des conditions initiales utilisées, le champ magnétique est orienté suivant une direction privilégiée (l'axe z) et le champ de vitesse est tournant

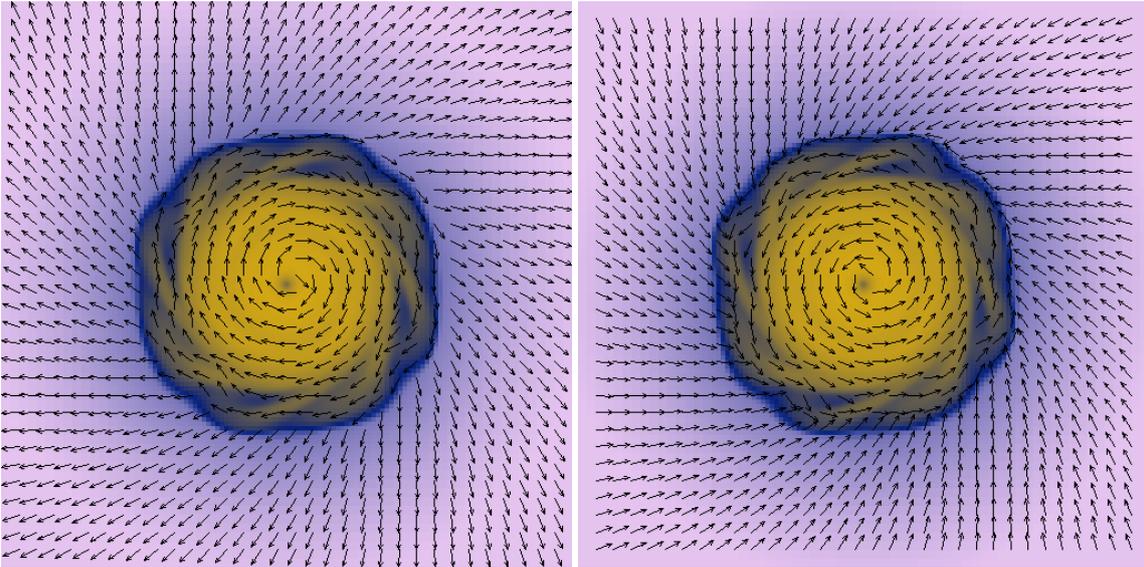


FIG. 4.6 – Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-5}\mu\text{G}$ (rose pâle) à $1\mu\text{G}$ (jaune) avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie sans formation stellaire vue de face à $t \approx 3$ Gyr pour la partie (a) supérieure et (b) inférieure au plan équatorial du disque. Le champ magnétique initial est $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-6}\mu\text{G}$. La taille de l'image est de 40 kpc.

(autour de l'axe z). Les lignes de champ vont s'enrouler naturellement autour de l'axe z en suivant le sens des lignes de courant. Dans le plan $z < 0$ ($z > 0$), le champ magnétique s'enroule du bas vers le haut (du haut vers le bas) et se met en sens contraire (respectivement identique) à celui de la vitesse.

Une façon d'estimer la représentativité de la composante radiale du champ magnétique dans le disque galactique est de calculer l'angle d'inclinaison défini comme

$$\tan \theta_p = \frac{B_r}{B_\phi}, \quad (4.12)$$

qui donne directement l'angle entre le champ magnétique contenu dans le plan disque et le vecteur unitaire azimuthal. $\theta_p = 0$ correspond à des lignes de champ purement azimuthales et $\theta = 90$ à des lignes de champ purement radiales. En l'absence de formation d'étoiles, le champ magnétique dans le disque est quasiment exclusivement orienté azimuthalement, l'angle d'inclinaison est au maximum de l'ordre de $\theta_p = 2$.

La situation est modifiée lorsque la formation d'étoiles est activée ($t_0 = 3$ Gyr). Sous l'effet de la perte de masse, les parties centrales du disque perdent du support thermique et le disque s'amincit. Cela a pour effet immédiat de créer des instabilités dans le gaz qui émergent sous la forme de bras spiraux, dans lesquels le champ magnétique peut se concentrer. L'amplification du champ magnétique augmente ainsi par rapport à une galaxie qui s'effondrerait en absence de formation stellaire. Les bras spiraux cisailent le gaz du milieu interstellaire, et les lignes de champ se tordent et se renversent aux interfaces bras-interbras. En conséquence, il existe des régions de la galaxie dans lesquelles une composante radiale non négligeable du champ magnétique apparaît (figure 4.8(a)). L'angle d'inclinaison θ_c qui était, dans le cas sans formation stellaire, très faible dans toutes les régions du disque, devient maintenant de l'ordre de la dizaine de degrés (figure 4.8(b)). L'angle d'inclinaison est maximum au niveau des inter-bras là où le champ magnétique est le plus faible dans le disque galactique et où il change de sens. De telles structures sont observées dans les galaxies spirales : le champ magnétique s'aligne avec les bras spiraux visibles dans l'optique (Krause et al. 1989; Neininger et al. 1991; Berkhuijsen et al. 1997; Beck 2007), et parfois

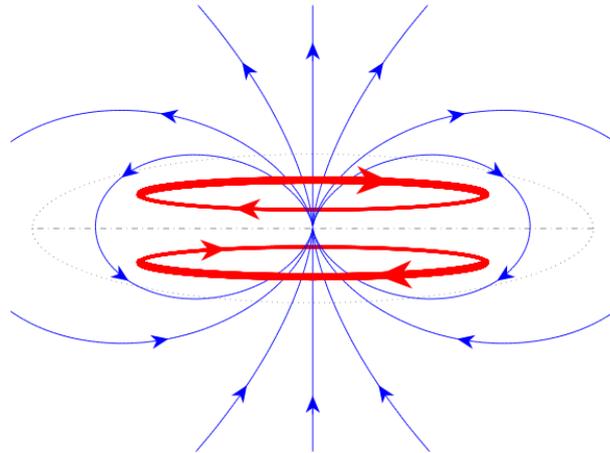


FIG. 4.7 – Décomposition d’un champ magnétique de type A0 en composante toroidale (rouge) et poloidale (bleu). La figure est tirée de Han (2002).

ces bras de champ magnétique peuvent même être plus forts dans les régions inter-bras optiques (Ehle et al. 1996; Frick et al. 2000). L’angle d’inclinaison observé dans les galaxies spirales est de l’ordre de $|\theta_c| \simeq 10 - 40$ (Beck et al. 1996).

Lorsque les explosions de supernovae sont associées à la formation stellaire, nous retrouvons le même genre de comportement des lignes de champ magnétique et de l’angle d’inclinaison θ_c . Même si nous reconnaissons certaines formes caractéristiques de bras spiraux dans l’alignement des lignes de champ, celui-ci est moins structuré et la distribution de l’angle d’inclinaison paraît plus “floconneuse” qu’en l’absence d’explosions de supernovae. Cette granularité est surtout évidente dans les bords externes de la galaxie, là où le gaz est le moins compact. Les explosions de supernovae peuvent alors plus facilement mettre en mouvement le milieu interstellaire et détruire la structure ordonnée du champ le long des bras spiraux. Les modèles de dynamo galactique sont capables de prédire de tels angles d’inclinaison dans la structure du champ magnétique (Krasheninnikova et al. 1989; Donner et Brandenburg 1990; Elstner et al. 1992).

4.4 Enrichissement magnétique par les vents galactiques

Nous allons partir d’un champ magnétique initial $B_{\text{IGM}} = 2 \cdot 10^{-6} \mu\text{G}$, ce qui nous permet de ne pas saturer trop rapidement le champ magnétique dans le disque galactique, et d’éviter d’obtenir des galaxies aux morphologies pathologiques (voir la figure 4.4 pour $B_{\text{IGM}} = 2 \cdot 10^{-5} \mu\text{G}$).

Bien que nous utilisions l’approche à injection directe d’énergie cinétique développée dans la partie 3.6, rappelons à nouveau que celle-ci donne les mêmes résultats quant à la formation du vent galactique si nous utilisons la méthode basée sur les débris (paragraphe 2.4.4). La taille de la boîte est de seulement $3r_{\text{vir}}$, ce qui est suffisant pour étudier la formation d’un vent galactique d’une galaxie dont le temps caractéristique de formation stellaire est de $t_0 = 3$ Gyr. Le vent galactique commence à se former à environ 1.5 Gyr et a complètement traversé le halo à 2.5 Gyr.

La figure 4.10 présente une coupe du champ magnétique dans le plan (Oyz) de la boîte de simulation à différentes époques de la formation du vent galactique. Le champ magnétique dans le disque se présente sous forme de double feuillet. C’est tout simplement la structure A0 (figure 4.7) du champ qui apparaît avec une reconnection destructive des lignes de champ dans le plan équatorial puisque celles-ci sont de

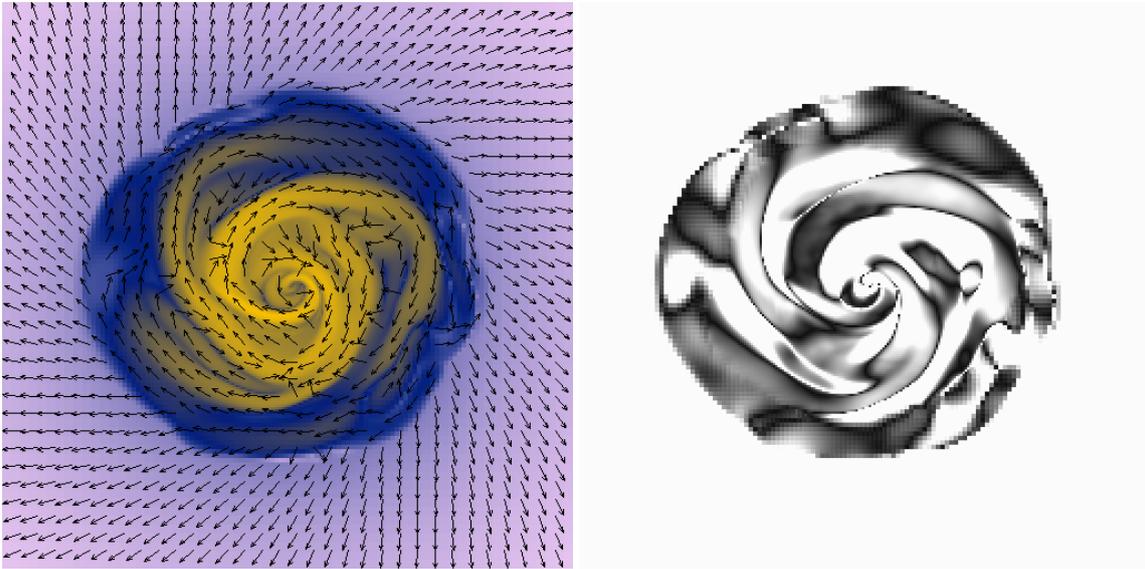


FIG. 4.8 – (a) Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-7}\mu\text{G}$ à $10^{-2}\mu\text{G}$ avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie avec formation stellaire et sans supernovae vue de face. (b) Angle d'inclinaison $|\theta_c|$ pour la galaxie avec formation stellaire et sans supernovae en échelle de gris de 0 (noir) à 20 (blanc). A $t \simeq 4$ Gyr pour la partie supérieure au plan équatorial du disque. Le champ magnétique initial est $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-8}\mu\text{G}$. La taille de l'image est de 40 kpc.

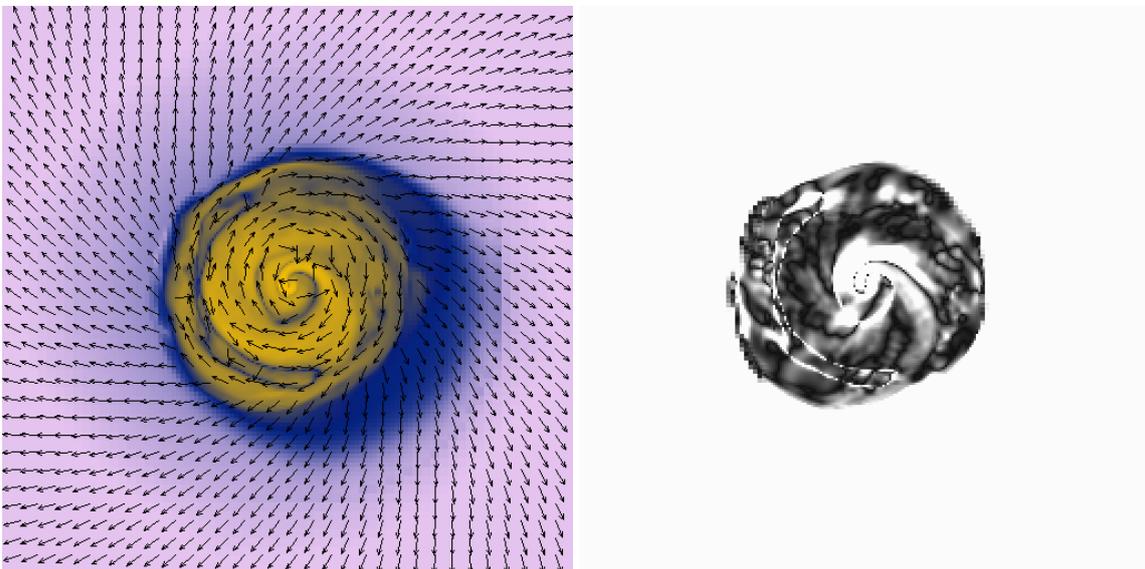


FIG. 4.9 – (a) Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-5}\mu\text{G}$ (rose pâle) à $1\mu\text{G}$ (jaune) avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae vue de face. (b) Angle d'inclinaison $|\theta_c|$ pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae. L'échelle de gris va de 0 (noir) à 20 (blanc). A $t \simeq 2.5$ Gyr pour la partie supérieure au plan équatorial du disque. Le champ magnétique initial est $B_{\text{IGM}} = 2.10^{-6}\mu\text{G}$. La taille de l'image est de 40 kpc.

sens opposés de part et d'autre de ce plan.

Le vent galactique présenté sous ses 3 phases de propagation (1. bubbling, 2. snow plow, 3. blow away) affiche une structure fortement turbulente du champ magnétique, qui atteint des amplitudes de l'ordre de 10^{-2} – $10^{-3}\mu\text{G}$ à la base du vent. Dans le vent, le champ magnétique est principalement orienté perpendiculairement au plan du disque, en bon accord avec les structures observées pour les galaxies présentant des éjections de matière à la base du disque (Brandenburg et al. 1993; Chyży et al. 2006).

En suivant l'approche de Bertone et al. (2006) pour l'enrichissement en champ magnétique du milieu intergalactique par les vents, il est possible de définir une équation d'évolution de l'énergie magnétique totale contenue dans le vent galactique

$$\frac{dE_B}{dt} = \dot{E}_{B,in} - \frac{1}{3} \frac{\dot{V}_W}{V_W} E_B, \quad (4.13)$$

avec E_B l'énergie magnétique totale contenue à l'intérieur de la bulle, $\dot{E}_{B,in}$ est le taux d'injection d'énergie magnétique dans le vent, V_W est le volume de la superbulle et \dot{V}_W la variation de volume de la superbulle due à son expansion. Cette formule est valable à condition que la pression magnétique soit faible devant la pression thermique ($\beta \gg 1$), que le vent se développe de manière isotrope et que la turbulence dans le vent ne modifie pas la quantité d'énergie magnétique. La première hypothèse est facilement vérifiée, par contre les deux suivantes sont bien moins évidentes. Contentons-nous de supposer que ces hypothèses sont vérifiées et voyons quel serait le champ magnétique final prédit. Le premier terme du membre de droite de l'équation (4.13) peut être obtenu en mesurant le flux d'énergie magnétique transporté à la base du vent. Pour le second terme, il est possible de le réécrire pour qu'il soit plus facilement mesurable. En supposant que l'expansion de la superbulle se produit de façon adiabatique en suivant $B \propto \rho^{2/3} \propto R^{-2}$ alors $E_B \propto B^2 V \propto R^{-1}$. Ainsi ce second terme qui correspond à la perte d'énergie magnétique par l'expansion de la bulle devient

$$\left(\frac{dE_B}{dt} \right)_- \propto E_B \frac{u_W}{R} \propto \frac{1}{3} \frac{\dot{V}_W}{V_W} E_B \quad (4.14)$$

où u_W est la vitesse d'expansion de la superbulle. Il suffit alors de replacer ce dernier terme dans l'expression de l'évolution de l'énergie magnétique totale de la superbulle pour obtenir

$$\frac{dE_B}{dt} = \dot{E}_{B,in} - \frac{u_W}{R} E_B. \quad (4.15)$$

En supposant que le flux de champ magnétique injecté à la base du vent est constant au cours du temps $\dot{E}_{B,in} = \dot{E}_{B,in}(0)$, alors la solution de cette équation différentielle s'écrit simplement

$$E_B = \dot{E}_{B,in} \tau_W \left(1 - e^{-t/\tau_W} \right), \quad (4.16)$$

où nous avons posé $\tau_W = R/u_W$. En prenant $R \simeq 1 \text{ Mpc}$ et $u_W \simeq 500 \text{ km.s}^{-1}$ (voir chapitre 3), alors le temps caractéristique pour la formation de la superbulle vaut $\tau_W \simeq 2 \text{ Gyr}$. La figure 4.11 présente le flux d'énergie magnétique mesuré à différentes distances du centre du halo. Ce flux de champ magnétique diminue au cours de la propagation du vent, ce qui traduit simplement que l'amplitude du champ magnétique suit l'expansion adiabatique du vent $E_B \propto R^{-1}$ et que la turbulence est incapable de contrarier la perte d'énergie magnétique au cours de la propagation du vent.

On peut alors mesurer l'énergie magnétique injectée à la base du vent $\dot{E}_{B,in} \simeq 2.510^{48} \text{ erg.Myr}^{-1}$, et introduire cette valeur dans l'équation (4.16). Ainsi l'énergie magnétique totale contenue dans la superbulle finale est de $\simeq 3.10^{51} \text{ erg}$. Pour calculer le champ magnétique moyen associé à cette superbulle, il faut relier l'amplitude du champ magnétique à l'énergie magnétique

$$E_B = \frac{B^2}{8\pi} V, \quad (4.17)$$

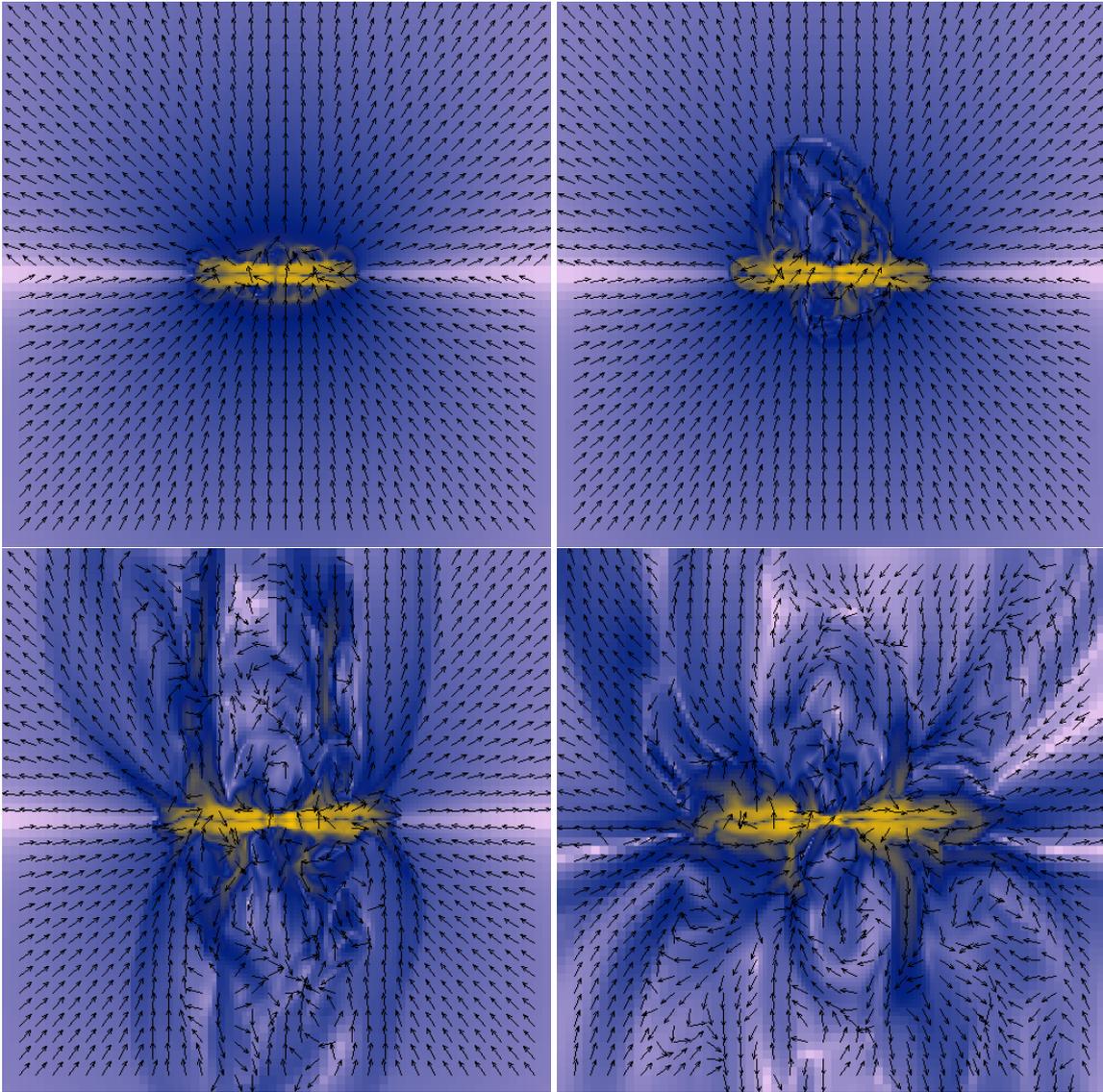


FIG. 4.10 – Amplitude du champ magnétique dans la galaxie à formation d'étoiles et supernovae pour différents temps $t = 1$ Gyr (en haut à gauche), $t = 1.5$ Gyr (en haut à droite), $t = 2$ Gyr (en bas à gauche) et $t = 3$ Gyr (en bas à droite). Le champ magnétique initial est $B_{\text{IGM}} = 2 \cdot 10^{-6} \mu\text{G}$. La taille de l'image est de 40 kpc. L'échelle de couleur du champ magnétique va de $10^{-5} \mu\text{G}$ (rose pâle) à $1 \mu\text{G}$ (jaune).

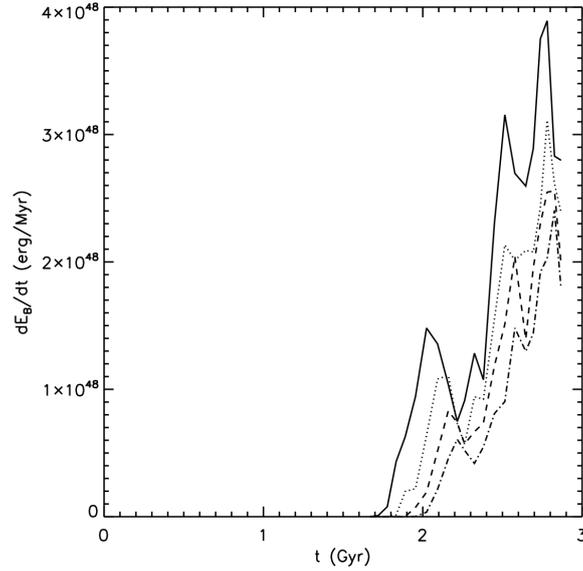


FIG. 4.11 – Flux d'énergie magnétique en fonction du temps mesuré à différentes distances du centre galactique $r = [4r_s; 5r_s]$ (plein), $r = [5r_s; 6r_s]$ (pointillé), $r = [6r_s; 7r_s]$ (tireté) et $r = [7r_s; 8r_s]$ (pointillé-tireté).

où V est le volume de la superbulle de rayon $R = 1$ Mpc. En appliquant cette relation, le champ magnétique final moyen est de l'ordre de $B \simeq 3 \cdot 10^{-11}$ G.

Rappelons que nous sommes partis d'un champ magnétique $B_{\text{IGM}} = 2 \cdot 10^{-6} \mu\text{G}$. Comme la superbulle s'est développé jusqu'à 1 Mpc de rayon alors le champ magnétique du milieu intergalactique a significativement augmenté dans les régions les plus externes du halo par la pollution des vents galactiques. Le vent galactique a donc amplifié d'un facteur 10 le champ magnétique initial contenu dans le milieu intergalactique. Sachant que ce vent met quelques milliards d'années à se développer, seules une petite dizaine de générations de galaxies ont le temps de se succéder pour amplifier et rejeter le champ magnétique dans le milieu intergalactique. Au final le champ magnétique primordial peut être de cette façon amplifié $\sim 10^{10}$ fois. Si nous avons un effet de batterie Biermann qui est responsable d'un champ magnétique primordial de l'ordre de 10^{-21} G alors le champ magnétique dans le milieu intergalactique à $z = 0$ est de 10^{-11} G, ce qui correspond assez bien aux valeurs nécessaires pour retrouver les valeurs du champ magnétique observées dans les galaxies (Beck et al. 1996) et dans les amas de galaxies (Dolag et al. 2005; Dubois et Teyssier 2008a).

Il existe pourtant d'autres phénomènes capables d'amplifier de façon suffisante le champ magnétique dans les disques galactiques. Une première approche est d'invoquer des processus de dynamo (Kulsrud 1999) à l'intérieur du disque galactique. Le principe est que les processus de turbulence à petite échelle, qui ne sont pas résolus dans nos simulations, sont capable d'amplifier le champ magnétique. En adoptant une approche perturbative dans l'écriture du champ magnétique et du champ de vitesse, avec $B = \tilde{B} + b$ et $U = \tilde{U} + u$, où \tilde{B} , \tilde{U} les moyennes d'ensemble du champ magnétique et du champ de vitesse, et b , u les petites variations de ces grandeurs, il devient possible de linéariser l'équation d'induction pour la mettre sous la forme

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (\alpha \tilde{B}) + \eta_\alpha \nabla^2 \tilde{B} + \nabla \times (\tilde{U} \times \tilde{B}). \quad (4.18)$$

Le paramètre η_α est le coefficient de diffusion qui rend compte du mélange des lignes de champ magnétique à petite échelle. Le paramètre α représente la croissance du champ magnétique par l'effet des

mouvement cycloniques (ou hélicoïdaux) du fluide $\alpha \propto u \cdot \nabla \times u$. Ces mouvements cycloniques sont créés par la turbulence qui est engendrée pour partie par les explosions de supernovae. Il devient alors tout à fait possible d'ajouter ce terme α supplémentaire à l'équation d'induction lors de la résolution des équations MHD afin de faire pousser plus rapidement le champ magnétique galactique partout où a lieu la formation stellaire. A condition d'être capable de calibrer correctement ce paramètre α (Ferrière 1992a,b), il est possible d'amplifier le champ en quelques milliards d'années jusqu'à l'équipartition avec l'énergie thermique (Ferrière et Schmitt 2000).

Malgré cela quelques doutes subsistent sur la capacité de la seule dynamo galactique à être responsable des valeurs observées du champ magnétique galactique, en particulier sur le temps caractéristique mit par l'effet α pour faire croître l'énergie magnétique aux valeurs observées dans les galaxies. Mais l'ajout d'explosions de supernovae dans le disque galactique peut aider à accroître la turbulence et l'effet α (Balsara et al. 2004). A cela il faut remarquer que le champ magnétique dans certaines galaxies a déjà atteint ses valeurs nominales à $z \simeq 1.3$ (Bernet et al. 2008), soit seulement 5 Gyr après le Big-Bang ! Il faut donc un processus très rapide pour générer de tels champs magnétiques.

L'instabilité magnéto-rotationnelle (MRI, Balbus et Hawley 1991) dans les disques galactiques est parfois introduite pour justifier une amplification primordiale du champ magnétique galactique pour fournir à la dynamo galactique la quantité de champ suffisante et lui permettre de croître jusqu'à la saturation (Kitchatinov et Rüdiger 2004). Cependant la croissance du champ magnétique est plus difficile à obtenir lorsque le gaz approche de la saturation du champ magnétique (Dziourkevitch et al. 2004; Sellwood et Balbus 1999) et qu'il perd ses symétries de modes à cause des bras spiraux galactiques, des explosions de supernovae, etc.

Parker (1992) a montré comment l'accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovae peut amplifier le champ magnétique dans les galaxies. Ce gaz de rayons cosmiques a aussi été modélisé par des simulations numériques qui ont montré son efficacité pour amplifier rapidement les lignes de champ magnétique galactique (Hanasz et al. 2004).

Une autre explication de la croissance du champ magnétique galactique est de supposer que la dynamo stellaire des premières étoiles (population III) est capable d'amplifier rapidement un champ magnétique primordial. Ce champ magnétique primordial peut être créé par des effets de batterie Biermann lors de l'effondrement du nuage proto-stellaire. Dès lors que ces premières étoiles ont atteint leur fin de vie, elles peuvent exploser en supernovae (ou hypernovae pour les plus massives) et injecter leur champ magnétique dans la proto-galaxie qui l'a vue naître. L'avantage de ce scénario est qu'il permet de définir une origine commune à l'enrichissement en métaux et au champ magnétique intergalactique, en désignant ces étoiles de population III comme les responsables de ces deux effets. Attardons-nous à présent sur ce scénario.

4.5 Génération du champ magnétique primordial

Enfin, le champ magnétique dans le milieu intergalactique peut avoir une origine liée aux premières étoiles formées (celles de la population III à métallicité nulle) par des effets de batterie Biermann (Rees 1987) que la dynamo stellaire permettrait d'amplifier efficacement. Bien que la création de champ magnétique ne soit pas vraiment une difficulté dans les progéniteurs de ces premières étoiles (Xu et al. 2008), amplifier ce champ magnétique par un processus de dynamo dans une étoile de population III dont la masse est $\sim 10^3 M_{\odot}$ (Couchman et Rees 1986; Abel et al. 2002) n'est pas un processus aussi convaincant. En effet pour qu'il y ait de la dynamo stellaire, il faut que l'étoile possède une enveloppe convective comme dans le cas du Soleil (Brun et al. 2004). Dans ce cas la dynamo qui a lieu à la surface de l'étoile y est alors des plus efficaces. Cependant, les étoiles les plus massives ne possèdent pas d'enveloppe convective de surface (même si cela est encore débattu, particulièrement lorsque l'étoile subie

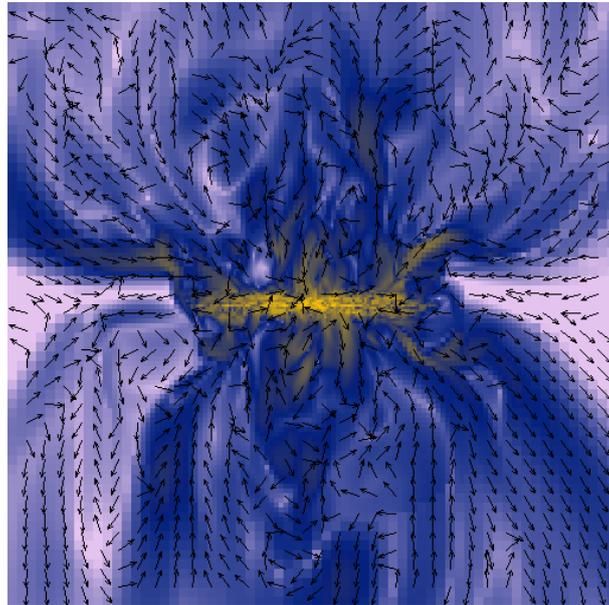


FIG. 4.12 – Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-6}\mu\text{G}$ (rose pâle) à $10^{-1}\mu\text{G}$ (jaune) avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae et génération de champ magnétique par dipôles magnétiques à $t \simeq 3$ Gyr dans le plan (Oyz). La taille de l'image est de 40 kpc.

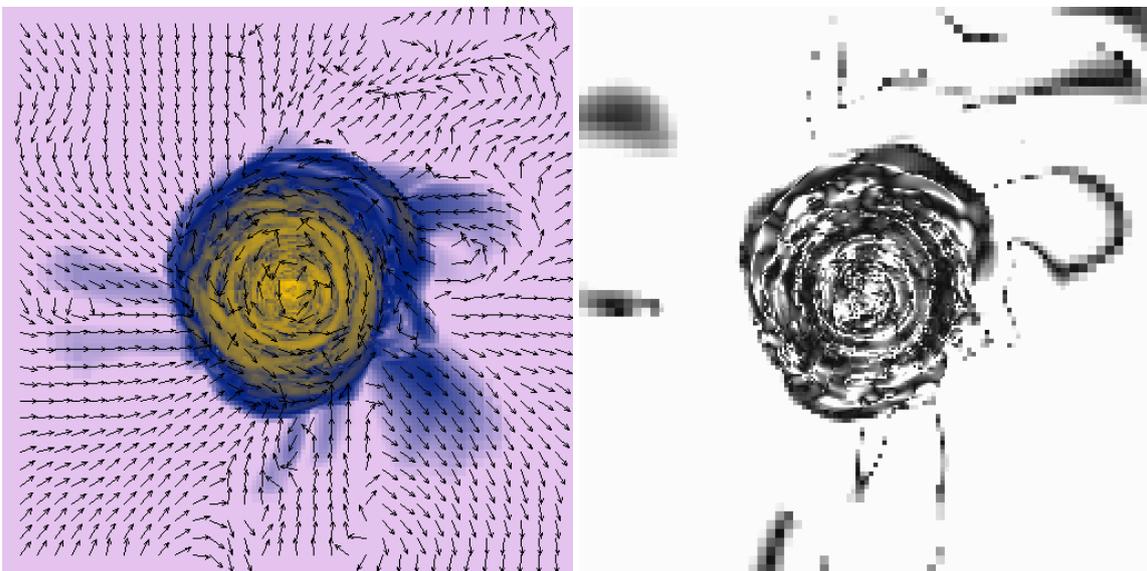


FIG. 4.13 – (a) Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-6}\mu\text{G}$ (rose pâle) à $10^{-1}\mu\text{G}$ (jaune) avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae et génération de champ magnétique par dipôles magnétiques à $t \simeq 3$ Gyr dans le plan (Oxy). Et (b) angle d'inclinaison $|\theta_c|$ pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae. L'échelle de gris va de 0 (noir) à 40 (blanc). La taille de l'image est de 40 kpc.

une forte rotation différentielle, voir [Maeder et al. 2008](#)), qui est remplacée par une enveloppe radiative peu sujette à amplifier le champ magnétique, et la dynamo, si elle est présente, y est déplacée au centre ([Zahn et al. 2007](#)). Ajoutons à cela que ces étoiles ont une durée de vie extrêmement courte de quelques Myr, il faut donc que la dynamo soit très efficace. Ceci dit rien n'empêche le coeur convectif de ces étoiles d'amplifier suffisamment le champ magnétique pour que, lors de l'explosion finale en supernova, celle-ci puisse enrichir de manière significative le gaz primordial en champ magnétique.

Lorsqu'une étoile explose en supernova son champ magnétique est dilaté à cause de la conservation du flux. Il est possible de calculer le champ magnétique moyen contenu dans un reste de supernova d'environ de rayon $r_{remnant}$ en connaissant le rayon de l'étoile R_{\odot} et son champ moyen B_{\odot}

$$B_{remnant} = \left(\frac{R_{\odot}}{r_{remnant}} \right)^2 B_{\odot}. \quad (4.19)$$

En appliquant cette formule sur, par exemple, le Soleil (celui-ci ne formera pas de supernova mais cette étoile à un intérêt pédagogique certain puisque c'est celle dont on connaît le mieux le champ magnétique) de champ magnétique moyen $B_{\odot} = 10^3$ G et de rayon $R_{\odot} \simeq 7.10^5$ km, alors le champ moyen dans un rayon de $r_{remnant} = 1$ pc est de l'ordre de $B_{SN} = 5.10^{-13}$ G. Bien sûr cette formule ne tient pas compte des effets d'amplification liés aux rayons cosmiques ([Parker 1992](#)), ou à la batterie Biermann ([Hanayama et al. 2005](#)) qui permettraient au champ magnétique dans le reste de supernova d'être plus élevé. Si par exemple, nous prenons comme référence le champ magnétique contenu à l'intérieur de la nébuleuse du Crabe de l'ordre de 10^{-4} G généré en grande partie par le pulsar central contenu dans un rayon de 3.4 pc ([Helfand et al. 2001](#)), alors le champ magnétique moyen contenu dans une superbulle de rayon $r_{SN} = 150$ pc est de l'ordre de $B_{SN} = 5.10^{-8}$ G.

Sans prétendre à ce que notre modèle soit le plus réaliste possible, nous allons injecter 10^{-9} G au gaz pour chaque explosion d'une superbulle de supernovae. Nous nous plaçons alors dans le cas très favorable où à partir d'un champ magnétique nul dans le gaz, l'explosion de plusieurs supernovae est capable de générer un champ magnétique dans la superbulle de l'ordre de ce que produirait une association de restes de supernovae comparables à des nébuleuses du Crabe. La physique de telles associations est en réalité bien plus complexe puisqu'il ne s'agit pas seulement de sommer les différentes contributions magnétiques de chaque explosion de supernova à l'énergie magnétique finale. De la reconnection magnétique peut apparaître entre ces bulles, les chocs et la turbulence engendrée lors du mélange des bulles peut modifier substantiellement la configuration magnétique finale. Mais la physique de tels procédés va bien au-delà de notre sujet d'étude.

Le principe pour ajouter un tel champ magnétique lors de l'explosion d'une supernovae est de générer à chaque explosion un dipôle magnétique orienté aléatoirement qui injecte 10^{-9} G dans la superbulle de rayon r_{SN} . La technique numérique est détaillée dans l'Annexe A.2.

Nous avons alors réalisé la même simulation que précédemment à la différence qu'il n'existe initialement aucun champ magnétique. Le champ magnétique est donc généré par les explosion de supernovae, et celui-ci est amplifié dans le disque puis éjecté dans le vent galactique comme le montre la figure 4.13. Le champ magnétique dans le disque est de l'ordre de quelques 10^{-2} μ G et ne présente plus de symétrie A0. La symétrie A0 que nous observons dans la galaxie qui présentait un champ magnétique initial anti-symétrique (par rapport au plan équatorial) non nul dans le halo, provenait de l'enroulement de ces lignes de champ au cours de l'effondrement du halo. Maintenant il n'existe plus de champ magnétique primordial, et cette asymétrie initiale est perdue. L'orientation aléatoire des dipôles magnétiques produits dans les bulles de supernovae ne permet pas de créer d'orientation dans la configuration magnétique galactique, bien que la figure 4.13(a) montre clairement que celui-ci est préférentiellement toroïdal. Comme le gaz dans le disque galactique tourne suivant u_{θ} les lignes de champ magnétique se contentent de suivre ce flot de matière, c'est pourquoi le champ magnétique est une nouvelle fois disposé suivant la rotation du disque.

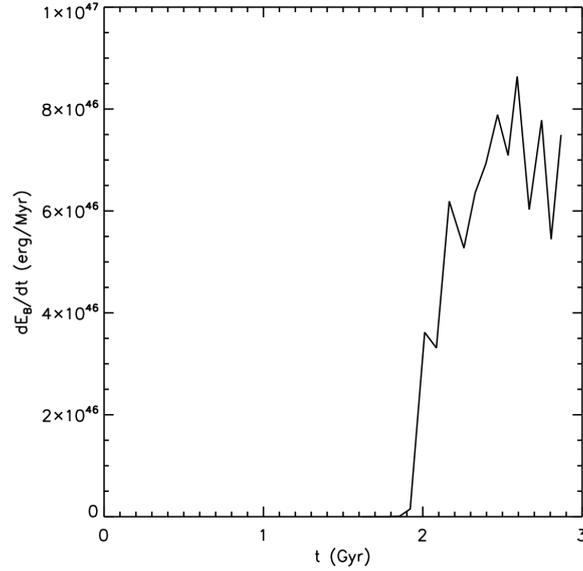


FIG. 4.14 – Flux d'énergie magnétique en fonction du temps mesuré entre $r = [5r_s; 6r_s]$ du centre galactique.

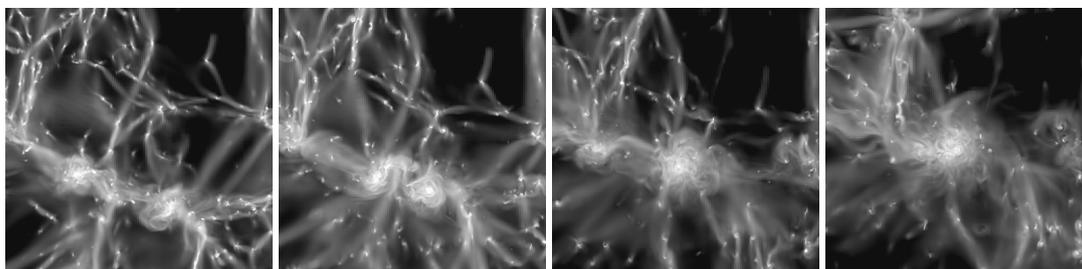
Cependant la contribution radiale au champ magnétique galactique n'est pas négligeable. L'angle d'inclinaison $|\theta_c|$ dans le disque galactique est presque partout plus grand que 10 et pointe à presque 90 dans certaines zones. Ces valeurs sont simplement obtenues par l'adjonction d'un dipôle magnétique de $10^{-9} \mu\text{G}$. Si la direction de ce dipôle est purement radiale, alors sur un champ initialement purement toroïdal et de l'ordre de $\sim 10^{-2} \mu\text{G}$ (la valeur du champ magnétique dans le disque à $t \simeq 3\text{Gyr}$), il produit un angle d'inclinaison de $|\theta_c| \simeq 5$. L'excès trouvé dans l'angle d'inclinaison par rapport à cette valeur est produit par la déformation des lignes de champ magnétique induite par le mouvement du gaz dans l'explosion.

Comme le montre la figure 4.14, le flux de champ magnétique dans le vent est plus faible que lorsqu'il existe déjà un champ magnétique initial de $B_0 = 10^{-5} \mu\text{G}$. En prenant comme flux d'énergie magnétique moyen à la base du vent $E_{B,in} \simeq 6 \cdot 10^{47} \text{ erg} \cdot \text{Myr}^{-1}$, le champ magnétique moyen dans la bulle en équilibre avec le milieu intergalactique est de l'ordre de 10^{-11} G .

Ce champ magnétique est largement suffisant pour enrichir avec une seule génération de galaxies l'ensemble de l'Univers sans avoir à faire d'hypothèse sur l'existence d'un champ magnétique primordial. Un processus de dynamo stellaire dans les étoiles de population III, capable de produire un champ magnétique dans la supernova résultant de leur fin de vie, de l'ordre de grandeur de celui observé dans la nébuleuse du crabe, justifie l'enrichissement magnétique primordial par la formation des vents galactiques des premières galaxies. C'est aussi de façon surprenante, le champ magnétique nécessaire à $\rho = \langle \rho \rangle$ pour que le champ magnétique dans les amas soit celui observé aujourd'hui (Dolag et al. 2005; Dubois et Teyssier 2008a).

Chapitre 5

Champ magnétique dans les amas de galaxies



Sommaire

5.1	Etat des lieux des faits observationnels	89
5.2	Formation d'un amas de galaxies	92
5.2.1	Particularités de l'application cosmologique	92
5.2.2	Conditions initiales	93
5.3	Résultats	94
5.3.1	Modes d'amplification du champ magnétique	94
5.3.2	Cartes de rotation Faraday	98
5.4	Discussion des résultats	99

5.1 Etat des lieux des faits observationnels

Les amas de galaxies sont connus pour être des milieux magnétisés jusqu'à des valeurs de l'ordre de quelques μG pour certains amas (le lecteur pourra consulter l'article de revue de [Govoni et Feretti 2004](#)). Il existe plusieurs façon pour déterminer la valeur du champ magnétique dans un gaz, tout d'abord de façon directe soit par l'émission synchrotron des électrons ou par l'émission Compton inverse.

Lorsqu'un électron chargé est soumis à un champ magnétique, celui-ci subit la force de Lorentz proportionnellement à sa vitesse, au champ magnétique et à l'angle de déflexion $\theta = \sin(\mathbf{u}, \mathbf{B})$. L'électron soumis à cette accélération produit un rayonnement continu avec un pic de densité centré à la fréquence synchrotron

$$\nu_S \propto \epsilon^2 B \sin \theta, \quad (5.1)$$

où ϵ est l'énergie de l'électron. Un électron d'énergie $\epsilon \simeq 2 \text{ GeV}$ va produire un pic d'émission à $\nu_c \simeq 100 \text{ MHz}$ dans un champ magnétique de l'ordre du μG (voir figure 5.1).

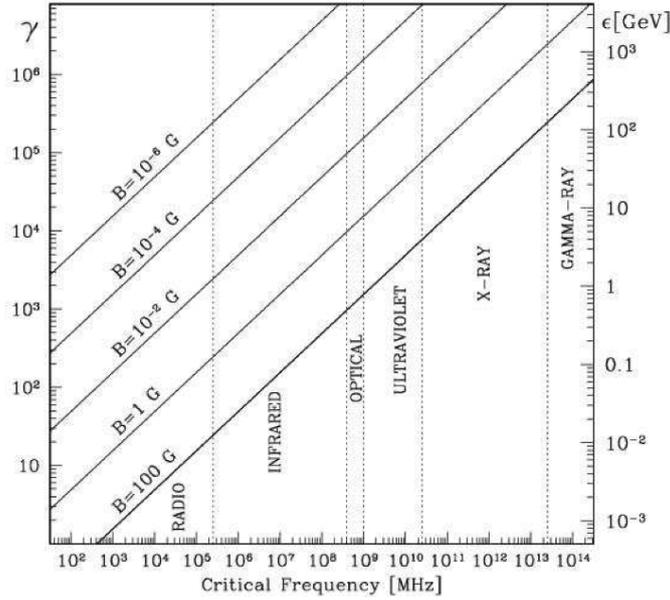


FIG. 5.1 – Facteur de Lorentz $\gamma = \epsilon/m_e c^2$ (axe de gauche) et énergie (axe de droite) de l'électron en fonction du pic de la fréquence d'émission ν_S pour différentes valeurs du champ magnétique et un angle de déflexion optimal $\theta = 90^\circ$. Figure tirée de [Govoni et Feretti \(2004\)](#).

La deuxième façon directe de mesurer le champ magnétique est par effet Compton inverse. Les électrons les plus énergétiques qui interagissent par collision avec les photons perdent de l'énergie sous forme d'émission de photons à la fréquence

$$\nu_C \propto \epsilon^2 \nu_\gamma, \quad (5.2)$$

où ν_γ est la fréquence du photon incident. Ainsi des photons émis par le fond diffus cosmologique à la fréquence où se situe le pic de densité d'émission $\nu_\gamma \sim 1.6 \times 10^{11}$ Hz en interaction avec des électrons d'énergie $\epsilon \simeq 2$ GeV vont produire un rayonnement dans le domaine des X à la fréquence $\sim 5 \times 10^{18}$ Hz. En présence de champ magnétique, la luminosité de l'émission Compton inverse peut être reliée à la luminosité de l'émission synchrotron. Cette relation permet de lever les dégénérescences liées à la seule mesure du rayonnement synchrotron mais malheureusement les mesures dans le domaine des X durs sont encore rares et difficilement exploitables.

Enfin il reste les méthodes de détection indirecte par mesure de rotation Faraday pour déterminer la valeur du champ magnétique dans une région de l'espace. Un rayonnement polarisé linéairement peut subir une rotation autour de la ligne de visée

$$\Psi_{Obs}(\lambda) = \Psi_{Source} + \lambda^2 RM, \quad (5.3)$$

où Ψ_{Source} et Ψ_{Obs} sont respectivement la phase du rayonnement émis par la source et reçu par l'observateur, λ la longueur d'onde du rayonnement et RM la mesure de rotation induite par le champ magnétique telle que

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e(l) B_{\parallel}(l) dl, \quad (5.4)$$

avec e la charge élémentaire, m_e la masse de l'électron, c la célérité de la lumière et n_e la densité d'électrons. En mesurant la polarisation de la source à différentes longueurs d'ondes (au moins trois pour lever

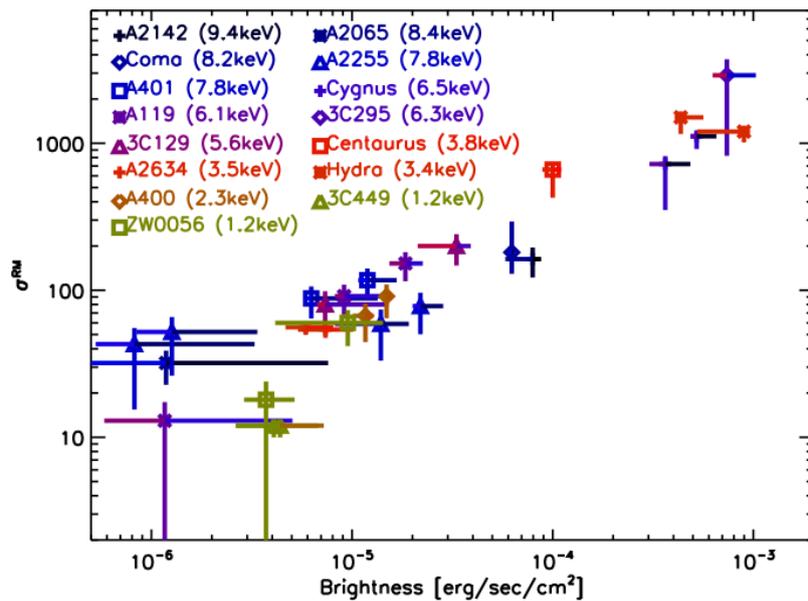


FIG. 5.2 – Corrélation de la mesure de rotation Faraday avec la brillance de surface en rayons X pour différentes températures d’amas. Les couleurs représentent la température de Viriel de différents amas disponibles dans la littérature. La figure elle-même est tirée de Dolag (2006).

la périodicité de rotation de π), il devient possible d’obtenir une mesure de RM et donc du champ magnétique associé. Cette mesure a, malheureusement, aussi ses limites puisque qu’elle donne seulement une idée du champ magnétique moyen colinéaire à la ligne de visée. Il est tout de même possible de connaître plus précisément le champ magnétique (et principalement ses sous-structures) à l’intérieur d’un gaz en mesurant l’écart type de RM .

Toutes ces méthodes de mesure du champ magnétique tendent à indiquer que le champ magnétique dans les amas de galaxies est de l’ordre du μG dans les régions les plus centrales de l’amas, voire de l’ordre de la dizaine de μG pour les plus gros amas contenant du gaz froid accrétant. Un point qu’il convient de souligner est les différences de valeurs de champ magnétique obtenues suivant la méthode utilisée pour le mesurer. Les méthodes directes (synchrotron et Compton inverse) capturent les valeurs du champ magnétique moyenné sur de grands volumes de gaz, alors que les mesures par rotation Faraday d’une source ponctuelle polarisée permettent de sonder plus précisément les petites échelles (mais plus parcimonieusement, le nombre de source est largement insuffisant pour sonder l’ensemble de l’amas) et donc le champ magnétique associé aux filaments de gaz froid, aux écoulements de cisaillement, aux chocs, au gaz arraché des galaxies, aux vents galactiques, etc.

Puisque les observations rendent encore difficilement compte de la structure intrinsèque du champ magnétique dans les amas, il faut pour mieux analyser la situation utiliser des simulations numériques auto-consistantes de formation des amas de galaxie en présence de champ magnétique. Déterminer avec précision la structure en champ magnétique des amas de galaxies est un enjeu de taille pour la compréhension du spectre en énergie des rayons cosmique d’ultra-haute énergie. Ce spectre dépend des angles de déflexion des rayons cosmiques (dont une partie pourrait être produite au sein même des amas) déviés par le champ magnétique (voir Lemoine 2005; Kotera et Lemoine 2008; Globus et al. 2007).

Différentes simulations d’amas de galaxies en présence de champ magnétique ont déjà été produites dans la littérature en utilisant des codes SPH (Dolag et al. 1999; Dolag 2000; Dolag et al. 2005), des codes grilles (Roettiger et al. 1999; Miniati et al. 2001; Sigl et al. 2004; Asai et al. 2007), et des codes AMR (Brüggen et al. 2005), en utilisant soit des simulations en conditions cosmologiques (Dolag et al.

1999; Miniati et al. 2001; Sigl et al. 2004; Dolag et al. 2005) soit des simulations idéalisées (Roettiger et al. 1999; Asai et al. 2007). Toutes ces simulations ont intégré l'évolution du gaz dans des conditions purement adiabatique (pas de processus de refroidissement ni de chauffage). L'originalité de ce travail s'inscrit dans l'étude de l'effet de l'accrétion de matière froide au sein de l'amas. Pour cela nous avons donc réalisé la première simulation cosmologique d'amas de galaxies incluant des processus de refroidissement, de chauffage UV et de formation d'étoiles, en traitant complètement les équation de la MHD. En parallèle, nous avons réalisé aussi une simulation en conditions adiabatique pour comparer nos résultats avec ceux de la littérature et montrer l'importance de l'accrétion de matière froide dans l'amplification du champ magnétique au sein de l'amas..

5.2 Formation d'un amas de galaxies

5.2.1 Particularités de l'application cosmologique

Nous avons jusqu'ici supposé que tout problème se poserait dans un Univers statique où il est possible de négliger l'évolution des échelles de longueur avec le temps (ou le redshift). Si cette approximation est valable dans les processus où l'évolution dynamique d'un système est suffisamment rapide par rapport à l'évolution d'échelle de l'Univers, elle n'est plus acceptable lorsque l'évolution d'une structure dépend de l'histoire cosmique de l'Univers et de ses grandes échelles. C'est précisément le cas lorsqu'il s'agit de décrire l'histoire de formation des amas de galaxies, ces rassemblements de galaxies et de gaz chaud dont la taille caractéristique est celle du Mpc.

RAMSES permet aussi de résoudre des problèmes astrophysique dans un cadre cosmologique où les échelles de longueur varient avec le temps. Nous nous plaçons dans le système de coordonnées supercomobiles (Martel et Shapiro 1998), avec le changement de variables d'espace, temps, densité, pression et vitesses suivant

$$\tilde{\mathbf{x}} = \frac{1}{a} \frac{\mathbf{x}}{L} \quad (5.5)$$

$$d\tilde{t} = H_0 \frac{dt}{a^2} \quad (5.6)$$

$$\tilde{\rho} = a^3 \frac{\rho}{\Omega_m \rho_c} \quad (5.7)$$

$$\tilde{P} = a^5 \frac{P}{\Omega_m \rho_c H_0^2 L^2} \quad (5.8)$$

$$\tilde{\mathbf{u}} = a \frac{\mathbf{u}}{H_0 L} \quad (5.9)$$

avec H_0 la constante de Hubble, Ω_m la densité de matière de l'Univers, L la taille de la boîte de simulation, ρ_c la densité critique de l'Univers et a le facteur d'expansion. Dans le cas particulier où $\gamma = 5/3$ (celui que nous utiliserons dans nos simulations cosmologiques), ce changement de variables rend les équations hydrodynamiques (2.9–2.11) inchangées et seule l'équation de Poisson (2.19) est modifiée simplement en

$$\Delta \tilde{\phi} = \frac{3}{2} a \Omega_m (\tilde{\rho} - 1). \quad (5.10)$$

Ce changement de coordonnées supercomobiles permet donc de traiter simplement un problème cosmologique comme un problème en Univers statique car il ne modifie pas la résolution des équations hydrodynamiques.

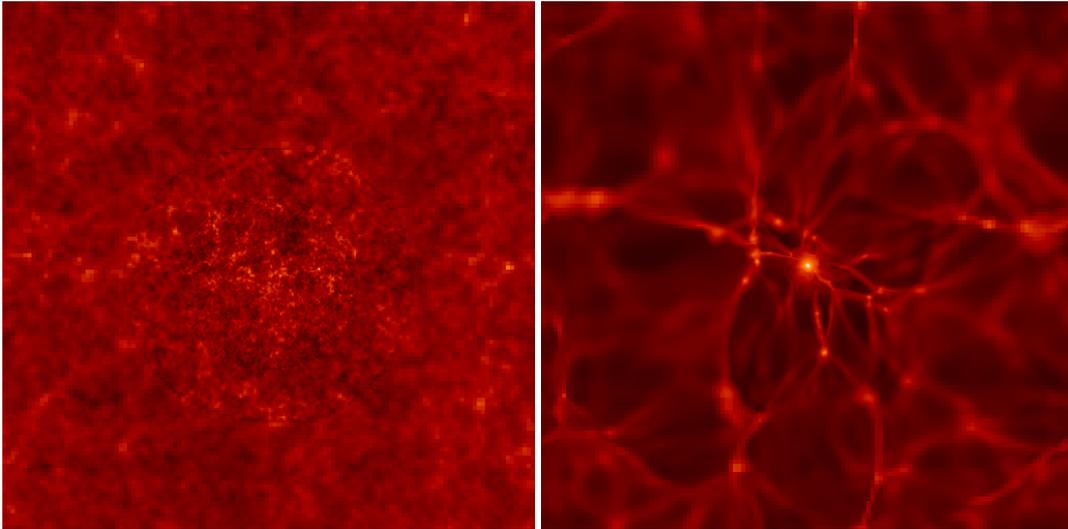


FIG. 5.3 – Coupe de la densité de gaz dans l'ensemble de la boîte $L = 115$ Mpc (comobile) à $z = 70$ (gauche) et $z = 0$ (droite) de la simulation d'amas de galaxie adiabatique. La partie centrale est la zone qui contient les niveaux de résolution les plus élevés.

5.2.2 Conditions initiales

Pour initialiser les variables hydrodynamiques (ρ, \mathbf{u}, p) , nous partons de fluctuations de densité primordiales suivant le spectre de puissance $P(k)$ d'une cosmologie donnée. Pour cela nous avons utilisé l'outil GRAFIC 2 (Bertschinger), qui permet de produire ces fluctuations de densité primordiales en lui donnant les paramètres cosmologiques suivants : la densité de matière Ω_m , la densité d'énergie sombre Ω_Λ , la densité de matière baryonique Ω_b , la constante d'Hubble H_0 , et l'amplitude de fluctuation des densités primordiales de matière σ_8 . La matière noire est d'abord distribuée suivant une gaussienne de moyenne et d'écart type donné par les paramètres cosmologiques. Le gaz est distribué de sorte à reproduire les fluctuations de densité de la matière noire.

Nous voulons simuler l'évolution d'un unique amas de galaxie tout en décrivant de manière acceptable l'influence de son environnement. Il est tout à fait possible de prendre une boîte d'Univers suffisamment grande et choisir un amas de galaxie pour l'étudier mais il faut alors sacrifier de la résolution numérique et nous verrons qu'elle aura une importance critique dans toute cette étude. La solution est alors de "re-simuler" une portion d'Univers dans laquelle il existe une zone centrale où la résolution est la plus élevée afin d'obtenir le maximum de détails possibles sur l'amas, et une zone externe, dégradée, c'est-à-dire où la résolution est pauvre et constitue les conditions aux bords de l'objet réellement simulé. L'avantage de cette technique dite "zoom" est qu'elle permet de concentrer la puissance de calcul sur l'objet central qui sera le sujet de l'étude tout en conservant des conditions aux bords réalistes.

Nous avons utilisé une boîte de taille¹ $L = 80 h^{-1}$ Mpc dans une cosmologie Λ CDM $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.045$, $H_0 = 70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, et $\sigma_8 = 0.9$. La région zoomée de rayon $12.5 h^{-1}$ Mpc centrée sur le milieu de la boîte dont la position concorde avec celle l'amas de galaxies à $z = 0$ a une résolution de base de 512^3 . Cette région haute-définition est entourée d'une sphère de résolution 256^3 couvrant $40 h^{-1}$ Mpc et d'une autre de résolution 128^3 remplissant le reste de la boîte de simulation. La masse des particules de matière noire sur chaque grille de base est $2.9 \times 10^{10} M_\odot$, $3.6 \times 10^9 M_\odot$,

¹Le facteur h qui apparaît dans les grandeurs dimensionnées correspond au choix de la constante de Hubble qui est fixé. Il est défini tel que $h = H_0(\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1})/100$, et vaut donc, ici, $h = 0.7$. Lorsque le facteur h n'apparaît pas dans les grandeurs dimensionnées, c'est qu'il a déjà été pris en compte.

et $4.5 \times 10^8 M_\odot$. Seule la grille de base 512^3 peut contenir des niveaux de raffinement supplémentaires durant la simulation : jusqu'à 7 niveaux de raffinement supplémentaires, soit une résolution effective de 65536^3 dont la taille physique est de $1.2 h^{-1} \text{kpc}$ (soit presque 5 ordres de grandeur entre la taille de la boîte et la résolution maximale !). Le critère quasi-Lagrangien est utilisé pour déterminer si une cellule doit être raffinée : dans chaque cellule si le nombre de particules de matière noire est supérieur à 8, ou si la quantité de matière baryonique est 8 fois la résolution de masse initiale ($4.5 \times 10^8 M_\odot$). La figure 5.3 illustre comment la matière est initialement distribuée et la façon dont la simulation "zoom" permet de concentrer les niveaux fins de la grille sur la partie centrale de la simulation.

Pour cette étude nous avons réalisé deux types de simulation : "adiabatique" où le gaz ne perd ni ne gagne d'énergie, et "cooling" où le gaz peut refroidir jusqu'à 10^4 K par les processus de collisions d'un plasma primordial H/He et chauffer par le rayonnement UV. Le refroidissement va permettre la formation de régions denses et froides (10^4 K) et constituer les galaxies où les étoiles vont pouvoir se former suivant la loi de Schmidt avec $\rho_0 = 10^5 \Omega_b \rho_c(z)$ et $t_0 = 1.5 \text{ Gyr}$, correspondant à une efficacité de formation d'étoiles $\epsilon = 5\%$.

Le champ magnétique comobile $B_0 = B_{0,physique}/a$ est uniforme et dirigé suivant l'axe z de la boîte avec une amplitude de 10^{-11} G . Il est tout à fait raisonnable de considérer le champ magnétique comme uniforme car il suit très rapidement les fluctuations de densité initiales et revient à être distribué de façon aléatoire. De plus Dolag et al. (2002) ont montré que la topologie du champ magnétique initial n'importe pas sur le résultat final. Le choix de l'amplitude du champ magnétique initial est par contre relativement délicat car il n'existe aucun fait observationnel permettant de la déterminer. L'unique façon est d'utiliser les valeurs du champ magnétique observées à l'intérieur des amas pour remonter, *a posteriori*, à la valeur du champ magnétique initial. Par exemple Dolag et al. (2005), en prenant $B_0 = 10^{-11} \text{ G}$ parviennent à retrouver les valeurs typiques du champ magnétique dans le coeur des amas. En réalité la détermination du champ magnétique initial est relativement souple : tant que l'énergie magnétique est petite devant l'énergie thermique, le champ magnétique est totalement renormalisable puisqu'il n'influe alors pas sur la dynamique du plasma. Considérons, pour l'instant, l'amplitude $B_0 = 10^{-11} \text{ G}$ comme une donnée du problème que nous justifierons *a posteriori*.

5.3 Résultats

5.3.1 Modes d'amplification du champ magnétique

La figure 5.4 montre la densité moyenne du gaz pour le cas adiabatique et le cas cooling au redshift $z = 0$. Le refroidissement atomique permet de concentrer plus efficacement le gaz et de former des galaxies sans modifier la structure des grandes échelles. Comme semble le prédire la loi de l'amplification du champ magnétique par effondrement gravitationnel ($B \propto \rho^{2/3}$), le champ magnétique est fortement corrélé à la distribution de matière (figure 5.5). La valeur typique du champ magnétique dans le coeur de l'amas est de l'ordre de $B \sim 10^{-1} \mu\text{G}$, de $B \sim 10^{-2} \mu\text{G}$ dans les galaxies satellites et $B \sim 10^{-3} \mu\text{G}$ dans les filaments de gaz froid.

Le rayon de Viriel est défini tel qu'il puisse vérifier $M_{200} = 200 \times 4\pi/3 \rho_c R_{200}^3$, avec ρ_c la densité critique de l'Univers, et M_{200} la masse totale contenue à l'intérieur du rayon R_{200} . Pour la simulation adiabatique, l'amas de galaxies a les propriétés suivantes à $z = 0$: $R_{200}^{ad} \simeq 1 h^{-1} \text{Mpc}$, $M_{200}^{ad} \simeq 2.7 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$, et $T_X^{ad} \simeq 3.4 \text{ keV}$. Pour la simulation cooling, à $z = 0$: $R_{200} \simeq 1.1 h^{-1} \text{Mpc}$, $M_{200} \simeq 3.5 \times 10^{14} h^{-1} M_\odot$, et $T_X \simeq 5.1 \text{ keV}$.

L'amplification du champ magnétique d'une sphère tri-dimensionnelle en effondrement est donnée par $B \propto \rho^{2/3}$ (équation (4.7)) par conservation du flux de champ magnétique. Ainsi toutes déviations à cette loi, que ce soit une augmentation ou une diminution, caractérisent d'autres modes d'amplification du champ magnétique. La figure 5.6 montre l'histogramme de la fraction de masse de gaz de la

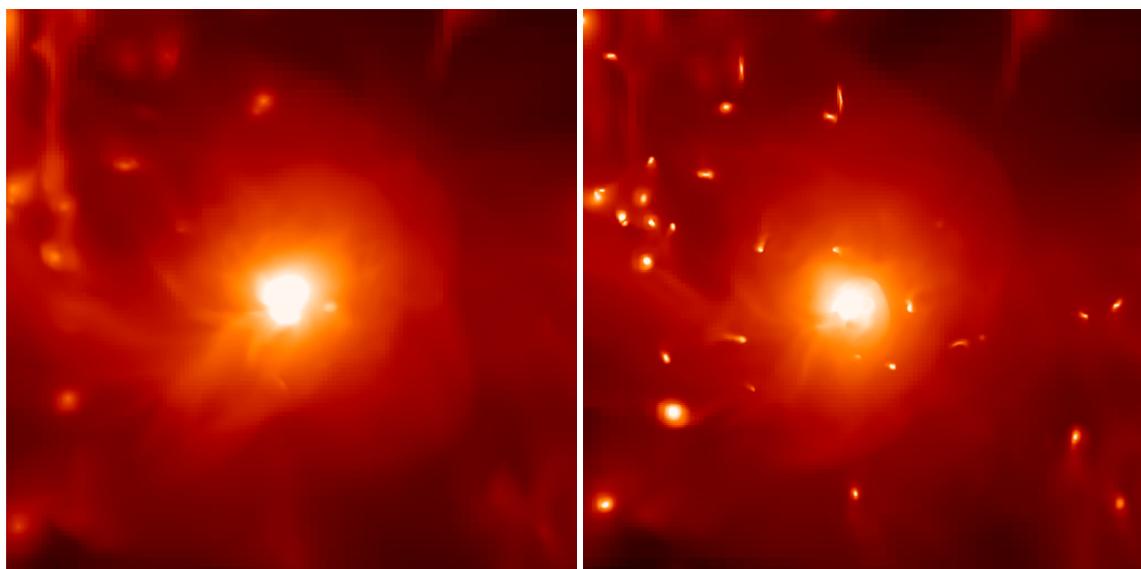


FIG. 5.4 – Logarithme de la densité moyenne du gaz en unités de la densité moyenne de baryons à $z = 0$ pour l'amas adiabatique (gauche) et cooling (droite). La taille des figures est de 7 Mpc. L'échelle de couleur de la densité va de 10^{-1} à $10^3 \langle \rho \rangle$.

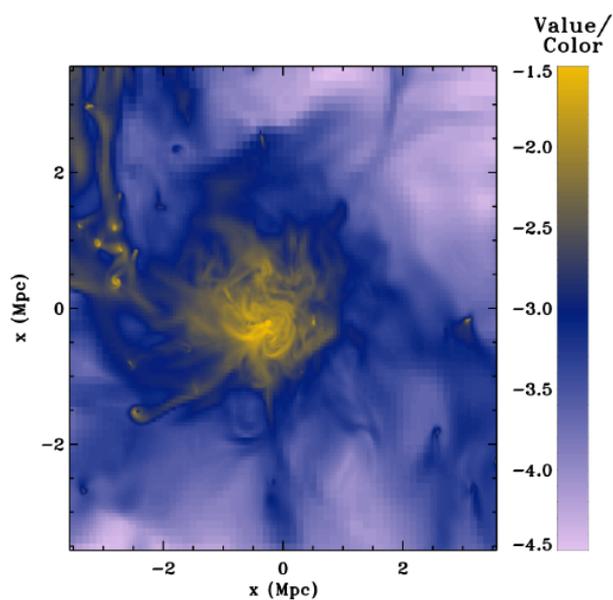


FIG. 5.5 – Logarithme de l'amplitude moyenne du champ magnétique pondéré par la masse en unités de μG à $z = 0$ pour l'amas cooling.

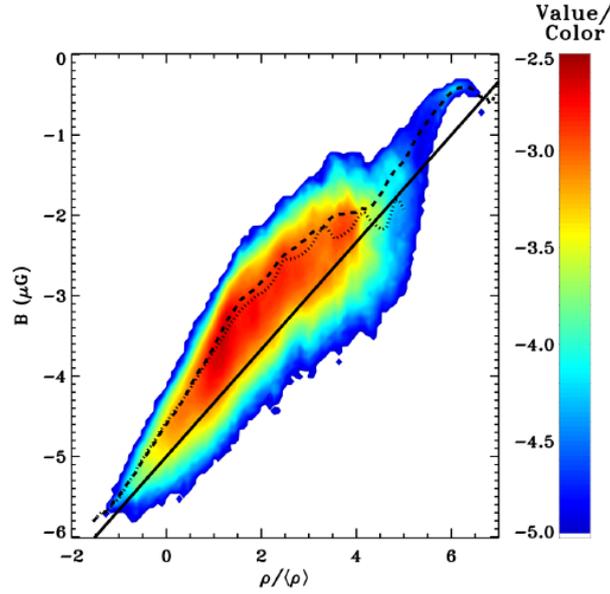


Fig. 5.6 – Histogramme de la fraction de masse pour la simulation “cooling” en fonction de la densité (unités \log_{10}) et du champ magnétique moyen (unités \log_{10}) à $z = 0$. Le trait plein noir correspond à l’amplification $\rho^{2/3}$ que subirait une sphère homogène en effondrement, avec le champ magnétique moyen en fonction de la densité pour le cas adiabatique (trait pointillé) et pour le cas “cooling” (trait tireté).

simulation cooling en fonction de la densité et du champ magnétique du gaz contenu à l’intérieur de l’amas de galaxie jusqu’à 2 rayons de Viriel. Pour les densités inférieures à $10^4 \times \rho$, le champ magnétique est dix fois plus grand que ce que peut fournir l’amplification du champ magnétique par effondrement gravitationnel seul. A l’intérieur de l’amas, il existe donc d’autres modes d’amplification du champ magnétique. Comme le suggèrent Dolag et al. (2005), cette croissance substantielle du champ magnétique est due aux mouvements de cisaillement dans l’atmosphère de l’amas, créés par la turbulence et les fusions entre galaxies. Nous retrouvons le même comportement pour le cas adiabatique. Il semble donc que les régions externes de l’amas incorporent la même quantité de turbulence qu’en présence de refroidissement.

Dans les régions de faible densité le champ magnétique suit une loi de puissance sur la densité qui s’accorde bien avec la prédiction de King et Coles (2006). Ils prédisent que dans l’approximation gravitationnelle de Zel’Dovich (1970) où l’effondrement des structures se fait de façon anisotrope à partir de fluctuations gaussienne de densité primordiale, le champ magnétique doit évoluer comme $B \propto \rho^{0.87}$ avec la densité. Donc plus rapidement que ce qui est prédit pour un effondrement sphérique.

A haute densité, le cas radiatif diverge fortement de son pendant adiabatique. D’une part, sans refroidissement, le gaz est incapable de se condenser à des densités suffisamment grandes pour former des galaxies. D’autre part, la compression gravitationnelle due à l’accrétion de matière froide dans le coeur de l’amas crée du champ magnétique supplémentaire et amplifie ce champ magnétique par un apport supplémentaire de turbulence dans cette région de haute densité.

En l’absence de refroidissement, l’amplitude descend même en-dessous du gain de champ magnétique par pure compression dans le coeur de l’amas. Le champ magnétique moyen est de l’ordre de $10^{-2} \mu\text{G}$, bien en-deçà de ce qui peut être observé dans les coeurs des amas. Cette caractéristique apparaît plus clairement en traçant le profil de champ magnétique dans l’amas (figure 5.7), pour lequel il existe une baisse de champ magnétique au centre de l’amas dans la cas adiabatique. Alors que les

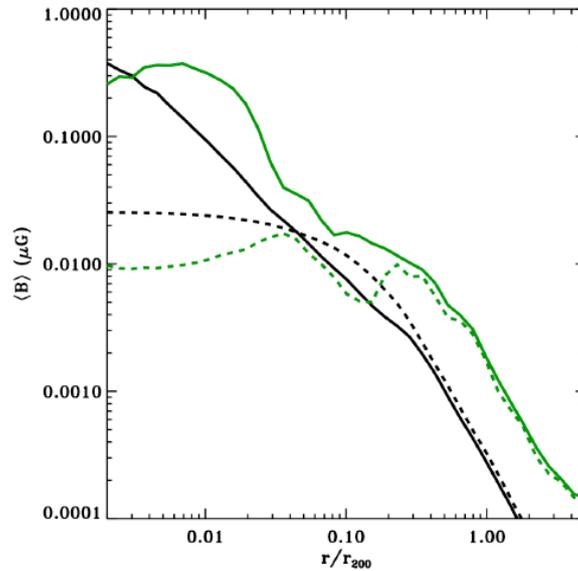


Fig. 5.7 – Champ magnétique moyen en fonction du rayon centré sur le maximum de densité de l’amas de galaxie à $z=0$. Les traits noirs sont l’amplification $\rho^{2/3}$ d’une sphère homogène en effondrement et les traits verts les valeurs obtenues pour la simulation adiabatique (pointillé) et “cooling” (plein).

mouvements de cisaillement sont capable d’amplifier le champ magnétique dans les régions externes de l’amas $r > 150 h^{-1} \text{kpc}$, le comportement s’inverse dans le coeur où le champ magnétique est dissipé.

D’après [Roettiger et al. \(1999\)](#), cet effet émerge de la reconnection magnétique qui se produit lors de la fusion de deux amas. La raison en est simple : lorsque deux quantités vectorielles sont sommées, la norme résultante ne peut pas être plus grande que la somme des normes des quantités initiales. Puisque

$$B_{tot} = \sqrt{B_1^2 + B_2^2 + 2\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_2} \leq B_1 + B_2, \quad (5.11)$$

alors deux champs magnétiques dont le produit scalaire est négatif peuvent avoir un champ magnétique final plus faible après la reconnection des lignes de champ. Comme aucun processus microscopique n’est considéré et que la cascade de turbulence MHD ([Schekochihin et Cowley 2006](#)) est très loin d’être résolue numériquement, cette dissipation est due au schéma numérique adopté qui capture le solution faible des équations de la MHD idéale. Bien que la reconnection magnétique existe très probablement dans ces flux convergents de matière, l’amplitude exacte de la dissipation dépend de la micro-physique que nous sommes incapable de modéliser aux échelles de ces simulations. Il est donc important de se souvenir qu’avec l’approche numérique actuelle, les résultats dépendent fortement de la résolution spatiale et du schéma numérique adopté.

Cependant, il est intéressant d’analyser les effets des flux de matière froide dans ce cadre de travail. Comme le montre la figure 5.7, dans le cas radiatif, la dissipation magnétique dans le coeur de l’amas est supprimée et l’amplification magnétique suit le même comportement que dans les régions externes de l’amas, avec une amplification gravitationnelle et une amplification de cisaillement. Seul la région la plus centrale (en-dessous $3 h^{-1} \text{kpc}$, qui est proche de notre limite en résolution) laisse apparaître de la reconnection magnétique.

Afin de mettre en exergue le rôle moteur de la turbulence dans l’amplification du champ magnétique, nous avons tracé les profils de vitesse pour le cas adiabatique et le cas radiatif sur la figure 5.8. Les profils de dispersion de vitesse radiale sont une signature des mouvements de turbulences, ainsi il n’est

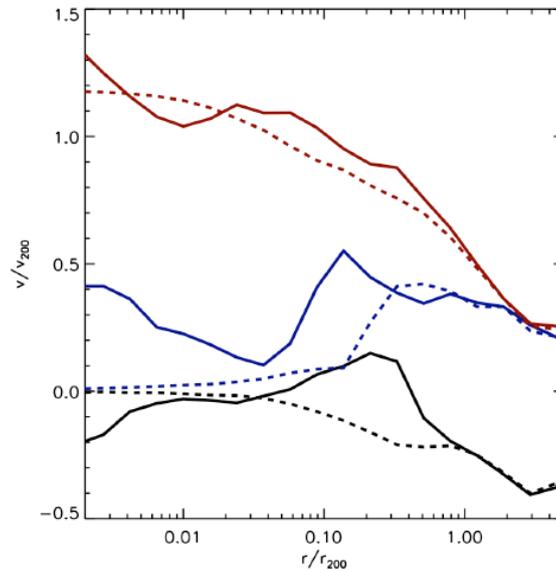


FIG. 5.8 – Vitesse moyenne radiale (noir), vitesse de dispersion radiale (bleu), et vitesse du son (rouge) pour la simulation adiabatique (pointillé) et “cooling” (plein) à $z = 0$ en unité de V_{200}^{ad} .

pas surprenant de voir que les régions turbulentes de l’amas correspondent aux régions à fort excès d’amplification du champ magnétique par rapport à l’amplification par effondrement gravitationnel (voir figure 5.7). Dans le cas adiabatique, la turbulence est dissipée dans le coeur de l’amas (en dessous de $200 h^{-1} \text{kpc}$) et la reconnection magnétique apparaît. Dans le cas radiatif, la contraction gravitationnelle a lieu dans le coeur, tout comme l’amplification turbulente qui est liée à un flux de matière froide. Ce flux de matière froide est caractérisé par une vitesse radiale négative au centre du coeur de l’amas ($r < 10 h^{-1} \text{kpc}$).

5.3.2 Cartes de rotation Faraday

Nous avons simulé des cartes de RM (en valeur absolue) à $z = 0$ pour la simulation adiabatique et la simulation radiative (voir la figure 5.10) à partir de la formule donnée par l’équation (5.4). La mesure de rotation Faraday est intégrée sur une longueur de 1 Mpc autour du halo où l’essentiel du champ magnétique et de la masse de gaz est concentrée, restreindre l’évaluation de RM à cette zone ne change pas le résultat obtenu. Dans le cas adiabatique, la valeur de RM est de 30 rad.m^{-2} au centre de l’amas, alors qu’elle peut atteindre jusqu’à 1000 rad.m^{-2} dans le cas radiatif dans la région la plus dense de l’amas ($r < 10 h^{-1} \text{kpc}$). Il est facile de retrouver ce rapport de valeur (facteur 100) entre le cas adiabatique et le cas radiatif : la densité est dix fois plus grande au centre de l’amas en activant le refroidissement atomique et le champ magnétique y est au moins 10 fois plus grand.

Ces résultats sont relativement consistants avec les valeurs relevées dans [Clarke et al. \(2001\)](#) (voir figure 5.9). L’échantillon est tiré d’amas de galaxies à bas redshift $z < 0.1$, les valeurs obtenues au centre des amas ($RM \simeq 100\text{--}200 \text{ rad.m}^{-2}$) sont proches des valeurs obtenues dans notre simulation d’amas avec refroidissement, à quelques dizaines de parsecs au coeur de l’amas. [Taylor et al. \(2002\)](#) ont obtenu des valeurs de RM jusqu’à 1800 rad.m^{-2} dans les régions chaudes de l’amas. Nos simulations permettent de retrouver ces valeurs mais dans la galaxie sphéroïde au coeur de l’amas, donc principalement dans une région froide où le gaz est concentré aux densités du milieu interstellaire. Pour les parties externes de l’amas, le champ magnétique obtenu dans nos simulations est un ordre de magnitude plus faible que

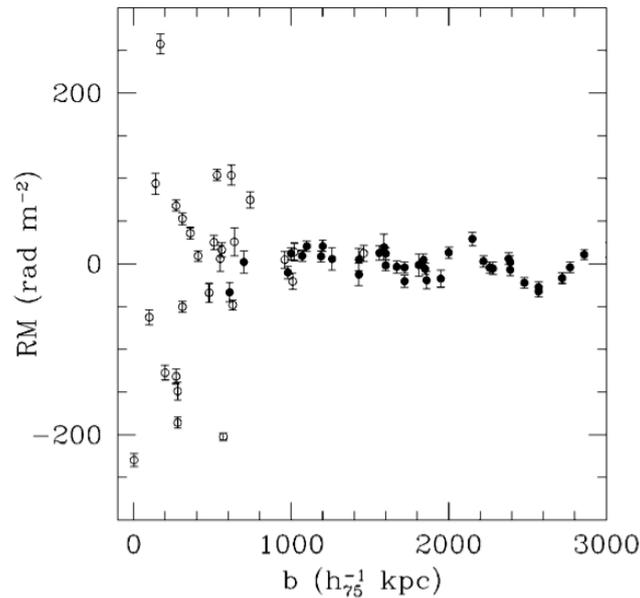


Fig. 5.9 – Mesures de RM en fonction de la distance au centre de l’amas pour un échantillon de 16 amas à bas redshift $z < 0.1$.

les valeurs observationnelles de la figure 5.9. Cette différence peut avoir plusieurs origines. Notre amas simulé correspond à un amas de galaxie de faible masse, il se situe plutôt dans les valeurs inférieures des champs magnétiques qu’un amas de galaxie peut produire par simple compression gravitationnelle des lignes de champ magnétique. Le champ magnétique initial peut être choisi plus fort et produire un champ magnétique final partout rehaussé du facteur multiplicatif correspondant (tant que la pression magnétique est petite devant la pression thermique du gaz). Par exemple, si le champ magnétique initial est 10 fois plus grand (pour atteindre jusqu’à $\beta = 10$), nous retrouvons les quelques dizaines de μG de [Clarke et al. \(2001\)](#) aux abords extérieurs de l’amas.

5.4 Discussion des résultats

Nous avons montré qu’il existe des différences notables sur les caractéristiques du champ magnétique d’un amas de galaxies en évolution adiabatique ou radiative. Le champ magnétique moyen dans le coeur de l’amas est significativement plus élevé en présence d’un flux de matière froide, à cause de la compression gravitationnelle additionnelle et du niveau plus élevé de turbulence engendrée par les flux de cisaillements au coeur de l’amas. La principale contrepartie observationnelle de la possibilité de condenser le gaz au coeur de l’amas est de délivrer des cartes de mesures de rotation Faraday plus en accord avec les observations (en prenant un champ magnétique initial de l’ordre de 10^{-11} G). Dans les régions de basse densité, cependant, le cas adiabatique présente la même amplification du champ magnétique que pour le cas avec refroidissement puisque la turbulence dans ces régions externes de l’amas est la même. La cascade turbulente est loin d’être totalement résolue dans nos simulations, particulièrement en dehors du coeur de l’amas où la résolution atteint à peine $10 h^{-1} \text{kpc}$, bien au-delà de l’échelle de dissipation de la turbulence MHD ([Brunetti et Lazarian 2007](#); [Jones 2007](#)). Pour ces raisons, les résultats présentés dans ce chapitre sur les valeurs du champ magnétique doivent être considérés comme des valeurs minimum.

Comme cela a déjà été présenté dans [Roettiger et al. \(1999\)](#) dans le contexte de simulations adiabatiques de fusions d’amas, la reconnection magnétique peut être responsable de la dissipation magnétique

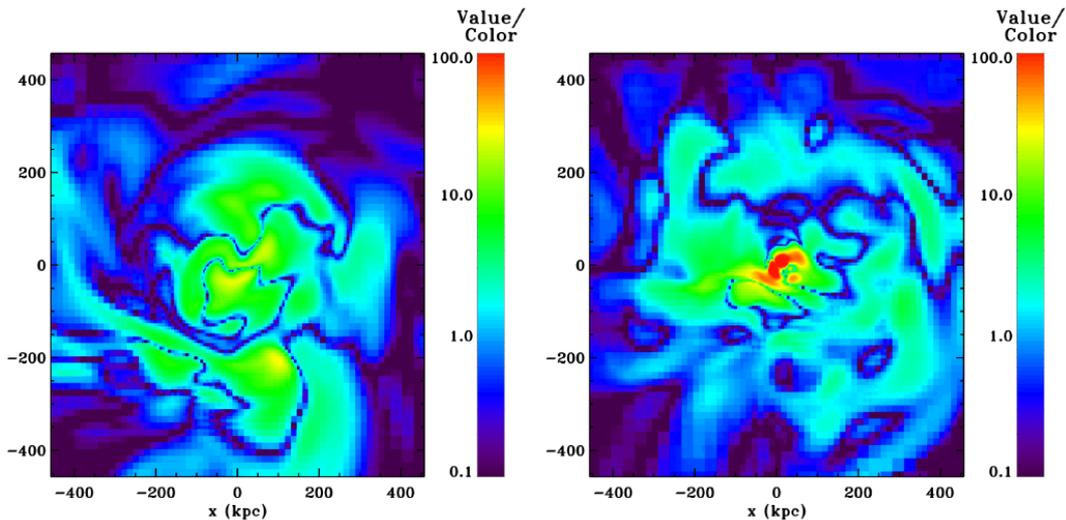


FIG. 5.10 – Cartes de mesure de rotation Faraday $|RM|$ de l’intérieur de l’amas pour la simulation adiabatique (gauche) et “cooling” (droite) à $z = 0$.

qui apparaît dans le coeur des amas. Puisque nous ne traitons que de MHD idéale, la dissipation magnétique ne peut provenir qu’au niveau numérique. Nous devons donc être affecté d’une certaine manière par les effets de résolution. C’est pourquoi, le choix du code numérique, grille ou particule, utilisé pour résoudre un problème en présence de champ magnétique peut jouer un rôle considérable sur les résultats produits.

En utilisant une version MHD de GADGET (code SPH), Dolag et al. (2005) trouvent un champ magnétique dans le cas adiabatique bien plus grand (pour une partie de leurs particules SPH) que ce que nous obtenons dans nos simulations. Ainsi ils obtiennent un champ magnétique moyen un ordre de grandeur au-delà de leur champ magnétique médian, ce qui apparaît en contradiction avec nos propres simulations. La dissipation magnétique apparaît alors moins efficace dans les codes SPH. La nature Lagrangienne de ces techniques diffère radicalement des codes grilles. Puisque les deux codes aboutissent à des termes de diffusion magnétique différents, une comparaison détaillée de ces techniques numériques serait très utile pour mieux déterminer l’origine des résultats produits.

En utilisant le code sur grille ZEUS, Roettiger et al. (1999) trouvent des résultats très similaires aux nôtres, avec une forte dissipation du champ magnétique apparaissant dans les zones où la matière converge. Une nouveauté intéressante produite par la présence de refroidissement atomique est que la contraction du coeur des amas diminue dramatiquement la reconnection magnétique dans ces régions. La turbulence et la compression gravitationnelle deviennent alors capable de contrebalancer la dissipation magnétique.

Ce supplément d’énergie magnétique au coeur des amas qui présentent du refroidissement atomique est essentiel pour mieux comprendre la structure du champ magnétique aux échelles cosmologiques. Puisqu’il n’existe pas, à l’heure actuelle, d’observations du champ magnétique dans les régions externes des amas, seules les simulations cosmologiques sont capable de traiter ce problème. La faiblesse liée à ces simulations est que le champ magnétique ne peut être normalisé qu’a posteriori pour correspondre aux valeurs observationnelles du champ magnétique au centre des amas. Nous avons par exemple montré que, pour le même champ magnétique initial, sa valeur au centre de l’amas est dix fois plus grande en présence refroidissement. La prise en compte des processus de refroidissement atomiques dans la formation des amas de galaxies est donc un ingrédient essentiel pour mieux comprendre et déterminer l’évolution du champ magnétique cosmologique.

La détermination précise du champ magnétique dans un amas est aussi de grande importance pour connaître le spectre d'énergie des rayons cosmiques. En effet la propagation de ceux-ci est directement influencée par la structure en champ magnétique du gaz. Un rayon cosmique qui est dévié par une ligne de champ magnétique est accéléré et augmente son énergie, modifiant le spectre final des rayons cosmique qui est observé ([Globus et al. 2007](#)). Les simulations numériques constituent alors un outil appréciable pour étudier la propagation des rayons cosmiques en leur sein ([Sigl et al. 2004](#); [Dolag et al. 2005](#)).

Chapitre 6

Conclusion

Après ce périple à travers l'épopée du champ magnétique dans l'Univers, écartelé entre les galaxies et le milieu chaud qui l'a vu naître, que peut-on conclure sur la façon dont ces deux milieux interagissent et sur la manière dont le champ magnétique en sort modifié ?

A l'aide du code numérique RAMSES, nous avons pu mettre en oeuvre la formation et l'évolution des galaxies dans une situation cosmologique idéalisée. Afin de bien comprendre l'importance des vents galactiques dans les échanges de gaz entre le milieu interstellaire et le milieu intergalactique, il nous a fallu développer un modèle numérique de formation des supernovae. Guidés par la volonté de décrire par un schéma auto-cohérent la formation des vents galactiques par l'agrégat de bulles de supernovae à l'intérieur du disque, nous avons développé un schéma numérique capable de reproduire une explosion de Sedov par l'injection d'énergie cinétique. Cette orientation a été pleinement déterminée par l'impossibilité aux échelles galactiques de décrire proprement et simplement les explosions de supernovae par la simple adjonction d'énergie thermique.

Malgré ces limitations, nous avons pu valider un processus de formation des supervents galactiques par les multiples explosions de supernovae apparaissant dans les disques des galaxies. La formation de ces vents à très grande échelle s'avère être un processus complexe.

D'une part, l'accrétion de matière extra-galactique sur le disque est un critère hautement contraignant pour l'apparition d'un vent. Nous avons en effet montré qu'il existe un seuil en masse au-delà duquel la matière en chute libre sur la galaxie l'empêche de former un vent galactique. Nous avons pu montrer que la quantité de matière éjectée dans le vent est faible ($\eta_w \lesssim 0.1$) par rapport aux valeurs qui sont observées ($\eta_w \gtrsim 1$). Il reste alors à invoquer des modes de formation stellaire plus efficaces, comme les flambées de formation d'étoiles jeunes et massives, pour rejoindre les observations. D'autre part, le seuil en masse, qui détermine la présence d'un vent à grande échelle, est complètement conditionné par la structure du milieu interstellaire et sa capacité à retenir sous forme de turbulence l'énergie injectée par les supernovae.

En particulier les galaxies à fragmentation semblent pouvoir jouer un rôle crucial dans l'enrichissement en métaux à grand redshift, mais beaucoup de questions émergent dès que nous commençons à nous y intéresser de plus près. La période de fragmentation de ces galaxies est-elle suffisante pour que les vents puissent durablement enrichir en métaux le milieu intergalactique ? Quelle est la proportion de ces galaxies dans l'Univers lointain ? Nos modèles d'explosions de supernovae permettent-ils une description réaliste des processus de feedback agissant au sein des nuages de gaz les plus denses ? Seule une description dans un contexte cosmologique réaliste permettrait en partie de répondre à ces questions, en particulier pour ce qui est des premières générations de galaxies.

L'apparition et l'action des vents galactiques semblent fournir une explication viable à la quantité de métaux présents dans le milieu extra-galactique. Nous pouvons alors nous interroger sur l'enrichissement magnétique de l'Univers qui en découle : ces vents peuvent-ils être responsables d'un enrichissement

magnétique primordial ? Il semble que ces vents galactiques puissent enrichir le milieu intergalactique en champ magnétique mais à des niveaux plus faibles que ceux nécessaires à l'amplification du champ observé dans les disques de galaxies. Pour augmenter la quantité de champ magnétique disponible dans le milieu interstellaire, nous devons donc faire appel à des phénomènes de dynamo. Pour cela nous avons montré comment une quantité suffisante de champ magnétique injectée dans la galaxie par la dynamo stellaire et les vents de supernovae pourrait être responsable de l'enrichissement magnétique primordial à 10^{-11} G, et expliquer à elle seule les valeurs du champ magnétique dans les galaxies les plus lointaines. Ce scénario doit cependant encore être confirmé, car il repose sur des processus qui restent à ce jour mal compris : la quantité d'énergie libérée lors de l'explosion d'une étoile en supernova, et le phénomène dynamo dans les intérieurs des étoiles de population III.

Enfin, pour être tout-à-fait complet, il faudrait décrire la formation de telles galaxies primordiales en partant des fluctuations primordiales de densité, et en résolvant l'aspect multiphase du milieu interstellaire. De telles ambitions sont maintenant accessibles grâce aux techniques numériques dont nous disposons, en particulier sur la capacité à pouvoir zoomer sur ces objets primordiaux.

Avec un tel champ magnétique primordial, nous avons également pu retrouver les bonnes valeurs du champ magnétique dans les amas de galaxies à condition que le gaz puisse se refroidir et se condenser suffisamment au centre de l'amas. Enfin, nous avons montré comment la turbulence dans les régions externes des amas est responsable d'une amplification supplémentaire du champ magnétique, et comment cette turbulence n'apparaît au centre d'un amas qu'à condition que celui-ci possède un coeur froid.

Pour convenablement décrire l'évolution du champ magnétique aux échelles cosmologiques, il est donc nécessaire de tenir compte des processus de refroidissement. Cette physique revêt une importance particulièrement cruciale dans la propagation des rayons cosmiques à l'intérieur des amas. Il serait donc intéressant d'utiliser ces simulations pour propager des rayons cosmiques à travers l'amas de galaxies, afin de déterminer le spectre d'énergie des rayons cosmiques et pouvoir le comparer avec les plus récents résultats observationnels.

Nous nous sommes seulement intéressés au cas particulier d'un amas de galaxies. Une étude statistique plus complète du champ magnétique contenu dans plusieurs amas, de différentes masses, et avec différentes histoires de formation, serait un pas en avant supplémentaire pour retracer l'évolution du champ magnétique dans ces objets. Et pour finir, la prise en compte de modèles de feedback liés aux noyaux actifs de galaxies est tout aussi importante pour obtenir une description complète de la turbulence du gaz intra-amas.

Annexe A

Annexe

A.1 Poids moléculaire moyen

Le poids moléculaire moyen, comme son nom l'indique, donne la masse moyenne des particules d'un gaz. Littéralement son expression s'écrit comme

$$\mu = \frac{\rho}{nm_H}, \quad (\text{A.1})$$

où n est le nombre de particules par unité de volume, ρ la masse volumique et m_H la masse du proton. En renversant cette expression, il devient possible d'écrire

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{X_i(1 + E_i)}{A_i}, \quad (\text{A.2})$$

avec X_i la fraction moléculaire de l'espèce i considérée, E_i son degré d'ionisation et A_i son nombre de masse. De façon triviale, l'hydrogène a une masse égale à celle d'un proton ($\mu = 1$) dans le cas d'un milieu neutre et composé uniquement d'hydrogène, et l'hélium voit sa masse égale à quatre fois celle de l'hydrogène ($\mu = 4$) dans un milieu composé à 100 % d'hélium neutre. Il est possible de vérifier que pour un gaz d'hydrogène totalement ionisé son poids moléculaire moyen est égal à $\mu = 0.5$ puisque le gaz est composé d'autant de protons de masse m_H , que d'électrons de masse $m_e \ll m_H$.

Pour un milieu composé d'hydrogène et d'hélium, de fraction moléculaire respectives $X_H = X = 0.75$ et $X_{He} = Y = 0.25$, et totalement ionisé (HIM, voir tableau 2.1) $E_H = 1$ et $E_{He} = 2$, le poids moléculaire moyen vaut $\mu \simeq 0.6$. Pour le gaz à $T \sim 10^4$ K (WNM et CNM du tableau 2.1) composé principalement d'hydrogène et d'hélium neutre, le poids moléculaire moyen vaut $\mu \simeq 1.22$. Dans les nuages moléculaires, où le gaz commence à se transformer en hydrogène moléculaire, composé à $X_{H_2} = 0.8$ et $X_{He} = 0.2$, le poids moléculaire moyen est $\mu = 2.22$.

A.2 Dipôle magnétique

Nous cherchons un profil de dipôle magnétique tel que le champ magnétique produit par celui-ci soit à la fois compact en espace, avec une extension de l'ordre du rayon d'une bulle de supernovae, et non divergent au centre afin de contrôler la quantité de champ magnétique injectée même à faible résolution. Le potentiel vecteur magnétique créé par un unique dipôle magnétique s'écrit comme

$$\mathbf{A}(r) = \frac{4\pi}{\mu_0 r^3} (\mathbf{m} \wedge \mathbf{r}), \quad (\text{A.3})$$

où \mathbf{m} est le vecteur moment dipolaire. Il devient possible de modifier le moment dipolaire magnétique en supposant que l'espace est rempli d'une certaine distribution de dipôles magnétiques élémentaires de sorte que le champ magnétique associé respecte nos deux critères de convergence. Le moment magnétique dipolaire doit croître au moins aussi rapidement que r^4 pour que le champ magnétique associé augmente avec le rayon, et son profil doit décroître exponentiellement avec le rayon pour que le champ magnétique soit confiné dans la bulle

$$\mathbf{m} = r^4 \exp\left(-\left(\frac{r}{r_{SN}}\right)^4\right) \mathbf{m}_0. \quad (\text{A.4})$$

En injectant cette distribution de moment dipolaire dans l'expression du potentiel vecteur, il devient possible de calculer le champ magnétique produit tel que

$$\mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A}. \quad (\text{A.5})$$

Le champ magnétique produit est représenté sur la figure A.1 en ayant calculé le champ magnétique en projetant la distribution dipolaire sur une grille 512^3 contenue dans une boîte de $5 r_{SN}$, soit une résolution de $0.01 r_{SN}$. Il est possible d'effectuer la normalisation de m_0 en calculant le rapport de l'énergie magnétique du dipôle (A.4) et de l'énergie magnétique d'un champ unitaire, soit

$$m_0 = \sqrt{\frac{4\pi}{6\mu_0 E_m}} = 0.85. \quad (\text{A.6})$$

Ce facteur de normalisation est peu sensible à la résolution choisie, par exemple, pour une résolution de $0.3 r_{SN}$, alors $m_0 = 1$. C'est tout l'intérêt d'avoir choisi un profil compact, même lorsque la résolution est faible par rapport à la taille de la bulle (ce sera le cas dans nos simulations), le champ magnétique résultant reste acceptable. C'est donc ce profil de moment dipolaire que nous allons ajouter à l'explosion d'une supernovae en calculant le potentiel vecteur associé.

Nous pouvons choisir d'ajouter une certaine énergie B_{SN} fixée à l'intérieur de cette bulle ou bien d'ajouter un champ magnétique proportionnel au champ magnétique moyen contenu à l'intérieur de la bulle $B_{SN} = f_B \langle B \rangle$. Nous avons ajouté aussi une sécurité qui permet d'éviter que le champ magnétique croisse au-delà de sa saturation, tel que le champ magnétique devienne $f_{sat} B_{SN}$ avec

$$f_{sat} = \frac{1}{1 + \left(0.1 \frac{B}{B_{eq}}\right)^2}, \quad (\text{A.7})$$

où B est le champ magnétique contenu dans les cellules de gaz à l'intérieur de la bulle et B_{eq} est le champ magnétique correspondant à l'équipartition de l'énergie magnétique avec l'énergie interne. Pour chaque bulle, le facteur f_{sat} appliqué à l'injection du champ magnétique dans le gaz est le maximum des facteurs $f_{sat,i}$ calculés sur les cellules contenues dans chaque bulle. De tels effets de saturation apparaissent dans les simulations de dynamo-galactique (Cattaneo et Hughes 1996).

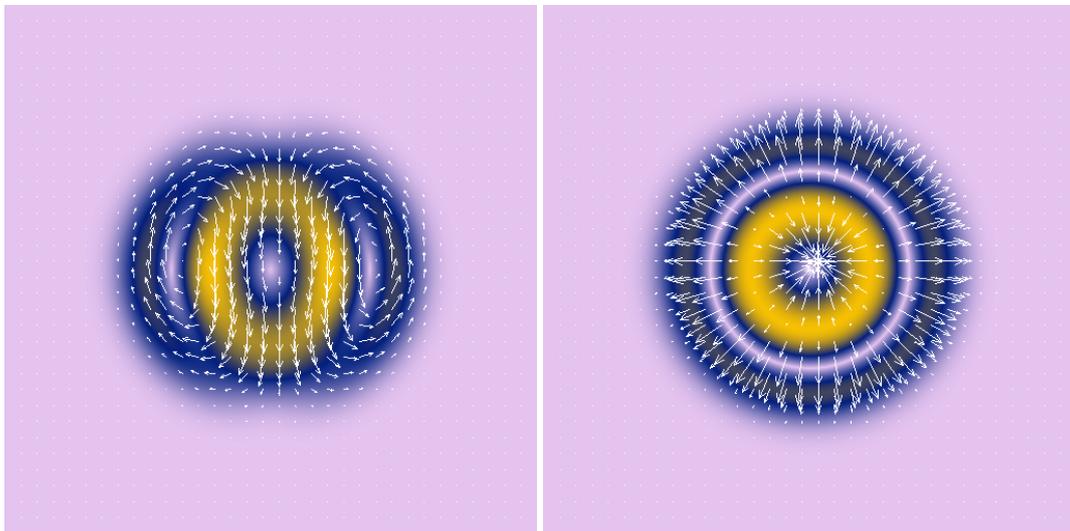


FIG. A.1 – Profil de champ magnétique créé par la distribution dipolaire (A.4) où le vecteur \mathbf{m} est orienté suivant l'axe z . La figure de gauche est une coupe dans le plan (Oyz) et la figure de droite dans le plan (Oxy) . Les vecteurs sont les vecteurs champs magnétiques contenus dans leurs plans respectifs. La taille de la boîte est égale à $5r_{SN}$.

Annexe B

Publications

Je présente ici les publications effectuées dans le cadre de cette thèse, et diffusées dans des revues à comité de lecture.

“On the onset of galactic winds in quiescent star forming galaxies”, Y. Dubois et R., Teyssier, A&A, 477 :79–94, janvier 2008

“Cosmological MHD simulation of a cooling flow cluster”, Y. Dubois et R., Teyssier, A&A, 482 :L13–L16, mai 2008

“Magnetic enrichment in the Universe by galactic winds”, Y. Dubois et R., Teyssier, en préparation

Table des figures

1.1	Nébuleuse du crabe	5
1.2	Galaxie Messier 82 à flambée de formation d'étoiles	6
2.1	Structure en arbre d'octs 2D du code RAMSES, chaque oct (ici, niveau 2) peut pointer vers son oct mère (niveau 1), ses octs filles (niveau 3), et ses voisins.	10
2.2	Structure d'octs graduée, la configuration de gauche est interdite dans RAMSES car le niveau ℓ est en contact avec un niveau de 2 rangs plus petits ($\ell-2$). La bonne configuration est celle de droite où tous les niveaux sont en contact avec des niveaux de rang -1 ou $+1$	11
2.3	(a) Distribution de gaz tirée d'une simulation cosmologique de formation d'un amas de galaxies et (b) répartition des grilles à $z = 0$ pour. L'image représente une région d'une taille $8 h^{-1} \text{Mpc}$ d'une simulation comportant 7 niveaux de raffinement indiqués par les différentes couleurs.	12
2.4	Reconstruction (violet) de la fonction initiale (noire) par un schéma PCM (gauche), PLM (milieu), PPM (droite). Figure tirée du manuscrit de thèse d'Elizabeth Tasker.	15
2.5	Reconstruction (en rouge) TVD minmod (gauche) et moncen (droite) d'une fonction constante par morceaux (noire).	16
2.6	Schéma CIC d'assignation de la masse m_i d'une particule aux cellules de la grille pour le calcul du potentiel gravitationnel.	17
2.7	Taux de refroidissement en fonction de la température. (a) Contribution des différentes espèces constituant le gaz primordial (Katz et al. 1996). (b) Influence de la proportion en métaux (Sutherland et Dopita 1993).	20
2.8	Taux de chauffage/refroidissement $ \mathcal{H} - \Lambda $ en $\log(\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^3)$ à métallicité nulle utilisé dans RAMSES. Les valeurs au-dessus de la courbe bleue correspondent à du refroidissement ($\mathcal{H} - \Lambda < 0$) et celles en-dessous à du chauffage ($\mathcal{H} - \Lambda > 0$).	21
2.9	Taux de formation d'étoiles surfacique en fonction de la densité surfacique de gaz pour des galaxies spirales normales (cercles) et des galaxies à flambée de formation d'étoiles (carrés). (a) La droite représente la loi de Kennicutt donnée par l'équation (2.28). (b) Les droites en trait plein représentent deux lois de Schmidt interpolées sur le nuage de points, les droites pointillées et tiretées correspondent à différentes efficacités de la loi de Schmidt.	22
2.10	Fonction de masse initiale logarithmique (IMF) de Kroupa (2001). Chaque intervalle $b\{i\}$ représente un domaine de calcul de la loi de puissance associé à l'IMF.	23
2.11	Valeur de l'indice adiabatique n_{eff} en fonction de la surdensité baryonique $\delta = \rho/(\Omega_b \Omega_m \rho_c)$ avec $\Omega_b = 0.4$, $\Omega_m = 0.3$ et ρ_c la densité critique de l'univers selon le modèle multiphase de Springel et Hernquist (2003) dont la figure est tirée. La droite horizontale en trait pointillé correspond à $n_{eff} = 4/3$	28

2.12	Position du champ magnétique B sur les faces de la cellule et de la force électromotrice A ici (et E dans nos conventions) sur les arêtes de la cellule. Les flèches situées sur les arêtes indiquent la circulation de A pour le calcul du flux de champ magnétique de l'équation (2.70). La figure est tirée de Evans et Hawley (1988)	30
3.1	Projection de la densité de gaz initiale vu de côté (gauche) et de face (droite) pour un disque galactique de masse Viriel totale $10^{11} M_{\odot}$. La densité va de 10^{-5} – 10 H.cm^{-3} . La taille de la boîte est de 40 kpc qui est un zoom $\times 8$ de l'intégralité de la boîte.	39
3.2	Coupe de la densité de gaz pour les conditions initiales (gauche) et à $t = 6 \text{ Gyr}$ (droite) d'un halo de $10^{10} M_{\odot}$. La densité va de 10^{-7} – 0.5 H.cm^{-3} à gauche et de 10^{-5} – 1 H.cm^{-3} à droite. La taille de la boîte est de 300 kpc à gauche et 40 kpc à droite.	41
3.3	Epoque de formation du vent galactique t_W en Gyr comme une fonction de l'efficacité hydrodynamique χ . Nous avons trois différents temps caractéristiques de formation stellaire moyen $\langle t_* \rangle = 1 \text{ Gyr}$ (trait plein fin), $\langle t_* \rangle = 2 \text{ Gyr}$ (trait pointillé) et $\langle t_* \rangle = 4 \text{ Gyr}$ (trait tireté) pour un halo de $10^{10} M_{\odot}$, de même avec $\langle t_* \rangle = 3 \text{ Gyr}$ pour un halo de $10^{11} M_{\odot}$ (trait plein) et de $10^{12} M_{\odot}$ (trait plein épais). Les cercles vides sont pour les simulations Sc ($t_W = 3 \text{ Gyr}$) et Sd ($t_W = 4 \text{ Gyr}$), les cercles pleins pour Sa ($t_W = 1 \text{ Gyr}$) et Sb ($t_W = 2 \text{ Gyr}$).	42
3.4	Coupe de la température du gaz dans le plan Oyz pour la simulation Sd à différents temps 1.5 Gyr (en haut à gauche), 3 Gyr (en haut à droite), 4.5 Gyr (en bas à gauche), 6 Gyr (en bas à droite). Les deux images supérieures sont un zoom $\times 4$ de la boîte de simulation et les deux images inférieures représentent l'intégralité de la boîte. L'échelle de couleur donne la valeur de la température en $\log(\text{K})$	45
3.5	Coupe de la densité de gaz (haut) et de la métallicité (bas) dans le plan Oyz pour la simulation Sd à différentes époques 3 Gyr (gauche) et 6 Gyr (droite). Les deux images de gauche sont un zoom $\times 4$ de la boîte de simulation et les deux images de droite représentent l'intégralité de la boîte. L'échelle de couleur donne la densité en $\log(\text{H.cm}^{-3})$ (haut) et la métallicité en Z_{\odot} (bas).	46
3.6	SFR du halo de $10^{10} M_{\odot}$ (a) des simulations Sa (trait plein), Sb (trait pointillé), Sc (trait tireté) et Sd (trait pointillé–tireté); (b) calculée à partir de l'équation différentielle (3.23) pour $\langle t_* \rangle = 1 \text{ Gyr}$ (trait plein), $\langle t_* \rangle = 2 \text{ Gyr}$ (trait pointillé) et $\langle t_* \rangle = 4 \text{ Gyr}$ (trait pointillé–tireté).	47
3.7	Flux net moyen sortant F_+ calculé entre différents rayons $r = [0.5r_{vir}; 0.7r_{vir}]$ (trait plein), $r = [0.9r_{vir}; 1.1r_{vir}]$ (trait pointillé), $r = [1.4r_{vir}; 1.6r_{vir}]$ (trait tireté), $r = [1.9r_{vir}; 2.1r_{vir}]$ (trait pointillé–tireté) pour les halos Sd (en haut à gauche), Sc (en haut à droite), Sb (en bas à gauche) et Sa (en bas à droite).	48
3.8	Flux net moyen sortant F_+ calculé entre $r = [5r_s; 7r_s]$ pour les halos Sa (trait plein), Sb (trait pointillé), Sc (trait tireté) et Sd (trait pointillé–tireté).	51
3.9	Métallicité moyenne du vent calculée entre $r = [5r_s; 7r_s]$ pour les galaxies Sa (trait plein), Sb (trait pointillé), Sc (trait tireté) et Sd (trait pointillé–tireté).	53
3.10	SFR du halo de $10^{11} M_{\odot}$ (a) des simulations La (trait plein), Lb (trait pointillé), Lc (trait tireté) et Ld (trait pointillé–tireté); (b) calculée à partir de l'équation différentielle (3.23) pour $\langle t_* \rangle = 0.5 \text{ Gyr}$ (trait plein), $\langle t_* \rangle = 1.2 \text{ Gyr}$ (trait pointillé) et $\langle t_* \rangle = 3 \text{ Gyr}$ (trait pointillé–tireté).	54
3.11	Coupe de la température du gaz dans le plan Oyz pour la simulation Ld à différents temps 1.5 Gyr (en haut à gauche), 3 Gyr (en haut à droite), 4.5 Gyr (en bas à gauche), 6 Gyr (en bas à droite). Les quatre images sont un zoom $\times 4$ de la boîte de simulation. L'échelle de couleur donne la valeur de la température en $\log(\text{K})$	55

3.12	Coupe de la densité de gaz (haut) et de la métallicité (bas) dans le plan Oyz pour la simulation Ld à différentes époques 3 Gyr (gauche) et 6 Gyr (droite). Les quatre images sont un zoom $\times 4$ de la boîte de simulation. L'échelle de couleur donne la densité en $\log(\text{H.cm}^{-3})$ (haut) et la métallicité en Z_{\odot} (bas).	56
3.13	Métallicité moyenne du gaz en fonction de la hauteur (gauche) et du rayon cylindrique (droite) projetés pour la simulation Sd (haut) et Ld (droite) à différentes époques : $t = 3$ Gyr (trait plein), $t = 4.5$ Gyr (trait pointillé), $t = 6$ Gyr (trait tireté).	57
3.14	Densité de surface (gauche) et métallicité moyenne (droite) des étoiles en fonction du rayon cylindrique projeté pour la simulation Sd (haut) et Ld (bas) à différentes époques : $t = 3$ Gyr (trait plein), $t = 4.5$ Gyr (trait pointillé), $t = 6$ Gyr (trait tireté).	60
3.15	Vitesse moyenne (haut), dispersion de vitesse (milieu) et vitesse du son (bas) du gaz en fonction de la hauteur projetée pour la simulation Sd (gauche) et Ld (droite) à différentes époques : $t = 3$ Gyr (trait plein), $t = 4.5$ Gyr (trait pointillé), $t = 6$ Gyr (trait tireté).	61
3.16	Coupe de la densité de gaz par la tranche du disque (gauche) et de face (droite) pour un disque galactique de masse Viriel totale $10^{11} M_{\odot}$ à $t = 1$ Gyr avec refroidissement jusqu'à 10^4 K sans formation d'étoiles. La densité va de 10^{-5} – 10 H.cm^{-3} . La taille de la boîte est de 40 kpc qui est un zoom $\times 8$ de l'intégralité de la boîte.	64
3.17	Taux de formation stellaire pour la galaxie dont le disque est déjà préformé.	65
3.18	Projection de la densité de gaz d'un disque galactique vu de côté (gauche) et de face (droite) avec refroidissement atomique et formation stellaire avec $T_0 = 300$ K et $\rho_0 = 2 \text{ H.cm}^{-3}$ à $t = 1$ Gyr. La densité va de 10^{-3} – 10^3 H.cm^{-3} . La taille de la boîte est de 40 kpc qui est un zoom $\times 16$ de l'intégralité de la boîte.	66
3.19	(a) SFR pour une galaxie formée à partir d'un halo de $M_{vir} = 10^{11} M_{\odot}$ avec le refroidissement à $T_0 = 300$ K et $\rho_0 = 2 \text{ H.cm}^{-3}$ avec (trait plein) ou sans (trait pointillé) supernovae. (b) Flux de masse dans le vent.	67
4.1	Amplitude du champ magnétique initial dans le halo dans le plan (Oyz) contenant l'axe de rotation du halo et disposition des lignes de champ (vecteurs). Le code de couleur va de $10^{-5} \mu\text{G}$ (rose pâle) à $2 \cdot 10^{-2} \mu\text{G}$ (jaune). La taille de l'image est de 40 kpc de côté.	73
4.2	Profil moyen du champ magnétique initial en fonction de l'altitude z pour $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-8} \mu\text{G}$ (plein), $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-7} \mu\text{G}$ (pointillé), $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-6} \mu\text{G}$ (tireté) et $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-5} \mu\text{G}$ (pointillé–tireté).	74
4.3	(a) Evolution de l'énergie magnétique totale en fonction du temps pour l'effondrement d'un halo de gaz de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$, $\lambda = 0.1$, et un champ magnétique initial $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-8} \mu\text{G}$ (trait plein), $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-7} \mu\text{G}$ (trait pointillé), $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-6} \mu\text{G}$ (trait tireté) et $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-5} \mu\text{G}$ (trait pointillé–tireté). (b) Taux de masse accrétée sur le disque galactique en fonction du temps calculé analytiquement pour un halo NFW en chute libre de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$	76
4.4	Coupe dans le plan contenant l'axe de rotation du disque galactique de la densité de gaz en $\log \text{H/cm}^{-3}$ (première ligne), de la température du gaz en $\log \text{K}$ (deuxième ligne), de la norme du champ magnétique en $\log \mu\text{G}$ (troisième ligne) et du rapport $\log \beta$ (quatrième ligne) pour un champ magnétique initial $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-5} \mu\text{G}$ (colonne gauche) et $B_{IGM} = 2 \cdot 10^{-6} \mu\text{G}$ (colonne droite) à $t \approx 3$ Gyr. Les images font 40 kpc de côté.	77

4.5	Evolution de l'énergie magnétique totale en fonction du temps pour l'effondrement d'un halo de gaz de $M_{vir} = 10^{10} M_{\odot}$, $\lambda = 0.1$, et avec un champ magnétique initial $B_{IGM} = 2.10^{-8} \mu\text{G}$. Nous faisons varier le critère de raffinement des niveaux de la grille AMR : le trait plein est la simulation de référence $m_{SPH,0}$, le trait pointillé est pour $m_{SPH} = 5 \times m_{SPH,0}$, le trait tireté pour $m_{SPH} = 25 \times m_{SPH,0}$ et le trait pointillé-tireté pour $m_{SPH} = 100 \times m_{SPH,0}$	78
4.6	Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-5} \mu\text{G}$ (rose pâle) à $1 \mu\text{G}$ (jaune) avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie sans formation stellaire vue de face à $t \simeq 3$ Gyr pour la partie (a) supérieure et (b) inférieure au plan équatorial du disque. Le champ magnétique initial est $B_{IGM} = 2.10^{-6} \mu\text{G}$. La taille de l'image est de 40 kpc.	79
4.7	Décomposition d'un champ magnétique de type A0 en composante toroidale (rouge) et poloidale (bleu). La figure est tirée de Han (2002).	80
4.8	(a) Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-7} \mu\text{G}$ à $10^{-2} \mu\text{G}$ avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie avec formation stellaire et sans supernovae vue de face. (b) Angle d'inclinaison $ \theta_c $ pour la galaxie avec formation stellaire et sans supernovae en échelle de gris de 0 (noir) à 20 (blanc). A $t \simeq 4$ Gyr pour la partie supérieure au plan équatorial du disque. Le champ magnétique initial est $B_{IGM} = 2.10^{-8} \mu\text{G}$. La taille de l'image est de 40 kpc.	81
4.9	(a) Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-5} \mu\text{G}$ (rose pâle) à $1 \mu\text{G}$ (jaune) avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae vue de face. (b) Angle d'inclinaison $ \theta_c $ pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae. L'échelle de gris va de 0 (noir) à 20 (blanc). A $t \simeq 2.5$ Gyr pour la partie supérieure au plan équatorial du disque. Le champ magnétique initial est $B_{IGM} = 2.10^{-6} \mu\text{G}$. La taille de l'image est de 40 kpc.	81
4.10	Amplitude du champ magnétique dans la galaxie à formation d'étoiles et supernovae pour différents temps $t = 1$ Gyr (en haut à gauche), $t = 1.5$ Gyr (en haut à droite), $t = 2$ Gyr (en bas à gauche) et $t = 3$ Gyr (en bas à droite). Le champ magnétique initial est $B_{IGM} = 2.10^{-6} \mu\text{G}$. La taille de l'image est de 40 kpc. L'échelle de couleur du champ magnétique va de $10^{-5} \mu\text{G}$ (rose pâle) à $1 \mu\text{G}$ (jaune).	83
4.11	Flux d'énergie magnétique en fonction du temps mesuré à différentes distances du centre galactique $r = [4r_s; 5r_s]$ (plein), $r = [5r_s; 6r_s]$ (pointillé), $r = [6r_s; 7r_s]$ (tireté) et $r = [7r_s; 8r_s]$ (pointillé-tireté).	84
4.12	Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-6} \mu\text{G}$ (rose pâle) à $10^{-1} \mu\text{G}$ (jaune) avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae et génération de champ magnétique par dipôles magnétiques à $t \simeq 3$ Gyr dans le plan (Oyz). La taille de l'image est de 40 kpc.	86
4.13	(a) Amplitude du champ magnétique en échelle de couleur de $10^{-6} \mu\text{G}$ (rose pâle) à $10^{-1} \mu\text{G}$ (jaune) avec la direction des vecteurs champ magnétiques pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae et génération de champ magnétique par dipôles magnétiques à $t \simeq 3$ Gyr dans le plan (Oxy). Et (b) angle d'inclinaison $ \theta_c $ pour la galaxie avec formation stellaire et supernovae. L'échelle de gris va de 0 (noir) à 40 (blanc). La taille de l'image est de 40 kpc.	86
4.14	Flux d'énergie magnétique en fonction du temps mesuré entre $r = [5r_s; 6r_s]$ du centre galactique.	88

5.1	Facteur de Lorentz $\gamma = \epsilon/m_e c^2$ (axe de gauche) et énergie (axe de droite) de l'électron en fonction du pic de la fréquence d'émission ν_S pour différentes valeurs du champ magnétique et un angle de déflexion optimal $\theta = 90^\circ$. Figure tirée de Govoni et Feretti (2004)	90
5.2	Corrélation de la mesure de rotation Faraday avec la brillance de surface en rayons X pour différentes températures d'amas. Les couleurs représentent la température de Viriel de différents amas disponibles dans la littérature. La figure elle-même est tirée de Dolag (2006)	91
5.3	Coupe de la densité de gaz dans l'ensemble de la boîte $L = 115$ Mpc (comobile) à $z = 70$ (gauche) et $z = 0$ (droite) de la simulation d'amas de galaxie adiabatique. La partie centrale est la zone qui contient les niveaux de résolution les plus élevés.	93
5.4	Logarithme de la densité moyenne du gaz en unités de la densité moyenne de baryons à $z = 0$ pour l'amas adiabatique (gauche) et cooling (droite). La taille des figures est de 7 Mpc. L'échelle de couleur de la densité va de 10^{-1} à $10^3 \langle \rho \rangle$	95
5.5	Logarithme de l'amplitude moyenne du champ magnétique pondéré par la masse en unités de μG à $z = 0$ pour l'amas cooling.	95
5.6	Histogramme de la fraction de masse pour la simulation "cooling" en fonction de la densité (unités \log_{10}) et du champ magnétique moyen (unités \log_{10}) à $z = 0$. Le trait plein noir correspond à l'amplification $\rho^{2/3}$ que subirait une sphère homogène en effondrement, avec le champ magnétique moyen en fonction de la densité pour le cas adiabatique (trait pointillé) et pour le cas "cooling" (trait tireté).	96
5.7	Champ magnétique moyen en fonction du rayon centré sur le maximum de densité de l'amas de galaxie à $z=0$. Les traits noirs sont l'amplification $\rho^{2/3}$ d'une sphère homogène en effondrement et les traits verts les valeurs obtenues pour la simulation adiabatique (pointillé) et "cooling" (plein).	97
5.8	Vitesse moyenne radiale (noir), vitesse de dispersion radiale (bleu), et vitesse du son (rouge) pour la simulation adiabatique (plein) et "cooling" (pointillé) à $z = 0$ en unité de V_{200}^{ad}	98
5.9	Mesures de RM en fonction de la distance au centre de l'amas pour un échantillon de 16 amas à bas redshift $z < 0.1$	99
5.10	Cartes de mesure de rotation Faraday $ \text{RM} $ de l'intérieur de l'amas pour la simulation adiabatique (gauche) et "cooling" (droite) à $z = 0$	100
A.1	Profil de champ magnétique créé par la distribution dipolaire (A.4) où le vecteur \mathbf{m} est orienté suivant l'axe z . La figure de gauche est une coupe dans le plan (Oyz) et la figure de droite dans le plan (Oxy). Les vecteurs sont les vecteurs champs magnétiques contenus dans leurs plans respectifs. La taille de la boîte est égale à $5r_{SN}$	107

Liste des tableaux

- 2.1 Différentes phases du milieu interstellaire. Les valeurs sont tirées de [Ferrière \(2001\)](#). . . 19
- 3.1 Paramètres des simulations réalisées pour l'étude de la formation auto-consistante des disques galactiques. 44

Bibliographie

- M. G. Abadi, J. F. Navarro, M. Steinmetz et V. R. Eke. Simulations of Galaxy Formation in a Λ Cold Dark Matter Universe. I. Dynamical and Photometric Properties of a Simulated Disk Galaxy. *ApJ*, 591:499–514, juillet 2003. 34
- T. Abel, G. L. Bryan et M. L. Norman. The Formation of the First Star in the Universe. *Science*, 295: 93–98, janvier 2002. 85
- K. L. Adelberger, C. C. Steidel, A. E. Shapley et M. Pettini. Galaxies and Intergalactic Matter at Redshift z^3 : Overview. *ApJ*, 584:45–75, février 2003. 35
- O. Agertz, B. Moore, J. Stadel, D. Potter, F. Miniati, J. Read, L. Mayer, A. Gawryszczak, A. Kravtsov, Å. Nordlund, F. Pearce, V. Quilis, D. Rudd, V. Springel, J. Stone, E. Tasker, R. Teyssier, J. Wadsley et R. Walder. Fundamental differences between SPH and grid methods. *MNRAS*, 380:963–978, septembre 2007. 10, 70
- N. Asai, N. Fukuda et R. Matsumoto. Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Cold Fronts in Magnetically Turbulent ICM. *ApJ*, 663:816–823, juillet 2007. 91, 92
- Y. Ascasibar, G. Yepes, S. Gottlöber et V. Müller. Numerical simulations of the cosmic star formation history. *A&A*, 387:396–405, mai 2002. 28, 36
- S. A. Balbus et J. F. Hawley. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution. *ApJ*, 376:214–233, juillet 1991. 85
- D. S. Balsara, J. Kim, M.-M. Mac Low et G. J. Mathews. Amplification of Interstellar Magnetic Fields by Supernova-driven Turbulence. *ApJ*, 617:339–349, décembre 2004. 85
- R. Beck. Magnetism in the spiral galaxy NGC 6946 : magnetic arms, depolarization rings, dynamo modes, and helical fields. *A&A*, 470:539–556, août 2007. 79
- R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, A. Shukurov et D. Sokoloff. Galactic Magnetism : Recent Developments and Perspectives. *ARA&A*, 34:155–206, 1996. 80, 84
- E. M. Berkhuijsen, C. Horellou, M. Krause, N. Neininger, A. D. Poezd, A. Shukurov et D. D. Sokoloff. Magnetic fields in the disk and halo of M 51. *A&A*, 318:700–720, février 1997. 79
- M. L. Bernet, F. Miniati, S. J. Lilly, P. P. Kronberg et M. Dessauges-Zavadsky. Strong magnetic fields in normal galaxies at high redshifts. *ArXiv e-prints*, 807, juillet 2008. 85
- S. Bertone, F. Stoehr et S. D. M. White. Semi-analytic simulations of galactic winds : volume filling factor, ejection of metals and parameter study. *MNRAS*, 359:1201–1216, juin 2005. 35
-

- S. Bertone, C. Vogt et T. Enßlin. Magnetic field seeding by galactic winds. *MNRAS*, 370:319–330, juillet 2006. 82
- P. Bett, V. Eke, C. S. Frenk, A. Jenkins, J. Helly et J. Navarro. The spin and shape of dark matter haloes in the Millennium simulation of a Λ cold dark matter universe. *MNRAS*, 376:215–232, mars 2007. 41
- Y. Birnboim et A. Dekel. Virial shocks in galactic haloes ? *MNRAS*, 345:349–364, octobre 2003. 58
- A. Blanchard, D. Valls-Gabaud et G. A. Mamon. The origin of the galaxy luminosity function and the thermal evolution of the intergalactic medium. *A&A*, 264:365–378, octobre 1992. 34
- J. Bland et B. Tully. Large-scale bipolar wind in M82. *Nature*, 334:43–45, juillet 1988. 35
- G. R. Blumenthal, S. M. Faber, R. Flores et J. R. Primack. Contraction of dark matter galactic halos due to baryonic infall. *ApJ*, 301:27–34, février 1986. 38
- N. Bouché, M. D. Lehnert et C. Péroux. The missing metals problem - II. How many metals are in $z \sim 2.2$ galaxies ? *MNRAS*, 367:L16–L19, mars 2006. 35
- F. Bournaud, E. Daddi, B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, N. Nesvadba, E. Vanzella, P. di Matteo, L. Le Tiran, M. Lehnert et D. Elbaz. Observations and modeling of a clumpy galaxy at $z = 1.6$. Spectroscopic clues to the origin and evolution of chain galaxies. *A&A*, 486:741–753, août 2008. 68
- F. Bournaud, B. G. Elmegreen et D. M. Elmegreen. Rapid Formation of Exponential Disks and Bulges at High Redshift from the Dynamical Evolution of Clump-Cluster and Chain Galaxies. *ApJ*, 670:237–248, novembre 2007. 68
- A. Brandenburg, K. J. Donner, D. Moss, A. Shukurov, D. D. Sokoloff et I. Tuominen. Vertical Magnetic Fields above the Discs of Spiral Galaxies. *A&A*, 271:36–+, avril 1993. 82
- M. Brüggén, M. Ruszkowski, A. Simionescu, M. Hoeft et C. Dalla Vecchia. Simulations of Magnetic Fields in Filaments. *ApJ Lett.*, 631:L21–L24, septembre 2005. 91
- A. S. Brun, M. S. Miesch et J. Toomre. Global-Scale Turbulent Convection and Magnetic Dynamo Action in the Solar Envelope. *ApJ*, 614:1073–1098, octobre 2004. 85
- G. Brunetti et A. Lazarian. Compressible turbulence in galaxy clusters : physics and stochastic particle re-acceleration. *MNRAS*, 378:245–275, juin 2007. 99
- J. S. Bullock, A. Dekel, T. S. Kolatt, A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, C. Porciani et J. R. Primack. A Universal Angular Momentum Profile for Galactic Halos. *ApJ*, 555:240–257, juillet 2001. 34, 40, 41
- F. Cattaneo et D. W. Hughes. Nonlinear saturation of the turbulent α effect. *Phys. Rev. E*, 54:4532–+, novembre 1996. 106
- R. Cen et G. L. Bryan. The Metal Enrichment and Temperature of the Intergalactic Medium. *ApJ Lett.*, 546:L81–L85, janvier 2001. 35
- R. Cen et J. P. Ostriker. Galaxy formation and physical bias. *ApJ Lett.*, 399:L113–L116, novembre 1992. 35
- B. Cheng, D. N. Schramm et J. W. Truran. Constraints on the strength of a primordial magnetic field from big bang nucleosynthesis. *Phys. Rev. D*, 49:5006–5018, mai 1994. 72
-

- J.-H. Choi, Y. Lu, H. J. Mo et M. D. Weinberg. Dark matter halo response to the disc growth. *MNRAS*, 372:1869–1874, novembre 2006. 38
- K. T. Chyży, M. Soida, D. J. Bomans, B. Vollmer, C. Balkowski, R. Beck et M. Urbanik. Large-scale magnetized outflows from the Virgo Cluster spiral NGC 4569. A galactic wind in a ram pressure wind. *A&A*, 447:465–472, février 2006. 82
- D. F. Cioffi, C. F. McKee et E. Bertschinger. Dynamics of radiative supernova remnants. *ApJ*, 334:252–265, novembre 1988. 28
- T. E. Clarke, P. P. Kronberg et H. Böhringer. A New Radio-X-Ray Probe of Galaxy Cluster Magnetic Fields. *ApJ Lett.*, 547:L111–L114, février 2001. 98, 99
- S. Cole et C. Lacey. The structure of dark matter haloes in hierarchical clustering models. *MNRAS*, 281:716–+, juillet 1996. 38
- S. Cole, C. G. Lacey, C. M. Baugh et C. S. Frenk. Hierarchical galaxy formation. *MNRAS*, 319:168–204, novembre 2000. 34, 35
- R. L. Cooper, M. A. Guerrero, Y.-H. Chu, C.-H. R. Chen et B. C. Dunne. Energy Crisis in the Super-bubble DEM L192 (N51D). *ApJ*, 605:751–758, avril 2004. 25
- H. M. P. Couchman et M. J. Rees. Pregalactic evolution in cosmologies with cold dark matter. *MNRAS*, 221:53–62, juillet 1986. 85
- R. Courant, K. Friedrichs et H. Lewy. On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM J.*, 11:215–234, 1967. ISSN 0018-8646. 13
- S. Daflon et K. Cunha. Galactic Metallicity Gradients Derived from a Sample of OB Stars. *ApJ*, 617:1115–1126, décembre 2004. 62
- J. J. Dalcanton. The Metallicity of Galaxy Disks : Infall versus Outflow. *ArXiv Astrophysics e-prints*, août 2006. 59, 62
- R. D. Davies, K. H. Elliott et J. Meaburn. The nebular complexes of the large and small Magellanic Clouds. *MmRAS*, 81:89–128, 1976. 25
- A. Dekel et Y. Birnboim. Galaxy bimodality due to cold flows and shock heating. *MNRAS*, 368:2–20, mai 2006. 58, 70
- A. Dekel et J. Silk. The origin of dwarf galaxies, cold dark matter, and biased galaxy formation. *ApJ*, 303:39–55, avril 1986. 34, 36
- K. Dolag. Properties of Simulated Magnetized Galaxy Clusters. Dans *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*, 2000. 91
- K. Dolag. Simulating large-scale structure formation with magnetic fields. *Astronomische Nachrichten*, 327:575–+, juin 2006. 91, 115
- K. Dolag, M. Bartelmann et H. Lesch. SPH simulations of magnetic fields in galaxy clusters. *A&A*, 348:351–363, août 1999. 91
- K. Dolag, M. Bartelmann et H. Lesch. Evolution and structure of magnetic fields in simulated galaxy clusters. *A&A*, 387:383–395, mai 2002. 94
-

- K. Dolag, D. Grasso, V. Springel et I. Tkachev. Constrained simulations of the magnetic field in the local Universe and the propagation of ultrahigh energy cosmic rays. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 1:9–+, janvier 2005. 72, 84, 88, 91, 92, 94, 96, 100, 101
- K. J. Donner et A. Brandenburg. Generation and interpretation of galactic magnetic fields. *A&A*, 240: 289–298, décembre 1990. 80
- Y. Dubois et R. Teyssier. Cosmological MHD simulation of a cooling flow cluster. *A&A*, 482:L13–L16, mai 2008a. 72, 84, 88
- Y. Dubois et R. Teyssier. On the onset of galactic winds in quiescent star forming galaxies. *A&A*, 477: 79–94, janvier 2008b. 35
- N. Dziourkevitch, D. Elstner et G. Rüdiger. Interstellar turbulence driven by the magnetorotational instability. *A&A*, 423:L29–L32, août 2004. 85
- M. Ehle, R. Beck, R. F. Haynes, A. Vogler, W. Pietsch, M. Elmouttie et S. Ryder. Magnetic fields and hot gas in the spiral galaxy NGC 1566 as derived from ATCA radio polarization and ROSAT X-ray observations. *A&A*, 306:73–+, février 1996. 80
- S. L. Ellison, A. Songaila, J. Schaye et M. Pettini. The Enrichment History of the Intergalactic Medium—Measuring the C IV/H I Ratio in the Ly α Forest. *AJ*, 120:1175–1191, septembre 2000. 35, 53
- D. M. Elmegreen, B. G. Elmegreen, D. S. Rubin et M. A. Schaffer. Galaxy Morphologies in the Hubble Ultra Deep Field : Dominance of Linear Structures at the Detection Limit. *ApJ*, 631:85–100, septembre 2005. 68
- D. Elstner, R. Meinel et R. Beck. Galactic dynamos and their radio signatures. *A&AS*, 94:587–600, septembre 1992. 80
- K. Enqvist, A. I. Rez et V. B. Semikoz. Dirac neutrinos and primordial magnetic fields. *Nuclear Physics B*, 436:49–64, février 1995. 72
- C. R. Evans et J. F. Hawley. Simulation of magnetohydrodynamic flows - A constrained transport method. *ApJ*, 332:659–677, septembre 1988. 30, 31, 112
- K. Ferriere. Effect of an ensemble of explosions on the Galactic dynamo. I - General formulation. *ApJ*, 389:286–296, avril 1992a. 85
- K. Ferriere. Effect of the explosion of supernovae and superbubbles on the Galactic dynamo. *ApJ*, 391: 188–198, mai 1992b. 85
- K. Ferrière et D. Schmitt. Numerical models of the galactic dynamo driven by supernovae and superbubbles. *A&A*, 358:125–143, juin 2000. 85
- K. M. Ferrière. The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73:1031–1066, octobre 2001. 19, 117
- P. Frick, R. Beck, A. Shukurov, D. Sokoloff, M. Ehle et J. Kamphuis. Magnetic and optical spiral arms in the galaxy NGC 6946. *MNRAS*, 318:925–937, novembre 2000. 80
- S. Fromang, P. Hennebelle et R. Teyssier. A high order Godunov scheme with constrained transport and adaptive mesh refinement for astrophysical magnetohydrodynamics. *A&A*, 457:371–384, octobre 2006. 31
-

- A. Fujita, M.-M. Mac Low, A. Ferrara et A. Meiksin. Cosmological Feedback from High-Redshift Dwarf Galaxies. *ApJ*, 613:159–179, septembre 2004. 35, 36, 43, 69
- N. Globus, D. Allard et E. Parizot. Propagation of high-energy cosmic rays in extragalactic turbulent magnetic fields : resulting energy spectrum and composition. *ArXiv e-prints*, 709, septembre 2007. 91, 101
- N. Y. Gnedin. Metal enrichment of the intergalactic medium. *MNRAS*, 294:407–+, mars 1998. 34, 36, 53
- O. Y. Gnedin, A. V. Kravtsov, A. A. Klypin et D. Nagai. Response of Dark Matter Halos to Condensation of Baryons : Cosmological Simulations and Improved Adiabatic Contraction Model. *ApJ*, 616:16–26, novembre 2004. 38
- F. Governato, B. Willman, L. Mayer, A. Brooks, G. Stinson, O. Valenzuela, J. Wadsley et T. Quinn. Forming Disk Galaxies in Lambda CDM Simulations. *ArXiv Astrophysics e-prints*, février 2006. 25
- F. Govoni et L. Feretti. Magnetic Fields in Clusters of Galaxies. *International Journal of Modern Physics D*, 13:1549–1594, 2004. 89, 90, 115
- F. Haardt et P. Madau. Radiative Transfer in a Clumpy Universe. II. The Ultraviolet Extragalactic Background. *ApJ*, 461:20–+, avril 1996. 20
- J. Han. Magnetic fields in our Galaxy : How much do we know ? (II) Halo fields and the global field structure. Dans S. Cecchini, S. Cortiglioni, R. Sault et C. Sbarra, éditeurs, *Astrophysical Polarized Backgrounds*, volume 609 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 96–101, mars 2002. 80, 114
- M. Hanasz, G. Kowal, K. Otmianowska-Mazur et H. Lesch. Amplification of Galactic Magnetic Fields by the Cosmic-Ray-driven Dynamo. *ApJ Lett.*, 605:L33–L36, avril 2004. 85
- H. Hanayama, K. Takahashi, K. Kotake, M. Oguri, K. Ichiki et H. Ohno. Biermann Mechanism in Primordial Supernova Remnant and Seed Magnetic Fields. *ApJ*, 633:941–945, novembre 2005. 87
- S. Hatton, J. E. G. Devriendt, S. Ninin, F. R. Bouchet, B. Guiderdoni et D. Vibert. GALICS- I. A hybrid N-body/semi-analytic model of hierarchical galaxy formation. *MNRAS*, 343:75–106, juillet 2003. 35, 42
- T. M. Heckman, L. Armus et G. K. Miley. On the nature and implications of starburst-driven galactic superwinds. *ApJS*, 74:833–868, décembre 1990. 35, 49
- T. M. Heckman, M. D. Lehnert, D. K. Strickland et L. Armus. Absorption-Line Probes of Gas and Dust in Galactic Superwinds. *ApJS*, 129:493–516, août 2000. 35
- D. J. Helfand, E. V. Gotthelf et J. P. Halpern. Vela Pulsar and Its Synchrotron Nebula. *ApJ*, 556:380–391, juillet 2001. 87
- R. W. Hockney et J. W. Eastwood. *Computer Simulation Using Particles*. Computer Simulation Using Particles, New York : McGraw-Hill, 1981, 1981. 18
- C. G. Hoopes, T. M. Heckman, D. K. Strickland et J. C. Howk. Cooling in Coronal Gas in the M82 Starburst Superwind. *ApJ Lett.*, 596:L175–L178, octobre 2003. 49
-

- J. Hultman et A. Pharasyn. Hierarchical, dissipative formation of elliptical galaxies : is thermal instability the key mechanism ?. Hydrodynamical simulations including supernova feedback, multi-phase gas and metal enrichment in CDM : structure and dynamics of elliptical galaxies. *A&A*, 347:769–798, juillet 1999. 34
- J. H. Jeans. *Astronomy and cosmogony*. Cambridge [Eng.] The University press, 1928., 1928. 11, 12
- T. W. Jones. The Role of MHD in the ICM and its Interactions with AGN Outflows. *ArXiv e-prints*, 708, août 2007. 99
- M. K. R. Joung et M.-M. Mac Low. Turbulent Structure of a Stratified Supernova-driven Interstellar Medium. *ApJ*, 653:1266–1279, décembre 2006. 27, 36
- N. Katz. Dissipational galaxy formation. II - Effects of star formation. *ApJ*, 391:502–517, juin 1992. 36
- N. Katz, D. H. Weinberg et L. Hernquist. Cosmological Simulations with TreeSPH. *ApJS*, 105:19–+, juillet 1996. 20, 35, 36, 111
- G. Kauffmann, J. M. Colberg, A. Diaferio et S. D. M. White. Clustering of galaxies in a hierarchical universe - I. Methods and results at $z=0$. *MNRAS*, 303:188–206, février 1999. 35
- S. T. Kay, F. R. Pearce, C. S. Frenk et A. Jenkins. Including star formation and supernova feedback within cosmological simulations of galaxy formation. *MNRAS*, 330:113–128, février 2002. 34
- R. C. Kennicutt, Jr. The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *ApJ*, 498:541–+, mai 1998. 21
- E. J. King et P. Coles. Amplification of primordial magnetic fields by anisotropic gravitational collapse. *MNRAS*, 365:1288–1294, février 2006. 96
- L. L. Kitchatinov et G. Rüdiger. Seed fields for galactic dynamos by the magnetorotational instability. *A&A*, 424:565–570, septembre 2004. 85
- C. Kobayashi, V. Springel et S. D. M. White. Simulations of Cosmic Chemical Enrichment. *MNRAS*, 376:1465–1479, avril 2007. 28, 69
- K. Kotera et M. Lemoine. Inhomogeneous extragalactic magnetic fields and the second knee in the cosmic ray spectrum. *Phys. Rev. D*, 77(2):023005–+, janvier 2008. 91
- I. Krasheninnikova, A. Shukurov, A. Ruzmaikin et D. Sokolov. Configuration of large-scale magnetic fields in spiral galaxies. *A&A*, 213:19–28, avril 1989. 80
- M. Krause, R. Beck et E. Hummel. The Magnetic Field Structures in Two Nearby Spiral Galaxies - Part Two - the Bisymmetric Spiral Magnetic Field in M81. *A&A*, 217:17–+, juin 1989. 79
- A. V. Kravtsov, A. A. Klypin et A. M. Khokhlov. Adaptive Refinement Tree : A New High-Resolution N-Body Code for Cosmological Simulations. *ApJS*, 111:73–+, juillet 1997. 17
- P. Kroupa. On the variation of the initial mass function. *MNRAS*, 322:231–246, avril 2001. 23, 111
- R. M. Kulsrud. A Critical Review of Galactic Dynamos. *ARA&A*, 37:37–64, 1999. 84
- R. M. Kulsrud, R. Cen, J. P. Ostriker et D. Ryu. The Protogalactic Origin for Cosmic Magnetic Fields. *ApJ*, 480:481–+, mai 1997. 72
-

- R. B. Larson. Effects of supernovae on the early evolution of galaxies. *MNRAS*, 169:229–246, novembre 1974. 36
- M. Lemoine. Extragalactic magnetic fields and the second knee in the cosmic-ray spectrum. *Phys. Rev. D*, 71(8):083007–+, avril 2005. 91
- M.-M. Mac Low et A. Ferrara. Starburst-driven Mass Loss from Dwarf Galaxies : Efficiency and Metal Ejection. *ApJ*, 513:142–155, mars 1999. 35
- P. Madau, A. Ferrara et M. J. Rees. Early Metal Enrichment of the Intergalactic Medium by Pregalactic Outflows. *ApJ*, 555:92–105, juillet 2001. 52
- A. Maeder, C. Georgy et G. Meynet. Convective envelopes in rotating OB stars. *A&A*, 479:L37–L40, février 2008. 87
- A. H. Maller et A. Dekel. Towards a resolution of the galactic spin crisis : mergers, feedback and spin segregation. *MNRAS*, 335:487–498, septembre 2002. 34
- S. Marri et S. D. M. White. Smoothed particle hydrodynamics for galaxy-formation simulations : improved treatments of multiphase gas, of star formation and of supernovae feedback. *MNRAS*, 345:561–574, octobre 2003. 36
- H. Martel et P. R. Shapiro. A convenient set of comoving cosmological variables and their application. *MNRAS*, 297:467–485, juin 1998. 92
- C. L. Martin. The Impact of Star Formation on the Interstellar Medium in Dwarf Galaxies. II. The Formation of Galactic Winds. *ApJ*, 506:222–252, octobre 1998. 49
- C. L. Martin. Properties of Galactic Outflows : Measurements of the Feedback from Star Formation. *ApJ*, 513:156–160, mars 1999. 35, 52, 70
- C. F. McKee et J. P. Ostriker. A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *ApJ*, 218:148–169, novembre 1977. 27, 28
- C. Melioli et E. M. de Gouveia Dal Pino. Evolution of the ISM of starburst galaxies : The SN heating efficiency. *A&A*, 424:817–831, septembre 2004. 36
- J. C. Mihos et L. Hernquist. Star-forming galaxy models : Blending star formation into TREESPH. *ApJ*, 437:611–624, décembre 1994. 35, 36
- F. Miniati, T. W. Jones, H. Kang et D. Ryu. Cosmic-Ray Electrons in Groups and Clusters of Galaxies : Primary and Secondary Populations from a Numerical Cosmological Simulation. *ApJ*, 562:233–253, novembre 2001. 91, 92
- T. Miyoshi et K. Kusano. A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 208:315–344, septembre 2005. 32
- P. Monaco. Physical regimes for feedback in galaxy formation. *MNRAS*, 352:181–204, juillet 2004. 35
- B. Moore, T. Quinn, F. Governato, J. Stadel et G. Lake. Cold collapse and the core catastrophe. *MNRAS*, 310:1147–1152, décembre 1999. 37
- M. Mori, Y. Yoshii, T. Tsujimoto et K. Nomoto. The Evolution of Dwarf Galaxies with Star Formation in an Outward-propagating Supershell. *ApJ Lett.*, 478:L21+, mars 1997. 36
-

- J. F. Navarro et W. Benz. Dynamics of cooling gas in galactic dark halos. *ApJ*, 380:320–329, octobre 1991. 34
- J. F. Navarro, C. S. Frenk et S. D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *ApJ*, 462:563–+, mai 1996. 35, 37
- J. F. Navarro et S. D. M. White. Simulations of Dissipative Galaxy Formation in Hierarchically Clustering Universes - Part One - Tests of the Code. *MNRAS*, 265:271–+, novembre 1993. 25, 34, 35
- N. Neininger, U. Klein, R. Beck et R. Wielebinski. Correlation of magnetic and optical structure in the barred spiral galaxy M83. *Nature*, 352:781–783, août 1991. 79
- P. Ocvirk, C. Pichon et R. Teyssier. Bimodal gas accretion in the MareNostrum galaxy formation simulation. *ArXiv e-prints*, 803, mars 2008. 58
- M. S. Oey et C. J. Clarke. The superbubble size distribution in the interstellar medium of galaxies. *MNRAS*, 289:570–588, août 1997. 25
- T. Okamoto, V. R. Eke, C. S. Frenk et A. Jenkins. Effects of feedback on the morphology of galaxy discs. *MNRAS*, 363:1299–1314, novembre 2005. 35
- E. N. Parker. Fast dynamos, cosmic rays, and the Galactic magnetic field. *ApJ*, 401:137–145, décembre 1992. 85, 87
- M. Pettini, S. A. Rix, C. C. Steidel, K. L. Adelberger, M. P. Hunt et A. E. Shapley. New Observations of the Interstellar Medium in the Lyman Break Galaxy MS 1512-cB58. *ApJ*, 569:742–757, avril 2002. 35
- M. Pettini, A. E. Shapley, C. C. Steidel, J.-G. Cuby, M. Dickinson, A. F. M. Moorwood, K. L. Adelberger et M. Giavalisco. The Rest-Frame Optical Spectra of Lyman Break Galaxies : Star Formation, Extinction, Abundances, and Kinematics. *ApJ*, 554:981–1000, juin 2001. 35
- J. X. Prochaska, H.-W. Chen, A. M. Wolfe, M. Dessauges-Zavadsky et J. S. Bloom. On the Nature of Velocity Fields in High- z Galaxies. *ApJ*, 672:59–71, janvier 2008. 63
- Y. Rasera et R. Teyssier. The history of the baryon budget. Cosmic logistics in a hierarchical universe. *A&A*, 445:1–27, janvier 2006. 34, 35
- J. I. Read et G. Gilmore. Mass loss from dwarf spheroidal galaxies : the origins of shallow dark matter cores and exponential surface brightness profiles. *MNRAS*, 356:107–124, janvier 2005. 34
- M. J. Rees. The origin and cosmogonic implications of seed magnetic fields. *QJRAS*, 28:197–206, septembre 1987. 72, 85
- M. J. Rees et J. P. Ostriker. Cooling, dynamics and fragmentation of massive gas clouds - Clues to the masses and radii of galaxies and clusters. *MNRAS*, 179:541–559, juin 1977. 58
- B. Robertson, N. Yoshida, V. Springel et L. Hernquist. Disk Galaxy Formation in a Λ Cold Dark Matter Universe. *ApJ*, 606:32–45, mai 2004. 35, 36
- E. Roediger, M. Brüggen et M. Hoeft. Wakes of ram-pressure-stripped disc galaxies. *MNRAS*, 371:609–618, septembre 2006. 70
- K. Roettiger, J. M. Stone et J. O. Burns. Magnetic Field Evolution in Merging Clusters of Galaxies. *ApJ*, 518:594–602, juin 1999. 91, 92, 97, 99, 100
-

- E. E. Salpeter. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121:161–+, janvier 1955. 23, 41
- C. Scannapieco, P. B. Tissera, S. D. M. White et V. Springel. Feedback and metal enrichment in cosmological SPH simulations - II. A multiphase model with supernova energy feedback. *MNRAS*, 371:1125–1139, septembre 2006. 36
- E. Scannapieco, R. J. Thacker et M. Davis. High-Redshift Galaxy Outflows and the Formation of Dwarf Galaxies. *ApJ*, 557:605–615, août 2001. 35
- J. Schaye et C. Dalla Vecchia. On the relation between the Schmidt and Kennicutt-Schmidt star formation laws and its implications for numerical simulations. *MNRAS*, 383:1210–1222, janvier 2008. 62
- A. A. Schekochihin et S. C. Cowley. Turbulence, magnetic fields, and plasma physics in clusters of galaxies. *Physics of Plasmas*, 13(5):056501–+, mai 2006. 97
- S. Schindler, W. Kapferer, W. Domainko, M. Mair, E. van Kampen, T. Kronberger, S. Kimeswenger, M. Ruffert, O. Mangete et D. Breitschwerdt. Metal enrichment processes in the intra-cluster medium. *A&A*, 435:L25–L28, mai 2005. 70
- D. W. Sciama. Neutrino decay and the primordial magnetic field. Dans D. Lynden-Bell, éditeur, *Cosmical Magnetism*, pages 128–133, 1994. 72
- L. I. Sedov. *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, New York : Academic Press, 1959, 1959. 25
- J. A. Sellwood. Bar instability and rotation curves. *A&A*, 99:362–374, juin 1981. 38
- J. A. Sellwood et S. A. Balbus. Differential Rotation and Turbulence in Extended H I Disks. *ApJ*, 511:660–665, février 1999. 85
- P. L. Shopbell et J. Bland-Hawthorn. The Asymmetric Wind in M82. *ApJ*, 493:129–+, janvier 1998. 49
- J. M. Shull et J. Silk. Model emission spectra from primeval galaxies. *ApJ*, 234:427–434, décembre 1979. 28
- G. Sigl, F. Miniati et T. A. Enßlin. Ultrahigh energy cosmic ray probes of large scale structure and magnetic fields. *Phys. Rev. D*, 70(4):043007–+, août 2004. 91, 92, 101
- J. Silk. On the fragmentation of cosmic gas clouds. I - The formation of galaxies and the first generation of stars. *ApJ*, 211:638–648, février 1977. 58
- J. Silk. Feedback, Disk Self-Regulation, and Galaxy Formation. *ApJ*, 481:703–+, mai 1997. 58, 67
- A. D. Slyz, J. E. G. Devriendt, G. Bryan et J. Silk. Towards simulating star formation in the interstellar medium. *MNRAS*, 356:737–752, janvier 2005. 58
- R. S. Somerville et J. R. Primack. Semi-analytic modelling of galaxy formation : the local Universe. *MNRAS*, 310:1087–1110, décembre 1999. 34, 35
- J. Sommer-Larsen, S. Gelato et H. Vedel. Formation of Disk Galaxies : Feedback and the Angular Momentum Problem. *ApJ*, 519:501–512, juillet 1999. 34
- J. Sommer-Larsen, M. Götz et L. Portinari. Galaxy Formation : Cold Dark Matter, Feedback, and the Hubble Sequence. *ApJ*, 596:47–66, octobre 2003. 34, 35
-

- A. Songaila et L. L. Cowie. Metal enrichment and Ionization Balance in the Lyman Alpha Forest at $Z = 3$. *AJ*, 112:335–+, août 1996. 53
- V. Springel et L. Hernquist. Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations : a hybrid multiphase model for star formation. *MNRAS*, 339:289–311, février 2003. 25, 27, 28, 29, 34, 35, 36, 68, 69, 111
- M. Steinmetz et M. Bartelmann. On the spin parameter of dark-matter haloes. *MNRAS*, 272:570–578, février 1995. 41
- M. Steinmetz et J. F. Navarro. The Cosmological Origin of the Tully-Fisher Relation. *ApJ*, 513:555–560, mars 1999. 34
- G. Stinson, A. Seth, N. Katz, J. Wadsley, F. Governato et T. Quinn. Star Formation and Feedback in Smoothed Particle Hydrodynamic Simulations–I. Isolated Galaxies. *ArXiv Astrophysics e-prints*, février 2006. 34
- R. S. Sutherland et M. A. Dopita. Cooling functions for low-density astrophysical plasmas. *ApJS*, 88: 253–327, septembre 1993. 20, 111
- E. J. Tasker et G. L. Bryan. Simulating Star Formation and Feedback in Galactic Disk Models. *ApJ*, 641: 878–890, avril 2006. 35, 36, 69
- G. B. Taylor, A. C. Fabian et S. W. Allen. Magnetic fields in the Centaurus cluster. *MNRAS*, 334: 769–776, août 2002. 98
- G. Tenorio-Tagle et C. Munoz-Tunon. The biconical kiloparsec structure generated by nuclear starbursts. *MNRAS*, 293:299–+, janvier 1998. 49
- R. Teyssier. Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES. *A&A*, 385:337–364, avril 2002. 9
- R. Teyssier, S. Fromang et E. Dormy. Kinematic dynamos using constrained transport with high order Godunov schemes and adaptive mesh refinement. *Journal of Computational Physics*, 218:44–67, octobre 2006. 31, 32
- R. J. Thacker et H. M. P. Couchman. Implementing Feedback in Simulations of Galaxy Formation : A Survey of Methods. *ApJ*, 545:728–752, décembre 2000. 35
- R. J. Thacker et H. M. P. Couchman. Star Formation, Supernova Feedback, and the Angular Momentum Problem in Numerical Cold Dark Matter Cosmogony : Halfway There ? *ApJ Lett.*, 555:L17–L20, juillet 2001. 35
- R. J. Thacker, E. Scannapieco et M. Davis. Violence in the Dark Ages. *ApJ*, 581:836–843, décembre 2002. 53
- K. Thornton, M. Gaudlitz, H.-T. Janka et M. Steinmetz. Energy Input and Mass Redistribution by Supernovae in the Interstellar Medium. *ApJ*, 500:95–+, juin 1998. 36
- A. Toomre. On the gravitational stability of a disk of stars. *ApJ*, 139:1217–1238, mai 1964. 36
- J. K. Truelove, R. I. Klein, C. F. McKee, J. H. Holliman, II, L. H. Howell et J. A. Greenough. The Jeans Condition : A New Constraint on Spatial Resolution in Simulations of Isothermal Self-gravitational Hydrodynamics. *ApJ Lett.*, 489:L179+, novembre 1997. 12
-

- M. S. Turner et L. M. Widrow. Inflation-produced, large-scale magnetic fields. *Phys. Rev. D*, 37:2743–2754, mai 1988. 72
- F. C. van den Bosch. The Formation of Disk-Bulge-Halo Systems and the Origin of the Hubble Sequence. *ApJ*, 507:601–614, novembre 1998. 62
- S. Veilleux, G. Cecil et J. Bland-Hawthorn. Galactic Winds. *ARA&A*, 43:769–826, septembre 2005. 49
- K. Wada, M. Spaans et S. Kim. Formation of Cavities, Filaments, and Clumps by the Nonlinear Development of Thermal and Gravitational Instabilities in the Interstellar Medium under Stellar Feedback. *ApJ*, 540:797–807, septembre 2000. 36
- R. H. Wechsler, J. S. Bullock, J. R. Primack, A. V. Kravtsov et A. Dekel. Concentrations of Dark Halos from Their Assembly Histories. *ApJ*, 568:52–70, mars 2002. 40
- M. L. Weil, V. R. Eke et G. Efstathiou. The formation of disc galaxies. *MNRAS*, 300:773–789, novembre 1998. 35
- M. D. Weinberg et N. Katz. The bar-halo interaction - II. Secular evolution and the religion of N-body simulations. *MNRAS*, 375:460–476, février 2007. 38
- S. D. M. White et C. S. Frenk. Galaxy formation through hierarchical clustering. *ApJ*, 379:52–79, septembre 1991. 35
- H. Xu, B. W. O’Shea, D. C. Collins, M. L. Norman, H. Li et S. Li. The Biermann Battery in Cosmological MHD Simulations of Population III Star Formation. *ArXiv e-prints*, 807, juillet 2008. 72, 85
- G. Yepes, R. Kates, A. Khokhlov et A. Klypin. Hydrodynamical simulations of galaxy formation : effects of supernova feedback. *MNRAS*, 284:235–256, janvier 1997. 34, 36
- J.-P. Zahn, A. S. Brun et S. Mathis. On magnetic instabilities and dynamo action in stellar radiation zones. *A&A*, 474:145–154, octobre 2007. 87
- Y. B. Zel’Dovich. Gravitational instability : An approximate theory for large density perturbations. *A&A*, 5:84–89, mars 1970. 96
-