

CÉDRIC GRENON

LES VENTS GALACTIQUES ANISOTROPES
Enrichissement et évolution du milieu intergalactique

Mémoire présenté
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval
dans le cadre du programme de maîtrise en physique
pour l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2007

Résumé

Les vents galactiques jouent un rôle important dans l'évolution des galaxies et du milieu intergalactique. Les supernovae se produisant peu de temps après un sursaut de formation d'étoiles dans une galaxie créent un vent cohérent enrichi en métaux. Ce projet de maîtrise visait à créer, en collaboration avec mon superviseur Hugo Martel et son chercheur postdoctoral Matthew Pieri, une simulation semi-analytique de type Monte Carlo dans laquelle les vents galactiques anisotropes seraient représentés par deux cônes sphériques voyageant dans des directions opposées. Cette simulation suit la formation de $\sim 20\,000$ galaxies à l'intérieur d'un volume cubique comobile de $(12h^{-1}\text{Mpc})^3$, dans un univers ΛCDM . Les vents produits par ces galaxies pourront soit souffler le gaz d'un halo en processus d'effondrement avoisinant, empêchant ainsi sa formation, soit déposer des métaux dans le milieu intergalactique, contribuant ainsi à la formation plus rapide de nouvelles galaxies. Les vents galactiques anisotropes suivent la direction de moindre résistance et, par conséquent, voyagent de préférence dans les régions de faible densité, loin des structures cosmologiques dans lesquelles les galaxies se forment. Les vents galactiques anisotropes peuvent enrichir en métaux plus efficacement les régions de faible densité. À l'opposé, dans les milieux de haute densité, il y a moins de croisements entre les vents anisotropes provenant d'une même structure cosmologique. L'enrichissement de cette structure est donc grandement réduit. Les vents hautement anisotropes peuvent traverser les vides cosmologiques et déposer des métaux dans d'autres structures cosmologiques.

Abstract

Galactic outflows play an important role in the evolution of galaxies and the intergalactic medium. Supernovae following a starburst in a galaxy create a coherent metal-enriched outflow. The aim of this master project was to create, in collaboration with my supervisor Hugo Martel and his postdoctoral researcher Matthew Pieri, a semi-analytical Monte Carlo simulation in which galactic outflows are represented as two spherical cones travelling in opposite directions. This simulation tracks the formation of $\sim 20\,000$ galaxies in a comoving cubic volume of size $(12h^{-1}\text{Mpc})^3$, in a ΛCDM universe. Outflows produced by those galaxies could either blow away the gas of a halo in process of collapsing, thus preventing its formation, or deposit metals in the intergalactic medium, and so contribute to a faster formation of new galaxies. Anisotropic outflows follow the path of least resistance and thus travel preferentially into low-density regions, away from cosmological structures where galaxies form. Anisotropic outflows can significantly enrich low-density systems with metals. Conversely, in the high-density regions, there is less crossing between anisotropic outflows located in a common cosmological structure, so the enrichment in this structure is significantly reduced. Highly anisotropic outflows can travel across cosmological voids and deposit metals in other, unrelated cosmological structures.

Avant-propos

Maintenant que j'ai terminé ce mémoire qui souligne la fin de ma maîtrise, je peux tourner la page d'un autre chapitre de ma vie. Il est maintenant temps de passer à autre chose, c'est-à-dire entreprendre un doctorat en relativité générale. Avant tout, je tiens à remercier tous ceux et celles qui m'ont aidé et appuyé.

Je tiens d'abord à remercier mon superviseur Hugo Martel pour les nombreuses discussions que nous avons eues au cours des soupers hebdomadaires du groupe de cosmologie, pour son aide précieuse et son appui financier. Ce mémoire est le reflet du projet d'équipe auquel j'ai participé et qui n'aurait pu voir le jour sans les énormes contributions d'Hugo et de Matthew M. Pieri. Je remercie également les professeurs du groupe de recherche en astrophysique de l'Université Laval, Carmelle Robert, Gilles Joncas, Laurent Drissen et Serge Pineault, qui m'ont enseigné au cours de mon baccalauréat et de ma maîtrise, qui ont su répondre à mes nombreuses questions et qui, indirectement, m'ont incité à effectuer une maîtrise en astrophysique.

J'aimerais remercier les étudiants et étudiantes du groupe d'astrophysique, Anne-Pier Bernier, Dominic Lagrois, Jean-François Robitaille, Léo Barriault, Louise Edward, Simon Richard, Véronique Petit et Simon Cantin, pour leur soutien moral et scientifique.

J'aimerais également remercier les membres du groupe *Les Bleu Pelouse*, Josette Lépine, Mathieu Riopel, Mylène St-Amour et Patrick Tremblay Simard, pour leur soutien musical, ainsi que mes amis ludopathes, qui ont su me changer les idées dans les moments difficiles, Alexandre Bourke, Michel D'Amours, Mathieu Gauthier, Pierre-André Noël, Samir Sahli, Guillaume Talbot et Anne-Marie Trudelle. Merci aussi à Annie Mercier pour ses biscuits, ainsi qu'à Guillaume Gagné, Jason St-Hilaire, Julien Marchand et tous les autres que j'oublie peut-être de nommer mais qui se reconnaîtront, pour leur appui et leur présence.

Je veux également remercier mes parents, Rémi et Anna, pour la bonne éducation que j'ai reçue, sans laquelle je ne me serais pas dirigé vers des études en science. Leurs

encouragements ont eu une influence déterminante dans les décisions que j'ai prises relativement à mon cheminement scolaire. Leur appui, ainsi que celui de ma soeur adorée Sally-Ann, m'ont été d'une grande aide dans la poursuite de mes études.

Je tiens à remercier tout spécialement ma fiancée Sara, qui a eu la lourde tâche de corriger ce mémoire. Son soutien et ses encouragements ont été déterminants dans l'écriture de ce mémoire et tout au long de mes études. Voilà pourquoi il t'est dédié, mon amour.

Du fond du coeur, un énorme merci à vous tous.

À ma douce fiancée, Sara

Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iii
Avant-propos	iv
Table des matières	vii
Liste des tableaux	ix
Liste des figures	x
1 Introduction	1
2 Un modèle pour les vents anisotropes	5
2.1 L'angle d'ouverture	6
2.2 La direction du vent	7
2.3 L'expansion du vent	7
2.3.1 La pression externe	10
2.3.2 La luminosité	11
2.3.3 Les phases d'expansion du vent	12
3 La méthode Monte Carlo	15
3.1 Le modèle cosmologique et les conditions initiales	15
3.2 Les pics de densité	17
3.3 La direction de moindre résistance	20
3.4 La formation des galaxies de première génération	29
3.4.1 Les fusions	29
3.4.2 L'approximation de Press-Schechter	31
3.4.3 Les galaxies de première génération	37
3.5 La formation des galaxies influencées par les vents	39
3.5.1 Le dépouillement	40
3.5.2 L'enrichissement en métaux	41

4 Résultats	43
4.1 L'impact de la variation de l'angle d'ouverture	43
4.2 L'enrichissement du milieu intergalactique	48
5 Discussion	51
6 Conclusion	54
Bibliographie	57
Annexe A	61

Liste des tableaux

3.1	Masse et longueur de filtrage	17
-----	---	----

Liste des figures

2.1	La géométrie des vents isotropes et anisotropes	6
2.2	Image d'une explosion à l'intérieur d'une crêpe cosmologique provenant d'une simulation hydrodynamique	8
2.3	L'évolution du plus grand vent de notre simulation	13
3.1	Variation de la direction des vents en fonction de la valeur de R^*	28
3.2	L'histogramme des fluctuations dans la direction des vents	29
3.3	Le nombre de halos effondrés pour chaque grille filtrée en fonction du décalage vers le rouge	34
3.4	Le nombre de halos effondrés dans le volume computationnel en fonction du décalage vers le rouge	35
4.1	Une tranche de notre simulation	44
4.2	Le nombre volumique de plusieurs types d'objets	46
4.3	L'influence de la variation de l'angle d'ouverture	47
4.4	L'enrichissement des régions de faible et de haute densité	49
A.1	Organigramme des codes utilisés	61

Chapitre 1

Introduction

Selon la théorie du Big Bang, l'Univers a connu une époque dense et chaude il y a environ 13,7 milliards d'années. À cette époque, l'Univers est relativement homogène et en expansion. Il est surtout constitué d'énergie sombre ($\sim 73\%$), de matière sombre ($\sim 23\%$) et d'atomes ($\sim 4\%$). Bien que nous en connaissions peu sur l'origine et la constitution de l'énergie sombre et de la matière sombre, leurs effets sont observables sur la matière baryonique (atomes). Très peu de types d'éléments chimiques sont présents à cette époque : majoritairement de l'hydrogène, un peu d'hélium et quelques traces de lithium. Les autres éléments chimiques proviennent en grande majorité des réactions nucléaires à l'intérieur des étoiles et sont libérés dans le milieu interstellaire par les vents stellaires et, à la fin de la vie des étoiles, par leur explosion en supernovae. En astrophysique, par convention, nous appelons « métaux » les éléments plus lourds que l'hélium.

En raison de son expansion, l'Univers se refroidit et les premières fluctuations de densité attirent, par gravité, de la matière sombre. Aux grandes échelles cosmologiques, ces fluctuations de densité sont à l'origine des premières structures cosmologiques telles que les crêpes et les filaments de matière. À l'échelle des galaxies, outre la gravité, une meilleure compréhension de la formation des galaxies et des effets des rétroactions sont nécessaires pour expliquer les structures observées. Les rétroactions les plus importantes dans la formation et l'évolution des galaxies proviennent des vents galactiques (Veilleux et al. 2005).

Au début de la formation des premières galaxies, peu de temps après un sursaut de formation d'étoiles, les premiers vents galactiques apparaissent. Les vents stellaires des étoiles OB et Wolf-Rayet, suivis de peu après par les explosions des premières supernovae, éjectent pour la première fois des métaux sous forme de vents cohérents dans leur

galaxie. Ces vents, appelés vents galactiques, quittent le potentiel gravitationnel de leur galaxie source et se propagent dans le milieu intergalactique. Ces vents possèdent suffisamment de quantité de mouvement pour détruire une galaxie voisine en formation (en soufflant le gaz de celle-ci) et transportent du gaz enrichi en métaux qu'ils déposent dans le milieu intergalactique. Par ces processus, les vents galactiques influencent l'évolution des galaxies subséquentes ainsi que celle du milieu intergalactique.

La difficulté d'observation des vents galactiques (ceux-ci n'émettant pas de lumière) et leur évolution lente sont en partie responsables de notre incompréhension de la formation des galaxies. Plusieurs problèmes sont associés à la formation des galaxies, notamment le rapport élevé de masse-luminosité dans les galaxies naines, la métallicité du milieu intergalactique observée, le contenu en entropie du milieu intergalactique, l'abondance des galaxies naines dans le Groupe local, le surrefroidissement et le moment cinétique des galaxies. Puisqu'ils interagissent avec le milieu intergalactique et les galaxies en formation, les vents galactiques anisotropes pourraient expliquer et résoudre ces différents problèmes.

Pour étudier les vents galactiques et leurs rétroactions, il est préférable d'utiliser une simulation numérique. Cela implique qu'il faut recréer virtuellement une partie de l'Univers suffisamment grande pour contenir des galaxies susceptibles de produire des vents. Ces galaxies doivent être regroupées dans des structures à grande échelle (crêpes, filaments et vides), ce qui permet au milieu intergalactique d'être représenté adéquatement. Les simulations effectuées jusqu'à maintenant ont utilisé un volume comobile cubique d'une taille de $\sim (10 \text{ Mpc})^3$ contenant des milliers de galaxies. Les vents y étaient simulés en utilisant soit une méthode analytique soit une méthode numérique.

Pour décrire l'expansion des vents, les méthodes analytiques utilisent soit des simulations qui sont des réalisations gaussiennes aléatoires du spectre de densité, appelées Monte Carlo, soit des simulations à N corps. Les simulations Monte Carlo génèrent les conditions initiales du spectre de densité sur une grille que l'on combine avec un modèle de formation des galaxies. Dans les simulation de type Monte Carlo, les galaxies sont fixes mais il est possible de résoudre différentes échelles de masse. Les simulations à N corps sont combinées avec un modèle de formation de galaxies, où les galaxies sont en mouvement mais les échelles de masse impliquées sont moins importantes. Les simulations effectuées avec les méthodes analytiques (Scannapieco & Broadhurst 2001; Theuns, Mo, & Schaye 2001; Bertone, Stoehr, & White 2005) supposent que les vents sont isotropes.

Les simulations numériques utilisent quant à elles un algorithme hydrodynamique comme *l'hydrodynamique avec particules douces*, plus connu sous le nom de « SPH »,

pour *Smoothed Particle Hydrodynamics*. Plusieurs approches ont été utilisées pour générer les vents galactiques dans ce type de simulation. Par exemple, Scannapieco, Thacker, & Davis (2001); Springel & Hernquist (2003); Oppenheimer & Davé (2006) ont attribué une vitesse suffisamment grande aux particules SPH et Theuns et al. (2002b) ont déposé de l'énergie thermique additionnelle sur les particules SPH afin de simuler les vents galactiques. Aguirre et al. (2001) ont utilisé une autre méthode qui consiste à utiliser les sorties de données provenant de simulations SPH déjà complétées et à calculer la propagation des vents dans le milieu intergalactique *a posteriori*. Les vents générés au moyen de ces différentes méthodes ont le potentiel d'être anisotropes à mesure que les particules SPH, distribuées sphériquement, rencontrent des zones de différentes densités qui influencent leur vitesse de propagation. Ces simulations n'ont pas une résolution suffisante pour simuler les premières structures responsables de l'anisotropie des vents et, dans certains cas, les rétroactions des vents sur les galaxies avoisinantes et le milieu intergalactique ne sont pas considérées.

Dans le cadre de ma maîtrise, j'ai participé à un projet d'équipe décrit dans Pieri, Martel, & Grenon (2007) (PMG), dans le cadre duquel nous avons créé un modèle analytique de type Monte Carlo pour décrire les vents galactiques anisotropes. Ce modèle inclut les rétroactions des vents avec le milieu intergalactique. Notre modèle de vents galactiques anisotropes est fondé sur des simulations numériques et des observations directes et indirectes. En effet, des simulations à haute résolution de la dynamique de gaz en explosion dans un objet ont révélés que les vents produits sont anisotropes et se propagent en suivant la direction de moindre résistance, où la pression est plus faible (Mac Low & Ferrara 1999; Martel & Shapiro 2001a,b). Plusieurs observations vont également dans la même direction (par exemple : Bland & Tully 1988; Fabbiano et al. 1990; Carignan et al. 1998; Shopbell & Bland-Hawthorn 1998; Strickland et al. 2000; Veilleux & Rupke 2002). Récemment, des observations indirectes de l'enrichissement de systèmes ayant une densité avoisinant la densité moyenne de l'Univers (Schaye et al. 2003; Pieri & Haehnelt 2004) et des observations indirectes de l'enrichissement des systèmes qui sont éloignés des galaxies connues à un décalage vers le rouge $z \sim 3$ (Pieri, Schaye, & Aguirre 2006; Songaila 2006) indiquent que l'enrichissement en métaux de ces systèmes n'est pas relié à la proximité de systèmes de haute densité. La dispersion de la métallicité observée dans le milieu intergalactique est inexplicée (Pieri, Schaye, & Aguirre 2006), mais les vents galactiques anisotropes peuvent l'expliquer en partie (PMG).

Pour créer notre modèle de vents anisotropes, nous avons modifié le modèle de vents isotropes décrit dans Scannapieco & Broadhurst (2001). Ce modèle peut être combiné avec une méthode analytique ou avec une méthode numérique pour décrire la formation des galaxies. Dans le cadre de l'article PMG, nous avons conçu un modèle analytique

de type Monte Carlo pour décrire la formation des galaxies et l'évolution des vents dans un contexte cosmologique en incluant les effets des rétroactions. Pour ce faire, plusieurs codes ont été créés (voir figure A.1). Dans les chapitres qui suivent, je vous décrirai les codes que j'ai créés dans le cadre de ce projet : *ZGT24.F*, *STATINIT.F*, *INITIAL.F*, *ZSORT.F*, *PRESS_SIMUL.F*, *PRESS_SCHECHTER.F* de même que le module collision de *ANISOOUT.F*. Il est à noter également que nous avons amorcé un autre modèle en utilisant une approche analytique à N corps (Martel, Pinsonneault, Pieri, & Grenon 2007).

Chapitre 2

Un modèle pour les vents anisotropes

Le modèle de vents galactiques anisotropes utilisé est celui que nous avons créé pour l'article PMG. Il s'agit d'un modèle géométrique inspiré des simulations haute résolution et des observations de vents galactiques qui a pour but de représenter les vents galactiques anisotropes comme des « cônes bipolaires sphériques ». Cela veut dire que, dans un système de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) , le vent occupe le volume défini par $r \leq R(t)$ et $\theta \leq \alpha/2$ ou $\theta \geq \pi - \alpha/2$ et $0 \leq \phi < 2\pi$, où $R(t)$ est le rayon du vent et α , l'angle d'ouverture, tel qu'illustré à la figure 2.1. Lorsque $\alpha < \pi$, le vent est anisotrope et est décrit par trois paramètres : le rayon du vent $R(t)$, l'angle d'ouverture α et la direction du vent, représentée par un vecteur unitaire \hat{e} . Une particularité de ce modèle est que nous pouvons retrouver le cas isotrope lorsque l'angle d'ouverture $\alpha = \pi$. Dans ce cas en particulier, le vent est sphérique et ne dépend que de son rayon $R(t)$.

Ce modèle tient compte des propriétés physiques de la galaxie hôte, de la densité de distribution de la matière entourant cette galaxie et des propriétés globales du milieu intergalactique (PMG). Il peut être combiné avec un modèle analytique (Monte Carlo) ou un modèle semi-analytique (P³M, code-à-arbre).

Dans le modèle de vents anisotropes de Aguirre et al. (2001), les vents sont d'abord isotropes, leur matière se déplace radialement et leur anisotropie est créée par leur rencontre avec des zones de haute densité dans le milieu externe, qui dissipe l'énergie du gaz en expansion. Notre modèle (PMG) peut être représenté de la même manière, sauf que les parties du vent qui rencontrent les zones de haute densité acquièrent une vitesse transverse et sont redirigées vers les régions où la densité est plus faible ; l'énergie du vent n'est donc pas dissipée.

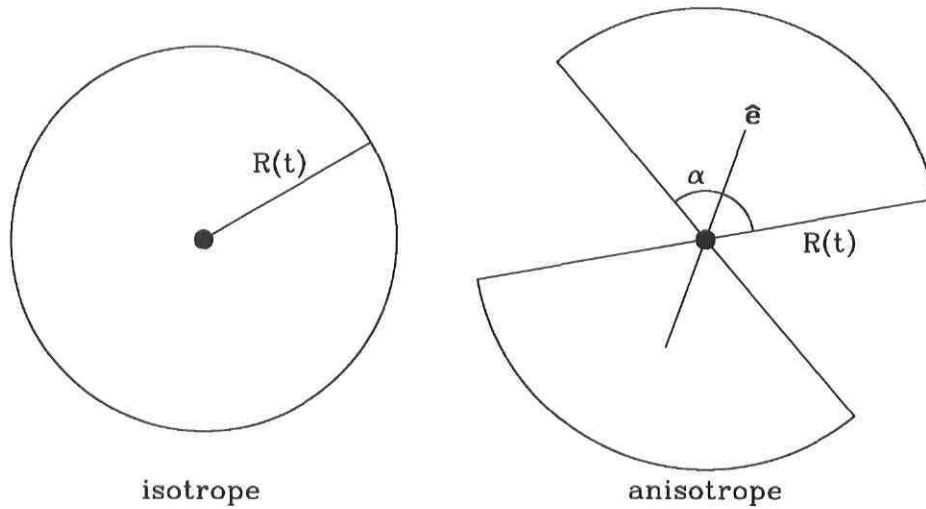


Figure 2.1 – La géométrie des vents isotropes et anisotropes. Les vents isotropes sont sphériques et les vents anisotropes sont des cônes bipolaires sphériques. $R(t)$ est le rayon du vent en expansion dans le temps, α est l'angle d'ouverture et \hat{e} est la direction du vent.

2.1 L'angle d'ouverture

L'angle d'ouverture des vents varie en fonction de leur évolution et de leur expansion, tel que montré dans les simulations numériques de Mac Low & Ferrara (1999) et de Martel & Shapiro (2001b). L'angle d'ouverture des vents près de la zone d'explosion est d'abord petit ($10^\circ \lesssim \alpha \lesssim 45^\circ$), puis il augmente lorsque le vent atteint les régions de faible densité. Il augmente jusqu'à des valeurs avoisinant $45^\circ \lesssim \alpha \lesssim 100^\circ$ et atteint parfois des valeurs plus grandes. Les pressions dirigeantes des vents étant différentes, l'angle d'ouverture est également différent pour chacun.

Toutefois, la méthode utilisée (PMG) se veut une approximation permettant de réduire le nombre de paramètres nécessaires pour décrire les vents galactiques anisotropes. L'angle d'ouverture est considéré comme un paramètre libre qui peut prendre n'importe quelle valeur comprise entre $\alpha = 180^\circ$ (le cas isotrope) et $\alpha \sim 20^\circ$ (la limite représentant les jets). La valeur choisie comme angle d'ouverture est la même pour chacun des vents, mais les grandes valeurs de l'angle d'ouverture représentent mieux les vents lorsque ceux-ci atteignent les régions de faible densité.

2.2 La direction du vent

Nous croyons que les vents anisotropes voyagent de préférence dans les régions de faible densité. Nous appelons « direction de moindre résistance » la direction où la densité décroît le plus rapidement. Dans PMG, nous avons choisi l'échelle des filaments et des crêpes pour déterminer la direction des vents (Martel & Shapiro 2001b). Cela implique que nos vents sont dirigés par la pression du milieu environnant la galaxie source. Il aurait également été possible d'utiliser l'échelle du disque de la galaxie en formation (Mac Low & Ferrara 1999) dans laquelle les vents sont dirigés le long de l'axe de rotation de la galaxie. Nous n'avons toutefois pas utilisé cette échelle, car nous croyons que les vents galactiques pourraient avoir commencé à s'étendre pendant que la galaxie était encore en train de se former. De plus, de récentes simulations hydrodynamiques sur la formation des galaxies suggèrent que le sursaut de formation d'étoiles initial s'est produit durant un événement de fusion à un décalage vers le rouge élevé, bien avant que le disque de la galaxie ne se soit formé (Brook et al. 2005). À l'échelle du disque des galaxies, les vents bipolaires résultent des explosions de supernovae dans le disque et du gradient de pression qui est aligné avec l'axe mineur. Toutefois, pour les supernovae hors centre, le vent produit ne sera généralement pas parallèle à l'axe mineur. D'autres effets doivent être pris en compte. Tout d'abord, les supernovae les plus nombreuses viennent des étoiles de plus faible masse qui explosent dans un milieu raréfié par les vents stellaires. Ensuite, les supernovae des étoiles plus massives peuvent influencer la direction de moindre résistance à l'échelle du disque.

La figure 2.2 vient d'une simulation de Martel & Shapiro (2001b) effectuée à l'aide d'un algorithme appelé *Adaptive SPH* (Shapiro et al. 1996; Owen et al. 1998) avec 64^3 particules de gaz et 64^3 particules de matière sombre. Elle montre une étape intermédiaire de l'évolution d'une explosion à l'intérieur d'une galaxie naine qui s'est formée à l'intérieur d'une crêpe cosmologique. Le vent (en rouge) est clairement anisotrope et bipolaire et il se propage en suivant la direction normale au plan de la crêpe. Cette figure est d'un intérêt particulier, car la région centrale où l'explosion s'est produite avait un profil de densité presque isotrope. C'est l'anisotropie des régions extérieures qui a causé l'anisotropie de ce vent.

2.3 L'expansion du vent

Dans notre modèle analytique pour les vents galactiques, nous utilisons une série d'équations pour décrire l'expansion de ceux-ci. La technique utilisée pour résoudre ces

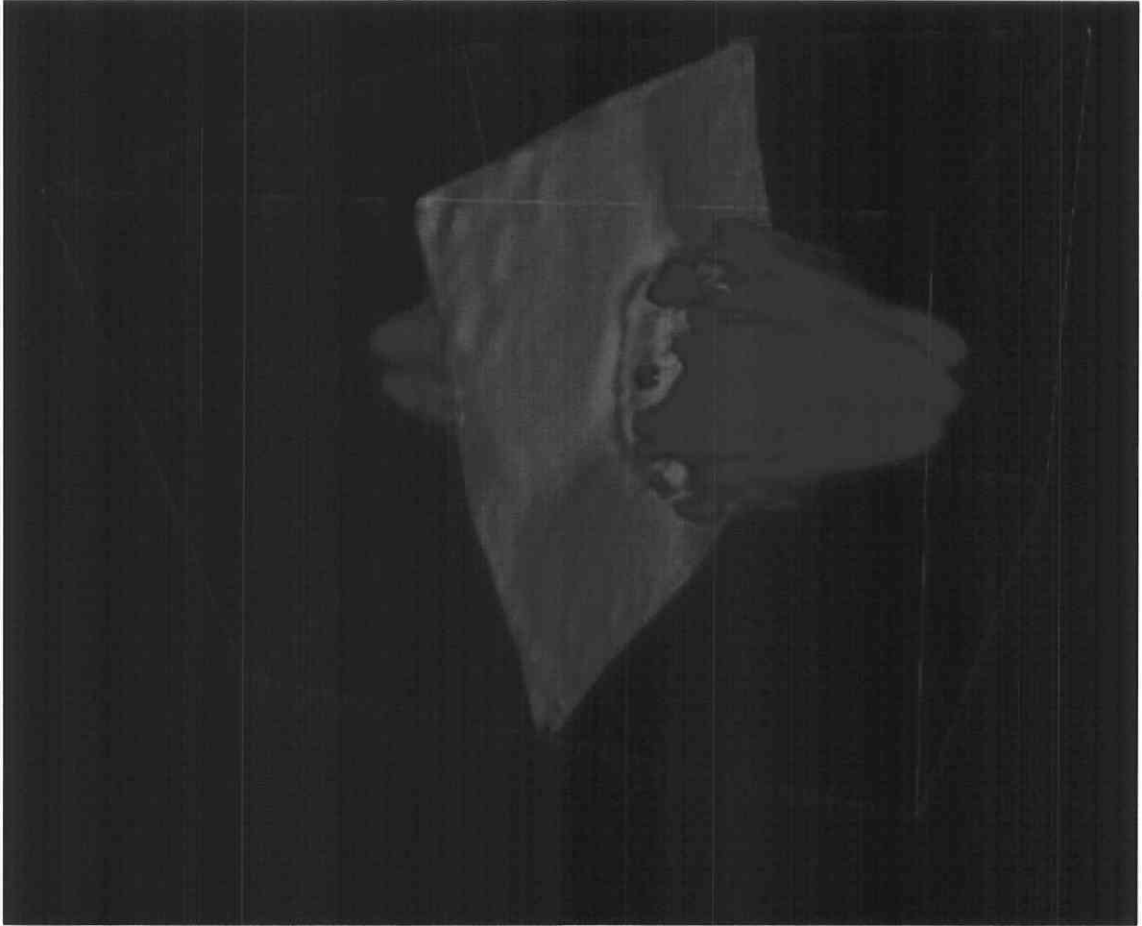


Figure 2.2 – Image d’une explosion à l’intérieur d’une crêpe cosmologique provenant d’une simulation hydrodynamique de Martel & Shapiro (2001b). En bleu : la densité d’une isosurface correspondant à une crêpe. En rouge : la température de l’isosurface correspondant au vent.

équations est présentée dans l’appendice A de PMG.

L’expansion de nos vents est effectuée en utilisant *l’approximation de la coquille mince* dans laquelle l’injection d’énergie thermique produit un vent de rayon R qui consiste en une coquille dense d’épaisseur δR contenant une cavité. Pendant l’expansion du vent, une fraction $1 - f_m$ du gaz est emmagasinée dans la coquille alors qu’une fraction f_m du gaz est distribuée à l’intérieur de la cavité. Nous supposons généralement que la majeure partie du gaz est à l’intérieur de la coquille ($\delta \ll 1$ et $f_m \ll 1$). Dans PMG, l’évolution de la coquille de rayon R est décrite par les équations suivantes :

$$\ddot{R} = \frac{8\pi G(p - p_{\text{ext}})}{\Omega_b H^2 R} - \frac{3}{R}(\dot{R} - HR)^2 - \frac{\Omega H^2 R}{2} - \frac{GM}{R^2}, \quad (2.1)$$

$$\dot{p} = \frac{L}{2\pi R^3[1 - \cos(\alpha/2)]} - \frac{5\dot{R}p}{R}, \quad (2.2)$$

où un point représente une dérivée temporelle, Ω représente le paramètre de densité totale, Ω_b représente le paramètre de densité baryonique, H représente le paramètre de Hubble à un temps t , L est la luminosité (comme expliqué plus bas), α est l'angle d'ouverture, p est la pression de la bulle résultant de la luminosité L et p_{ext} est la pression externe causée par le milieu intergalactique. Les quatre termes de l'équation (2.1) représentent, de gauche à droite, la pression qui dirige le vent, la résistance rencontrée en balayant le milieu intergalactique, c'est-à-dire en l'accélérant d'une vitesse HR à une vitesse \dot{R} , et la décélération gravitationnelle causée par l'expansion du vent et le halo.

La formulation originale de ces équations vient de Tegmark, Silk, & Evrard (1993), qui ont développé un modèle de vents isotropes tenant compte de l'expansion de l'Univers en se fondant sur le travail de nombreux auteurs (Cox & Smith 1974; McKee & Ostriker 1977; Weaver et al. 1977; McCray & Snow 1979; Bruhweiler et al. 1980; Tomisaka et al. 1980; McCray & Kafatos 1987; Ostriker & McKee 1988). Afin d'inclure d'autres processus physiques, plusieurs auteurs (Madau, Ferrara, & Rees 2001; Scannapieco & Broadhurst 2001; Scannapieco, Ferrara, & Madau 2002) ont affinés les équations originales de Tegmark, Silk, & Evrard (1993). Il n'y a donc pas de forme « unique » pour ces équations. Pour plus de détails sur ces équations, voir Ostriker & McKee (1988) et Tegmark, Silk, & Evrard (1993).

Puisque notre modèle de vents anisotropes est inspiré du modèle de vents isotropes de Scannapieco, Ferrara, & Madau (2002), les équations (2.1) et (2.2) ressemblent à leurs équations. Toutefois, dans le dernier terme de l'équation (2.1), ces auteurs utilisent une masse qui dépend de la position radiale provenant d'un profil NFW (Navarro, Frenk, & White 1997). Ceci est une description adéquate pour leur modèle de vents sphériques en expansion vers l'extérieur d'un halo sphérique effondré. Par contre, dans notre modèle de vents anisotropes, ces derniers peuvent s'échapper plus rapidement d'un halo elliptique en suivant la direction de moindre résistance. Dans notre modèle (PMG), le puits de potentiel gravitationnel se situe quelque part entre la méthode de Scannapieco et al. (2002) utilisant un profil NFW et l'utilisation d'une masse ponctuelle. Nous avons décidé d'utiliser la forme la plus simple en supposant que le puits de potentiel gravitationnel est une masse ponctuelle. Cette approximation est justifiée puisque, au début de la vie du vent, l'effet qu'a sur lui la gravité est négligeable comparativement à d'autres effets (voir l'appendice A de PMG). Plus le vent s'étend, plus le terme de gravité devient

important, ce qui prend suffisamment de temps pour que le vent ait quitté le halo d'où il provient. Une autre différence importante vient du terme $[1 - \cos(\alpha/2)]$, qui est l'unique modification des équations (2.1) et (2.2) que nous avons apportée dans PMG pour tenir compte de l'anisotropie des vents.

Cette modification vient du volume occupé par le vent. Lorsque α diminue, l'énergie est injectée dans un volume plus petit, ce qui donne une pression p plus grande. Un vent bipolaire anisotrope avec un angle d'ouverture α a un volume donné par l'équation suivante :

$$V = \frac{4\pi R^3}{3} \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2}\right). \quad (2.3)$$

Pour plus de détails sur cette modification, voir PMG. Je vais maintenant faire une brève description de la pression externe et de la luminosité utilisées dans l'équation (2.1).

2.3.1 La pression externe

Dans notre modèle (PMG), la pression externe p_{ext} est donnée par l'équation suivante :

$$p_{\text{ext}}(z) = \frac{\bar{\rho}_b k T_{\text{MIG}}}{\mu} = \frac{3\Omega_{b,0} H_0^2 k T_{\text{MIG}} (1+z)^3}{8\pi G \mu}, \quad (2.4)$$

où z est le décalage vers le rouge, T_{MIG} est la température du milieu intergalactique, μ est la masse moléculaire moyenne et l'indice « 0 » indique les valeurs présentes. Comme cette équation dépend de la densité et de la température du milieu intergalactique, quelques approximations ont été effectuées pour simplifier cette dépendance. Tout d'abord, nous avons supposé que la densité du milieu intergalactique ρ_{MIG} était égale à la densité moyenne de baryons $\bar{\rho}_b$. Ensuite, nous avons supposé que le milieu intergalactique était chauffé par des photons à une température constante de $T_{\text{MIG}} = 10^4 \text{K}$ (Madau, Ferrara, & Rees 2001). Les suppositions précédentes sont justifiées par la figure 1 de Hui & Gnedin (1997) à une densité $\rho \approx \bar{\rho}_b$. Ces auteurs ont conclu que la température était une fonction de la densité en effectuant des calculs hydrodynamiques qui utilisent l'équation d'état d'un milieu intergalactique chauffé par photons. Il est à noter que la température du milieu intergalactique dépend également du décalage vers le rouge (Schaye et al. 2000). Nous avons toutefois négligé cette dépendance. Ces suppo-

sitions concernant la densité et la température du milieu intergalactique sont justifiées à la §5 de PMG.

Comme la valeur de μ dépend de l'état d'ionisation du gaz, nous avons supposé que l'hydrogène était ionisé (Page et al. 2006) et que l'hélium était simplement ionisé dans l'intervalle de décalage vers le rouge $3 < z < 7$ (Theuns et al. 2002a; Choudhury & Ferrara 2005). Cet intervalle correspond à la majeure partie de l'intervalle de décalage vers le rouge dans lequel nos vents s'étendent activement. Nous supposons que la galaxie source a photoionisé la région du milieu intergalactique devant le vent, et ce, même alors que la majeure partie du milieu intergalactique est encore neutre. La masse moléculaire moyenne est $\mu = 2(4 - 3Y)$ u.m.a. (unité de masse atomique). Pour une abondance en hélium de $Y = 0.242$ (Izotov & Thuan 2004), $\mu = 0.611$ u.m.a..

2.3.2 La luminosité

Dans PMG, la luminosité L est le taux de déposition d'énergie ou de dissipation d'énergie à l'intérieur du vent et est définie comme suit :

$$L(t) = L_{\text{SN}} - L_{\text{comp}}, \quad (2.5)$$

où L_{SN} est la luminosité totale des supernovae qui génèrent le vent et L_{comp} est le refroidissement dû à la résistance de Compton contre les photons du fond de rayonnement cosmologique. La luminosité des supernovae est donnée par l'équation suivante :

$$L_{\text{SN}} = \frac{f_w E_0}{t_{\text{sursaut}}} \frac{M_*}{M_{\text{req}}} = 2.86 f_w f_* \left(\frac{\Omega_{b,0}}{\Omega_0} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right) L_\odot, \quad (2.6)$$

où f_w est la fraction de l'énergie totale relâchée qui contribue au vent, f_* est l'efficacité de formation d'étoiles, $M_* = f_* M \Omega_{b,0} / \Omega_0$ est la masse totale d'étoiles formées durant le sursaut de formation d'étoiles, $M_{\text{req}} = 89.7 M_\odot$ est une certaine masse d'étoiles formées pour chaque supernova (Kroupa 2001), $E_0 = 10^{51}$ ergs est l'énergie relâchée par chacune de ces supernovae et $t_{\text{sursaut}} = 10^{7.5}$ ans est la durée de la phase supernovae des vents pour une formation d'étoiles instantanée (Leitherer & Heckman 1995). Généralement le terme L_{SN} tient aussi compte des vents stellaires. À métallicité solaire $Z \gtrsim Z_\odot$, ceux-ci dominent complètement les supernovae pour les premiers $\sim 10^{6.5}$ ans du sursaut, puis se

comparent aux supernovae jusqu'à $\sim 10^{6.8}$ ans (Leitherer et al. 1992). Toutefois, les explosions de supernovae deviennent dominantes lorsque les vents galactiques commencent à se développer. Pour simplifier notre modèle (PMG), nous avons négligé le temps de formation des étoiles massives et la contribution des vents stellaires. Lorsqu'une galaxie se forme, elle produit immédiatement un vent provenant de l'explosion des supernovae. La fonction f_w dépend de la masse de la galaxie : $f_w(M) = 0.3\delta_B(M)/\delta_B(M = 2 \times 10^8 M_\odot)$ (Scannapieco, Ferrara, & Madau 2002).

La luminosité de Compton est définie comme suit :

$$L_{\text{comp}} = \frac{2\pi^3}{45} \frac{\sigma_t \hbar}{m_e} \left(\frac{kT_{\gamma 0}}{\hbar c} \right)^4 \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right) (1+z)^4 p R^3, \quad (2.7)$$

(PMG) où σ_t est la section efficace de Thompson et $T_{\gamma 0}$ est la température actuelle du fond de rayonnement cosmologique. Cette équation vient de la formulation de Tegmark, Silk, & Evrard (1993). On l'a modifiée pour tenir compte de l'anisotropie des vents. Le terme $[1 - \cos(\alpha/2)]$ vient de l'équation (2.3) et p est la pression à l'intérieur de la bulle donnée par :

$$p = nkT_e = (n_e + n_{\text{ion}})kT_e. \quad (2.8)$$

où n_e est la concentration d'électrons, n_{ion} est la concentration d'ions et T_e est la température des électrons à l'intérieur de la bulle. Nous avons suivi l'approximation faite dans Tegmark, Silk, & Evrard (1993), qui suppose que l'hydrogène est ionisé et que l'hélium est simplement ionisé. Nous avons donc $n_{\text{ion}} = n_e$ et l'équation (2.8) devient alors $p = 2n_e kT_e$.

2.3.3 Les phases d'expansion du vent

La figure 2.3 montre l'évolution d'un halo de masse $M = 2.8 \times 10^9 M_\odot$ qui s'effondre à un décalage vers le rouge de $z = 8.10$ et qui forme, après un temps de refroidissement de 3 millions d'années à un décalage vers le rouge de $z = 8.07$, une galaxie qui, à son tour produit immédiatement un vent galactique.

Le panneau du haut montre la luminosité totale, le panneau du milieu montre le rayon comobile et le panneau du bas montre la pression p du vent et la pression ex-

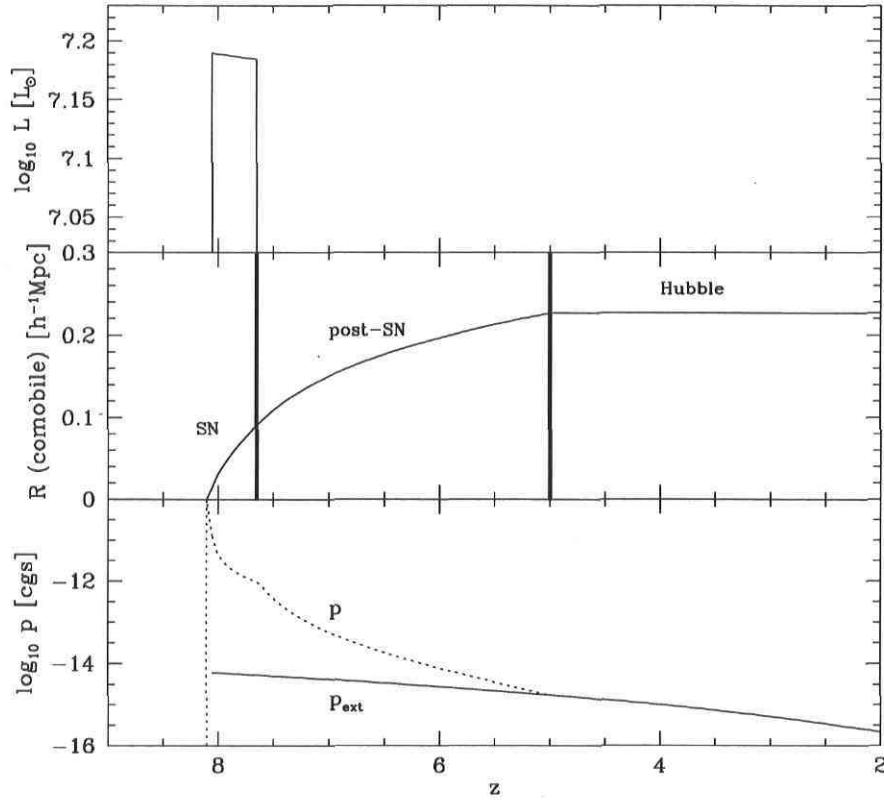


Figure 2.3 – L’évolution du plus grand vent de notre simulation (PMG). Le panneau du milieu indique le rayon comobile du vent en fonction du décalage vers le rouge z . Les lignes en gras séparent les phases d’expansion du vent (supernovae, post-supernovae et expansion de Hubble). Le panneau du haut montre la luminosité totale, $L = L_{\text{SN}} - L_{\text{comp}}$, en fonction du décalage vers le rouge. Le panneau du bas montre la pression externe du milieu intergalactique (ligne pleine) et la pression du vent (ligne pointillée).

terne p_{ext} du milieu intergalactique. Les lignes en gras séparent les phases d’expansion du vent : la phase supernovae (SN), la phase post-supernovae (post-SN) et la phase d’expansion de Hubble (Hubble).

Pendant la phase supernovae, le vent est dirigé par l’injection d’énergie des supernovae. Pour ce cas en particulier, la luminosité des supernovae L_{SN} domine complètement la luminosité de Compton L_{comp} , et le rayon du vent augmente rapidement. Au décalage vers le rouge dans lequel les supernovae s’allument, la pression diverge, car nous avons négligé l’effet du volume fini dans la région contenant les supernovae (voir appendice A de PMG).

À un décalage de $z = 7.63$ (après un temps $t_{\text{sursaut}} = 10^{7.5}$ ans), les supernovae

s'éteignent et le vent entre dans la phase post-supernovae. Le rayon du vent continue d'augmenter, guidé par la pression à l'intérieur de celui-ci. Toutefois, la pression diminue plus rapidement, car il n'y a pas d'énergie provenant des supernovae. La seule contribution à la luminosité totale est l'énergie perdue par la résistance de Compton L_{comp} .

À un décalage vers le rouge de $z = 4.95$, la pression diminue jusqu'au même niveau que la pression externe p_{ext} du milieu intergalactique. À ce moment, le vent entre dans la phase d'expansion de Hubble, c'est-à-dire qu'il continue son expansion en suivant l'expansion de Hubble. Nous permettons à tous nos vents de rejoindre l'expansion de Hubble quand la pression interne est égale à la pression externe, ou lorsque la galaxie source est impliquée dans un processus de fusion (voir §3.4.1) durant n'importe laquelle des phases du vent. Cela peut poser problème lorsque le rayon des vents n'est pas plus grand que le rayon de filtrage de leur pic de densité non effondré, car ces vents pourraient retomber et former une fontaine galactique. Nous n'avons pas simulé cet effet, mais cela n'affecte qu'une petite poignée de nos vents et ne change pas nos résultats, car ces vents ne provoquent aucun dépouillement ou enrichissement en métaux sur les autres pics de densité. Ces vents ont un effet minime sur le facteur de remplissage en volume, car ils n'occupent qu'une petite partie de l'univers.

Chapitre 3

La méthode Monte Carlo

Le modèle pour les vents anisotropes décrit au chapitre précédent doit être combiné à une méthode simulant la formation des galaxies, l'évolution des vents et les effets de leurs rétroactions. Pour ce faire, nous avons choisi un modèle analytique de type Monte Carlo. La méthode Monte Carlo utilisée est la même que celle présentée dans PMG. Elle a été créée à partir de la méthode utilisée dans Scannapieco & Broadhurst (2001), qu'on a modifiée pour inclure notre modèle de vents anisotropes et pour tenir compte de la pression externe p_{ext} du milieu intergalactique indiquée dans Scannapieco, Ferrara, & Madau (2002).

3.1 Le modèle cosmologique et les conditions initiales

Pour notre simulation (PMG), nous utilisons un modèle cosmologique appelé Λ CDM, où CDM signifie *matière sombre froide* (*Cold Dark Matter*) et Λ est la constante cosmologique. La constante cosmologique est un terme d'énergie sombre qui décrit l'accélération de l'expansion de l'Univers. La matière sombre froide est le modèle où la matière sombre est représentée comme froide (sans énergie thermique), non baryonique et sans collision. Ce modèle considère la courbure de l'espace comme nulle ($\Omega_R = 0$). Le modèle Λ CDM représente le modèle cosmologique le plus simple pouvant décrire l'univers observable et est à la base du modèle standard en cosmologie. Les paramètres utilisés pour notre simulation sont : le paramètre de densité $\Omega_0 = 0.27$, le paramètre de densité de baryon $\Omega_{b,0} = 0.04444$, la constante cosmologique $\lambda_0 = \Lambda/(3H_0^2) = 0.73$, la constante de Hubble $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ($h = 0.71$), l'indice spectral $n_s = 0.93$, c'est-à-dire l'exposant du spectre de puissance du modèle Λ CDM, et la température du fond de

rayonnement cosmologique $T_{\text{FRC}} = 2.725$. Ces paramètres concordent avec les résultats de *WMAP* (Bennett et al. 2003). Tous les codes de notre simulation (voir figure A.1) incluent un fichier appelé *gauss_param*, qui contient la valeur de ces paramètres.

De façon numérique, il est impossible de simuler la formation et l'évolution de toutes les structures à grande échelle de l'Univers à partir du Big Bang jusqu'à aujourd'hui. Pour résoudre ce problème, nous devons faire plusieurs approximations : spatiale, massive et temporelle. Tout d'abord, nous supposons habituellement que l'Univers est périodique à grande échelle. Cette supposition permet de diviser l'Univers en cubes identiques de volume $V_{\text{boîte}} \equiv L_{\text{boîte}}^3$ et, ainsi, de ne simuler qu'un seul cube. Cette approximation est valide aussi longtemps que la taille de la boîte $L_{\text{boîte}}$ est beaucoup plus grande que celle de n'importe quelle structure à grande échelle dans l'Univers. Autrement dit, la boîte doit contenir un échantillon représentatif de l'Univers. Ensuite, nous devons aussi nous limiter à l'échelle de masse d'intérêt. Nous nous intéressons aux galaxies naines responsables des premiers vents galactiques et aux galaxies géantes susceptibles de s'être formées avant aujourd'hui. Pour cela, de la même façon que Scannapieco & Broadhurst (2001), nous avons utilisé un volume comobile cubique de $L_{\text{boîte}}^3 = (12h^{-1}\text{Mpc})^3$, aux conditions aux frontières périodiques, pour simuler la formation de structures et nous étudions l'évolution linéaire d'objets dans l'intervalle de masse $M_1 = 2 \times 10^8 \Omega_0 h^{-1} M_{\odot}$ à $M_{10} = 1 \times 10^{13} \Omega_0 h^{-1} M_{\odot}$, un intervalle suffisamment large pour étudier l'effondrement de structures. Finalement, l'intervalle de temps choisi commence à un décalage vers le rouge de $z = z_i = 24$, choix arbitraire qui doit être supérieur au décalage vers le rouge d'effondrement des premières structures pouvant être résolues (dans la simulation, la première structure s'effondre à $z = 18.55$). Nous continuons la simulation jusqu'à un décalage vers le rouge de $z = 2$ parce que nous désirons comparer nos résultats avec les données de spectre d'absorption de quasars entre $z = 2$ et $z = 6$ et parce que notre boîte ne représente plus un volume cosmologique à décalage vers le rouge inférieur à 2.

Dans notre volume computationnel, nous appliquons une grille de $512 \times 512 \times 512$ dans laquelle nous allouons une valeur de fluctuation de densité relative à chaque point \vec{x} . Pour ce faire, nous réexprimons la densité sous la forme $\rho(\vec{x}, z) = \bar{\rho}(z) + \delta(\vec{x}, z)\bar{\rho}(z)$, où $\delta(\vec{x}, z)\bar{\rho}(z)$ est la fluctuation de densité. Ensuite, nous divisons cette équation par la densité moyenne à un décalage vers le rouge donné $\bar{\rho}(z)$ pour obtenir la fluctuation de densité relative appelée contraste de densité, $\delta(\vec{x}, z) = [\rho(\vec{x}, z) - \bar{\rho}(z)]/\bar{\rho}(z)$. Pour générer les conditions initiales, nous avons calculé le contraste de densité initial $\delta_i = \delta(\vec{x}, z_i)$ à un décalage vers le rouge initial $z_i = 24$. Ce contraste de densité est répété sur dix grilles identiques filtrées à dix échelles de masse séparées logarithmiquement de $M_1 = 2 \times 10^8 \Omega_0 h^{-1} M_{\odot}$ à $M_{10} = 10^{13} \Omega_0 h^{-1} M_{\odot}$. Nous avons utilisé un filtre de masse gaussien. La masse du filtre M et le rayon comobile du filtre R_f sont reliés par $M = (2\pi)^{3/2} R_f^3 \bar{\rho}_0$, où $\bar{\rho}_0 = 3\Omega_0 H_0^2 / 8\pi G$ est la densité moyenne de l'Univers aujourd'hui.

Les valeurs de l'échelle de masse et de l'échelle de longueur de filtrage sont listées dans le tableau 3.1. Les deux dernières colonnes indiquent le rayon de filtrage en unités de longueur de grille Δ et en unités de la taille de la boîte $L_{\text{boîte}}$.

Tableau 3.1: Masse et longueur de filtrage

Nom du filtre	M [M_{\odot}]	R_f [kpc]	R_f/Δ	$R_f/L_{\text{boîte}}$
M01	7.61×10^7	50.4	1.53	0.00299
M02	2.53×10^8	75.2	2.28	0.00445
M03	8.42×10^8	112.3	3.40	0.00664
M04	2.80×10^9	167.6	5.08	0.00992
M05	9.32×10^9	250.2	7.58	0.0148
M06	3.10×10^{10}	373.6	11.31	0.0221
M07	1.03×10^{11}	557.8	16.90	0.0330
M08	3.43×10^{11}	832.7	25.23	0.0493
M09	1.14×10^{12}	1243.1	37.66	0.0736
M10	3.80×10^{12}	1855.9	56.22	0.110

Le code *gaussinit.f* (voir figure A.1) génère ces 11 grilles en utilisant la méthode décrite par Martel (2005). Cette méthode consiste à passer par l'espace des nombres d'ondes en générant, sur une grille 512^3 , les harmoniques de densité $\hat{\delta}(k)$ correspondant au spectre de puissance de Λ CDM à $z_i = 24$. Ensuite, nous prenons la transformée de Fourier inverse des harmoniques de densité pour obtenir le contraste de densité initial δ_i correspondant à notre première grille. Pour obtenir les 10 grilles filtrées, nous multiplions d'abord les harmoniques de densité par la transformée de Fourier du filtre pour obtenir les harmoniques du contraste de densité filtré.

3.2 Les pics de densité

Dans cette section et dans la section suivante, je décrirai le contenu du code *initial.f* (voir figure A.1) que j'ai créé pour PMG, qui a pour buts de trouver les pics de densité, de calculer le décalage vers le rouge d'effondrement des pics qui ont été en mesure de s'effondrer avant aujourd'hui et de calculer la direction de moindre résistance \hat{e} .

Les pics de densité sont définis comme des points de grille où le contraste de densité est positif et excède la valeur des 26 points de grille voisins en tenant compte des conditions aux frontières périodiques. Nous supposons que les galaxies se forment à la

position de ces pics. Une fois tous les pics de densité identifiés sur les 10 grilles filtrées, nous calculons leur décalage vers le rouge d'effondrement z_{eff} .

Le décalage vers le rouge d'effondrement sphérique est obtenu, pour faire « évoluer » les pics de densité trouvés, en utilisant le facteur linéaire de croissance :

$$\delta_0^{M_n}(\vec{x}) = \delta_c(z_{\text{eff}}) \frac{D_0}{D_{z_{\text{eff}}}} \quad (3.1)$$

(Scannapieco & Broadhurst 2001), où $\delta_0^{M_n}(\vec{x}) = \delta^{M_n}(\vec{x}, 0)$ est le contraste de densité de la grille filtrée M_n pour $n = 1, 2, \dots, 10$ à un décalage vers le rouge $z = 0$, et où $\delta_c(z_{\text{eff}})$ est la valeur du contraste de densité critique d'un effondrement sphérique $\delta_c = \delta_c(z_{\text{eff}})$ qui est égale à 1.69 pour un modèle Einstein-de-Sitter et qui varie très lentement avec le décalage vers le rouge pour les autres modèles. Pour notre simulation, nous avons simplement choisi $\delta_c = 1.69$. Le terme $D_0/D_{z_{\text{eff}}}$ est la fonction du facteur linéaire de croissance qui calcule le rapport du facteur de croissance d'aujourd'hui $D_0 = D(z = 0)$ sur le facteur de croissance à un décalage vers le rouge donné $D(z)$. Cette fonction, appelée *Growth* dans le code *initial.f*, est donnée par l'équation suivante (pour un modèle plat, $\Lambda \neq 0$) :

$$\frac{D_0}{D(z)} = \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{a_0^3}} \int_0^{a_0} \left(\frac{w}{1 + w^3} \right)^{3/2} dw}{\sqrt{1 + \frac{1}{a^3}} \int_0^a \left(\frac{w}{1 + w^3} \right)^{3/2} dw}, \quad (3.2)$$

où $a_0 = (\lambda_0/\Omega_0)^{1/3}$, $a = a_0/(z + 1)$ et w est une variable d'intégration. L'intégration est effectuée en utilisant la méthode de Simpson. Pour la dérivation de cette fonction, voir Martel (1991). Il faut modifier l'équation (3.1) puisque nous n'avons pas le contraste de densité des pics d'aujourd'hui (δ_0), mais le contraste de densité à un décalage vers le rouge initial de 24 (δ_i). Puisque l'équation (3.1) est un rapport, nous avons :

$$\delta_0^{M_n}(\vec{x}) = \delta_i^{M_n}(\vec{x}) \frac{D_0}{D_{z_i}} = \delta_c \frac{D_0}{D_{z_{\text{eff}}}}, \quad (3.3)$$

ce qui nous donne :

$$\frac{D_0}{D_{z_{\text{eff}}}} = \frac{\delta_i^{M_n}(\vec{x})}{\delta_c} \frac{D_0}{D_{z_i}}, \quad (3.4)$$

où les membres de la partie de droite de l'équation (3.4) sont connus : notre contraste de densité initial pour les 10 grilles filtrées $\delta_i^{M_n}(\vec{x})$, la fonction de croissance au décalage vers le rouge initial D_0/D_{z_i} et la valeur critique d'effondrement sphérique δ_c . La partie de gauche est la valeur de la fonction *Growth* pour le décalage vers le rouge d'effondrement, ce que l'on cherche. Pour trouver le décalage vers le rouge d'effondrement, j'ai utilisé la méthode numérique de la sécante (Fortin 2001; Press et al. 1992), dont le fondement est de trouver par itération un décalage vers le rouge qui satisfait une fonction fictive « f » :

$$f(z) = G(z) - G(z_{\text{eff}}) = 0, \quad (3.5)$$

où la fonction $G(z) = D_0/D(z)$ est la fonction *Growth* décrite plus haut. On peut réexprimer la fonction fictive f sous la forme suivante :

$$f(z) = f(z_{\text{départ}} + \delta z) = 0, \quad (3.6)$$

où $z_{\text{départ}}$ est le décalage vers le rouge choisi pour le début de l'itération. Puisque notre intervalle en décalage vers le rouge est de $z = 24$ à $z = 2$, et que la valeur choisie est arbitraire, j'ai choisi une valeur médiane $z_{\text{départ}} = 12$. Ensuite, on fait l'expansion de Taylor au premier ordre de l'équation (3.6) :

$$f(z) \simeq f(z_{\text{départ}}) + f'(z_{\text{départ}})\delta z \simeq 0. \quad (3.7)$$

On obtient alors une expression pour δz :

$$\delta z = -\frac{f(z_{\text{départ}})}{f'(z_{\text{départ}})} \quad (3.8)$$

et la dérivée $f'(z)$ est déterminée à l'aide de la méthode des différences finies :

$$f'(z_n) \simeq \frac{f(z_n) - f(z_{n-1})}{z_n - z_{n-1}} = \frac{G(z_n) - G(z_{n-1})}{z_n - z_{n-1}} \quad (3.9)$$

dont nous allons nous servir pour trouver notre décalage vers le rouge d'effondrement grâce à l'équation suivante :

$$z_{\text{eff}} = z_{\text{départ}} + \delta z, \quad (3.10)$$

qui est sous forme d'itération dans le code :

$$z_{n+1} = z_n - \frac{(G(z_n) - G_{\text{eff}})(z_n - z_{n-1})}{G(z_n) - G(z_{n-1})}. \quad (3.11)$$

L'itération arrête à la précision du décalage vers le rouge d'effondrement désirée. S'il n'y a pas de solution pour l'équation (3.11) c'est parce que le pic trouvé va s'effondrer dans le futur. Les pics ainsi trouvés sont laissés de côté dans le code *initial.f*.

3.3 La direction de moindre résistance

La deuxième partie du code *initial.f* calcule la direction de moindre résistance \hat{e} . Lorsqu'on a un pic de densité à une position (X, Y, Z) connue, on suppose que ce pic formera éventuellement une galaxie et émettra des vents galactiques anisotropes qui suivront la direction de moindre résistance \hat{e} . Cette direction est déterminée par la distribution de matière autour de ce pic de densité. Pour ce faire, j'ai centré le système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) sur le pic situé en (X, Y, Z) dans notre grille 512^3 et j'ai effectué une expansion en série de Taylor du contraste de densité jusqu'au deuxième ordre en tenant compte des conditions aux frontières périodiques :

$$\begin{aligned} \delta(X+x, Y+y, Z+z) = & \delta(X, Y, Z) + x \frac{\partial \delta}{\partial x} + y \frac{\partial \delta}{\partial y} + z \frac{\partial \delta}{\partial z} \\ & + \frac{1}{2} \left(x^2 \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} + y^2 \frac{\partial^2 \delta}{\partial y^2} + z^2 \frac{\partial^2 \delta}{\partial z^2} + 2xy \frac{\partial^2 \delta}{\partial y \partial x} + 2xz \frac{\partial^2 \delta}{\partial x \partial z} + 2yz \frac{\partial^2 \delta}{\partial y \partial z} \right) + \dots \end{aligned} \quad (3.12)$$

Dans notre cas, le pic de densité est un maximum local, donc les premières dérivées seront nulles, $\frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{\partial \delta}{\partial y} = \frac{\partial \delta}{\partial z} = 0$. Pour simplifier la notation, nous pouvons exprimer l'expansion de Taylor sous la forme suivante :

$$\delta(x, y, z) = \delta_{\text{pic}} - Ax^2 - By^2 - Cz^2 - 2Dxy - 2Exz - 2Fyz, \quad (3.13)$$

où nous avons centré le système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) sur le pic de densité $\delta_{\text{pic}} = \delta(X, Y, Z)$ et réexprimé les dérivées secondes sous la forme de constantes à déterminer $A = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2}$, $B = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \delta}{\partial y^2}$, \dots . Nous cherchons à connaître la distribution de densité à l'intérieur d'une sphère de rayon R^* centré sur le pic de densité. Les variables (x, y, z) sont les coordonnées de la grille de densité à l'intérieur de cette sphère. Pour déterminer numériquement la valeur des six coefficients A, B, C, D, E, F , j'ai effectué une corrélation linéaire aux moindres carrés en trois dimensions. Pour plus de détails à ce sujet, voir Press et al. (1992). Le but de cette méthode consiste à minimiser la variable χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_j^N \left[\frac{y_j - \sum_{k=1}^M a_k X_k(\vec{x}_j)}{\sigma_j} \right]^2, \quad (3.14)$$

où les termes $X_1(\vec{x}_j)$ à $X_M(\vec{x}_j)$ sont des fonctions fixes et arbitraires du vecteur de variables \vec{x} , σ_j est la déviation standard (dans notre cas $\sigma_j = 1$), N est le nombre des points de grille inclus dans la sphère de rayon R^* et les a_k sont des paramètres ajustables. On peut réexprimer l'équation (3.14) dans notre notation sous la forme suivante :

$$\chi^2 = \sum_j^N [\delta_j - \delta_{\text{pic}} + Ax_j^2 + By_j^2 + Cz_j^2 + 2Dx_jy_j + 2Ex_jz_j + 2Fy_jz_j]^2, \quad (3.15)$$

où $\delta_j = \delta(x_j, y_j, z_j)$.

Pour minimiser le $\chi^2(A, B, C, D, E, F)$, la dérivée par rapport à chacun des coefficients doit être égale à zéro, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial A} &= \sum_j^N (\delta_j - \delta_{pic}) x_j^2 + A \sum_j^N x_j^4 + B \sum_j^N x_j^2 y_j^2 + C \sum_j^N x_j^2 z_j^2 \\
 &\quad + 2D \sum_j^N x_j^3 y_j + 2E \sum_j^N x_j^3 z_j + 2F \sum_j^N x_j^2 y_j z_j = 0, \\
 \frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial B} &= \sum_j^N (\delta_j - \delta_{pic}) y_j^2 + A \sum_j^N x_j^2 y_j^2 + B \sum_j^N y_j^4 + C \sum_j^N y_j^2 z_j^2 \\
 &\quad + 2D \sum_j^N x_j y_j^3 + 2E \sum_j^N x_j y_j^2 z_j + 2F \sum_j^N y_j^3 z_j = 0, \\
 \frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial C} &= \sum_j^N (\delta_j - \delta_{pic}) z_j^2 + A \sum_j^N x_j^2 z_j^2 + B \sum_j^N y_j^2 z_j^2 + C \sum_j^N z_j^4 \\
 &\quad + 2D \sum_j^N x_j y_j z_j^2 + 2E \sum_j^N x_j z_j^3 + 2F \sum_j^N y_j z_j^3 = 0, \\
 \frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial D} &= \sum_j^N (\delta_j - \delta_{pic}) x_j y_j + A \sum_j^N x_j^3 y_j + B \sum_j^N x_j y_j^3 + C \sum_j^N x_j y_j z_j^2 \\
 &\quad + 2D \sum_j^N x_j^2 y_j^2 + 2E \sum_j^N x_j^2 y_j z_j + 2F \sum_j^N x_j y_j^2 z_j = 0, \\
 \frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial E} &= \sum_j^N (\delta_j - \delta_{pic}) x_j z_j + A \sum_j^N x_j^3 z_j + B \sum_j^N x_j y_j^2 z_j + C \sum_j^N x_j z_j^3 \\
 &\quad + 2D \sum_j^N x_j^2 y_j z_j + 2E \sum_j^N x_j^2 z_j^2 + 2F \sum_j^N x_j y_j z_j^2 = 0, \\
 \frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial F} &= \sum_j^N (\delta_j - \delta_{pic}) y_j z_j + A \sum_j^N x_j^2 y_j z_j + B \sum_j^N y_j^3 z_j + C \sum_j^N y_j z_j^3 \\
 &\quad + 2D \sum_j^N x_j y_j^2 z_j + 2E \sum_j^N x_j y_j z_j^2 + 2F \sum_j^N y_j^2 z_j^2 = 0.
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

On obtient donc six équations avec six inconnues que l'on peut exprimer sous la forme matricielle suivante :

$$\mathbf{M} \cdot \vec{u} = \vec{v}, \tag{3.17}$$

dans laquelle \vec{u} est le vecteur des coefficients A, B, C, D, E, F , \vec{v} est le vecteur des

différences de densité et \mathbf{M} est la matrice contenant les facteurs devant les coefficients A, B, C, D, E, F . Cela nous donne :

$$\mathbf{M} \cdot \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_j^N (\delta_{pic} - \delta_j) x_j^2 \\ \sum_j^N (\delta_{pic} - \delta_j) y_j^2 \\ \sum_j^N (\delta_{pic} - \delta_j) z_j^2 \\ \sum_j^N (\delta_{pic} - \delta_j) x_j y_j \\ \sum_j^N (\delta_{pic} - \delta_j) x_j z_j \\ \sum_j^N (\delta_{pic} - \delta_j) y_j z_j \end{bmatrix}, \quad (3.18)$$

où

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \sum_j^N x_j^4 & \sum_j^N x_j^2 y_j^2 & \sum_j^N x_j^2 z_j^2 & 2 \sum_j^N x_j^3 y_j & 2 \sum_j^N x_j^3 z_j & 2 \sum_j^N x_j^2 y_j z_j \\ \sum_j^N x_j^2 y_j^2 & \sum_j^N y_j^4 & \sum_j^N y_j^2 z_j^2 & 2 \sum_j^N x_j y_j^3 & 2 \sum_j^N x_j y_j^2 z_j & 2 \sum_j^N y_j^3 z_j \\ \sum_j^N x_j^2 z_j^2 & \sum_j^N y_j^2 z_j^2 & \sum_j^N z_j^4 & 2 \sum_j^N x_j y_j z_j^2 & 2 \sum_j^N x_j z_j^3 & 2 \sum_j^N y_j z_j^2 \\ \sum_j^N x_j^3 y_j & \sum_j^N x_j y_j^3 & \sum_j^N x_j y_j z_j^2 & 2 \sum_j^N x_j^2 y_j^2 & 2 \sum_j^N x_j^2 y_j z_j & 2 \sum_j^N x_j y_j^2 z_j \\ \sum_j^N x_j^3 z_j & \sum_j^N x_j y_j^2 z_j & \sum_j^N x_j z_j^3 & 2 \sum_j^N x_j^2 y_j z_j^2 & 2 \sum_j^N x_j^2 z_j^2 & 2 \sum_j^N x_j y_j z_j^2 \\ \sum_j^N x_j^2 y_j z_j & \sum_j^N y_j^3 z_j & \sum_j^N y_j z_j^3 & 2 \sum_j^N x_j y_j^2 z_j & 2 \sum_j^N x_j y_j z_j^2 & 2 \sum_j^N y_j^2 z_j^2 \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

Toutefois, cette matrice peut être grandement simplifiée en tenant compte de la symétrie sphérique. En effet, nous avons la somme des produits de fonctions paires et impaires dans une sphère de rayon R^* . La somme des produits de deux fonctions impaires sera nulle puisque, par symétrie, il y a pour chaque x_j un y_j positif et négatif et/ou un z_j positif et négatif correspondant et vice-versa. De plus, nous aurons les égalités suivantes : $\sum_j^N x_j^4 = \sum_j^N y_j^4 = \sum_j^N z_j^4 = P$ et $\sum_j^N x_j^2 y_j^2 = \sum_j^N x_j^2 z_j^2 = \sum_j^N y_j^2 z_j^2 = Q$. La matrice peut donc être simplifiée sous la forme suivante :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} P & Q & Q & 0 & 0 & 0 \\ Q & P & Q & 0 & 0 & 0 \\ Q & Q & P & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2Q & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2Q & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2Q \end{bmatrix}. \quad (3.20)$$

Pour trouver les coefficients A, B, C, D, E, F , il ne reste qu'à calculer la matrice inverse :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{M} \cdot \vec{u} &= \vec{v}, \\
 \mathbf{M}^{-1} \mathbf{M} \cdot \vec{u} &= \mathbf{M}^{-1} \vec{v}, \\
 \vec{u} &= \mathbf{M}^{-1} \vec{v}.
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

Pour inverser la matrice \mathbf{M} de façon numérique, j'ai utilisé l'algorithme de décomposition LU de Press et al. (1992). Une fois les coefficients A, B, C, D, E, F déterminés, la prochaine étape consistait à effectuer une rotation de l'ellipsoïde défini par l'équation (3.13) de façon à ce que les axes soient alignés, ce qui éliminait les termes croisés :

$$\delta(x', y', z') = \delta_{\text{pic}} - A'x'^2 - B'y'^2 - C'z'^2. \tag{3.22}$$

Ce changement des coordonnées (x, y, z) aux coordonnées (x', y', z') est facile à effectuer car l'équation (3.13) est une équation de forme quadratique qui peut être exprimée de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 \delta_{\text{pic}} - \delta(x, y, z) &= Ax^2 + By^2 + Cz^2 + 2Dxy + 2Exz + 2Fyz \\
 &= \begin{bmatrix} x & y & z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} x & y & z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{11}x + a_{12}y + a_{13}z \\ a_{21}x + a_{22}y + a_{23}z \\ a_{31}x + a_{32}y + a_{33}z \end{bmatrix} \\
 &= a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + (a_{12} + a_{21})xy + (a_{13} + a_{31})xz + (a_{23} + a_{32})yz,
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

où on peut définir :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & D & E \\ D & B & F \\ E & F & C \end{bmatrix}. \tag{3.24}$$

La matrice \mathbf{S}^1 est réelle et symétrique. Il est possible de la diagonaliser afin d'obtenir des valeurs propres qui sont réelles :

¹Dans PMG, la matrice \mathbf{S} est appelée \mathbf{M}

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} A' & 0 & 0 \\ 0 & B' & 0 \\ 0 & 0 & C' \end{bmatrix}. \quad (3.25)$$

Ces valeurs propres sont les coefficients A' , B' et C' de l'équation (3.22). Pour éviter toute confusion dans la notation, j'ai défini les vecteurs position des deux systèmes de coordonnées (x, y, z) et (x', y', z') comme suit :

$$\vec{x} = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}, \quad \vec{x}' = \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix}, \quad (3.26)$$

et les vecteurs propres de la matrice \mathbf{S} comme suit :

$$\vec{e}_1 = \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \beta_1 \\ \gamma_1 \end{bmatrix}, \quad \vec{e}_2 = \begin{bmatrix} \alpha_2 \\ \beta_2 \\ \gamma_2 \end{bmatrix}, \quad \vec{e}_3 = \begin{bmatrix} \alpha_3 \\ \beta_3 \\ \gamma_3 \end{bmatrix}. \quad (3.27)$$

Ils sont associés aux valeurs propres $A' \Leftrightarrow \vec{e}_1, B' \Leftrightarrow \vec{e}_2, C' \Leftrightarrow \vec{e}_3$.

Les trois vecteurs propres servent à déterminer la direction des axes des coordonnées (x', y', z') en coordonnées (x, y, z) . Voici comment :

Tout d'abord, on crée la matrice de vecteurs propres de \mathbf{S} :

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} \vec{e}_1 & \vec{e}_2 & \vec{e}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 \end{bmatrix}. \quad (3.28)$$

Puisque \mathbf{S} est symétrique, la matrice de vecteurs propres est orthogonale : $\mathbf{V}^{-1} = \mathbf{V}^T$.

Nous voulons que la matrice \mathbf{S} soit diagonale. Cela implique que :

$$\begin{aligned} \vec{x}'^T \cdot \mathbf{S} \cdot \vec{x} &= (\mathbf{V} \vec{x}')^T \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{V} \vec{x}' \\ &= \vec{x}'^T (\mathbf{V}^T \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{V}) \vec{x}' \\ &= \vec{x}'^T \cdot \mathbf{D} \cdot \vec{x}', \end{aligned} \quad (3.29)$$

ce qui nous donne les relations entre les systèmes de coordonnées (x, y, z) et (x', y', z') :

$$\vec{x} = \mathbf{V}\vec{x}', \quad \vec{x}' = \mathbf{V}^T\vec{x}. \quad (3.30)$$

Par exemple :

$$\begin{aligned} x' &= \alpha_1 x + \beta_1 y + \gamma_1 z, \\ y' &= \alpha_2 x + \beta_2 y + \gamma_2 z, \\ z' &= \alpha_3 x + \beta_3 y + \gamma_3 z. \end{aligned} \quad (3.31)$$

La valeur propre la plus grande entre A' , B' et C' représente la direction le long de laquelle la densité diminue le plus rapidement. C'est la direction de moindre résistance à rechercher.

De façon numérique, pour diagonaliser la matrice \mathbf{S} , j'ai utilisé la fonction Jacobi de Press et al. (1992). Cette fonction force la matrice \mathbf{S} à devenir diagonale par une série de rotations successives \mathbf{P}_i :

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \mathbf{V}^T \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{V}, \\ &= \mathbf{P}_n^{-1} \dots \mathbf{P}_3^{-1} \cdot \mathbf{P}_2^{-1} \cdot \mathbf{P}_1^{-1} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2 \cdot \mathbf{P}_3 \dots \mathbf{P}_n. \end{aligned} \quad (3.32)$$

La fonction Jacobi donne également la matrice de vecteurs propres [équation (3.28)] nécessaire au changement de coordonnées (x, y, z) et (x', y', z') tel que décrit dans l'équation (3.30).

Le paramètre R^*

Pour trouver la direction de moindre résistance, il faut déterminer la valeur du rayon R^* . Le rayon R^* définit la région autour du pic de densité dans laquelle la régression aux moindres carrés est effectuée. La valeur choisie pour R^* influence la détermination des coefficients A, B, C, D, E et F et, par conséquent, la direction du vent. La valeur la plus grande que peut avoir R^* est le rayon de filtrage R_f , puisque cette valeur correspond à l'échelle de l'étendue physique du pic. Une valeur plus grande inclurait de la matière appartenant à d'autres pics de densité.

Pour vérifier le changement de la direction de moindre résistance du vent selon la valeur de R^* choisie, j'ai modifié le code *initial.f* pour qu'il calcule la différence d'angle entre les valeurs de R^* qui sont des entiers inférieurs à R_f . Ce code, appelé *statinit.f* (voir figure A.1), s'est avéré inefficace pour les filtres M_1 et M_2 . En effet, si $R^* < 2^{1/2}\Delta$, où Δ est la taille d'une cellule de la grille 512^3 , seuls les 6 points de grille voisins les plus proches du pic sont inclus dans la régression aux moindres carrés. Dans ce cas particulier, la matrice \mathbf{S} est déjà diagonale et les seules directions permises pour le vent sont sur les axes avant rotation (x, y, z) . Pour calculer la direction de moindre résistance \hat{e} , nous devons inclure au moins les 12 points de grille voisins, situés à une distance égale à $2^{1/2}\Delta$ du pic. Heureusement, le filtre M_1 a une valeur de rayon de filtrage R_f légèrement supérieure à $2^{1/2}\Delta$ (voir tableau 3.1), ce qui nous permet de calculer la direction de moindre résistance \hat{e} de ce filtre. Toutefois, pour le programme *statinit.f*, qui utilise la différence d'angle entre la direction du vent à $R^* = \lfloor R_f \rfloor$ et les directions du vent à $R^* = 2\Delta, 3\Delta, \dots, \lfloor R_f \rfloor - \Delta$, où $\lfloor \cdot \rfloor$ est la fonction partie entière, l'intervalle de valeurs permises pour R^* est insuffisant pour déterminer une incertitude. Les filtres M_1 et M_2 ont été exclus de cette vérification.

La figure 3.1 représente, pour sept halos sur les 113 halos de l'échelle de masse M_{07} , l'écart d'angle entre la direction trouvée pour $R^* = R_f$ et les valeurs inférieures entières de R^* pour l'échelle de masse M_{07} . Les figures obtenues pour les autres échelles de masse ont sensiblement le même aspect. Dans tous les cas, l'écart d'angle le plus grand est entre $R^* = R_f$ et $R^* = 2\Delta$; c'est pourquoi, pour l'article PMG, nous avons décidé de simplifier l'ensemble des figures de ce type que j'ai obtenues en utilisant deux valeurs de la direction de moindre résistance \hat{e} , $R^* = 2\Delta$ et $R^* = R_f$, pour tous les pics des filtres M_3, M_4, \dots, M_{10} . La figure 3.2 est l'histogramme de l'écart d'angle en degrés entre les deux valeurs de \hat{e} ($R^* = R_f$ et $R^* = 2\Delta$).

La figure 3.2 montre que, pour la majorité des pics de chacune des échelles de masse de notre simulation, l'écart d'angle entre $R^* = 2\Delta$ et $R^* = R_f$ est inférieur à 4 degrés et peut atteindre, dans de rares cas, plus de 10 degrés. L'interprétation des résultats de la figure 3.2 est que la méthode utilisée pour déterminer la direction de moindre résistance a une incertitude de quelques degrés, qui provient de l'ambiguïté dans le choix de R^* . Dans la limite où l'angle d'ouverture est beaucoup plus grand que cette incertitude, la région de l'espace contenant le vent est essentiellement inchangée, donc une incertitude de quelques degrés est sans conséquence. Les résultats finaux peuvent varier de quelques pourcents, mais pas suffisamment pour influencer nos conclusions de façon significative. La conclusion apportée par le programme *statinit.f* est que la valeur choisie de R^* est arbitraire et occasionnera en moyenne une incertitude inférieure à 4 degrés. Nous avons décidé d'utiliser la valeur de $R^* = R_f$ pour le programme *initial.f*.

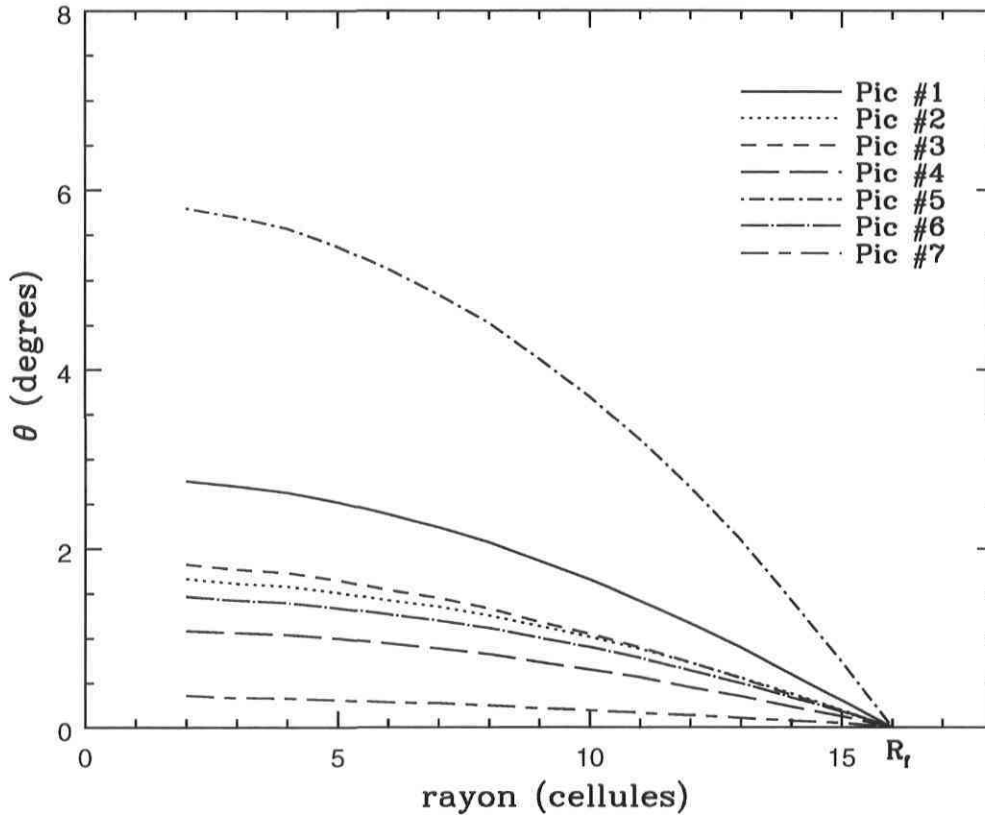


Figure 3.1 – Variation de la direction des vents en fonction de la valeur de R^* . Cette figure utilise 7 pics choisis au hasard sur les 113 produisant des vents dans l'échelle de masse M_{07} . Ce graphique est représentatif des autres échelles de masse et des autres pics de M_{07} . Dans tous les cas, l'écart d'angle le plus grand entre les directions trouvées se situe entre $R^* = R_f$ et $R^* = 2\Delta$.

Les sorties de données du code *initial.f* contiennent une liste de pics de densité dans laquelle les paramètres suivants sont associés à chacun des pics : une position \vec{x} , une masse M correspondant à la masse associée à l'échelle de filtrage, un décalage vers le rouge d'effondrement z_{eff} et une direction de moindre résistance \hat{e} . Dans notre simulation, un pic de densité laissé à lui même va s'effondrer à un décalage vers le rouge z_{eff} pour former un halo de masse M situé à la position \vec{x} . Ce pic effondré correspond à une protogalaxie qui va former des étoiles et éventuellement se transformer en galaxie et générer un vent se propageant en suivant la direction de moindre résistance \hat{e} .

Pour vérifier que la méthode fonctionne bien, j'ai créé de fausses grilles de densité. La direction de moindre résistance de ces grilles était préalablement connue. Le programme *initial.f* a calculé la direction de moindre résistance pour chacune des ces grilles, et la direction de moindre résistance calculée correspondait à la direction de moindre

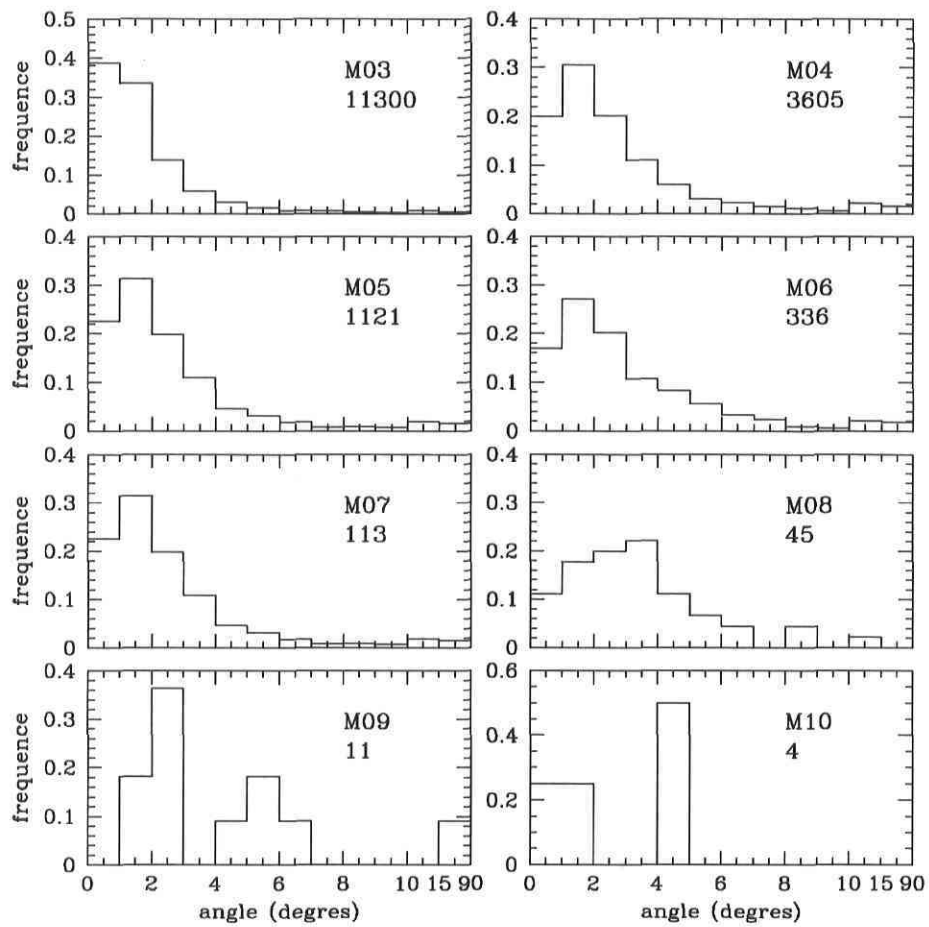


Figure 3.2 – L’histogramme des fluctuations dans la direction des vents. Variation de la direction des vents selon la valeur de R^* . Les deux derniers intervalles sont tronqués. Ils correspondent à des valeurs de $[10,15]$ degrés et $[15,90]$ degrés. La légende dans les panneaux indique l’échelle de masse et le nombre de pics.

résistance connue.

3.4 La formation des galaxies de première génération

3.4.1 Les fusions

Dans cette section, je décrirai le contenu du code *zsort.f* (voir figure A.1) que j’ai créé pour PMG. Ce code classe les pics de densité trouvés dans *initial.f* par ordre de décalage vers le rouge d’effondrement, élimine les pics de densité non physiques et

enregistre l’histoire des fusions des pics de densité restants.

Dans notre méthode Monte Carlo (PMG), les dix grilles filtrées représentent la même région de l’univers à différentes échelles de masse. Les pics de densité trouvés par le code *initial.f* ne peuvent pas tous s’effondrer pour former une protogalaxie, car il est possible que deux pics soient situés au même endroit sur deux grilles différentes. Afin d’éviter que notre simulation ne viole la loi de conservation de la masse, le code *zsort.f* combine, dans un seul fichier, les pics de densités, provenant des 10 filtres, qui se sont effondrés avant aujourd’hui. Il les classe ensuite par ordre décroissant de décalage vers le rouge d’effondrement z_{eff} , puis vérifie les cas de halos² à l’intérieur d’un autre halo. Prenons le cas de deux halos, a et b , de masse $M_a < M_b$ (de filtres différents). Si la séparation $|\vec{x}_a - \vec{x}_b|$ (en respectant les conditions aux frontières périodiques) entre les pics est plus petite que le rayon de filtrage de la masse la plus grosse $R_{f,b}$, ces deux halos ne peuvent pas coexister. Il y a deux possibilités pour le plus petit halo selon le décalage vers le rouge d’effondrement des deux pics de densité. La première est que, si $z_{\text{eff},a} < z_{\text{eff},b}$, le halo a ne se formera jamais puisque toute la matière qu’il contient sera incorporée au halo b , qui se forme plus tôt. L’autre possibilité est que $z_{\text{eff},a} > z_{\text{eff},b}$. Dans ce cas, le halo a se formera en premier, à un décalage vers le rouge $z_{\text{eff},a}$, mais il sera détruit par une fusion avec le halo b , à un décalage vers le rouge $z_{\text{eff},b}$, lors de la formation de ce dernier. Les fusions non dynamiques sont donc incluses dans notre modèle Monte Carlo. En théorie, le cas dans lequel un halo plus petit se forme après un halo plus gros ne devrait pas être très fréquent, puisqu’en général, dans un univers CDM, les objets les plus petits s’effondrent avant les objets les plus gros.

Pour classer les centaines de milliers de halos de notre simulation par décalage vers le rouge d’effondrement, j’ai utilisé la sous-routine *sort3* de Press et al. (1992), que j’ai légèrement modifiée pour tenir compte de l’information associée à chacun des pics dans la liste de décalage vers le rouge d’effondrement : échelle de masse M_i , direction de moindre résistance \hat{e} , etc. Le code *zsort.f* vérifie deux fois la liste des halos classés par décalage vers le rouge d’effondrement. La première fois, il élimine les halos non physiques qui remplissent les conditions suivantes :

$$M_i < M_j, \quad |\vec{x}_i - \vec{x}_j| < R_{f,j}, \quad \text{et} \quad z_{\text{eff},i} < z_{\text{eff},j}. \quad (3.33)$$

La deuxième fois, il enregistre l’histoire des fusions dans notre simulation en recherchant les halos satisfaisant :

²Le terme « halo » est utilisé pour désigner un objet effondré, qu’il s’agisse d’une protogalaxie ou d’une galaxie.

$$M_i < M_j, \quad |\vec{x}_i - \vec{x}_j| < R_{f,j}, \quad \text{et} \quad z_{\text{eff},i} > z_{\text{eff},j}. \quad (3.34)$$

Ce dernier critère donne l'information sur un petit halo de masse M_a centré en \vec{x}_a , qui a été absorbé à l'intérieur du halo le plus gros de masse M_b , centré en \vec{x}_b , à un décalage vers le rouge de $z_{\text{eff},b}$.

3.4.2 L'approximation de Press-Schechter

Afin de vérifier que notre modèle est consistant, j'ai voulu comparer le nombre volumique de halos effondrés avec le nombre de halos effondrés de l'approximation de Press-Schechter (Press & Schechter 1974). L'objectif était de reproduire une série de 10 graphiques semblables à ceux de la figure 2 de Scannapieco & Broadhurst (2001). Nous avons créé un modèle Monte Carlo similaire au leur et nous nous sommes fondés sur leur modèle de vents pour créer notre modèle de vents anisotropes. Il est raisonnable de supposer que nous obtiendrons des résultats semblables aux leurs.

Supposons que nous avons un nombre volumique $f(M)dM$ d'objets liés appartenant à l'intervalle de masse $(M, M+dM)$ (c'est-à-dire la fonction de masse) et que nous avons $n(M)$, le nombre volumique des objets avec une masse *plus grande* que M . Puisque la formation des objets liés gravitationnellement soit un processus intrinsèquement non linéaire, on pourrait croire que $n(M)$ ne peut pas être déterminé à l'aide de la théorie linéaire des perturbations. Ce n'est pas tout à fait vrai. Dans une réalisation du champ de densité linéaire $\delta^{M_i}(\vec{x})$, filtré sur une longueur de filtrage R correspondant à une masse M_i (dans notre cas $i = 1, 2 \dots 10$, voir tableau 3.1), il y aura des régions de haute densité (c'est-à-dire des régions où $\delta^{M_i} > \delta_c$, la densité critique, voir §3.2). Il semble raisonnable de supposer que ces régions vont éventuellement s'effondrer pour former des objets liés. La dynamique de ces régions sera non linéaire. Le processus d'effondrement ne changera pas la *masse* contenue dans ces régions. Il est alors possible d'estimer le nombre moyen de régions où $\delta^{M_i} > \delta_c$ dans un champ gaussien aléatoire, ce qui nous permet de déterminer $n(M)$. La fraction d'objets liés qui ont une masse plus grande que M sera :

$$\begin{aligned} n(M) &= \int_{\delta_c}^{\infty} P(\delta, M_i, z) d\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma(M, z)} \int_{\delta_c}^{\infty} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma^2(M, z)}\right) \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left[\frac{\delta_c}{\sqrt{2}\sigma(M, z)}\right], \end{aligned} \quad (3.35)$$

où $\text{erfc}(x)$ est la fonction d'erreur complémentaire. La fonction de masse $f(M)$ est seulement $\partial n/\partial M$. Pour avoir cette expression en coordonnées comobiles, il faut la diviser par $(M/\bar{\rho}_0)$. On obtient alors :

$$dn(M) = - \left(\frac{\bar{\rho}_0}{M} \right) \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{\delta_c}{\sigma} \right) \left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dM} \right) \exp \left(- \frac{\delta_c^2}{2\sigma(M)^2} \right) dM. \quad (3.36)$$

Mais un problème se pose : l'intégrale de $f(M)$ sur toutes les masses devrait être égale à un, mais l'intégration de l'équation (3.35) :

$$\int_0^\infty f(M) dM = \int_0^\infty dn = \frac{1}{2}. \quad (3.37)$$

Ce problème se pose parce qu'on n'a pas considéré correctement les régions sous-denses (Peacock 1999; Padmanabhan 2002). Par exemple, dans l'équation (3.35), si on prend un point dans l'espace satisfaisant $\delta > \delta_c$ lorsqu'on filtre à une échelle de masse M_i , ce point correspond à une masse plus grande que M_i . Toutefois, si on prend un point dans l'espace correspondant à $\delta < \delta_c$ avec la même échelle de filtrage, il y a une probabilité non nulle que ce point ait $\delta > \delta_c$ quand le champ de densité sera filtré avec une masse $M_j > M_i$. Pour que l'interprétation de l'équation (3.35) soit respectée, tous les points de ce type doivent aussi correspondre à une masse plus grande que M_i . L'équation (3.35) ignore ces points et sous-estime $n(M)$ (par un facteur 1/2). Pour corriger ceci, il faut « renormaliser » l'équation (3.4.2) en multipliant par un facteur 2 (Press & Schechter 1974) :

$$\frac{dn(M, z)}{dM} = - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_0}{M} \frac{\delta_c D_0}{\sigma^2(M) D(z)} \exp \left[- \frac{\delta_c^2 D_0^2}{2\sigma^2(M) D^2(z)} \right] \frac{d\sigma(M)}{dM}, \quad (3.38)$$

où on a extrapolé linéairement la variance $\sigma(M, z)$, en utilisant $\sigma(M, z) = \sigma(M) D(z)/D_0$, dans laquelle $D(z)/D_0$ est la fonction de croissance (voir §3.2).

J'ai donc créé deux programmes : un programme appelé *press_schechter.f*, qui intègre l'équation (3.38) afin d'obtenir le nombre volumique théorique de halos effondrés, et un programme appelé *press_simul.f* (voir figure A.1), qui compte les halos effondrés dans notre simulation Monte Carlo après avoir exclu les halos non physiques et les

fusions (voir §3.4.1). Le nombre de halos effondrés pour chaque grille filtrée de notre méthode Monte Carlo est représenté à la figure 3.3 par une ligne pleine. Le nombre de halos théorique provenant de l'intégration de l'équation (3.38) est représenté par une ligne tiretée. L'intégration est effectuée sur une échelle de masse plus étendue que nos filtres de manière à ce que l'intervalle d'intégration soit séparé également de façon logarithmique. La figure 3.3 nous montre des résultats totalement différents de ceux de la figure 2 de Scannapieco & Broadhurst (2001). Notre méthode Monte Carlo contient moins de halos que l'approximation de Press-Schechter, et ce, à toutes les échelles de masse, tandis que le nombre de halos dans la méthode Monte Carlo de Scannapieco & Broadhurst (2001) est supérieur à l'approximation de Press-Schechter à toutes les échelles de masses. Le bruit statistique présents pour les échelles de masse élevées dû au manque de halos est beaucoup plus prononcé dans notre méthode. À faible décalage vers le rouge, notre méthode Monte Carlo surestime le nombre de halos présent dans l'approximation de Press-Schechter, mais il faut noter que je n'ai pas exclu les pics s'effondrant à un décalage vers le rouge inférieur à $z_{\min}(M_n)$ (déterminé avec $\sigma(M_n)D(z_{\min})/D_0 = 1.3\delta_{\text{es}}$, tel que décrit dans Scannapieco & Broadhurst 2001). Après avoir passé quelque temps à vérifier les erreurs possibles dans la création de mes deux programmes, nous avons décidé de vérifier avec un autre programme Press-Schechter créé par Hugo Martel. Mon code *press_schechter.f* et celui d'Hugo Martel nous ont donné des résultats identiques.

L'approximation de Press-Schechter est connue pour correspondre extrêmement bien aux simulations à N corps (Lacey & Cole 1993; Bond et al. 1991). Nous avons créé une simulation à N corps (PMG) pour vérifier plus précisément les résultats de mon programme *press_schechter.f*. Tout comme notre modèle Monte Carlo, il s'agit d'une simulation de formation de structure dans une boîte de la même grandeur, avec le même modèle cosmologique, la même fluctuation de densité et le même spectre de puissance. Nous avons utilisé un algorithme P^3M (Hockney & Eastwood 1981) avec 256^3 particules de masse égale à $1.987 \times 10^7 M_{\odot}$, ce qui signifie que la plus petite échelle de masse correspond à 7 particules. Bien que 7 particules soient insuffisantes pour déterminer le profil de densité d'un halo, il s'agit d'un nombre suffisant pour localiser le nombre de halos avec un algorithme amis-des-amis, plus connu sous le nom de *FOF* pour *friends-of-friends*. Nous avons compté les halos de la simulation à N corps pour deux longueurs d'attache différentes de l'algorithme *FOF* sur le même intervalle de décalage vers le rouge que notre simulation Monte Carlo (entre $z = 24$ et $z = 2$). Les deux longueurs d'attache choisies sont la longueur d'attache « standard » (Davis et al. 1985) $l = 0.25\Delta x$ et la longueur d'attache correspondant à une augmentation de la densité par un facteur de $18\pi^2$, $l = (18\pi^2)^{-1/3}\Delta x = 0.1779\Delta x$, où Δx est la distance moyenne entre chaque particule. Cette dernière valeur est la même que celle de l'équation (3.39), dans laquelle on suppose que les halos effondrés, virialisés, ont une densité égale à $18\pi^2$ fois la densité moyenne locale. Nous avons choisi de compter tous les halos contenant 6 particules

ou plus pour les deux longueurs d'attache, ce qui représente une masse minimale de $6.522 \times 10^7 M_{\odot}$.

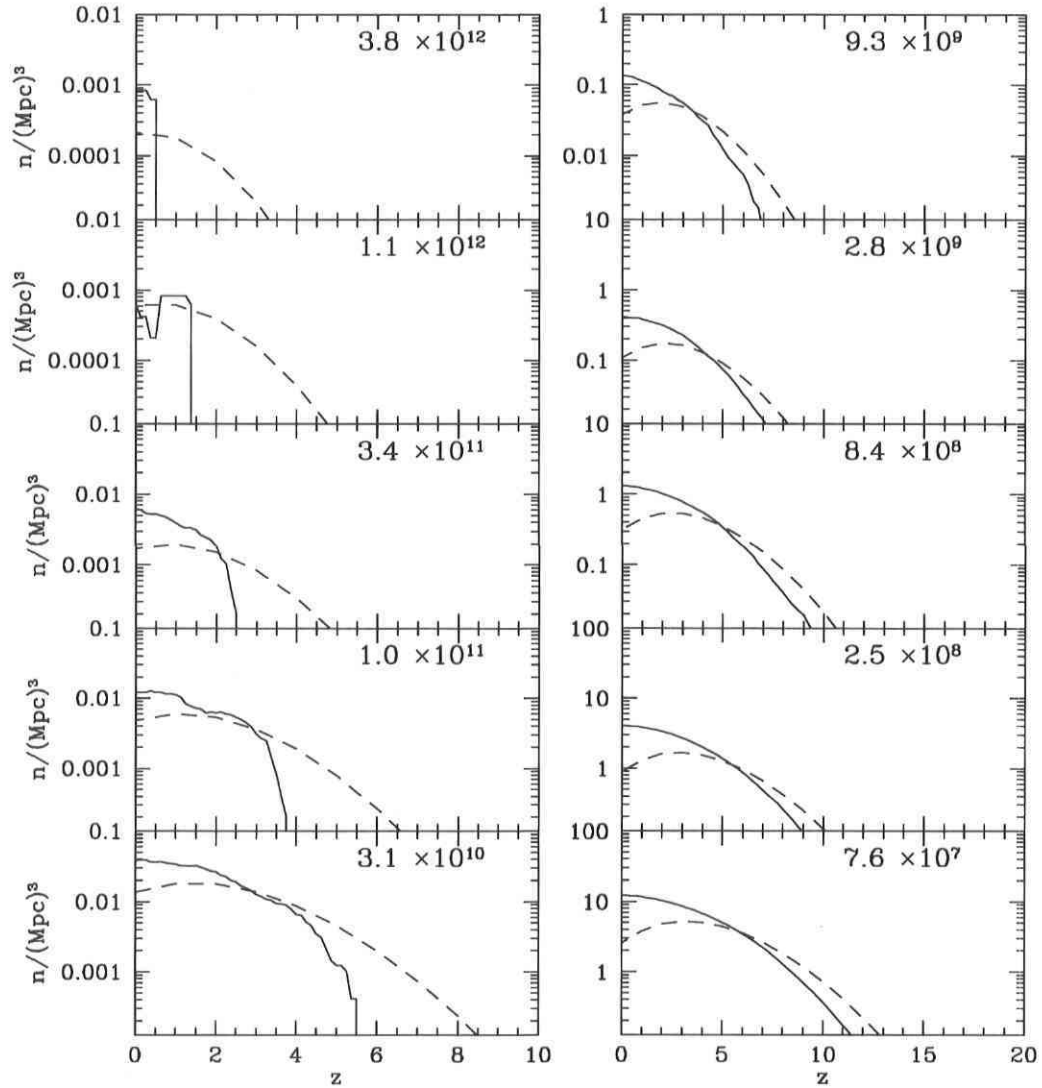


Figure 3.3 – Le nombre de halos effondrés pour chaque grille filtrée en fonction du décalage vers le rouge. *Ligne pleine* : la simulation Monte Carlo. *Ligne tiretée* : l'approximation de Press-Schechter.

Les résultats obtenus sont regroupés dans la figure 3.4, qui montre le nombre de halos effondrés par rapport au décalage vers le rouge. La ligne pointillée montre nos calculs fondés sur l'approximation de Press-Schechter provenant de `press_schechter.f`. Comme prévu, la simulation à N corps et l'approximation de Press-Schechter concordent très bien à bas décalage vers le rouge. Cependant, à haut décalage vers le rouge ($z > 15$), l'approximation de Press-Schechter surestime le nombre de halos. La simulation à N corps

a compté plus de halos avec une longueur d'attache $l = 0.25\Delta x$ qu'avec une longueur d'attache $l = 0.1779\Delta x$. En général, lorsqu'on diminue la longueur d'attache l , les halos se brisent en plusieurs petits halos, ce qui augmente leur nombre. Toutefois, plusieurs de ces petits halos tombent en dessous de la limite de 6 particules. Les deux simulations à N corps diffèrent d'environ 20% à faible décalage vers le rouge, et cette différence augmente avec l'augmentation du décalage vers le rouge. La ligne solide montre le nombre de halos cumulatif pour toutes les échelles de masse de tous les halos effondrés dans notre simulation Monte Carlo provenant de *press_simul.f*. Pour tout l'intervalle de décalage vers le rouge, le nombre de halos comptés pour la simulation Monte Carlo est inférieur à l'approximation de Press-Schechter. Il en est de même lorsque l'on compare la simulation Monte Carlo aux deux simulations à N corps, sauf à haut décalage vers le rouge ($z > 15$).

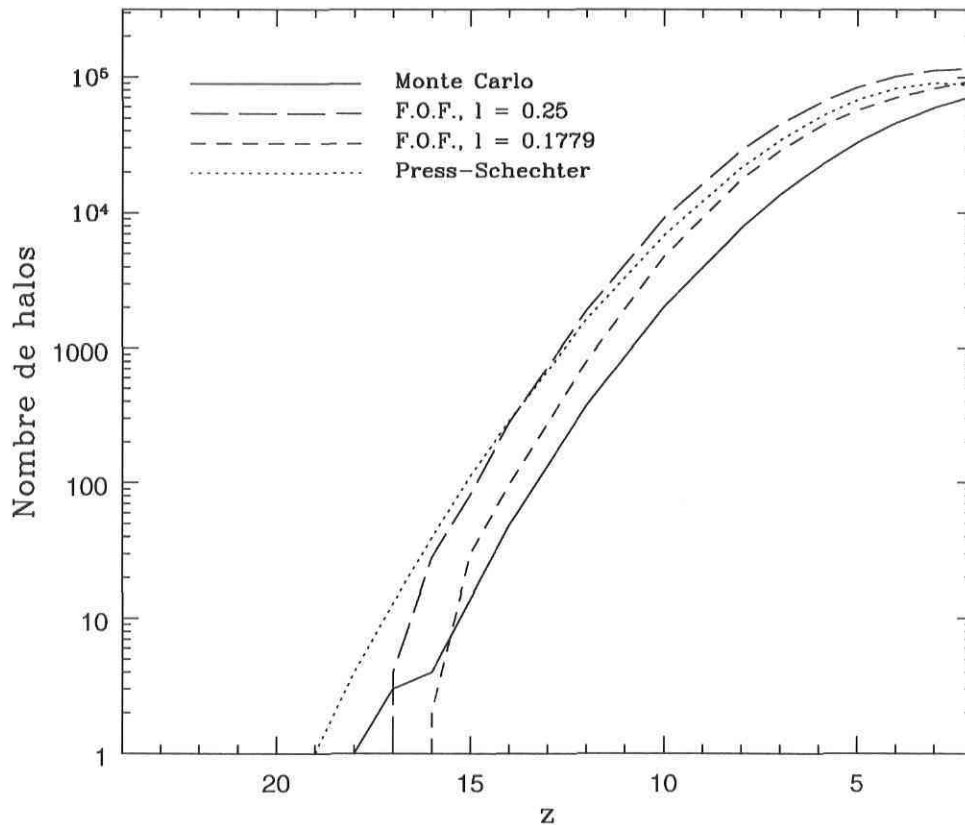


Figure 3.4 – Le nombre de halos effondrés dans le volume computationnel en fonction du décalage vers le rouge. *Tiré long et court* : la simulation à N corps avec un algorithme FOF. Les longueurs d'attache sont $l = 0.25\Delta x$ et $l = 0.1779\Delta x$. *Ligne pointillée* : l'approximation de Press-Schechter. *Ligne pleine* : la simulation Monte Carlo.

Nous avons utilisé l'approximation de Press-Schechter pour vérifier nos résultats

de la méthode Monte Carlo. Ces résultats préliminaires ont mené à une vérification complète de nos programmes Monte Carlo et à la création de mini-vérifications pour chacune de ces étapes. Nous avons finalement conclu qu'il n'y avait pas « d'erreurs » dans ce modèle et la concordance entre l'approximation de Press-Schechter et la simulation à N corps montre que ceux-ci n'en comportent pas. Pourquoi dans ce cas, la même méthode Monte Carlo utilisée par Scannapieco & Broadhurst (2001) donnait-elle des résultats si différents des nôtres ? Le problème vient du fait que nous ne comparons pas d'égal à égal. Notre méthode Monte Carlo n'utilise pas les mêmes paramètres de modèle cosmologique que celle de Scannapieco & Broadhurst (2001), ce qui peut influencer l'époque d'effondrement des structures et le nombre de celles-ci. La différence entre les résultats de notre méthode Monte Carlo et ceux de l'approximation de Press-Schechter vient de notre modèle d'effondrement sphérique, qui fait évoluer les pics de densité de façon linéaire. L'effondrement sphérique est reconnu pour ne pas correspondre aux simulations numériques pour les halos de faible masse (Lacey & Cole 1994; Sheth & Tormen 1999), et l'identification des pics effondrés de façon linéaire avec des objets effondrés n'est pas fiable, même si les propriétés statistiques sont en accord avec les simulations à N-corps (Bond et al. 1991).

Il est également à noter que, dans la simulation Monte Carlo, seule la matière située à l'intérieur des régions surdenses peut éventuellement se retrouver dans les halos, tandis que dans les simulations à N corps, toute la matière peut s'effondrer dans les halos. L'approximation de Press-Schechter est « normalisée » par un facteur 2 pour tenir compte des contributions des zones de faible densité. La comparaison de la méthode Monte Carlo avec les résultats de Press-Schechter et de la simulation à N corps est compliquée, car le spectre de masse des halos est discret pour la simulation Monte Carlo. Dans le cas de la simulation à N corps et de l'approximation de Press-Schechter, le choix d'une masse minimale n'est pas évident. Les résultats sont influencés par le choix de la masse minimale, plus particulièrement à haut décalage vers le rouge quand la majorité des halos ont une masse très faible. Ces résultats indiquent qu'en utilisant la méthode Monte Carlo et l'effondrement sphérique, nous avons à la fois une incertitude concernant le nombre de galaxies formées et leur époque de formation. Bien que notre modèle Monte Carlo comporte moins de pics effondrés, il s'agit d'une méthode simple pour vérifier notre modèle de vents et l'influence des vents galactiques anisotropes sur le milieu intergalactique.

Dans la figure 3.3, il est intéressant de noter qu'aucun halo des filtres M_{09} et M_{10} s'est effondré pour notre simulation Monte Carlo, puisque nous arrêtons notre simulation à un décalage vers le rouge final de $z = 2$. Les premiers halos s'effondrent à un décalage vers le rouge $z = 18.55$ dans la simulation Monte Carlo (ce fut préalablement déterminé par le code *zgt24.f* (voir figure A.1)), et à un décalage vers le rouge de

$z = 16 - 17$ dans la simulation à N corps. L'approximation de Press-Schechter prédit qu'un volume computationnel de taille $L_{\text{boîte}}$ devrait contenir un halo à $z = 19$. Si on se fie à l'approximation de Press-Schechter, la probabilité de trouver un halo de masse $M = M_1 = 7.61 \times 10^7 M_\odot$ à $z = 24$ est d'environ 1/1000, ce qui justifie notre choix de décalage vers le rouge initial de $z_i = 24$.

3.4.3 Les galaxies de première génération

Cette section résume le contenu du code appelé *gasinfallinit.f* (voir figure A.1), utilisé pour PMG. Ce code prend la liste des pics effondrés de *zsort.f* et se sert d'un tableau de refroidissement pour simuler la formation des galaxies. Dans notre modèle Monte Carlo, un pic de densité effondré mène à la formation d'un halo, que nous identifions comme une protogalaxie. Nous supposons que le gaz à l'intérieur du halo est à la température de virialisation, définie comme :

$$T_{\text{vir}} = \frac{0.009K}{\beta} \left(\frac{6.8}{5X + 3} \right) \left(\frac{Mh}{1M_\odot} \right)^{2/3} (1 + z_{\text{eff}}) \left[\frac{\Omega_0}{\Omega(z_{\text{eff}})} \right]^{1/3} \left[\frac{\Delta_c(z_{\text{eff}})}{18\pi^2} \right]^{1/3} \quad (3.39)$$

(Eke, Cole, & Frenk 1996), où $X = 0.76$ est la fraction de masse de l'hydrogène, et où $\Delta_c = 18\pi^2$ est le rapport de densité moyenne du halo sur la densité critique. La température de virialisation est toutefois trop élevée pour permettre la formation d'étoiles. Le gaz doit se refroidir à une température $T \ll T_{\text{vir}}$ avant que les étoiles ne se forment et que la protogalaxie ne soit considérée comme une galaxie. Pour simuler la formation des galaxies, nous utilisons le modèle de refroidissement de White & Frenk (1991) qui suppose que le refroidissement du gaz du halo s'effectue de l'intérieur vers l'extérieur. Le gaz à l'intérieur d'un rayon de refroidissement r_{refr} s'est refroidi tandis que le gaz à l'extérieur de r_{refr} est encore chaud. Le rayon de refroidissement r_{refr} augmente avec le temps. On peut associer ce rayon de refroidissement r_{refr} à une masse de gaz refroidie M_{refr} dont l'évolution est définie comme suit :

$$\frac{dM_{\text{refr}}}{dt} = 12 \left(\frac{\Omega_{b,0}}{\Omega_0} \right)^{3/2} f_0 \left(\frac{T_{\text{vir}}}{1 \text{ K}} \right) [\Lambda_{23}(T_{\text{vir}}, Z)]^{1/2} \left(\frac{t}{1 \text{ an}} \right)^{-1/2} M_\odot \text{ ans}^{-1}, \quad (3.40)$$

où Λ_{23} est le taux de refroidissement en unités de $10^{-23} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$. Ce dernier varie en fonction de la température et de la métallicité Z et $f_0 \approx 0.8$ est un facteur de correction

suggéré par Somerville (1997). Nous avons utilisé MAPINGS III³ pour déterminer le taux de refroidissement. Pour obtenir le temps de refroidissement, nous intégrons l'équation (3.40) entre $t = 0$ et $t = t_{\text{refr}}$, le temps de refroidissement. Pour un halo de masse M et une masse de gaz $M_{\text{gaz}} = \Omega_{b,0}M/\Omega_0$, nous obtenons :

$$t_{\text{refr}} = \frac{1}{576f_0^2} \left(\frac{M}{1M_\odot} \right)^2 \left(\frac{\Omega_{b,0}}{\Omega_0} \right)^{-1} \left(\frac{T_{\text{vir}}}{1\text{K}} \right)^{-2} [\Lambda_{23}(T_{\text{vir}}, Z)]^{-1} \text{ ans.} \quad (3.41)$$

Cette équation nous permet de suivre l'évolution des galaxies dans notre modèle. Une galaxie est créée après qu'un pic de densité se soit effondré à un décalage vers le rouge d'effondrement z_{eff} et que cette protogalaxie se soit refroidie pendant un temps de refroidissement t_{refr} . Nous utilisons la solution des équations de Friedmann avec notre modèle cosmologique Λ CDM pour convertir le décalage vers le rouge d'effondrement z_{eff} en temps d'effondrement t_{eff} , ce qui nous permet de calculer l'époque de la formation de la galaxie $t_{\text{fg}} = t_{\text{eff}} + t_{\text{refr}}$. Nous réutilisons également la solution des équations de Friedmann pour convertir ce résultat en décalage vers le rouge de la formation de la galaxie z_{fg} . Les galaxies formées sans être affectées par les vents des autres galaxies sont appelées galaxies de première génération. Pour calculer le taux de refroidissement Λ_{23} , nous supposons que ces galaxies n'ont aucune métallicité. Toutefois, notre modèle garde les halos dont l'époque de formation de la galaxie est supérieur à l'âge de l'Univers parce que l'enrichissement en métaux de ces halos par les vents galactiques des autres galaxies pourrait modifier le taux de refroidissement, et éventuellement permettre à ces galaxies de se former avant notre époque (voir §3.5.2).

La simulation se déroule alors comme suit. Puisque le premier halo s'effondre à un décalage vers le rouge de $z = 18.55$, nous commençons la simulation à décalage vers le rouge initial $z_i = 20$ et avançons par pas de décalage vers le rouge de $\Delta z = -0.005$, ce qui correspond à 3600 pas avant d'atteindre le point final de notre simulation à $z = 2$ pour les raisons expliquées dans la section §3.1. À la position du pic a , un halo se forme à un décalage vers le rouge $z_{\text{eff},a}$ à moins qu'il ne soit impliqué dans une fusion (voir §3.4.1). Le gaz commencera alors à se refroidir et, encore une fois, le halo peut être impliqué dans une fusion s'il est situé à l'intérieur d'un pic b pour lequel

$$M_b > M_a, \quad |\vec{x}_a - \vec{x}_b| < R_{f,b}, \quad z_{\text{eff},a} > z_{\text{eff},b} > z_{\text{fg},a}. \quad (3.42)$$

Cela signifie que le halo a a été en mesure de se former, mais qu'il n'a pas pu se

³<http://www.mso.anu.edu.au/ralph/map.html>

refroidir (et former une galaxie) avant d’être détruit par le halo b lors de la fusion. La galaxie a ne s’est donc jamais formée. Si le halo n’est pas impliqué dans un processus de fusion, la galaxie peut se former. Comme ce processus de fusion est similaire à celui de la §3.4.1, j’ai écrit le code *splitgalform.f* (voir figure A.1), qui devait s’occuper de la fusion des galaxies et séparer de nouveau notre liste de pics (galaxies) en dix fichiers de données correspondant à nos dix échelles de masse. Toutefois, le programme *splitgalform.f*, bien qu’achevé, a été abandonné, et la partie fusion de ce code a été incorporée au code *gassinfallinit.f*. Lorsque nous formons une galaxie à la position du pic de densité \vec{x} , nous négligeons le temps de formation et la durée de vie des étoiles massives, ce qui implique que les galaxies nouvellement formées produisent immédiatement un vent qui se propage le long de la direction de moindre résistance \hat{e} . Nous faisons ensuite évoluer ces vents dans le temps avec des pas de temps correspondant à nos pas de décalage vers le rouge $\Delta z = -0.005$ en utilisant les solutions données à l’appendice A de PMG.

L’évolution du vent passera par les phases décrites à la figure 2.3 : il sera d’abord en expansion dirigée par les supernovae, puis il entrera en expansion presque adiabatique dirigée uniquement par la pression avant de ralentir et d’atteindre la vitesse d’expansion de Hubble. Toutefois, si, durant n’importe laquelle de ces étapes, la galaxie produisant le vent est détruite par un processus de fusion, le vent est considéré comme suivant l’expansion de Hubble.

3.5 La formation des galaxies influencées par les vents

Cette section traite de la partie finale de notre simulation (PMG). Le code *anisoout.f*, duquel j’ai créé le module collision (voir figure A.1), simule les vents galactiques et leurs rétroactions. Lorsque les galaxies de première génération émettent leur vent, ceux-ci se propagent dans le milieu environnant, frappent des pics ⁴ et modifient leur façon d’évoluer. Le module collision sert à déterminer les pics frappés par les vents. En tenant compte des conditions aux frontières périodiques, lorsqu’on a un vent de rayon R provenant d’un halo a à une position \vec{x}_a , possédant un angle d’ouverture α et suivant la direction de moindre résistance \hat{e} , il y a collision entre ce vent et un pic b à une position \vec{x}_b si les conditions suivantes sont satisfaites :

$$|\vec{x}_a - \vec{x}_b| < R, \quad \arccos \left(\frac{(\vec{x}_a - \vec{x}_b) \cdot \hat{e}}{|\vec{x}_a - \vec{x}_b|} \right) < \frac{\alpha}{2}, \quad (3.43)$$

⁴Dans le texte qui suit nous utilisons le terme « pic » pour faire référence aux pics de densité qui formeront des halos d’ici $z = 0$

où la deuxième condition tient compte de l'anisotropie des vents. Pour la première condition, nous avons supposé qu'un pic b était frappé par un vent uniquement si le vent passait par le centre du pic à la position \vec{x}_b . Nous avons ignoré les collisions entre les pics et les vents qui ne passaient pas par leur centre. Comme les pics sont en processus d'effondrement et que la majeure partie de leur matière se trouve donc près du centre, nous avons négligé l'effet des vents ne passant pas par le centre des pics non effondrés.

Lorsqu'un pic est frappé par un vent, ce dernier peut interagir avec le pic de deux façons : il peut enrichir le pic avec de nouveaux métaux, ce qui peut modifier son temps de refroidissement t_{refr} , où expulser le contenu en gaz du pic en le dépouillant par pression de bélier ou en le réchauffant par frottement du gaz. De ces deux derniers mécanismes, le dépouillement est le mécanisme dominant (Scannapieco et al. 2000). Nous avons négligé le réchauffement par frottement du gaz dans la simulation.

3.5.1 Le dépouillement

Dans notre simulation (PMG), les pics de densité peuvent être dépouillés de leurs baryons lorsqu'ils sont frappés par un vent galactique se déplaçant dans leur direction. Nous considérons que le gaz intergalactique et le gaz interstellaire sont balayés par la coquille du vent qui transmet une assez grande quantité de mouvement pour que les baryons puissent s'échapper du puits de potentiel du pic si la condition suivante est satisfaite :

$$\left(\frac{l^2}{4R^2}\right) M_o v_o \geq M_b v_{\text{éch}}, \quad (3.44)$$

où M_o est la masse balayée par la coquille à un rayon R (comme dans Tegmark, Silk, & Evrard 1993), v_o est la vitesse du vent, M_b est la masse baryonique du pic de densité frappé, $v_{\text{éch}}$ est la vitesse d'échappement d'un gaz qui a été dépouillé avec succès et l est le rayon comobile du pic de densité qui s'effondre. En utilisant l'approximation sphérique pour l'effondrement gravitationnel, le rayon l est déterminé à partir du contraste de densité non linéaire δ_{NL} en utilisant $l = R_f(1 + \delta_{\text{NL}})^{-1/3}$, où $1 + \delta_{\text{NL}} = 9(\theta - \sin \theta)^2 / [2(1 - \cos \theta)^3]$. Le paramètre θ est à son tour donné par :

$$\left(\frac{\theta - \sin \theta}{2\pi}\right)^{2/3} = \frac{\delta_+(z)}{\delta_+(z_{\text{eff}})}, \quad (3.45)$$

où $\delta_+(z)$ est le mode de croissance linéaire.

Les pics effondrés ne sont pas dépouillés de leurs baryons, car leur section efficace est petite et le transfert de quantité de mouvement est négligeable (PMG). Un pic est dépouillé de ses baryons même si la galaxie source du vent est dans le rayon de filtrage du pic de densité frappé. Cela arrive rarement puisque le pic doit posséder un rayon de filtrage plus grand que la galaxie source. Il aura une masse plus élevée et, par conséquent, une vitesse d'échappement plus élevée. Si, après avoir été frappé par un vent, le pic est considéré comme dépouillé de ses baryons, il peut s'effondrer, mais il ne formera pas de galaxie et, par conséquent, pas de vent galactique. Par contre, s'il n'est pas dépouillé par le passage de la coquille du vent, le pic est enrichi en métaux par le gaz venant du vent.

3.5.2 L'enrichissement en métaux

Dans le cadre de notre simulation (PMG), nous supposons que les supernovae responsables de la création du vent sont de type II puisqu'elles explosent rapidement après le sursaut de formation d'étoiles. Ces explosions simultanées créent un vent galactique cohérent qui peut parcourir de longues distances à travers le milieu intergalactique. Les métaux créés par ces supernovae se propagent à l'intérieur des bulles chaudes de ce vent. Nous utilisons une production d'éléments alpha comme métaux (cité dans Sutherland & Dopita (1993) comme le rapport d'abondance « primordial ») et nous distribuons nos masses de métaux en conséquence. Cela nous donne une valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ utilisée pour calculer le nouveau taux de refroidissement.

Les pics de densité qui n'ont pas interagi avec les vents ont une métallicité de base de $[\text{Fe}/\text{H}] = -3$ (PMG), métallicité négligeable lors du calcul du temps de refroidissement d'un halo. Lorsque les galaxies sont formées, les métaux sont produits à un taux de $2M_\odot$ par supernova (Nagataki & Sato 1998). La masse de métaux dans le vent est :

$$M_Z = f_{\text{éch}} \frac{2M_\odot}{M_{\text{req}}} f_* \frac{\Omega_{b,0}}{\Omega_0} M, \quad (3.46)$$

où $f_{\text{éch}} = 0.5$ (Mori, Ferrara, & Madau 2002) est la fraction du gaz du milieu interstellaire qui a été soufflée par le vent et où f_* est l'efficacité de formation d'étoiles. Cette masse de métaux est distribuée uniformément dans tout le volume du vent (PMG).

Dans le cas où un vent frappe un pic de densité non effondré et ne le dépouille

pas, ce vent modifie le contenu en métaux du pic. Le vent dépose une fraction de ces métaux, $f_{\text{dépôt}} V_{\text{che}}/V_{\text{vent}}$, où $f_{\text{dépôt}} = 0.9$ est l'efficacité de déposition de la masse, V_{che} est le volume de chevauchement du pic de densité non effondré de rayon l , et V_{vent} est le volume du vent. Le volume de chevauchement V_{che} a été calculé d'après plusieurs approximations géométriques entre deux cônes sphériques et une sphère, en fonction de leur taille relative et de leur orientation. L'ajout de métaux augmente le taux de refroidissement d'un halo effondré et réduit ainsi le temps de refroidissement, ce qui accélère la formation de la galaxie.

Chapitre 4

Résultats

4.1 L'impact de la variation de l'angle d'ouverture

Cette section traite des résultats de notre modèle de vents galactiques anisotropes qui sont parus dans PMG. Elle présente plusieurs résultats en fonction du paramètre libre de notre modèle de vents, l'angle d'ouverture α . Ces résultats témoignent du bon fonctionnement du calcul de la direction de moindre résistance à l'aide de *initial.f* ainsi que de la contribution des autres programmes nécessaires à la création de ce modèle de vents (voir figure A.1).

La figure 4.1 montre une tranche de notre simulation d'une épaisseur de $0.4h^{-1}\text{Mpc}$ à la fin de celle-ci ($z = 2$), pour un angle d'ouverture (extrême) de 40° . Sont indiqués sur cette figure la position et l'étendue des vents galactiques, de même que la position et le rayon des pics (c'est-à-dire l'échelle de filtrage R_f) qui s'effondrent avant $z = 0$. Dans l'agrandissement, on peut voir un des résultats importants : les pics alignés en rangée dans le plan de la tranche (comme une crêpe) produisent des vents qui semblent favoriser une direction perpendiculaire à cette structure. Ce résultat était prévisible puisque la position des galaxies détermine la structure sous-jacente des filaments denses dans laquelle elles se forment. Les vents suivent la direction de moindre résistance en s'éloignant de ces filaments. On peut également constater que les vents galactiques s'éloignent grandement de leur galaxie source et, souvent, frappent d'autres pics.

La figure 4.2 montre le nombre volumique de pics frappés par un vent qui forment un halo pour $z = 0$, le nombre volumique de pics dépouillés de leur baryons, le nombre volumique de galaxies formées et l'addition de ces deux derniers nombres volumiques en fonction de l'angle d'ouverture des vents galactiques pour $z = 2$. Toutes ces quantités

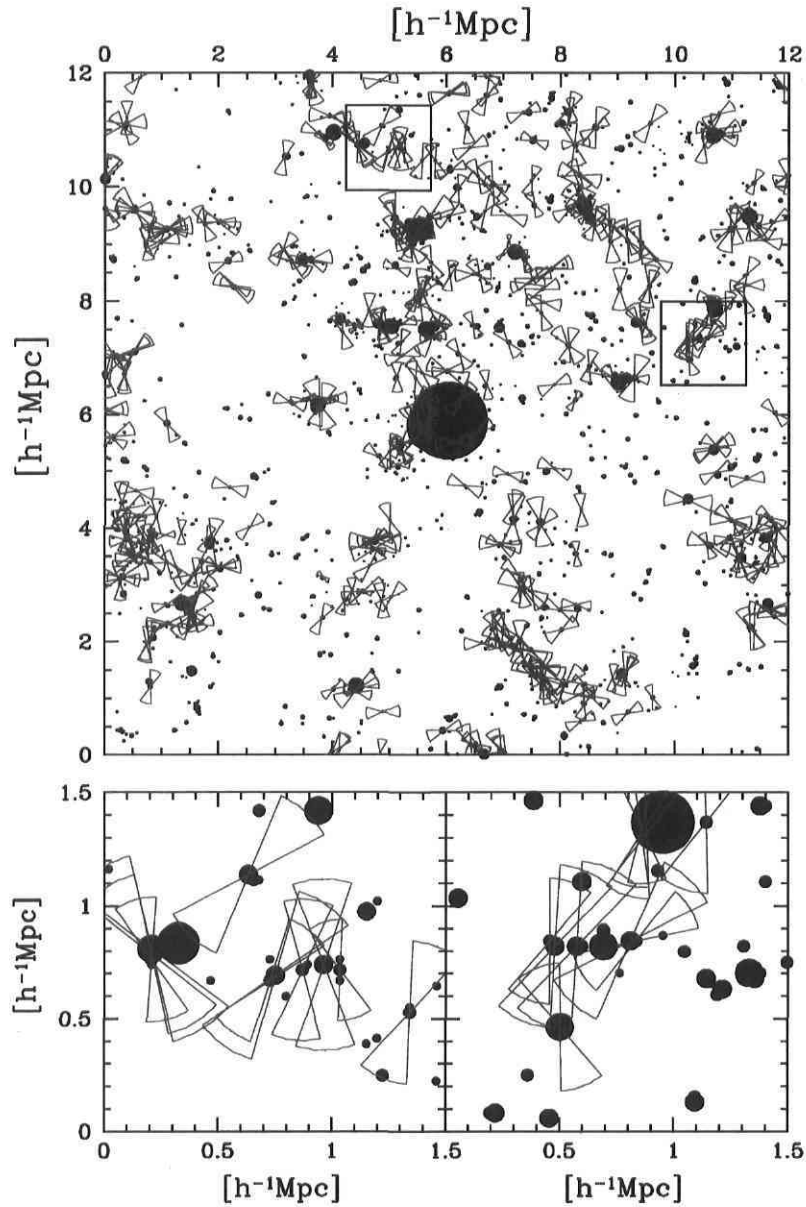


Figure 4.1 – Une tranche de notre simulation (PMG) d’une épaisseur de $0.4h^{-1}\text{Mpc}$ à $z = 2$. Les pics de densité sont montrés comme des cercles pleins d’un diamètre correspondant à leur étendue avant effondrement. Les vents ont un angle d’ouverture de 40° , et leur position et leur couverture physique sont délimitées par les tracés rouges. Deux agrandissements de régions de $1.5h^{-1}\text{Mpc}$ montrent des régions d’intérêt dans lesquelles les galaxies qui se forment dans un filament commun produisent des vents alignés.

sont en unités de $(h^{-1}\text{Mpc})^{-3}$. On peut voir que la diminution du nombre volumique de pics frappés correspond approximativement à une loi de puissance pour l’augmen-

tation de l'anisotropie des vents. Deux facteurs sont responsables de cette diminution. D'abord, en parcourant la direction de moindre résistance, les vents galactiques anisotropes sortent rapidement des régions de haute densité et, par conséquent, rencontrent moins de régions de formation de halos. Ensuite, le volume total occupé par les vents n'est pas conservé selon l'angle d'ouverture choisi puisque les vents anisotropes se chevauchent moins et que le volume par vent n'est pas constant. La fraction des pics frappés qui sont ensuite dépouillés de leurs baryons est à peu près constante ($\sim 50\%$), et ce, indépendamment de l'angle d'ouverture. La diminution du nombre de pics dépouillés a pour conséquence l'augmentation lente du nombre volumique de galaxies formées à $z = 2$ avec l'augmentation de l'anisotropie des vents. Toutefois, tous les pics non dépouillés n'ont pas le temps de former une galaxie avant $z = 2$. Même après qu'ils ont été enrichis et qu'ils se sont effondrés, leurs baryons ne se refroidissent pas pour former des étoiles. Par conséquent, le nombre de dépouillements diminue plus rapidement que le nombre de galaxies ne s'accroît, comme le témoigne l'addition du nombre volumique de galaxies et du nombre volumique de pics dépouillés de la figure 4.2. Nous avons trouvé que l'enrichissement en métaux des pics a un effet négligeable sur le nombre de galaxies qui se forment.

La figure 4.3 est constituée de quatre panneaux qui montrent les statistiques des vents en fonction de l'angle d'ouverture à l'étape finale de notre simulation $z = 2$. Le panneau *en haut à gauche* représente la distance moyenne $\bar{R}_{\text{dépouillés}}$ parcourue par les vents avant qu'il n'y ait dépouillement. Celle-ci est constante pour les angles d'ouverture élevés et elle augmente rapidement pour les angles d'ouverture inférieurs à 100° . Nous interprétons ce résultat comme suit : les vents se propagent de plus en plus loin le long de la direction de moindre résistance avec l'augmentation de l'anisotropie. Lorsqu'ils ont quitté la région de haute densité à laquelle ils appartiennent, ils ne frappent plus de nouveaux pics. Toutefois, pour des angles d'ouverture inférieurs à $\alpha = 100^\circ$, ces vents voyagent suffisamment loin dans le milieu intergalactique pour atteindre la prochaine structure dense. Le panneau *en haut à droite* représente la distance maximale R_{max} parcourue par le plus grand vent de notre simulation (PMG), qui augmente également avec l'augmentation de son anisotropie. Toutefois, le rayon de ce vent ne croît pas assez rapidement pour conserver le volume par vent comme le montre la courbe $R \propto 1/[1 - \cos(\alpha/2)]^{1/3}$ pour un volume constant obtenu à l'aide de l'équation (2.3).

Les panneaux du bas de la figure 4.3 montrent le résultat du calcul du remplissage par volume et le rapport du nombre volumique de pics frappés sur le facteur de remplissage en volume en unités de $(h^{-1}\text{Mpc})^{-3}$. Le calcul du facteur de remplissage par volume est fondé sur la somme du volume de tous les vents et il comprend un facteur de correction pour la probabilité de chevauchement croissante :

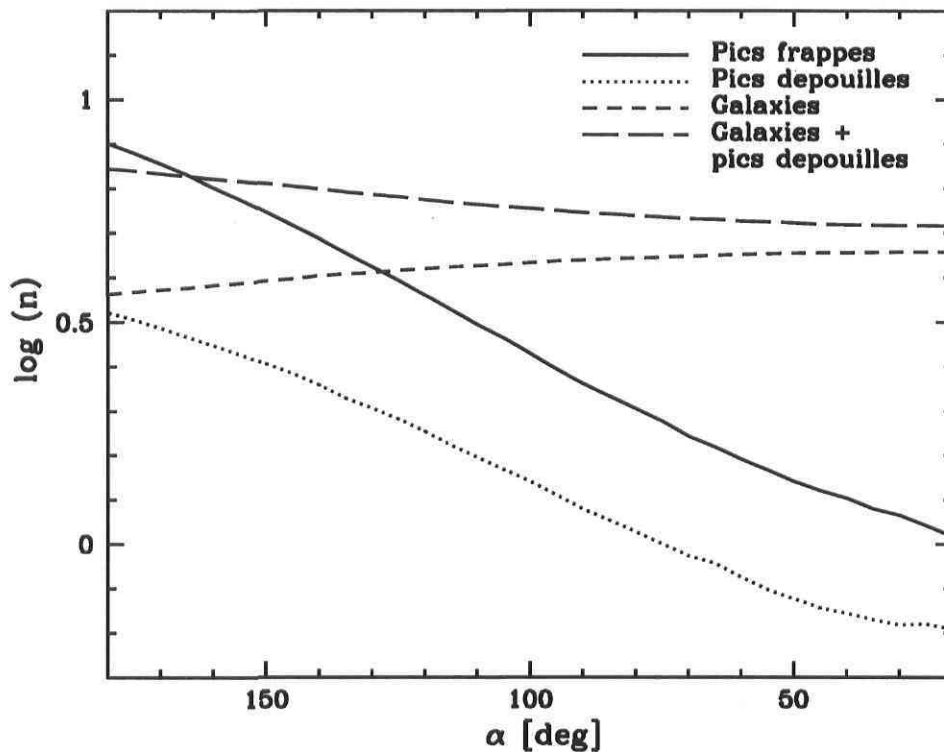


Figure 4.2 – Le nombre volumique de plusieurs types d’objets en unité de $(h^{-1}\text{Mpc})^{-3}$ à $z = 2$, en fonction de l’angle d’ouverture (PMG). *Ligne pleine* : nombre de pics frappés qui s’effondreront avant $z = 0$. *Ligne pointillée* : nombre de pics qui sont dépouillés de leurs baryons. *Ligne tiretée court* : nombre de galaxies. *Ligne tiretée long* : somme du nombre de galaxies et de pics dépouillés.

$$F = 1 - \exp \left[- \frac{\sum_{i=1}^{N_0} V_i}{(12h^{-1}\text{Mpc})^3} \right], \quad (4.1)$$

où V_i est le volume par vent donné par l’équation (2.3) et où N_0 est le nombre de vents. Le facteur de remplissage en volume (panneau *en bas à droite*) est à peu près constant pour l’intervalle $\alpha = 110^\circ$ à $\alpha = 180^\circ$, mais il semble atteindre un maximum autour de $\alpha \sim 140^\circ$. Puisque le volume par vent n’est pas conservé lorsque l’angle d’ouverture varie, le volume de la région enrichie diminue avec l’augmentation de l’anisotropie des vents. Par conséquent, on pourrait croire que le facteur de remplissage en volume diminue avec α . Toutefois, puisque le nombre de galaxies augmente, celles-ci forment à leur tour des vents, et le facteur de remplissage en volume reste constant jusqu’à $\alpha \sim 110^\circ$.

Afin de déterminer l’effet de la variation de l’angle d’ouverture α et l’effet de la

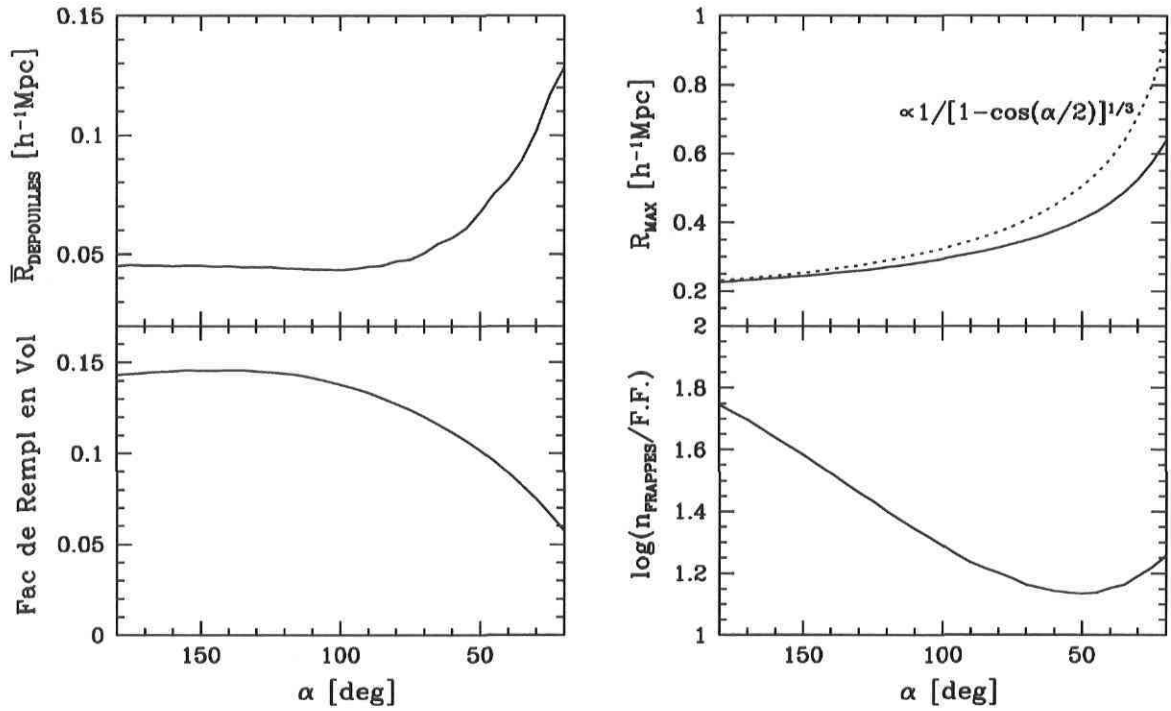


Figure 4.3 – L’influence de la variation de l’angle d’ouverture (PMG). *En haut à gauche* : rayon moyen des vents lorsqu’ils sont dépouillés de leurs baryons. *En haut à droite* : la *ligne pleine* montre le rayon du plus gros vent de notre simulation et, en comparaison, la *ligne pointillée* montre $R \propto 1/[1 - \cos(\alpha/2)]^{1/3}$, la relation prévue si le volume enrichi était conservé pour des angles d’ouverture différents. *En bas à gauche* : facteur de remplissage en volume. *En bas à droite* : rapport entre le nombre volumique de pics frappés et le facteur de remplissage en volume en unités de $(h^{-1}\text{Mpc})^{-3}$.

direction de moindre résistance sur le nombre de pics frappés, nous avons inclu le rapport du nombre volumique de pics frappés (voir figure 4.2) sur le nombre volumique du facteur de remplissage en volume dans le panneau *en bas à gauche* de la figure 4.3. Ce résultat représente le nombre de pics frappés par volume occupé par les vents. Il indique qu’à mesure que les vents deviennent anisotropes en parcourant la direction de moindre résistance, ils tendent à éviter les régions de haute densité et, par conséquent, frappent moins de pics, et ce, jusqu’à $\alpha \approx 50^\circ$. À partir de cet angle, le rapport du nombre de pics frappés sur le facteur de remplissage en volume augmente, ce qui signifie que la plupart des vents ont traversé les vides du milieu intergalactique et ont atteint la prochaine structure surdense.

À partir de ces résultats, on peut conclure qu’avec l’augmentation de l’anisotropie, les vents galactiques anisotropes enrichissent d’abord la région de haute densité dont ils tirent leur origine, puis le milieu intergalactique environnant, pour ensuite effectuer

une transition lorsque l'angle d'ouverture se situe dans l'intervalle $\alpha = 100^\circ - 50^\circ$, qu'ils enrichissent d'abord les zones de haute densité dont ils tirent leur origine, puis le milieu galactique environnant, et qu'ils traversent les vides pour ensuite enrichir les régions de haute densité suivantes. Les résultats qui apparaissent sur les figures précédentes sont une conséquence directe de la direction de moindre résistance parcourue par les vents, ce qui est propre à notre modèle de vent (PMG). La direction de moindre résistance permet à ces vents d'éviter les régions de haute densité dont ils tirent leur origine et de voyager dans la direction où la pression du milieu extérieur est la plus faible, ce qui leur permet de parcourir une plus grande distance et d'atteindre les structures cosmologiques suivantes.

4.2 L'enrichissement du milieu intergalactique

En vue d'étudier l'enrichissement du milieu intergalactique pour notre modèle de vents galactiques (PMG), nous avons balayé les 512^3 points de grille de notre volume computationnel afin de vérifier si les vents galactiques pouvaient les atteindre. Les points de grille influencés par les vents ont été marqués comme enrichis, et nous avons noté leur surdensité. Le panneau du haut de la figure 4.4 nous montre le rapport du nombre de points de grille enrichis à une surdensité donnée N'_ρ sur le nombre de points de grille à une densité N_ρ , en fonction du logarithme de la surdensité. Ce rapport représente la probabilité d'enrichir un système d'une certaine densité ρ . Les courbes représentent différentes valeurs de notre paramètre d'angle d'ouverture α entre 60° et 180° . La *ligne pleine épaisse* représente le cas isotrope, et les différentes lignes pointillées représentent les cas anisotropes. On peut voir sur ce panneau qu'avec l'augmentation de l'anisotropie des vents, la probabilité d'enrichissement des systèmes de haute densité diminue de façon appréciable. La probabilité d'enrichir les systèmes de faible densité augmente légèrement avec l'anisotropie des vents. Il faut tenir compte du fait que le nombre volumique de systèmes de haute densité est beaucoup plus faible que le nombre volumique de systèmes de faible densité, ce qui explique la différence d'effet des vents anisotropes entre les systèmes de faible et de haute densité.

Le panneau du milieu de la figure 4.4 présente le rapport du nombre de points de grille enrichis N'_ρ à une surdensité donnée sur le nombre total de points de grille N , en fonction du logarithme de la surdensité. Les différentes courbes reflètent la distribution gaussienne de densité de notre modèle Monte Carlo. Ce panneau nous indique qu'avec l'augmentation de l'anisotropie des vents, la moyenne de la courbe gaussienne se déplace vers les systèmes de faible densité. Puisque le volume par vent n'est pas conservé, l'amplitude du pic de la courbe gaussienne diminue avec l'augmentation de l'anisotropie.

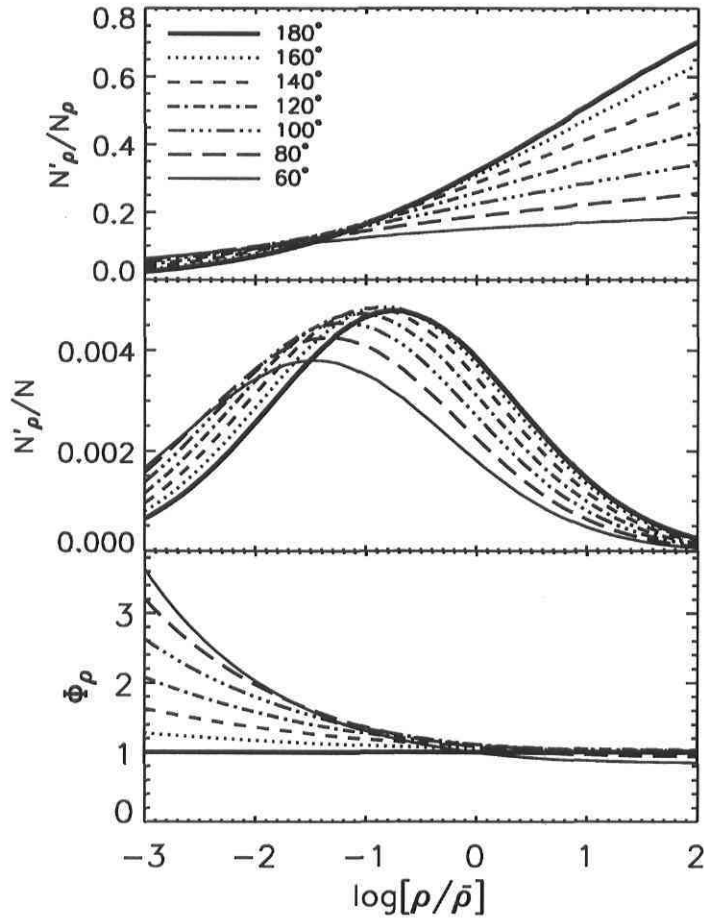


Figure 4.4 – L’enrichissement des régions de faible et de haute densité (PMG). L’enrichissement est présenté sous forme de plusieurs rapports, en fonction de la surdensité du milieu intergalactique pour plusieurs valeurs d’angle d’ouverture à $z = 2$. *Panneau du haut* : rapport du nombre de points de grille enrichis N'_ρ sur le nombre de systèmes à cette densité N_ρ . *Panneau du milieu* : rapport du nombre de points de grille enrichis N'_ρ sur le nombre total de points de grille N . *Panneau du bas* : nombre de points de grille enrichis en-dessous d’une surdensité limite $N'_{\rho' < \rho}$ en comparaison avec le cas isotrope, ce qu’on appelle Φ_ρ (voir l’équation (4.2)).

La plupart des métaux se trouvent dans les régions de faible densité, même dans le cas des vents isotropes. Puisque les vents anisotropes s’étendent le long de la direction de moindre résistance vers les régions de faible densité, cet effet devient de plus en plus important avec l’augmentation de l’anisotropie des vents.

Le panneau du bas de la figure 4.4 est une version cumulative du panneau du milieu. Celui-ci indique le nombre de points de grille enrichis de tous les systèmes dont la densité est inférieure à ρ , $N'_{\rho' < \rho}$. Ce nombre est normalisé sur la valeur obtenue pour le cas isotrope que l’on peut exprimer sous la forme suivante :

$$\Phi_\rho = N'_{\rho' < \rho} / N'_{\rho' < \rho, 180^\circ} \quad (4.2)$$

Les courbes montrent que les vents anisotropes enrichissent les régions de faible densité beaucoup plus efficacement que les vents isotropes. Le volume de l'espace enrichi des systèmes de faible densité (en-dessous de la densité moyenne de l'Univers) est $\sim 10\%$ plus important pour les vents anisotropes que pour les vents isotropes, tandis que le volume de l'espace enrichi en-dessous de $\rho/\bar{\rho} = 0.1$ est 40% plus important pour les vents anisotropes que pour les vents isotropes. Encore une fois, ces résultats sont attribuables à notre modèle de vents décrit au chapitre 3, qui suppose que les vents anisotropes voyagent en suivant la direction de moindre résistance, ce qui leur permet de se diriger directement vers les régions de faible densité.

Chapitre 5

Discussion

Les résultats de la section précédente confirment que la direction de moindre résistance décrite au chapitre 3 permet aux vents galactiques anisotropes de s'échapper rapidement des régions de haute densité dont ils tirent leur origine (crêpes et filaments) pour se diriger vers les vides cosmologiques. Si ces vents galactiques ont un angle d'ouverture $\alpha \lesssim 100^\circ$, ils se propagent suffisamment loin pour frapper les structures surdenses voisines, et par conséquent, les pics de densité qui s'y trouvent. La méthode utilisée pour déterminer la direction de moindre résistance contient un paramètre à déterminer R^* , qui est le rayon de la région autour du pic de densité dans laquelle la régression aux moindres carrés est effectuée. Selon la valeur de R^* , la direction de moindre résistance calculée peut varier d'environ 4° par rapport à la valeur utilisée dans notre modèle $R^* = R_f$. Puisque les valeurs d'angle d'ouverture de nos vents sont beaucoup plus grandes que cette incertitude, la région de l'espace contenue à l'intérieur des vents est essentiellement inchangée.

La méthode Monte Carlo simplifie grandement le traitement des structures à grande échelle et la formation des galaxies. Dix filtres d'un champ de densité gaussien sont combinés à un modèle d'effondrement sphérique pour simuler la formation des galaxies. Les pics de densité s'effondrent et créent une galaxie en se refroidissant, tout en demeurant à leur position comobile. Tous les pics trouvés ne formeront pas des galaxies. Nous avons éliminé les pics qui ne s'effondraient pas avant $z_{\text{eff}} = 0$ ainsi que les pics non physiques. Nous avons donc éliminé la possibilité qu'un pic situé sur une échelle de masse plus petite que celle d'un autre pic ne s'effondre après ce dernier, au même endroit, et nous avons tracé l'histoire des fusions non dynamiques des pics afin de ne plus considérer les pics plus petits qui fusionnent à l'intérieur d'un pic plus massif. Il est à noter que l'amoncellement des galaxies n'est pas pris en compte. L'élimination de ces pics est typique de l'utilisation des simulations Monte Carlo (qui utilisent une grille) car elles

sont déjà présentes par « défaut » à l'intérieur des simulations à N corps (qui utilisent des particules).

Toutefois, la simulation Monte Carlo utilisée a l'avantage d'avoir un intervalle dynamique de masse élevé. Le rapport de l'échelle de masse la plus grande sur l'échelle de masse la plus petite de notre simulation est de $M_{10}/M_1 \approx 50\,000$. Obtenir un intervalle dynamique de masse aussi élevé pour une simulation à N corps qui inclut à la fois les galaxies L_* et les galaxies naines tout en gardant suffisamment de résolution pour simuler les vents provenant des galaxies plus petites constitue un grand défi.

Afin de vérifier l'exactitude de la méthode Monte Carlo, j'ai comparé le nombre volumique de halos de cette méthode à l'approximation de Press-Schechter et à une simulation numérique à N corps. Alors que l'accord entre le nombre volumique de halos pour l'approximation de Press-Schechter et pour la simulation à N corps est excellent, la méthode Monte Carlo couplée avec un modèle d'effondrement sphérique sous-estime le nombre volumique de halos. Bien que cette méthode comporte certaines incertitudes concernant la formation des galaxies, elle est très simple et nous a permis de vérifier rapidement notre modèle de vents et l'influence des vents galactiques anisotropes sur le milieu intergalactique. Le nombre insuffisant de halos dans notre simulation Monte Carlo pourrait expliquer le petit facteur de remplissage en volume obtenu à la figure 4.4.

Pour le programme *anisoout.f* (voir figure A.1), j'ai créé le module collision qui s'occupe de détecter si un pic de densité est frappé ou non par un ou des vents. Ce module détecte une collision seulement lorsqu'un vent passe par le centre d'un pic de densité, ce qui signifie qu'il n'y a pas de collisions « partielles » (un vent qui passe par une partie d'un pic sans toucher son centre). Selon le volume de chevauchement entre les vents et les pics de densité, ces pics pourraient être influencés par ces collisions « partielles ». Toutefois, puisque les pics de densité sont en processus d'effondrement et que la matière tombe tranquillement vers le centre, nous avons supposé qu'un vent qui ne passerait pas par le centre d'un pic n'influencerait pas suffisamment celui-ci.

Il y a une différence entre les simulations cosmologiques de formation de structure (utilisant le modèle Λ CDM), qui prévoient ~ 200 galaxies naines dans le Groupe local, et les observations, qui indiquent qu'il y en a ~ 10 fois moins. Cette différence est appelée « problème de l'abondance des galaxies naines ». Comme la pression de bélier des vents galactiques est en mesure d'empêcher la formation d'une galaxie en soufflant ses baryons, les vents galactiques pourraient expliquer le problème de l'abondance des galaxies naines dans le Groupe local. Toutefois, nos résultats montrent que le nombre de pics frappés diminue avec l'augmentation de l'anisotropie des vents et, par conséquent, que le nombre de pics dépouillés de leurs baryons diminue. La proportion de pics dépouillés par rapport

aux pics frappés est à peu près constante ($\sim 50\%$), peu importe l'angle d'ouverture choisi. En parcourant la direction de moindre résistance, les vents galactiques évitent rapidement les régions de haute densité où se forment les structures. Cela signifie que plus les vents galactiques sont anisotropes, moins ils sont en mesure de dépouiller les pics de densité et donc d'expliquer l'abondance des galaxies naines dans le Groupe local.

Des observations à haut décalage vers le rouge montrent qu'il y a de l'enrichissement en métaux dans les systèmes qui sont à la densité moyenne de l'Univers ou près de celle-ci (Schaye et al. 2003; Pieri & Haehnelt 2004). Cet enrichissement peut s'expliquer par les vents galactiques anisotropes, car ceux-ci sont efficaces pour enrichir de façon importante les systèmes de faible densité (en-dessous de la densité moyenne de l'Univers), et ce, même avec un petit facteur de remplissage en volume. Pour des valeurs d'angle d'ouverture de 100° à 120° , le facteur de remplissage en volume des systèmes de faible densité atteint un maximum, le volume de l'espace enrichi des systèmes de faible densité est $\sim 10\%$ plus important pour les vents anisotropes que pour les vents isotropes, tandis que le volume de l'espace enrichi en-dessous de $\rho/\bar{\rho} = 0.1$ est 40% plus important pour les vents anisotropes. En parcourant la direction de moindre résistance, les vents anisotropes atteignent des distances plus grandes par rapport à leur galaxie source et montrent un enrichissement en métaux élevé proche de ces galaxies (Adelberger et al. 2003, 2005; Pieri et al. 2006; Songaila 2006), ce qui peut expliquer pourquoi l'enrichissement en métaux est perceptible à haut décalage vers le rouge, même loin des galaxies observées (Pieri et al. 2006; Songaila 2006).

Nous avons gardé des galaxies dont l'époque de formation était supérieure à l'étape finale de notre simulation $z_{\text{fg}} < 2$, car l'enrichissement de ces systèmes par les vents galactiques diminue le temps de refroidissement de ceux-ci et leur permet de se former plus tôt. Toutefois, très peu de galaxies de faible masse ont été « ramenées à la vie » par cette méthode. Par contre, tous les pics de notre simulation qui ont été enrichis et qui se sont effondrés pour former des galaxies se sont formés plus tôt. Leurs vents galactiques ont voyagé sur une plus grande distance avant d'être arrêtés par une fusion de leurs galaxies sources ou la fin de la simulation.

Plusieurs paramètres de notre modèle Monte Carlo qui sont à déterminer (f_* , f_w , $f_{\text{dépôt}}$, $f_{\text{éch}}$) peuvent influencer nos résultats. Les valeurs choisies pour ces paramètres et l'incertitude associée à celles-ci sont expliquées en détails dans la §5 de PMG.

Chapitre 6

Conclusion

En nous fondant sur des observations et des simulations numériques de bulles de gaz en expansion, nous avons créé un modèle analytique pour simuler les vents galactiques anisotropes (PMG). Ces vents galactiques sont représentés par des « cônes bipolaires sphériques » suivant la direction de moindre résistance définie comme la direction dans laquelle la densité du milieu environnant diminue le plus rapidement. L'angle d'ouverture des vents est identique pour chacun d'eux, mais nous avons répété plusieurs fois la simulation en faisant varier ce paramètre. Notre modèle de vents a été combiné à une méthode Monte Carlo pour simuler la formation des galaxies, la fusion des galaxies et la rétroaction des supernovae.

La méthode Monte Carlo simule la formation des galaxies en générant une grille de contraste de densité que l'on a filtrée pour produire 10 grilles d'échelles de masse différentes. Ces grilles représentent le même volume cosmologique comobile de $(12h^{-1}\text{Mpc})^3$ que nous faisons évoluer d'un décalage vers le rouge de $z = 24$ jusqu'à un décalage vers le rouge de $z = 2$, selon le modèle cosmologique ΛCDM . Pour chacune de ces grilles, j'ai trouvé les pics de densité définis comme des points de grille où le contraste de densité excède la valeur des 26 points de grille voisins. J'ai fait évoluer ces pics en utilisant un modèle d'effondrement sphérique. J'ai gardé les pics qui s'effondraient avant $z_{\text{eff}} > 0$ et, en combinant les différentes grilles de densité, j'ai éliminé les pics non physiques (les pics de masse plus faible qui s'effondraient à l'intérieur de pics existants) et déterminé le décalage vers le rouge de fusion des pics z_{fus} afin de tracer l'histoire des pics détruits par un processus de fusion. Les pics effondrés restants ont ensuite été refroidis à l'aide d'une table de refroidissement afin de former des galaxies.

Pour toutes nos galaxies nouvellement formées, nous avons négligé le temps de formation et d'évolution des étoiles massives, ce qui signifie qu'elles produisaient immédiate-

ment des vents galactiques anisotropes pour une période de temps $t_{\text{sursaut}} \sim 5 \times 10^7$ ans. Ces vents galactiques suivaient la direction de moindre résistance que j'ai calculée en effectuant une régression linéaire aux moindres carrés sur une sphère de rayon $R^* = R_f$ englobant le milieu entourant le pic de densité. Pendant leur parcours, les vents galactiques peuvent frapper des pics de densité et influencer leur évolution. Lorsqu'un vent frappe un pic en train de s'effondrer, il peut le dépouiller de ses baryons par pression de bélier et empêcher la formation d'une galaxie à la position du pic frappé. Puisque les galaxies déjà formées ont une petite section efficace, nous avons négligé les effets de la collision d'un vent avec celles-ci. Si la pression du vent n'est pas suffisante pour dépouiller le gaz d'un pic, celui-ci est enrichi en métaux provenant du vent. Le temps de refroidissement de ce pic enrichi diminue, et une galaxie se forme plus tôt, à moins que ce pic de densité ne soit impliqué dans un processus de fusion. Toutefois, très peu de galaxies de faible masse dont le temps de refroidissement excédait l'âge de l'Univers ont été « ramenées à la vie » par un enrichissement en métaux. Peu importe l'angle d'ouverture choisi, le dépouillement et l'enrichissement par les vents galactiques ont tous deux lieu. Une fois sur deux, un pic frappé par un vent galactique anisotrope sera dépouillé de ses baryons.

Le nombre de halos formés dans la simulation Monte Carlo a été comparé avec le nombre de halos de l'approximation de Press-Schechter et avec le nombre de halos formés dans la simulation à N corps. Alors que les résultats de l'approximation de Press-Schechter et ceux de la simulation à N corps concordent, la méthode Monte Carlo sous-estime le nombre de halos formés à presque tous les décalages vers le rouge. Ces résultats sont attribuables aux simplifications de la méthode Monte Carlo et au modèle d'effondrement sphérique. Toutefois, la simplicité de ce modèle nous a permis de vérifier notre modèle de vents et l'influence de ceux-ci sur le milieu intergalactique.

En parcourant la direction de moindre résistance, les vents galactiques anisotropes s'éloignent plus rapidement des régions de haute densité, où se forment les galaxies, pour se diriger vers les vides. Par conséquent, le nombre de pics frappés par ces vents diminue avec l'augmentation de leur anisotropie. Cette diminution du nombre de pics frappés entraîne une diminution du nombre de pics dépouillés, ce qui a pour conséquence qu'un plus grand nombre de galaxies se forment. S'ils sont suffisamment anisotropes ($\alpha < 100^\circ$), les vents galactiques traversent les vides et atteignent la prochaine structure cosmologique. Les vents frappent alors des pics de densité appartenant à cette structure, qu'ils dépouilleront de leurs baryons ou enrichiront en métaux.

Les vents galactiques anisotropes, en parcourant la direction de moindre résistance, canalisent plus facilement la matière dans les régions de faible densité. Ils enrichissent le volume des régions les moins denses de l'Univers environ 10% plus efficacement que les

vents isotropes et 40% plus efficacement pour les régions en-dessous de $\rho/\bar{\rho} = 0.1$. Par conséquent, les vents galactiques anisotropes diminuent l'enrichissement des régions de haute densité.

Le modèle de vents élaboré pour PMG est innovateur si l'on considère que les vents anisotropes sont bipolaires et qu'ils suivent la direction de moindre résistance. La simplicité de ce modèle permet de comparer les résultats obtenus pour différents angles d'ouverture aux résultats obtenus pour les vents isotropes ($\alpha = 180^\circ$). Elle permet également de combiner notre modèle de vents avec une méthode analytique de type Monte Carlo ou avec une méthode numérique à N corps. J'ai participé à la création de ce modèle de vents, notamment en créant plusieurs codes qui ont contribué à la formation des structures du modèle analytique Monte Carlo, à la détermination de la direction de moindre résistance parcourue par les vents et à la vérification de l'exactitude de la méthode Monte Carlo. J'ai également participé aux discussions relatives à chacune des étapes de l'élaboration du modèle de vents et de la méthode Monte Carlo pour PMG. Une autre étape est en cours, où seront combinés notre modèle de vents et une simulation à N corps (Martel, Pinsonneault, Pieri, & Grenon 2007) afin de comparer les résultats de ce nouveau modèle à ceux obtenus avec la méthode Monte Carlo (PMG).

Bibliographie

- Adelberger, K. L., Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., Erb, D. K., & Reddy, N. A. 2005, *ApJ*, 629, 636
- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Shapley, A. E., & Pettini, M. 2003, *ApJ*, 584, 45
- Aguirre, A., Hernquist, L., Schaye, J., Katz, N., Weinberg, D. H., & Gardner, J. 2001, *ApJ*, 561, 521
- Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Page, L., Spergel, D. N., Tucker, G. S., Wollack, E., Wright, E. L., Barnes, C., Greason, M. R., Hill, R. S., Komatsu, E., Nolta, M. R., Odegard, N., Peiris, H. V., Verde, L., & Weiland, J. L. 2003, *ApJS*, 148, 1
- Bertone, S., Stoehr, F., & White, S. D. M. 2005, *MNRAS*, 359, 1201
- Bland, J., & Tully, B. 1988, *Nature*, 334, 43
- Bond, J. R., Cole, S., Efstathiou, G., & Kaiser, N. 1991, *ApJ*, 379, 440
- Brook, C. B., Gibson, B. K., Martel, H., & Kawata, D. 2005, *ApJ*, 630, 298
- Bruhweiler, F. C., Gull, T. R., Kafatos, M., & Sofia, S. 1980, *ApJ*, 238, L27
- Carignan, C., Beaulieu, S., Côté, S., Demers, S., & Mateo, M. 1998, *AJ*, 116, 1690
- Choudhury, T. R., & Ferrara, A. 2005, *MNRAS*, 361, 577
- Cox, D. P., & Smith, B. W. 1974, *ApJ*, 189, L105
- Davis, M., Efstathiou, G., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1985, *ApJ*, 292, 371
- Eke, V. R., Cole, S., & Frenk, C. S. 1996, *MNRAS*, 282, 263
- Fabbiano, G., Heckman, T., & Keel, W. C. 1990, *ApJ*, 355, 442
- Fortin, A. 2001, Analyse numérique pour ingénieurs (Presses internationales : polytechnique, Inc, 2001, 2nd ed.)

- Hockney, R. W., & Eastwood, J. W. 1981, *Computer Simulation Using Particles* (Computer Simulation Using Particles, New York : McGraw-Hill, 1981)
- Hui, L., & Gnedin, N. Y. 1997, *MNRAS*, 292, 27
- Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 2004, *ApJ*, 602, 200
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Lacey, C., & Cole, S. 1993, *MNRAS*, 262, 627
- . 1994, *MNRAS*, 271, 676
- Leitherer, C., & Heckman, T. M. 1995, *ApJS*, 96, 9
- Leitherer, C., Robert, C., & Drissen, L. 1992, *ApJ*, 401, 596
- Mac Low, M.-M., & Ferrara, A. 1999, *ApJ*, 513, 142
- Madau, P., Ferrara, A., & Rees, M. J. 2001, *ApJ*, 555, 92
- Martel, H. 1991, *ApJ*, 377, 7
- . 2005, ArXiv Astrophysics e-prints, (astro-ph/0506540)
- Martel, H., Pinsonneault, S., Pieri, M. M., & Grenon, C. 2007, en préparation
- Martel, H., & Shapiro, P. R. 2001a, dans AIP Conf. Proc. 586 : 20th Texas Symposium on relativistic astrophysics, ed. J. C. Wheeler & H. Martel, 265
- Martel, H., & Shapiro, P. R. 2001b, dans Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, ed. J. Cantó & L. F. Rodríguez, 101–108
- McCray, R., & Kafatos, M. 1987, *ApJ*, 317, 190
- McCray, R., & Snow, Jr., T. P. 1979, *ARA&A*, 17, 213
- McKee, C. F., & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- Mori, M., Ferrara, A., & Madau, P. 2002, *ApJ*, 571, 40
- Nagataki, S., & Sato, K. 1998, *ApJ*, 504, 629
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493
- Oppenheimer, B. D., & Davé, R. 2006, *MNRAS*, 1268
- Ostriker, J. P., & McKee, C. F. 1988, *Reviews of Modern Physics*, 60, 1

- Owen, J. M., Villumsen, J. V., Shapiro, P. R., & Martel, H. 1998, *ApJS*, 116, 155
- Padmanabhan, T. 2002, *Theoretical Astrophysics, Volume III : Galaxies and Cosmology* (Theoretical Astrophysics, by T. Padmanabhan, pp. 638. ISBN 0521562422. Cambridge, UK : Cambridge University Press, October 2002.)
- Page, L., Hinshaw, G., Komatsu, E., Nolta, M. R., Spergel, D. N., Bennett, C. L., Barnes, C., Bean, R., Dore', O., Halpern, M., Hill, R. S., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Peiris, H. V., Tucker, G. S., Verde, L., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Peacock, J. A. 1999, *Cosmological Physics* (Cosmological Physics, by John A. Peacock, pp. 704. ISBN 052141072X. Cambridge, UK : Cambridge University Press, January 1999.)
- Pieri, M. M., & Haehnelt, M. G. 2004, *MNRAS*, 347, 985
- Pieri, M. M., Martel, H., & Grenon, C. 2007, *ApJ*, 658, 36
- Pieri, M. M., Schaye, J., & Aguirre, A. 2006, *ApJ*, 638, 45
- Press, W. H., & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* (Cambridge : University Press, 1992, 2nd ed.)
- Scannapieco, E., & Broadhurst, T. 2001, *ApJ*, 549, 28
- Scannapieco, E., Ferrara, A., & Broadhurst, T. 2000, *ApJ*, 536, L11
- Scannapieco, E., Ferrara, A., & Madau, P. 2002, *ApJ*, 574, 590
- Scannapieco, E., Thacker, R. J., & Davis, M. 2001, *ApJ*, 557, 605
- Schaye, J., Aguirre, A., Kim, T.-S., Theuns, T., Rauch, M., & Sargent, W. L. W. 2003, *ApJ*, 596, 768
- Schaye, J., Theuns, T., Rauch, M., Efstathiou, G., & Sargent, W. L. W. 2000, *MNRAS*, 318, 817
- Shapiro, P. R., Martel, H., Villumsen, J. V., & Owen, J. M. 1996, *ApJS*, 103, 269
- Sheth, R. K., & Tormen, G. 1999, *MNRAS*, 308, 119
- Shopbell, P. L., & Bland-Hawthorn, J. 1998, *ApJ*, 493, 129
- Somerville, R. S. 1997, thèse de doctorat (University of California)

- Songaila, A. 2006, *AJ*, 131, 24
- Springel, V., & Hernquist, L. 2003, *MNRAS*, 339, 312
- Strickland, D. K., Heckman, T. M., Weaver, K. A., & Dahlem, M. 2000, *AJ*, 120, 2965
- Sutherland, R. S., & Dopita, M. A. 1993, *ApJS*, 88, 253
- Tegmark, M., Silk, J., & Evrard, A. 1993, *ApJ*, 417, 54
- Theuns, T., Mo, H. J., & Schaye, J. 2001, *MNRAS*, 321, 450
- Theuns, T., Schaye, J., Zaroubi, S., Kim, T.-S., Tzanavaris, P., & Carswell, B. 2002a, *ApJ*, 567, L103
- Theuns, T., Viel, M., Kay, S., Schaye, J., Carswell, R. F., & Tzanavaris, P. 2002b, *ApJ*, 578, L5
- Tomisaka, K., Habe, A., & Ikeuchi, S. 1980, *Progress of Theoretical Physics*, 64, 1587
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 2005, *ARA&A*, 43, 769
- Veilleux, S., & Rupke, D. S. 2002, *ApJ*, 565, L63
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377
- White, S. D. M., & Frenk, C. S. 1991, *ApJ*, 379, 52

Annexe A

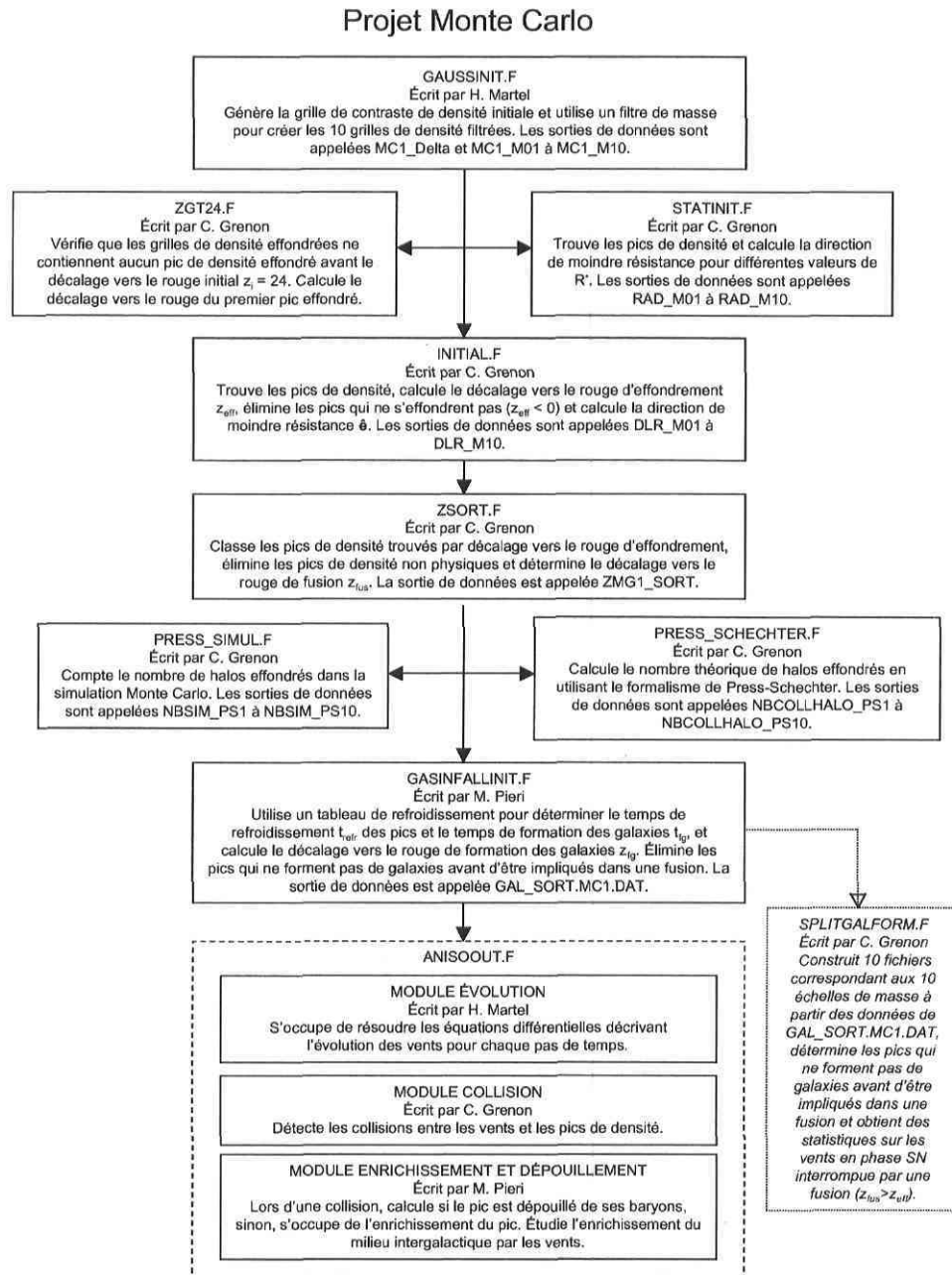


Figure A.1 – Organigramme des codes utilisés pour le projet Monte Carlo